Suche nach Standardmodell-Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{W}^{*}\mathbf{W} \rightarrow \mu\, \nu_{\mu}\, \mathbf{j}\, \mathbf{j}$ beim DØ-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt der
Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

von

Alexander Grohsjean

München, den 1. September 2005

1. Gutachter:	Prof. Dr. Otmar Biebel
2. Gutachter:	Prof. Dr. Gerhard Buchalla

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Suche nach Standardmodell-Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj$ und im Zerfallskanal $WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu jjjj$ aus $p\bar{p}$-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,96\,\text{TeV}$. Die verwendeten Daten weisen eine integrierte Luminosität von 363 pb^{-1} auf und wurden mit dem DØ-Experiment während des so genannten *Run II* am Tevatron-Beschleuniger aufgezeichnet. Hierbei liegt der Schwerpunkt der Suche auf niedrigen Higgs-Massen nahe der oberen Ausschlussgrenze von 114,4 GeV. Da sich in diesem Massenbereich die Kinematik der Higgs-Ereignisse und die Kinematik der Untergrundereignisse mit einem reellen, leptonisch zerfallenden W-Boson deutlich unterscheiden, kann eine gute Separation erzielt werden. Nimmt man an, dass alle Untergründe, die kein solches W-Boson enthalten, vernachlässigt werden können, so lassen sich für eine Higgs-Masse von 120 GeV und einen angenommenen Gesamtfehler von 10% auf die Anzahl der Untergrundereignisse Obergrenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt von

$$\sigma(p\bar{p} \to H) \cdot BR(H \to W^*W) = 21 \text{ pb}$$

und

$$\sigma(p\bar{p} \to WH) \cdot BR(H \to W^*W) = 14 \text{ pb}$$

mit 95%igem C.L. berechnen. Die hier entwickelte Analyse kann ohne weiteres auf den bis zum Jahr 2009 aufgezeichneten vollen Datensatz skaliert werden, so dass die erwartete Obergrenze noch verbessert werden kann.

Abstract

This thesis describes a search for the Standard Model Higgs boson in the $H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj$ and $WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu jjjj$ channel in $p\bar{p}$ collisions at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 1.96\,\text{TeV}$ using 363 pb^{-1} of data recorded with the DØ-Experiment during Tevatron Run II. The search focuses on low Higgs masses close to the upper exclusion limit of 114.4 GeV. In this mass range $H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj$ decays have a distinct kinematic signature which allows a separation from background events containing an on-shell $W \to \mu\nu_\mu$ decay. With an event selection based on these kinematic properties, sensitivities for the Higgs production cross-section at 95% C.L. of

$$\sigma(p\bar{p} \to H) \cdot BR(H \to W^*W) = 21 \text{ pb}$$

and

$$\sigma(p\bar{p} \to WH) \cdot BR(H \to W^*W) = 14 \text{ pb}$$

are obtained for a Higgs mass of 120 GeV and an assumed total error of 10% on the number of background events. For this results it is assumed that background from events without an on-shell $W \to \mu\nu_\mu$ decay can be neglected. The analysis developed can be scaled to to higher luminosities up to the full data set to be taken until 2009 at the Tevatron collider, so that the upper limit presented can be improved.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Higgs-Bosonen im Rahmen des Standardmodells **3**

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik 3

2.2 Eichtheorien und Higgs-Mechanismus 5

2.2.1 Die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetriegruppe der elektroschwachen Theorie . . 5

2.2.2 Der Higgs-Mechanismus im Rahmen der elektroschwachen Theorie . . . 6

2.3 Die Masse des Higgs-Bosons 7

2.4 Higgs-Produktion und Zerfall an Hadron-Beschleunigern 9

2.5 Untergrundprozesse 11

3 Der Tevatron-Beschleuniger und das DØ-Experiment **13**

3.1 Der Tevatron-Beschleuniger 13

3.2 Der DØ-Detektor 14

3.2.1 Das Spursystem 15

3.2.2 Das Kalorimeter 16

3.2.3 Das Myonsystem 17

3.2.4 Der Luminositätsmonitor 19

3.2.5 Der DØ-Trigger 19

3.3 Ereignisrekonstruktion 21

3.3.1 Myonen 21

3.3.2 Jets 21

3.3.3 Fehlender Transversalimpuls $\not{p}_T$ 23

3.4 Ereignissimulation 24

4 Suche nach Higgs-Bosonen im Zerfallskanal H → $W^*W \to \mu\nu_\mu$jj 26

4.1 Daten und Monte-Carlo-Ereignismengen . . . 26

4.2 Vorselektion . . . 27

4.2.1 Topologische Vorselektion . . . 27

4.2.2 Erweiterte Vorselektion . . . 28

4.2.3 QCD-Likelihood . . . 34

4.2.4 Effizienz der Vorselektion . . . 43

4.3 Kinematische Rekonstruktion . . . 45

4.4 Likelihood-Selektion . . . 51

4.5 Anwendung der Analyse auf Higgs-Bosonen mit einer Masse von 115 und 125 GeV 63

4.6 Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt H → W^*W für verschiedene Higgs-Massen . . . 67

5 Suche nach Higgs-Bosonen im Zerfallskanal WH → $WW^*W \to \mu\nu_\mu$jjjj 70

5.1 Vorselektion . . . 70

5.1.1 Topologische Vorselektion und deren Erweiterung . . . 70

5.1.2 QCD-Likelihood . . . 72

5.1.3 Effizienz der Vorselektion . . . 82

5.2 Kinematische Rekonstruktion . . . 83

5.3 Likelihood-Selektion . . . 84

5.4 Anwendung der Analyse auf Higgs-Bosonen mit einer Masse von 115 und 125 GeV 96

5.5 Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt WH → WW^*W für verschiedene Higgs-Massen . . . 99

6 Zusammenfassung und Ausblick 101

A Transferfunktionen 105

B Berechnung einer oberen Grenze für den Wirkungsquerschnitt 106

Literaturverzeichnis 109

1 Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung durch eine renormierbare Eichfeldtheorie mit vier Austauschbosonen, welche Photon, W^+-, W^-- und Z^0-Boson genannt werden. Die Massen der Fermionen und schwachen Eichbosonen folgen durch eine spontane Symmetriebrechung. Das Photon bleibt masselos, und ein zusätzliches, spinloses Teilchen tritt auf: das Higgs-Boson.
Trotz der beeindruckenden Erfolge des Standardmodells konnte das Higgs-Boson als Konsequenz der Symmetriebrechung bisher experimentell nicht nachgewiesen werden. Somit ist die Suche nach ihm und ein fundamentaler Test der elektroschwachen Theorie eines der wesentlichen Ziele der Experimente an gegenwärtigen und zukünftigen Beschleunigern. Da die Higgs-Masse proportional zur Selbstkopplungskonstante ist, kann ihr Wert durch die Theorie nicht vorhergesagt werden. Die Forderung nach Unitarität bei höheren Energien für den Prozess $f^+f^- \rightarrow W^+W^-$, wobei f hier ein Fermion bezeichnet, setzt im Rahmen des Standardmodells für die Masse des Higgs-Bosons eine Obergrenze von rund 1 TeV[1]. Der Massenbereich unter 114,4 GeV konnte bereits durch LEP-Experimente[2] mit 95%igem C.L.[3] ausgeschlossen werden. Berechnungen unter Verwendung von Schleifenkorrekturen reduzieren die obere Grenze weiter auf etwa 290 GeV.
Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Suche nach Higgs-Bosonen im Massenbereich nahe der LEP-Ausschlussgrenze. Hierzu werden am DØ-Experiment, einem der beiden Experimente am Tevatron-Beschleuniger des Fermilab, Proton-Antiproton($p\bar{p}$)-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1{,}96\,\mathrm{TeV}$ studiert. Bisher wurden die Kanäle $H \rightarrow W^*W \rightarrow l\nu_l l'\nu_{l'}$ sowie $WH \rightarrow l\nu_l b\bar{b}$ und $ZH \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l b\bar{b}$ betrachtet, wobei l für ein Myon oder Elektron steht und das mit W^* bezeichnete Boson je nach angenommener Higgs-Masse nicht auf seiner Massenschale liegt. In dieser Analyse werden zwei hierzu komplementäre Zerfallskanäle untersucht, $H \rightarrow W^*W \rightarrow \mu\nu_\mu jj$ und $WH \rightarrow WW^*W \rightarrow \mu\nu_\mu jjjj$, wobei das Symbol j einen Jet bezeichnet, der aus den Quarks bzw. Antiquarks des hadronischen W-Zerfalls entsteht.
Die betrachteten Zerfallskanäle werden bei der Suche vor allem durch die Produktion von Ereignissen mit einem leptonisch zerfallenden W-Boson und zusätzlichen Jets überlagert. Da das leptonisch zerfallende W-Boson in Signalereignissen aber im betrachten Massenbereich nur in der Hälfte aller Fälle auf seiner Massenschale liegt, weisen die Signalereignisse gegenüber dem dominanten Untergrund eine andere kinematische Signatur auf, was eine signifikante Separation

[1] In der vorliegenden Arbeit werden alle Größen im Heavyside-Lorentz-Einheitensystem angegeben. Mit $\hbar = c = 1$ haben daher sowohl Energie als auch Masse und Impuls die Einheiten einer Energie.

[2] LEP (*Large Electron Positron Collider*): e^-e^+-Beschleuniger am CERN (*Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*) bis zum Jahr 2000 mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 209 GeV.

[3] *Confidence Level*: Vertrauensintervall. Eine genaue Definition des Begriffes findet sich in Anhang B.

ermöglicht.
Das zweite Kapitel der vorliegenden Arbeit gibt einen Überblick über die Teilchen und Wechselwirkungen des Standardmodells sowie eine kurze Einführung in den Higgs-Mechanismus und die Eigenschaften des Higgs-Bosons. Ein Schwerpunkt liegt hierbei auf der Produktion und dem Zerfall von Higgs-Bosonen am Tevatron-Beschleuniger. Zusätzlich werden die Untergrundprozesse mit ähnlicher Signatur im Detektor charakterisiert. Kapitel 3 beginnt mit der Beschreibung des Tevatron-Beschleunigers und des DØ-Experiments. Im Anschluss daran werden die Rekonstruktion von Ereignissen und die Monte-Carlo-Simulation der Ereignismengen diskutiert. Kapitel 4 und 5 der vorliegenden Arbeit beschreiben die eigentliche Suche nach Higgs-Bosonen. In Kapitel 4 wird hierbei der Kanal $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow W^*W$ zu Grunde gelegt, während für die in Kapitel 5 betrachteten Higgs-Bosonen angenommen wird, dass diese mit einem zusätzlichen W-Boson produziert wurden, d.h. im Kanal $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WW^*W$. Im Anschluss an die jeweilige Selektion wird eine obere Ausschlussgrenze mit 95%igem C.L. auf den entsprechenden Wirkungsquerschnitt berechnet. Das letzte Kapitel fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf mögliche Verbesserungen und notwendige Schritte zum weiteren Vorgehen.

2 Higgs-Bosonen im Rahmen des Standardmodells

Nach einem kurzen Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik zu Beginn des vorliegenden Kapitels folgen die Beschreibung des Higgs-Mechanismus und dessen Anwendung auf die elektroschwache Theorie. Im Anschluss daran werden Eigenschaften des Higgs-Bosons wie etwa seine Masse, die davon abhängigen Produktionswirkungsquerschnitte und das massenabhangige Verzweigungsverhältnis verschiedener Zerfallskanäle dargestellt. Das Kapitel endet mit einer Charakterisierung der Untergrundprozesse gleicher Signatur in Proton-Antiproton-Kollisionen.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der starken und elektroschwachen Theorie beschreibt die heute bekannten Elementarteilchen sowie ihre Wechselwirkungen untereinander und bildet damit die Grundlage der modernen Hochenergiephysik.
Die gesamte Materie setzt sich hiernach aus zwölf Arten von Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen zusammen. Diese so genannten Fermionen, die in Tabelle 2.1 dargestellt sind, werden weiter in Leptonen und Quarks unterteilt, welche jeweils drei verschiedenen Generationen zugeordnet werden.
Im Gegensatz zu den Quarks, die allen vier fundamentalen Wechselwirkungen unterliegen, d.h. der starken, der elektromagnetischen und der schwachen Kraft sowie der Gravitation, wechselwirken Leptonen nicht stark. Die Tabelle zeigt in jeder Generation links- und rechtshändige Eigenzustände des schwachen Isospins. Die linkshändigen Fermionen bilden hierbei Dubletts, die rechtshändigen Singuletts. Da die Neutrinos im Rahmen dieser Analyse als masselos angenommen werden[1], sind in Tabelle 2.1 nur die linkshändigen Neutrinos dargestellt. Anschaulich bedeutet rechts(links)händig, dass Spin und Impuls des Teilchens im relativistischen Limit (anti)parallel ausgerichtet sind. Die Konvention besteht darin, die Quark-Eigenzustände mit positivem Eigenwert I_3 als die Masseneigenzuständen zu identifizieren. Im Falle der massiven Quarks sind die Eigenzustände mit negativem Eigenwert eine Mischung der Masseneigenzustände und daher mit einem Strich gekennzeichnet. Wegen der verschwindenden Neutrinomasse mischen die Leptonen nicht.
Zu jedem der zwölf Teilchen des Standardmodells gibt es ein Antiteilchen, welches bis auf entgegengesetzte, additive Quantenzahlen, wie etwa elektrische und schwache Ladung, identische

[1] Nachdem Neutrinooszillationen beobachtet wurden, ist diese Annahme nur näherungsweise erfüllt, für die Betrachtungen in dieser Arbeit aber ohne weitere Bedeutung.

Eigenschaften aufweist.
Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden mit Ausnahme der Gravitation durch zwölf verschiedene Arten von Spin-1-Teilchen, die so genannten Eichbosonen, beschrieben. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über ihre wichtigsten Eigenschaften. Das Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, W^+-, W^-- und Z^0-Boson sind die Austauschteilchen der schwachen Kraft. 1967 gelang es Glashow, Weinberg und Salam die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer einzigen Theorie zu vereinheitlichen.
Die starke Wechselwirkung wird von acht masselosen Gluonen übertragen, die an die Farbladung der Fermionen koppeln. Hierbei ist die Farbe/Antifarbe ein zusätzlicher ladungsartiger Freiheitsgrad, der mit rot/antirot, grün/antigrün oder blau/antiblau bezeichnet wird. Da die Gluonen selbst Farbe und Antifarbe tragen, können sie auch untereinander wechselwirken. Für sehr kleine Abstände bzw. große Impulsüberträge verschwindet die energieabhängige Kopplungskonstante α_s fast ganz, Quarks und Gluonen können dann als frei betrachtet werden (asymptotische Freiheit). Mit wachsendem Abstand nimmt α_s so stark zu, dass Quarks nur in dynamisch gebundenen und nach außen farbneutralen Systemen auftreten können (Confinement). Diese werden als Hadronen bezeichnet.
Die durch das hypothetische Graviton vermittelte Gravitation ist im Standardmodell nicht beschrieben und kann wegen ihrer im Vergleich zu den übrigen Kräften nur geringen Stärke im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden.
Eine ausführliche Darstellung des Standardmodells findet man bei Halzen/Martin [1] und Perkins [2].

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Q	I_3
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	-1	0
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$
	u_R	c_R	t_R	+2/3	0
	d_R	s_R	b_R	-1/3	0

Tabelle 2.1: Die Fermionen des Standardmodells: Elektron (e), Myon (μ), Tau (τ) und dazugehörige Neutrinos (ν) sowie Up-, Down-, Charme-, Strange-, Top- und Bottom-Quark. Ebenfalls dargestellt sind die elektrische Ladung Q und die dritte Komponente des schwachen Isospins I_3. Eine detaillierte Erklärung des Isospins findet sich in Kapitel 2.2.1

Wechselwirkung	elektromagnetisch	schwach		stark
Ursache	elektrische Ladung	schwache Ladung		Farbladung
Eichboson	Photon	$W^{\pm}$	Z^0	8 Gluonen
Masse [GeV]	0	80,2	91,2	0
Spin-Parität	1^-	1^-	1^+	1^-

Tabelle 2.2: Fundamentale Wechselwirkungen und die dazugehörigen Eichbosonen des Standardmodells [2].

2.2 Eichtheorien und Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell der Teilchenphysik beruht auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz, d.h. die Existenz von Eichbosonen folgt aus dem Vorhandensein lokaler Symmetrien. Die so vorhergesagten Eichbosonen sind masselos. Tatsächlich aber zeigen die schwachen Eichbosonen nicht verschwindende Massen. Diese können ebenso wie die Massen der Fermionen im Rahmen des Higgs-Mechanismus erklärt werden. Im Folgenden wird daher kurz das Eichprinzip für den Fall der elektroschwachen Theorie dargestellt. Im Anschluss daran findet sich eine Beschreibung des Higgs-Mechanismus.

2.2.1 Die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetriegruppe der elektroschwachen Theorie

Die elektroschwache Theorie wird mathematisch durch die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$-Gruppe charakterisiert. Seien $\alpha^a(x)$ und $\beta(x)$ differenzierbare Funktionen und $I_a = \frac{1}{2}\,\sigma_a$ und $Y = 2\,(Q\text{-}I_3)$ die Generatoren der Gruppe, wobei σ_a die so genannten Pauli-Matrizen sind, so lassen sich die Eichtransformationen im Raum des schwachen Isospins I und der Hyperladung Y als

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\,\alpha^a(x)\,\frac{\sigma^a}{2}}\,e^{i\,\beta(x)\,\frac{Y}{2}}\,\Psi(x) \tag{2.1}$$

schreiben. Aus der Forderung nach Invarianz der Lagrange-Gleichung unter diesen Transformationen folgen die kovarianten Ableitungen zu

$$D_\mu = \partial_\mu - i\,g\,W_\mu^a\,\frac{\sigma^a}{2} - i\,g'\,B_\mu\,\frac{Y}{2}, \tag{2.2}$$

wobei g und g' die elektroschwachen Kopplungskonstanten bezeichnen und W_μ^a und B_μ die Eichbosonen der Symmetriegruppe darstellen. Mit den Feldstärketensoren der Eichfelder des schwachen Isospins und der Hyperladung

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu\,B_\nu - \partial_\nu\,B_\mu \qquad \text{und} \tag{2.3}$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu\,W_\nu^a - \partial_\nu\,W_\mu^a - g\,\varepsilon^{abc}\,W_\mu^b\,W_\nu^c \tag{2.4}$$

erhält man schließlich die eichinvariante Lagrange-Dichte der Glashow-Weinberg-Salam-Theorie (GSW)

$$\mathcal{L}_{GSW} = \sum_{f=1} \bar{\Psi}_f(x)\, \gamma^\mu\, D_\mu \Psi_f(x) \;-\; \frac{1}{4}\, B_{\mu\nu}(x)\, B^{\mu\nu}(x) \;-\; \frac{1}{4}\, W^a_{\mu\nu}(x)\, W^{a,\mu\nu}(x) \tag{2.5}$$

und damit eine Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung der Fermionen. Bis zu diesem Zeitpunkt sind alle Fermionen und schwachen Eichbosonen masselos, was der experimentellen Beobachtung widerspricht. Erst im Rahmen des Higgs-Mechanismus kann dieser Widerspruch aufgelöst werden. Eine detailliertere Darstellung des Eichprinzips findet man bei Halzen/Martin [1] und Peskin/Schroeder [3].

2.2.2 Der Higgs-Mechanismus im Rahmen der elektroschwachen Theorie

Um das beobachtete Teilchenspektrum samt Massen zu erklären, reicht die Forderung nach Eichinvarianz alleine nicht aus. Erst durch das spontane Brechen der Symmetrie im Grundzustand können die schwachen Eichbosonen eine nicht verschwindende Masse erhalten, ohne dass die Eichinvarianz dabei verletzt wird. Hierzu führt man im Falle der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$-Symmetrie ein komplexes, skalares Dublettfeld

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \;+\; i\,\phi_2(x) \\ \phi_3(x) \;+\; i\,\phi_4(x) \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

des Isospins ein, dessen Potential durch

$$V(\phi) \;=\; \mu^2 \phi^\dagger \phi \;+\; \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \tag{2.7}$$

beschrieben wird. Eine anschauliche Darstellung des Potentials findet sich in Abbildung 2.1, wobei Abbildung (a) die Form des Potentials für $\lambda > 0$ und $\mu^2 > 0$ zeigt und (b) für $\lambda > 0$ und $\mu^2 < 0$.

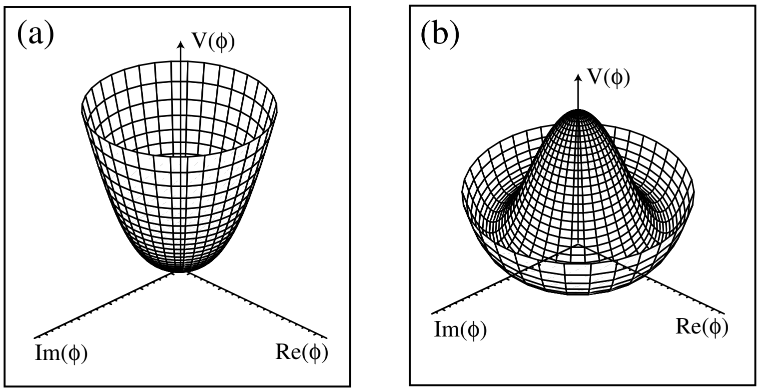


Abbildung 2.1: Higgs-Potential für $\lambda > 0$ und $\mu^2 > 0$ (a) und für $\lambda > 0$ und $\mu^2 < 0$ (b).

Schreibt man den Vakuumerwartungswert des skalaren Feldes der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$-Symmetrie für $\lambda > 0$ und $\mu^2 < 0$ als

$$< \phi > = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad , \tag{2.8}$$

wobei $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ ist, so bleibt der Vakuumerwartungswert unter einer Eichtransformation gemäß Gleichung 2.1 nur für $\alpha^1 = \alpha^2 = 0$, $\alpha^3 = \beta$ und eine Hyperladung $Y = 1$ des skalaren Feldes ϕ invariant. Die Theorie enthält damit genau ein masseloses Eichboson, das dieser speziellen Kombination der Generatoren entspricht, und drei massive Eichbosonen.
Die Massenterme der Eichbosonen werden sichtbar, wenn man die kinetische Energie $\frac{1}{2}(D_\mu\phi)^2$ des Vakuumerwartungswertes $< \phi >$ berechnet. Mit

$$D_\mu = \partial_\mu \,-\, i\, g\, W_\mu^a \,\frac{\sigma^a}{2} \,-i\, \frac{g'}{2}\, B_\mu \tag{2.9}$$

folgen die relevanten Terme zu

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{4}\left[g^2\,(W_\mu^1)^2 \,+\, g^2\,(W_\mu^2)^2 \,+\, (-g\,W_\mu^3 \,+\, g'\,B_\mu)^2\right] \quad . \tag{2.10}$$

Somit enthält die kinetische Energie vier Felder $W^\pm$ und Z^0 sowie ein zu Z^0 senkrechtes Feld A. Es gilt:

$$\begin{array}{rll} W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \,\mp\, \imath\, W_\mu^2) & \text{mit Masse} & m_W = g\,\frac{v}{2} \\ Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2 \,+\, g'^2}}(g\,W_\mu^3 \,-\, g'\,B_\mu) & \text{mit Masse} & m_Z = \sqrt{g^2 \,+\, g'^2}\,\frac{v}{2} \\ A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 \,+\, g'^2}}(g'\,W_\mu^3 \,-\, g\,B_\mu) & \text{mit Masse} & m_A = 0. \end{array}$$

Diese vier Felder können nun mit den massiven Eichbosonen $\mathrm{W}^\pm$ und Z^0 sowie dem masselosen Photon assoziiert werden. Das gleiche Higgs-Dublett, das zu massiven, schwachen Eichbosonen führt, kann auch dazu verwendet werden, die Massen von Leptonen und Quarks zu erklären. Hierbei entspricht die Masse der Fermionen dem Produkt aus dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Potentials und der Kopplung der Fermionen an das Higgs-Boson. Da der Wert der Kopplung willkürlich ist, sind die Massen der Fermionen nicht vorhersagbar und damit Parameter des Standardmodells. Eine detaillierte Darstellung der Massenerzeugung von Fermionen findet man bei Peskin/Schroeder [3].

2.3 Die Masse des Higgs-Bosons

Da die Masse des Higgs-Bosons proportional zur unbekannten Wurzel seiner Selbstkopplungskonstante λ ist, $\mathrm{m_{Higgs}} = \sqrt{2\lambda}\mathrm{v}$ [2], vermag die Theorie keinerlei Aussagen über deren Wert zu

[2]Die Masse des Higgs-Bosons folgt, wenn man die Entwicklung des Higgs-Feldes ϕ um das Minimum v in die Lagrange-Gleichung des Feldes einsetzt.

machen. Dennoch folgt aus der Forderung nach Unitarität bei höheren Energien für den Prozess $f^+f^- \rightarrow W^+W^-$, wobei f hier ein Fermion bezeichnet, eine obere Grenze von etwa 1 TeV.
Die meisten Parameter des Standardmodells, insbesondere die Masse von W-Boson und Top-Quark, werden durch Korrekturterme höherer Ordnung beeinflusst, so dass präzise Messungen dieser Massen Rückschlüsse auf die Higgs-Masse ermöglichen.
Neben den indirekt ermittelten Grenzen führten aber auch direkte Suchen nach Higgs-Bosonen bei allen vier LEP-Experimenten zu Ausschlussgrenzen. So markiert das gelbe Band in der rechten Graphik in Abbildung 2.2 den bis zu einer Masse von $m_{Higgs} < 114{,}4$ GeV mit 95%igem C.L. ausgeschlossenen Bereich [4].
Die linke Graphik in Abbildung 2.2 zeigt die über elektroschwache Strahlungskorrekturen von LEP-1 und SLD bestimmten W- und Top-Massen (durchgezogene Linie) sowie direkte Messungen von LEP-2 und Tevatron (gestrichelte Linie). Der gelbe Streifen stellt die Beziehung zwischen beiden Massen in Abhängigkeit von der Higgs-Masse dar. Sowohl die direkte als auch die indirekte Messung bevorzugen leichte Higgs-Bosonen in der Nähe der LEP-Ausschlussgrenze. Der mit $\Delta\alpha$ bezeichnete Pfeil markiert die Verschiebung der Relation zwischen W- und Top-Masse, wenn die Kopplungskonstante $\alpha(m_Z^2)$ um eine Standardabweichung variiert wird.
Rechts in Abbildung 2.2 ist die $\Delta\chi^2$-Kurve eines kombinierten Fits aus 20 verschiedenen elektroschwachen Parametern in Abhängigkeit von der Higgs-Masse dargestellt. Das Minimum der Parabel liegt bei einer Masse von $m_{Higgs} = 91^{+58}_{-39}$GeV, was im 95%igem C.L. zu einer oberen Grenze von etwa 290 GeV führt. Die gefittete Masse ist stark mit der Messung der W- und Top-Masse korreliert.

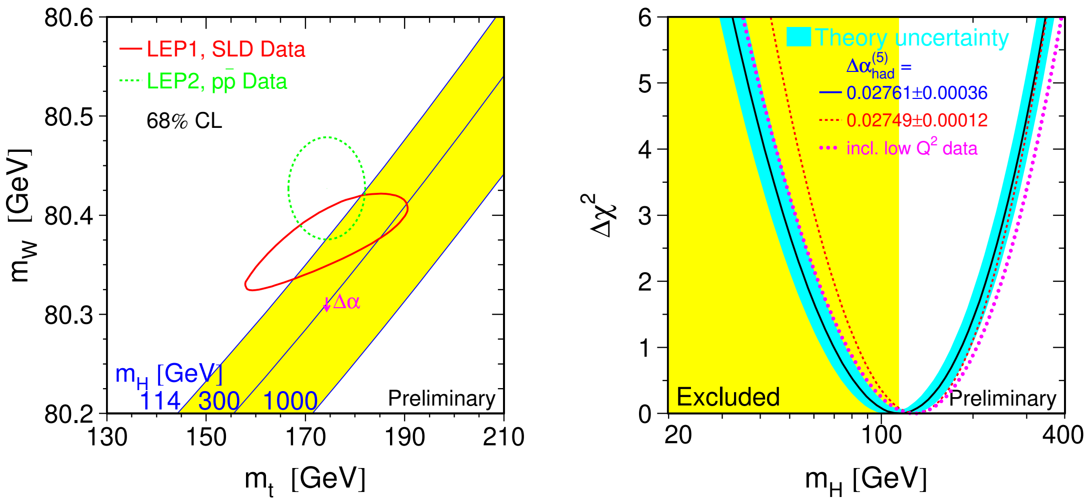


Abbildung 2.2: Links: Konturkurven mit 68%igem C.L. in der Ebene von den Massen von Top-Quark und W-Boson. Rechts: $\Delta\chi^2$-Kurve eines kombinierten Fits aus 20 verschiedenen elektroschwachen Parametern in Abhängigkeit von der Higgs-Masse[5]. Der gelb markierte Ausschlußbereich folgt aus direkten Suchen bei den LEP-Experimenten.

2.4 Higgs-Produktion und Zerfall an Hadron-Beschleunigern

Da in dem hier betrachteten Szenario der elektroschwachen Symmetriebrechung die Kopplung des Higgs-Bosons an Fermionen und Eichbosonen proportional zu deren Masse ist, sind die dominanten Produktions- und Zerfallskanäle durch eine Kopplung an $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen sowie Leptonen und Quarks der dritten Generation charakterisiert.
Wie in Abbildung 2.3(a) dargestellt, werden die Higgs-Bosonen vor allem über Gluon-Gluon-Fusion mit geschlossenener Top-Quark-Schleife produziert. Die beiden Kanäle $WH \rightarrow l\nu_l b\bar{b}$ und $ZH \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l b\bar{b}$ sind besonders interessant, um nach leichten Higgs-Teilchen zu suchen, die in $b\bar{b}$-Paare zerfallen und auf Grund des leptonischen W/Z-Zerfalls gut von direkter $b\bar{b}$-Produktion zu unterscheiden sind.
Schwache Fusion von Vektorbosonen und assoziierte Produktion mit $t\bar{t}$-Quarkpaaren spielen am Tevatron-Beschleuniger nur eine untergeordnete Rolle, werden aber später für höherenergetische Beschleuniger wie etwa LHC wichtig.

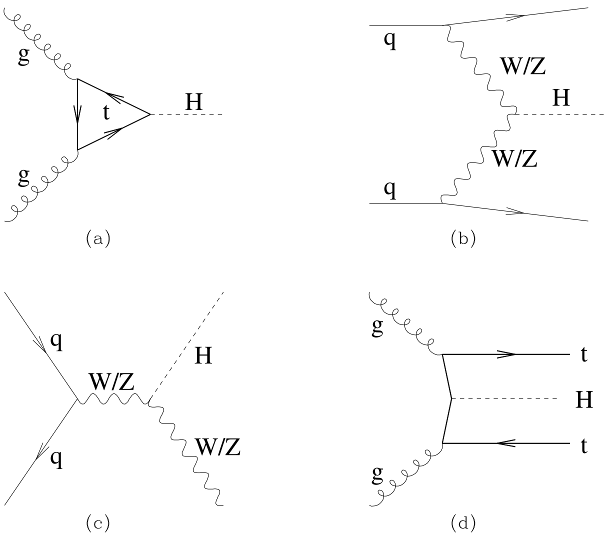


Abbildung 2.3: Dominante Produktionsmechanismen an Hadron-Collidern: (a) Gluon-Gluon-Fusion, (b) Fusion von Vektorbosonen, (c) assoziierte Produktion mit W- und Z-Bosonen bzw. (d) $t\bar{t}$-Paaren [13].

Abbildung 2.4 zeigt Wirkungsquerschnitte für die Higgs-Produktion in $p\bar{p}$-Kollisionen als Funktion der Masse für eine angenommene Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2$ TeV, was ungefähr der Schwerpunktsenergie des Tevatron-Beschleunigers entspricht. Insgesamt überspannt der Wirkungsquerschnitt einen Bereich von 2,5-0,0001 pb.
In einem Massenbereich von 115 bis 200 GeV beträgt der Wirkungsquerschnitt des dominanten Produktionsprozesses der Gluon-Gluon-Fusion 1,0-0,1 pb. Der Wirkungsquerschnitt für assoziierte Produktion aus Quark-Antiquark-Annihilation liegt zwischen 0,2 und 0,06 pb.
Die Verzweigungsverhältnisse der dominanten Zerfälle des Standardmodell-Higgs-Bosons als Funktion der Masse sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Für eine Masse unterhalb von etwa 130 GeV zerfallen Higgs-Teilchen vor allem in $b\bar{b}$-Paare, oberhalb dieser Masse hauptsächlich in zwei W-Bosonen, wobei eines der beiden virtuell sein kann. Der entsprechende Zerfall in ZZ^*-Paare ist

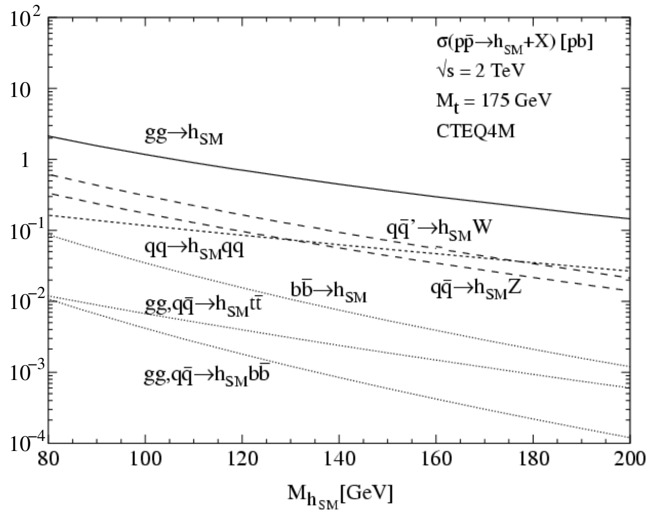


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitte für verschiedene Arten der Higgs-Produktion in Einheiten von pb am Tevatron-Beschleuniger als Funktion der Higgs-Masse [13].

zwar einer der favorisierten Kanäle am zukünftigen LHC, für den Tevatron-Beschleuniger aber wegen der kleineren integrierten Luminosität und dem niedrigen Wirkungsquerschnitt nur von geringer Bedeutung.

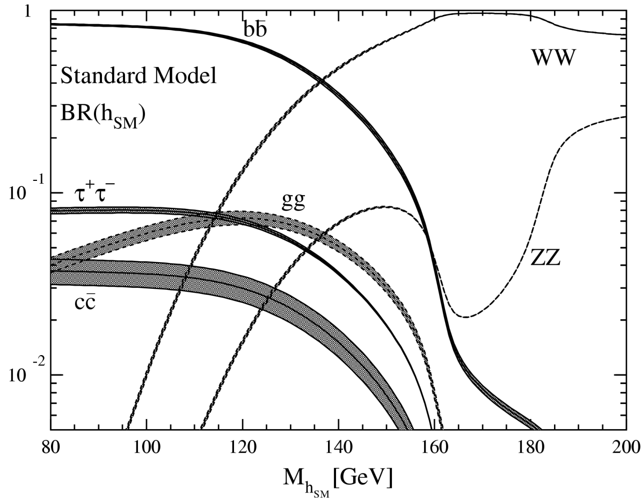


Abbildung 2.5: Verzeigungsverhältnisse für verschiedene Zerfälle des Standardmodell-Higgs-Bosons als Funktion seiner Masse [15].

Die hier vorliegende Analyse betrachtet sowohl Higgs-Bosonen aus direkter Gluon-Gluon-Fusion als auch Higgs-Bosonen aus assoziierter Produktion. Es wird der Fall untersucht, in dem das Higgs-Boson in zwei W-Bosonen zerfällt, wobei eines der beiden wiederum myonisch, d.h. in

ein Myon und ein Myon-Neutrino, und das andere hadronisch, d.h. in zwei Quarks, zerfällt. Die beiden Quarks werden nach der Hadronisation als Jets rekonstruiert. Das zusätzliche W-Boson der assoziierten Produktion wird ebenfalls als hadronisch zerfallend angenommen, so dass Signalereignisse durch die zusätzlichen Jets besser von Untergrundereignissen separiert werden können und das Verzweigungsverhältnis des Kanals nicht zu klein ist. Durch den hohen Transversalimpuls des Myons und den fehlenden Transversalimpuls im Ereignis[3] ergibt sich eine deutliche Ereignissignatur im Detektor und damit eine Reduktion des QCD-Untergrundes[4]. Das hadronisch zerfallende W-Boson bietet durch den gemessenen Viererimpuls der Jets zusätzlich die Möglichkeit, den Impuls des Neutrinos unter Einführung einer Massenbedingung für das Higgs-Boson zu rekonstruieren. Ferner ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall der beiden W-Bosonen in zwei Leptonen und zwei Quarks einen Faktor 12 größer als das des rein leptonischen Zerfalls. Der betrachte Zerfallskanal ist komplementär zum Zerfallskanal WH $\rightarrow \mu\nu_\mu b\bar{b}$, in dem das leptonisch zerfallende W-Boson reell ist, und die Separation durch die zusätzlichen b-Jets und die höheren Jetenergien erfolgt.
Zusammenfassend sind in Tabelle 2.3 die Wirkungsquerschnitte $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H)$ und $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH)$ sowie das Verzweigungsverhältnis $BR(H \rightarrow W^*W)$ für die später betrachteten Higgs-Massen von 115, 120 und 125 GeV dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte sind in zweiter Ordnung Störungstheorie berechnet, vgl. Klimenko *et al.* [6]. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $W \rightarrow jj$ beträgt 0,67 und für $W^*W \rightarrow \mu\nu_\mu jj$ 0,14, siehe auch Conway [7] und Eidelman *et al.* [8].

Higgs-Masse [GeV]	$\sigma(p\bar{p} \rightarrow H)$ [pb]	$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH)$[pb]	$BR(H \rightarrow W^*W)$
115	0,779	0,185	0,080
120	0,688	0,160	0,132
125	0,611	0,138	0,202

Tabelle 2.3: Wirkungsquerschnitte der einfachen und assoziierten Higgs-Produktion $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H)$ und $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH)$ in zweiter Ordnung Störungstheorie und Verzweigungsverhältnis des Higgs-Zerfalls $H \rightarrow W^*W$für Higgs-Massen von 115, 120 und 125 GeV.

2.5 Untergrundprozesse

Wie im vorherigen Abschnitt bereits beschrieben, sind Signalereignisse im Detektor durch zwei energetische Jets sowie ein isoliertes Myon und fehlenden Transversalimpuls charakterisiert. Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Arten von Untergrundprozessen, die eine ähnliche Topologie wie der betrachtete Zerfallskanal $H \rightarrow W^*W \rightarrow \mu\nu_\mu jj$ aufweisen.

[3]Da das Ereignis in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ausbalanciert sein muss, kann der fehlende Transversalimpuls durch die Summe der gemessen Transversalimpulse berechnet werden. Im Idealfall sollte dieser genau dem nicht nachweisbaren Transversalimpuls des Neutrinos entsprechen, da die Transversalimpulse aller übrigen Teilchen des Endzustandes gemessen werden können.

[4]QCD: Quantenchromodynamik. Der Begriff QCD-Untergrund fasst hier alle Ereignisse zusammen, in denen kein myonischer W-Zerfall auftritt und die Jets aus der starken Proton-Antiproton-Wechselwirkung stammen.

Zum einen gibt es Untergrundprozesse mit einem echten $W \rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall oder einem $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau$-Zerfall. Dies sind etwa die beiden Produktionsprozesse von Vektorbosonen WW$\rightarrow \mu\nu_\mu$qq (WW-Untergrund) und WZ$\rightarrow \mu\nu_\mu$qq (WZ-Untergrund). Im Falle der nicht assoziierten Higgs-Produktion treten zusätzlich noch W+jj-Ereignisse und im Falle der assoziierten Higgs-Produktion W+jjjj- oder W+jjj-Ereignisse[5] auf. Ein weiterer Untergrund mit Zerfall eines reellen W-Boson ist der Zerfall von Top-Antitop-Paaren in Beauty-Quark und W-Boson, $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu bq\bar{q}\bar{b}$ und $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow \tau\nu_\tau bq\bar{q}\,\bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau bq\bar{q}\bar{b}$ ($t\bar{t}$-Untergrund). Neben diesen physikalischen Untergrundprozessen gibt es aber auch instrumentellen Untergrund, wie etwa fälschlicherweise identifizierte Myonen oder Myonen, die innerhalb eines nicht nachgewiesenen Jets produziert werden und deshalb isoliert erscheinen.
Analog zu Tabelle 2.3 sind in Tabelle 2.4 der in zweiter Ordnung Störungstheorie berechnete Wirkungsquerschnitt σ und das Produkt aus dem Verzweigungsverhältnis des Gesamtzerfalls und dem Wirkungsquerschnitt für die verschiedenen Untergrundprozesse dargestellt, vgl. Nunnemann [9]. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte σ(W+Jets) wurden nur Jets verwendet, die auf Parton-Niveau mindestens einen Transversalimpuls von 8 GeV aufweisen. Da der in [9] angegebene Wirkungsquerschnitt für W+jjj-Ereignisse nur in erster Ordnung Störungstheorie gilt, wurde dieser Berends-skaliert, d.h. mit einem Faktor $\sigma(W+j)/\sigma(W+jj) \approx 3,1$ multipliziert, vgl. auch *DØ Collaboration* [10]. Die beiden verwendeten Wirkungsquerschnitte in zweiter Ordnung Störungstheorie wurden ebenfalls [9] entnommen. Somit gelten alle Wirkungsquerschnitte bis zur zweiten Ordnung Störungstheorie. Die in der Tabelle angegebenen Verzweigungsverhältnisse beziehen sich auf den direkten myonischen Zerfall. Für Zerfälle mit einem zusätzlichen Tau muss dieser Wert noch mit einem Faktor 0,17 multipliziert werden, siehe Eidelman [8].
Tabelle 2.4 macht deutlich, dass der W+jj-Untergrund bzw. im Falle der assoziierten Higgs-Produktion der W+jjj-Untergrund den Hauptanteil der Untergrundereignisse mit reellem $W \rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall ausmacht. So ist ihr Wirkungsquerschnitt jeweils fast vier Größenordnungen größer als der der Signalereignisse.

Untergrundprozess	σ[pb]	$\sigma \cdot$ BR[pb]
W+jj-Untergrund	2667	282
W+jjj-Untergrund	849	89,7
$t\bar{t}$-Untergrund	7,00	1,01
WW-Untergrund	11,5	1,65
WZ-Untergrund	3,58	0,26

Tabelle 2.4: Wirkungsquerschnitt σ in zweiter Ordnung Störungstheorie sowie das Produkt aus dem Verzweigungsverhältnis des Gesamtzerfalls und dem Wirkungsquerschnitt für die verschiedenen Untergrundprozesse.

[5] Da die Effizienz der Signalereignisse in der assoziierten Higgs-Produktion durch die Forderung nach mindestens vier Jets zu stark reduziert wird, wurde zur Entwicklung der Analyse eine Ereignismenge mit W+jjj-Ereignissen generiert, in denen das W-Boson sowohl direkt als auch indirekt, d.h. über ein Tau, in ein Myon zerfällt.

3 Der Tevatron-Beschleuniger und das DØ-Experiment

Der DØ-Detektor ist eines der beiden am Tevatron-Beschleuniger des Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) betriebenen Experimente. In der ersten Laufzeit des Tevatron von 1991 bis 1996, dem so genannten *Run I* mit einer integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} je Experiment, konnte man zum ersten Mal Top-Antitop-Quarkpaare in Proton-Antiproton-Kollisionen beobachten. Nach mehreren Verbesserungen von Beschleuniger und Experimenten begann 2001 die zweite Periode der Datenaufzeichnung. Für diese wird bis zum Jahre 2009 eine integrierte Luminosität von 4-8 fb^{-1} angestrebt.

3.1 Der Tevatron-Beschleuniger

Der Tevatron-Beschleuniger ist ein Proton-Antiproton-Synchrotron mit einem Umfang von knapp 6 km und bis zur Vollendung des *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN der energiereichste Beschleuniger der Welt. Nach den im Jahre 2001 abgeschlossenen Verbessserungen konnte die Schwerpunktsenergie von 1,8 TeV auf 1,96 TeV erhöht werden. Die bisher höchste instantante Luminosität in *Run II* liegt bei etwa $1{\cdot}10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.
Die in einer gemeinsamen Röhre in entgegengesetzter Richtung beschleunigten Protonen und Antiprotonen sind in je 36 Pakete mit einem zeitlichen Abstand von 396 ns unterteilt und werden durch supraleitende Magnete mit einer Feldstärke von 4,2 Tesla auf einer Kreisbahn gehalten. Abbildung 3.1 zeigt eine Luftaufnahme des Beschleunigerkomplexes am Fermilab. Das Tevatron selbst ist nur der letzte Teil einer Kette von Beschleunigern.
Nachdem zusätzliche Elektronen auf Wasserstoffatome aufgebracht wurden, werden diese H^--Ionen in einem elektrostatischen Cockroft-Walton-Beschleuniger auf 750 keV vorbeschleunigt und in Pakete unterteilt. Im Anschluß daran werden die Pakete durch einen 150 m langen Linearbeschleuniger auf eine Energie von 400 MeV gebracht. Bevor die Wasserstoffionen dann den so genannten *Booster* erreichen, streifen diese beide Elektronen an einer dünnen Folie ab. Der *Booster* ist das erste Synchrotron in der Folge von Beschleunigern und hat einen Umfang von 475 m. Er bringt die Protonen in 0,033 Sekunden auf eine Energie von 8 GeV.
Von hier aus gelangen die Protonen in ein zweites Synchrotron mit einem Umfang von 3 km, den *Main Injector*. Dieser beschleunigt Protonen und Antiprotonen von 8 auf 150 GeV und erzeugt alle 1,5 Sekunden ein 16 μs dickes Protonpaket mit $5 \cdot 10^{12}$ Teilchen.

Um nun aus den Protonen Antiprotonen zu erzeugen, werden diese auf ein 8 cm langes Nickel-Target gelenkt. Nachdem die entstandenen Teilchen durch eine Linse fokussiert wurden, werden alle unerwünschten Bestandteile mit einem nicht den Antiprotonen entsprechenden Verhältnis von Ladung zu Masse durch einen gepulsten Dipolmagneten herausgefiltert. Bevor die Antiprotonen dann den *Main Injector* und von dort aus das Tevatron erreichen, werden diese zusammengeführt, stochastisch gekühlt und in dem so genannten *Accumulator* gespeichert.
Der Tevatron-Ring beschleunigt in einem letzten Schritt Protonen und Antiprotonen von 150 auf 980 GeV und bringt beide Strahlen an den Stellen von CDF- und DØ-Detektor zur Kollision.

Abbildung 3.1: Luftaufnahme des Beschleunigerkomplexes. Das Bild zeigt Straßen und Versorgungssysteme oberhalb von Tevatron (rechts) und *Main Injector* (links) [17].

3.2 Der DØ-Detektor

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Seitenansicht des DØ-Detektors. Mit einer Raumwinkelabdeckung von nahezu 4π erlaubt er eine Messung fast aller an $p\bar{p}$-Beschleunigern auftreten Reaktionsprodukte und ihrer Eigenschaften sowie die Rekonstruktion von Sekundärvertices. Die Identifizierung verschiedenster Teilchen erfolgt hierbei über mehrere zylindersymmetrisch um den Mittelpunkt angebrachte Subdetektoren, wie Spurkammer, Kalorimeter und Myondetektor. Zusätztlich sind die Enden des Detektors mit Kalorimetern und Myonkammern versehen. Weitere Einheiten umgeben die Strahlachse in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, um Phänomene bei kleinen Winkeln zu studieren. Eine detaillierte Beschreibung aller Detektorkomponenten findet sich im Bericht der *DØ Collaboration* [16].
Das kartesische Koordinatensystem des DØ-Detektors ist so festgelegt, dass sein Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt liegt. Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Tevatron-Rings, die y-Achse nach oben und die z-Achse in Richtung der Strahlachse. Der Polarwinkel θ wird im

Folgenden meist durch die Pseudorapidität η charakterisiert. Es gilt

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

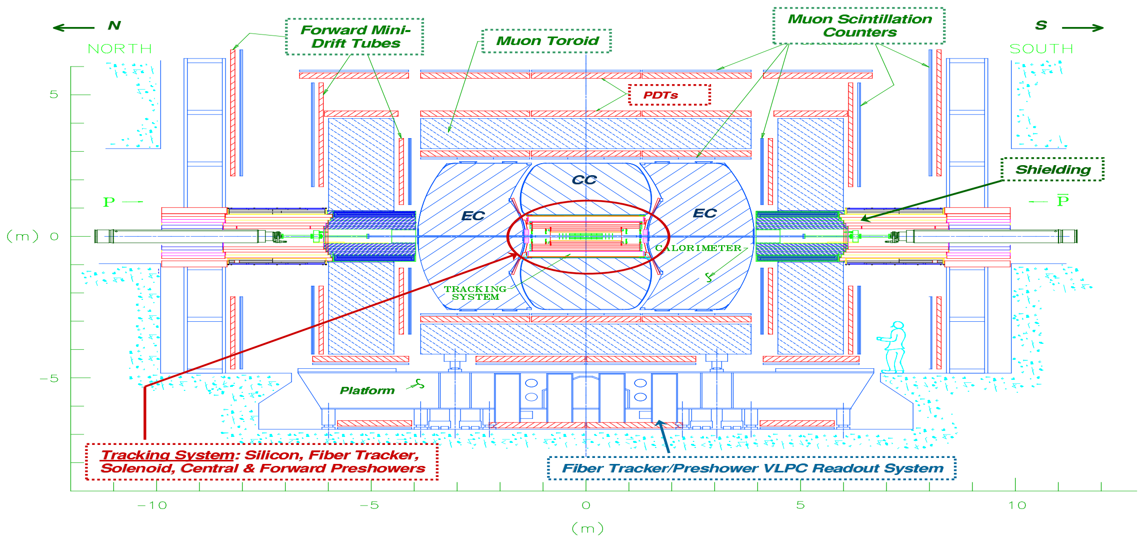


Abbildung 3.2: Schematischer Querschnitt des DØ-Detektors [17].

3.2.1 Das Spursystem

Das Spursystem des DØ-Detektors besteht im Inneren aus einem Siliziumdetektor (SMT) und außen aus szintillierenden Fasern (CFT). Beide sind in einen 2,8 m langen, 2 Tesla supraleitenden Magneten mit einem Radius von 60 cm eingebettet.
Aufgabe der Spurkammer ist es, die Spuren geladener Teilchen in einem Rapiditätsbereich von $-3 < \eta < 3$ zu vermessen, den Impuls geladener Teilchen im Magnetfeld zu bestimmen, Elektronen und Photonen durch eine nachgewiesene Spur zu unterscheiden, Sekundärvertices zur Identifizierung von b-Quarks zu detektieren, sowie Elektronen und Myonen auf Level 1 zu triggern, vgl. Kapitel 3.2.5. Nach Fiedler *et al.* [18] gilt für die Impulsauflösung des gesamten Spursystems bei $|\eta| < 1{,}2$

$$\Delta p_T/p_T = 0{,}00276 \cdot p_T \,.$$

Silicon Micro-strip Tracker (SMT)

Der Vertexdetektor besteht aus sechs zylindrischen Segmenten, die sich jeweils aus vier doppellagigen Siliziumdetektoren zusammensetzen und einen Bereich von $|\eta| < 1{,}7$ abdecken. Um Spuren mit einer Pseudorapidität $|\eta| < 3$ zu detektieren gibt es zusätzlich 16 Silizium-Disks senkrecht zur Strahlachse. Mit etwa 800000 Auslesekanälen liegt die Auflösung zur Bestimmung der Position von Primär- und Sekundärvertices bei knapp 50 μm.

***Central Fibre Tracker* (CFT)**

Der *Central Fibre Tracker* umgibt den Siliziumvertexdetektor in acht zylindrischen Lagen parallel zur Strahlachse mit einem radialen Abstand von 20 bis 51 cm und besteht aus etwa 74000 0,8 mm dicken, szintillierenden Fasern. Zum Auslesen des Szintillationslichts sind die Fasern optisch mit einem Photomultiplier verbunden.
Um zusätzliche Informationen über die Koordinate entlang der Strahlachse zu erhalten, wird jede zweite Doppellage durch zwei weitere, um 3° gekippte Lagen ergänzt. Der CFT hat eine geometrische Akzeptanz von bis zu $|\eta| \approx 1{,}6$ und eine räumliche Auflösung von 100 μm.

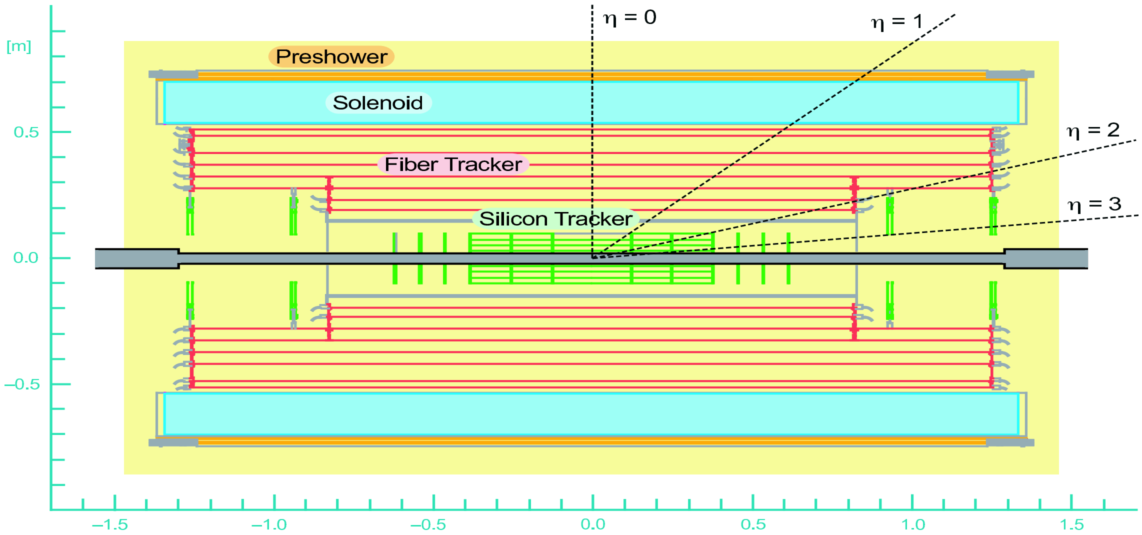


Abbildung 3.3: Schematische Seitenansicht des Spursystems [17].

3.2.2 Das Kalorimeter

Das Spursystem des DØ-Detektors wird von einem etwa 2,5 m langen Kalorimeter umgeben, welches einen radialen Bereich von knapp 1,5 m abdeckt. Als Nachweismaterial dient flüssiges Argon. Dazwischen liegende Uranschichten werden als Absorber verwendet. Um ein Verdampfen des Argons zu verhindern, sind das Zentralkalorimeter und die beiden Endkappen in Kryostaten eingebettet. Zur Vermessung der Energie von Jets, die die Kryostat-Region überspannen, sind zwischen diesen zusätzliche Interkryostat-Detektoren aus szintillierendem Material angebracht.
Das in Abbildung 3.4 gezeigte zentrale Kalorimeter wird aus vier elektromagnetischen, drei fein-hadronischen und einer grob-hadronischen Lage gebildet. Demhingegen bestehen die Endkappen aus vier elektromagnetischen Schichten und drei konzentrischen Zylindern zum Nachweis hadronischer Schauer.
Das gesamte Kalorimeter ist in so genannte pseudoprojektive Türme unterteilt. Die Granularität

dieser Zellstruktur liegt bei etwa 0,1×0,1 in η und ϕ. Durchqueren Elektronen, Photonen oder Hadronen das Kalorimeter, so wechselwirken diese mit den Uranlagen des Detektors. Die dabei entstehenden Teilchenschauer ionisieren die dazwischen liegenden Schichten aus flüssigem Argon und geben somit Auskunft über die Energie und Richtung der Teilchen. Aus den gemessenen Größen wird zusätzlich der fehlende Transversalimpuls im Ereignis bestimmt. Die relative Energieauflösung der Jets beträgt $0,8/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

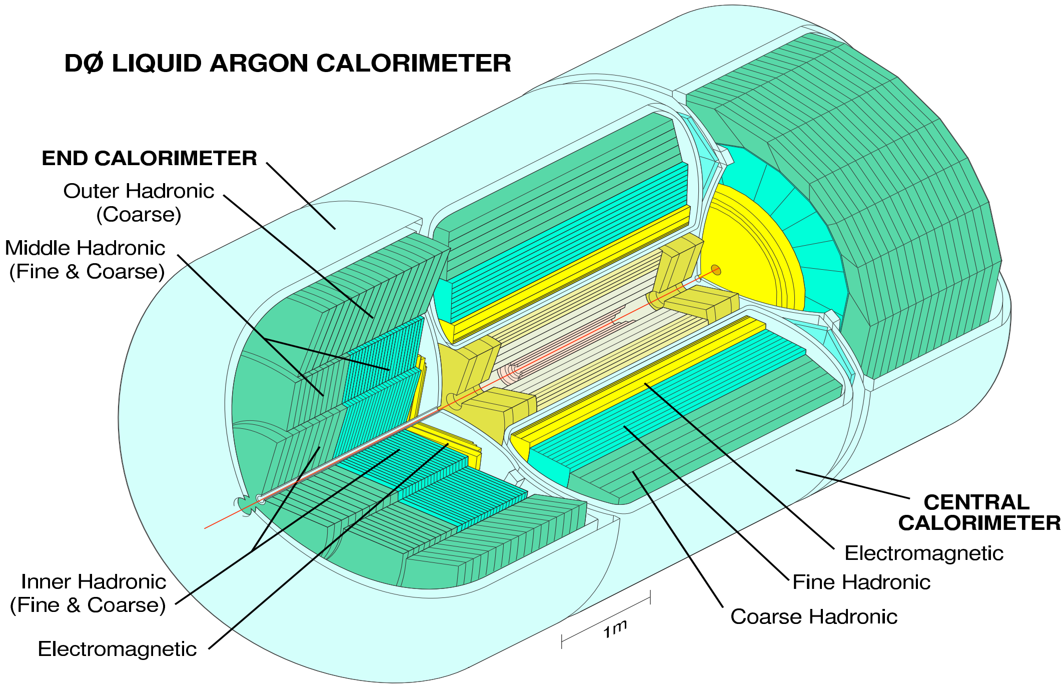


Abbildung 3.4: Dreidimensionale Ansicht des Kalorimeters [17].

3.2.3 Das Myonsystem

Da Myonen als Leptonen nicht stark wechselwirken und wegen ihrer im Vergleich zu Elektronen großen Masse kaum Energie im Kalorimeter abgeben, können diese im so genannten Myonsystem getrennt detektiert werden. Neben ihrem Nachweis ermöglicht der Toroidmagnet des Myonsystems eine zusätzliche Messung des Myonimpulses.

Das Myonsystem umschließt alle übrigen Detektorkomponenten und besteht aus dem zentralen Myondetektor und den Endkappen-Myondetektoren. Abbildung 3.2 zeigt das Myonsystem innerhalb des DØ-Detektors, Abbildung 3.5 einen Querschnitt der Endkappen.

Die relative Impulsauflösung des Systems liegt für niederenergetische Myonen durch Vielfachstreuung bei etwa 0,1, für Myonen mit einem Transversalimpuls von 50 GeV bei knapp 0,5. Die Impulsauflösung des Myonsystems ist somit deutlich schlechter als die des Spursystems.

Der zentrale Myondetektor

Der zentrale Myondetektor setzt sich aus drei Teilen zusammen. Der innere Teil, Lage A, befindet sich zwischen dem Kryostaten des Zentralkalorimeters und dem 2 Tesla starken Toroidmagneten des Myonsystems. Im Gegensatz zu den Lagen B und C außerhalb des Toroiden besteht der innere Teil oberhalb und seitlich des Detektors aus vier Lagen Driftröhren. Unterhalb des Detektors verfügen alle Lagen über nur drei Driftröhren. Die Auflösung der Röhren beträgt etwa 1 mm. Zusätzlich zu den Driftröhren sind Szintillatoren an der oberen und unteren Seite des zentralen Myondetektors angebracht. Diese so genannten *Cosmic Caps* helfen, kosmische Myonen zu identifizieren. Die für *Run II* zusätzlich installierten $A\phi$-Zähler werden zum Triggern der Myonen, vgl. Abschnitt 3.2.5, und Identifizieren kosmischer Myonen verwendet.

Die Endkappen-Myondetektoren

Die Endkappen-Detektoren sind aus den in Abbildung 3.6 dargestellten Mini-Driftkammern und Pixelszintillatoren aufgebaut. Analog zum zentralen Myondetektor liegt die innere Lage, Lage A, innerhalb des Toroiden, dessen magnetische Flussdichte knapp 1,9 Tesla beträgt. Die innere Lage setzt sich aus vier Ebenen mit jeweils über 2400 Mini-Driftkammern zusammen. Die Lagen B und C liegen außerhalb des Magnetfeldes und verfügen über drei Decks pro Lage. Im Gegensatz zu den Decks der inneren Lage sind diese etwas größer und mit mehr Mini-Driftkammern versehen. Die Auflösung der Driftlänge liegt bei knapp 0,7 mm.
Zusätzlich zu den Driftkammern ist jede der drei Lagen mit einem *Pixel Array* von Szintillationszählern versehen. Diese triggern die Myonen, ermöglichen eine Positionsmessung entlang der Driftdrähte und identifizieren kosmische Myonen.

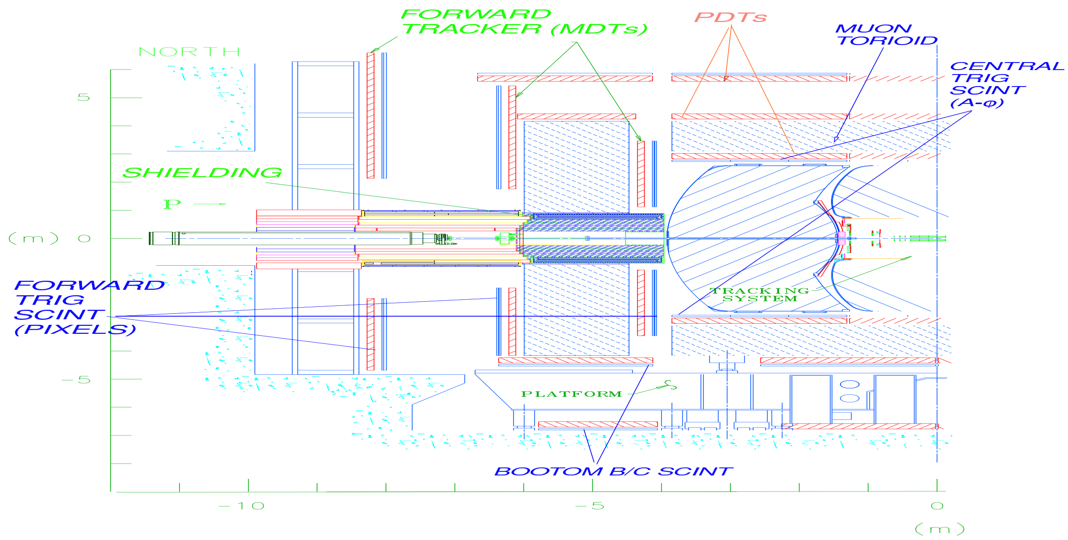


Abbildung 3.5: Schematische Seitenansicht der Endkappen des DØ-Myonsystems [17].

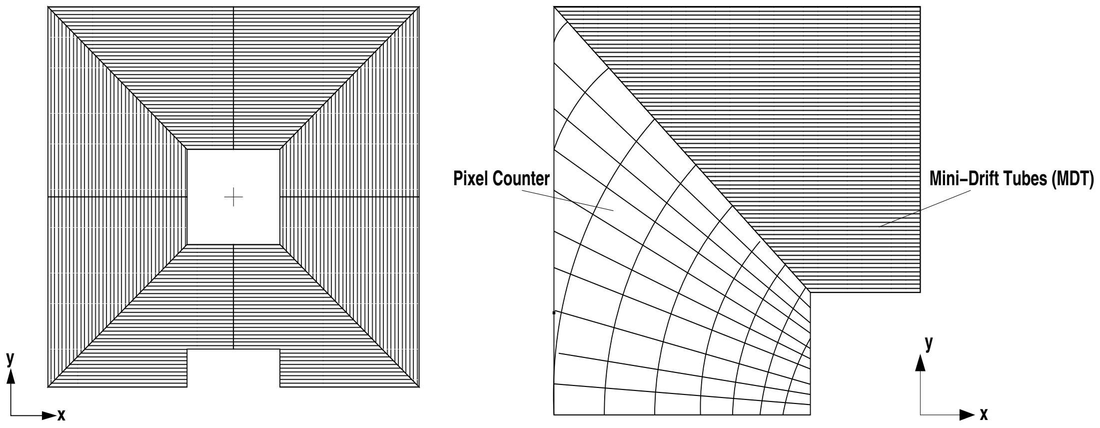


Abbildung 3.6: Schematische Abbildung eines Decks mit Mini-Driftkammern (links) und Darstellung eines *Pixel Array* von Szintillationszählern auf einem Quadranten (rechts) [17].

3.2.4 Der Luminositätsmonitor

Die vom Tevatron-Beschleuniger gelieferte Luminosität wird durch zwei Hodoskope aus Szintillatoren gemessen, die auf die Endkappen der Kalorimeterkryostaten in einem Bereich von $2,7 < |\eta| < 4,4$ montiert sind. Hierzu müssen die Überreste von Proton und Antiproton innerhalb einer Koinzidenzzeit von 9 ns detektiert werden. Zusätzlich erlaubt die Messung der Zeitdifferenz, mit der zwei Sekundärteilchen vom Wechselwirkungspunkt kommend registriert werden, eine genaue Bestimmung des Primärvertex. Es gilt

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{eff}(p\bar{p})} \frac{dN}{dt},$$

wobei $\sigma_{eff}(p\bar{p}) = \varepsilon_{LM} \cdot A \cdot \sigma(p\bar{p})$, ε_{LM} die aus der Messung der Kalorimeterenergie hinter dem Luminositätsdetektor gewonnene Effizienz des Detektors und A die aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmte Detektorakzeptanz sind. Der inelastische $p\bar{p}$-Wirkungsquerschnitt $\sigma(p\bar{p})$ folgt aus anderen Experimenten zu 60,7±2,4 mb [19]. Nach Casey *et al.* [20] beträgt der Gesamtfehler der integrierten Luminosität 6,5%.

3.2.5 Der DØ-Trigger

Da jedes Ereignis eine reine Datengröße von 250 kB hat und pro Sekunde etwa $2{,}5 \cdot 10^6$ Kollisionen stattfinden, muss die Zahl der Ereignisse sowohl aus physikalischen als auch finanziellen und technischen Gründen durch verschiedene Triggerbedingungen reduziert werden. Abbildung 3.7 gibt einen Überblick über das Triggersystem. Eine detaillierte Beschreibung des Triggers bietet der Bericht der *DØ Collaboration* [16].

Level-1-Trigger (L1)

Der Level-1-Trigger ist ein Hardware- und Firmwaresystem, das die Eingangsrate von 2,5 MHz auf 2 kHz reduziert. Er besteht aus dem *L1 Trigger Framework* und verschiedenen Subsystemen, die direkt mit den einzelnen Detektorkomponenten verbunden sind. Im Detail sind das der L1-Myontrigger, der L1-Spurtrigger und der L1-Kalorimetertrigger für Elektronen, Photonen und Jets.

Level-2-Trigger (L2)

Der Level-2-Trigger ist der erste Trigger, der das ganze Ereignis bewertet. Analog zum L1-Trigger gibt es zu den einzelnen Subdetektoren gehörende Trigger, die ihre Entscheidung sowohl anhand von Firmware- als auch von Softwareinformationen treffen. Die Informationen, die von Myon-, Elektron-, Jet- und Spursystem kommen, werden von einem zentralen System kombiniert und reduzieren innerhalb von 100 μs die Ereignisrate um einen Faktor zwei auf etwa 0,8-1,0 kHz.

Level-3-Trigger (L3)

Der Level-3-Trigger ist ein reines Softwareprogramm, welches die Ereignisrate auf ungefähr 50 Hz reduziert und eine vereinfachte Version der offline verwendeten Rekonstruktionssoftware darstellt. Die Software läuft parallel auf 48 Linux-Rechnern und benötigt pro Event etwa 100 ms.

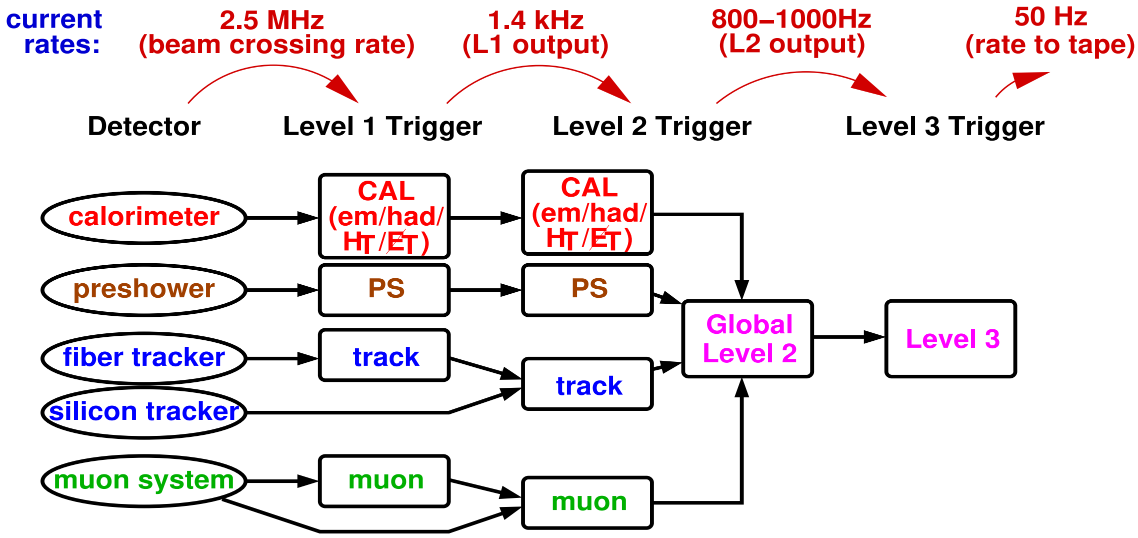


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des DØ-Triggersystems

3.3 Ereignisrekonstruktion

Sowohl die gemessenen Daten als auch die Monte-Carlo-generierten Ereignisse wurden mit der aktuellen DØ-Software rekonstruiert. Der Rekonstruktionsalgorithmus berücksichtigt Korrekturen der Detektorgeometrie und erreicht so eine verbesserte Auflösung. Das folgende Kapitel beschreibt die Identifikation und Rekonstruktion von Myonen und Jets sowie zusätzliche Korrekturen, durch die eine bessere Übereinstimmung von DØ-Daten und simulierten Ereignissen ermöglicht wird.

3.3.1 Myonen

Eine Spur im Spursystem des Detektors wird als Myon bezeichnet, wenn sie mit Signalen im Myonsystem in Bezug gebracht werden kann. Um die Qualität eines Myons zu charakterisieren, teilt man diese in drei verschiedene Kategorien ein: *loose*, *medium* und *tight*.
Ein Myon wird als *tight* bezeichnet, wenn in der Drahtkammer mindestens zwei Treffer in der A- und drei in der BC-Lage vorliegen. Ferner müssen im Szintiallator mindestens ein Treffer in der A- und ein Treffer in der BC-Lage registriert werden und ein konvergierender Fit durch die Treffer in der A- und BC-Lage des Myondetektors möglich sein.
Liegen nur zwei Treffer in der BC-Lage der Drahtkammer vor und ist ein konvergierender Fit nicht möglich, sind aber sonst alle Kriterien eines *tight* Myons erfüllt, so werden Myonen als *medium* bezeichnet.
Myonen der Qualität *loose* müssen die gleichen Kriterien erfüllen, wobei einer der Tests fehlschlagen darf, solange mindestens ein Treffer im Szintillator erfolgt ist. Zusätzlich gilt ein Myon als *loose*, wenn es mindetens einen Treffer in der BC-Lage des Szintillators, zwei Treffer in der BC-Lage der Drahtkammer und eine zur zentralen Spurkammer passende Spur aufweist. Das gleiche gilt für Myonen, die diese Kriterien in den A-Lagen erfüllen.
Zur Rekonstruktion der Myonen wurden die Softwarepakete muo_evt p14-br-05 und muonid p14-br-14 verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der Programme findet man bei der *Muon-ID Group* [12]. Um den Beitrag an kosmischen Myonen zu reduzieren, wird ein Schnitt auf die Auslösezeit der Szintillationszähler in der A- und BC-Lage gemacht. Beide Zeiten müssen in einem Bereich von $-10\,\mathrm{ns} < \mathrm{t}_0 < 10\,\mathrm{ns}$ liegen, wobei die Zähler so kalibriert sind, dass Myonen aus $p\bar{p}$-Kollisionen sie zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ erreichen.

3.3.2 Jets

Definition von Jets

Da Quarks und Gluonen im Endzustand der harten Wechselwirkung nicht farbneutral sind, hadronisieren sie zu Jets. Diese werden anhand von Energiemessungen in den Zellen des Kalorimeters über einen *Cone-Algorithmus* [21] rekonstruiert und mit Spurinformationen verglichen, siehe auch Kapitel 5.1.1. Beim *Cone-Algorithmus* werden alle Teilchen zu einem Jet zusammengefasst, die in einem Konus mit Radius $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0{,}5$ liegen. Dabei müssen die Jets die im Folgenden aufgelisteten Qualitätskriterien erfüllen.

- $N_{90} > 1$
  Hier bezeichnet N_{90} die Anzahl der Türme[1] im Kalorimeter, die mindestens 90% der Jetenergie enthalten.

- $0{,}05 < EMfrac < 0{,}95$
  $EMfrac$ beschreibt den Anteil der Jetenergie, der im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters gemessen wird.

- $CHF < 0{,}4$
  CHF gibt den Anteil der in der grob-hadronischen Lage des Kalorimeters gemessenen Energie wider.

- $HotFraction < 10{,}0$
  Der Begriff $HotFraction$ bezeichnet den Quotienten der Energien des energiereichsten und des zweitenergetischsten Turms eines Jets im Kalorimeter.

- $CHF < 0{,}1$ oder $f\_90 < 0{,}5$,
  wobei $f\_90 = N_{90}/\, n_{itm}$ ist, und n_{itm} die Anzahl der Türme in einem Jet bezeichnet.

- $|\eta| < 2{,}5$
  Der Schnitt sichert eine gut vermessbare Position des Jets im Detektor.

Korrektur der Jetenergie (*Jet Energy Scale*)

Bezeichnet E^{Jet}_{Kal} die Energie des Jets im Kalorimeter und E_{offset} die vom Radius des Jetkonus R, der Pseudorapidität η und der instantanen Luminosität abhängige Korrektur der Jetenergie auf Grund von *Underlying Event*[2], *Pile-Up*[3] und zusätzlichem Untergrund vom Absorbermaterial des Kalorimeters, so gilt für die Energie des Jets auf Hadronniveau

$$E^{Jet}_{Parton} = \frac{E^{Jet}_{Kal} - E_{offset}}{R_{Jet} \cdot F_S} \quad . \tag{3.1}$$

Die *Jet Response* R_{Jet} liefert den größten Beitrag zur Korrektur der Jetenergie und fällt durch tote Bereiche im Kalorimeter kleiner als 1,0 aus. Der zusätzliche Faktor der Schauerkorrektur F_S berücksichtigt Spuren, die durch die Wechselwirkung mit dem Kalorimetermaterial oder durch das Magnetfeld aus dem Konus herausgelenkt werden und damit zur Rekonstruktion der Jetenergie nicht mehr zur Verfügung stehen.
Abbildung 3.8 zeigt die Schauerkorrektur F_S in Daten als Funktion der Jetenergie $E^{Jet} = F_S \cdot E^{Jet}_{Kal}$ und der Pseudorapidität η in der linken Spalte und den dazugehörigen Fehler in der rechten Spalte. Die Skalierung der Jetenergie erfolgte mit dem Softwarepaket jetcorr v05-00-00. Weitere Informationen hierzu findet man bei der *Jet Energy Scale Group* [26].

[1] Die Energiemessungen in den verschiedenen Kalorimetern werden nach gleichem Azimutwinkel ϕ und gleicher Pseudorapidität η in so genannten projektiven Türmen zusammengefasst.
[2] Unter *Underlying Event* versteht man die Summe aller Reaktionsprodukte, die aus der Wechselwirkung der verschiedenen Partonen in Proton und Antiproton entstehen.
[3] Der Begriff *Pile-Up* bezeichnet alle Wechselwirkungen durch zusätzliche Proton-Antiproton-Paare im *Bunch*.

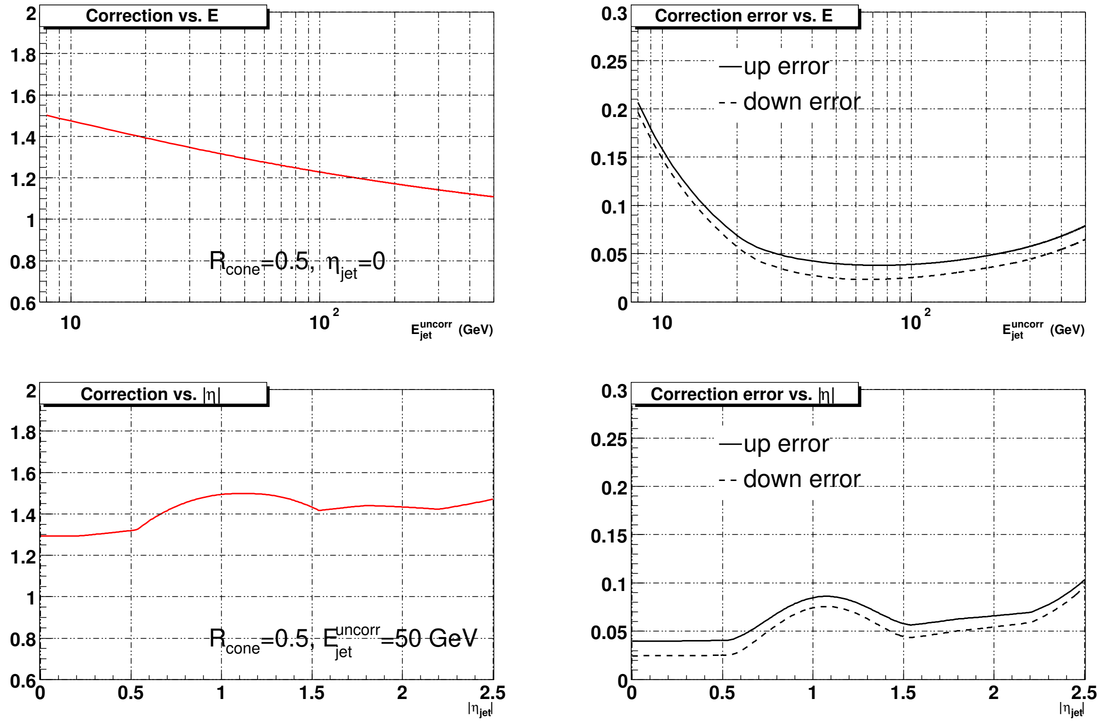


Abbildung 3.8: Links: Korrekturfaktoren der *Jet Energy Scale* für einen Konusradius von $R = 0{,}5$ als Funktion der Jetenergie E_{Kal}^{Jet} (oben) und der Pseudorapidität η (unten). Rechts : dazugehörige Fehler [26].

3.3.3 Fehlender Transversalimpuls $\not{p}_T$

Die Berechnung des fehlenden Transversalimpulses $\not{p}_T$ erfolgt unter Verwendung aller Kalorimeterzellen, die einen Energiebeitrag im MeV-Bereich aufweisen. Sie berücksichtigt die Energiekorrekturen der Jets, die Energie von Elektronen in Jets und Korrekturen des Myons. Die grobhadronische Lage des Kalorimeters wird zur Berechnung des fehlenden Transversalimpulses nicht verwendet, da sie durch zusätzlichen Untergrund die Auflösung des fehlenden Transversalimpulses verschlechtert.

Da der Energieverlust des Myons im Kalorimeter unabhängig von seinem Impuls immer rund 2 GeV beträgt, muss der fehlende Transversalimpuls so korrigiert werden, dass der transversale Impuls des Myons, der in der Spurkammer vermessen wurde, abgezogen wird. Danach wird der eigentliche Energieverlust, der durch eine aus Teststrahldaten erhaltene empirische Funktion parametrisiert ist, unter Berücksichtigung des Winkels addiert. Die hierzu verwendeten Myonen weisen mindestens die Qualität *loose* sowie eine vollständig rekonstruierte Spur und drei Treffer in der Siliziumkammer auf. Ferner beträgt ihr Abstand zum Primärvertex maximal 0,15 cm. Zur Bestimmung des fehlenden Transversalimpulses $\not{p}_T$ wurde das Softwarepaket missingET v00-00-06 verwendet. Die Korrektur erfolgte mit d0correct v00-00-06. Weitere Informationen findet man bei der *DØ Collaboration* [27].

3.4 Ereignissimulation

In der Teilchenphysik werden Monte-Carlo-Simulationen dazu verwendet, die im ersten Kapitel beschriebenen Wechselwirkungen zu analysieren. Hierzu werden die Reaktionen der wechselwirkenden Teilchen und ihrer Tochterteilchen unter Beachtung der zu Grunde liegenden Theorie mit einem Zufallszahlengenerator erzeugt. Im Anschluss daran erfolgt die Prozessierung der Ereignisse mit einer Simulation des Detektors, wodurch ein direkter Vergleich mit den tatsächlich gemessenen Daten möglich wird.
Um die in dieser Studie verwendeten Signal- und Untergrundereignisse zu generieren, wurden die beiden Monte-Carlo-Generatoren Pythia und Alpgen verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der beiden findet sich in Sjöstrand [22] und Mangano [23]. Im Mittel wurden zu jedem simulierten Ereignis 0,8 weitere Proton-Antiproton-Kollisionen addiert. Diese so genannten *Minimum Bias Events* berücksichtigen die Tatsache, dass beim Kreuzen der Proton-Antiproton-Strahlen mehr als nur eine Kollision stattfinden kann. Die zusätzlichen Ereignisse müssen daher die Triggerbedingungen nicht mehr erfüllen, ihre Anzahl ist Poisson-verteilt.
Um die Wahrscheinlichkeitsdichte, dass ein Quark oder Gluon mit einem bestimmten Impulsbruchteil im Proton auftritt, zu parametrisieren, wurde die Partondichtefunktion CTEQ5L [24] verwendet. Die generierten Ereignisse wurden mit einer GEANT-Simulation des DØ-Detektors [25] prozessiert und im Anschluss mit der gleichen Rekonstruktions- und Selektionssoftware wie die gemessenen Daten analysiert.
Neben der Anzahl an generierten Ereignissen und dem verwendeten Monte-Carlo-Generator ist in Tabelle 3.1 der Wirkungsquerschnitt in zweiter Ordnung Störungstheorie der einzelnen Prozesse angegeben. Die Monte-Carlo-Ereignismengen des W+jjj-, $t\bar{t}$-, WW- und WZ-Untergrundes enthalten sowohl die Verzweigungsverhältnisse des direkt myonischen Zerfalls als auch die des myonischen Zerfalls eines Taus. Ferner werden hier und im Folgenden alle Prozesse, die sich durch eine reine Ladungskonjugation ergeben, implizit mit eingeschlossen.
Auf Grund des enorm großen Wirkungsquerschnittes weiterer QCD-Prozesse, ist es unmöglich, genügend viele solcher Reaktionen zu simulieren, um den nach strengen Schnitten verbleibenden, winzigen Anteil an QCD-Beiträgen im Detail zu beschreiben. Daher muss dieser aus der Diskrepanz zwischen den gemessenen Daten und den simulierten Verteilungen gewonnen werden.

Prozess	Generator	σ [pb]	Generierte Ereignisse
$H \to W^*W \to \mu\nu_\mu qq$, m=120 GeV	Pythia	0,779	18000
$H \to W^*W \to \mu\nu_\mu qq$, m=115 GeV	Pythia	0,688	19500
$H \to W^*W \to \mu\nu_\mu qq$, m=125 GeV	Pythia	0,611	13500
$WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu qqqq$, m=120 GeV	Pythia	0,185	18000
$WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu qqqq$, m=115 GeV	Pythia	0,160	19500
$WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu qqqq$, m=125 GeV	Pythia	0,138	18500
$(W \to \mu\nu_\mu)$+jj	Alpgen	2667	239750
$(W \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau)$+jj	Alpgen	2667	9500
$(W \to \mu\nu_\mu)$+jjj $(W \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau)$+jjj	Alpgen	849	98520
$t\bar{t} \to WbW\bar{b} \to \mu\nu_\mu bq\bar{q}\bar{b}$ $t\bar{t} \to WbW\bar{b} \to \tau\nu_\tau bq\bar{q}\ \bar{b} \to \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau bq\bar{q}\bar{b}$	Pythia	7,00	10000
$WW \to \mu\nu_\mu qq$ $WW \to \tau\nu_\tau qq \to \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau qq$	Pythia	11,5	23000
$WZ \to \mu\nu_\mu qq$ $WZ \to \tau\nu_\tau qq \to \mu\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\nu_\tau qq$	Pythia	3,58	23000

Tabelle 3.1: Überblick über die in dieser Analyse betrachteten Prozesse, die verwendeten Simulationsprogramme und Wirkungsquerschnitte und die Anzahl der generierten Ereignisse.

4 Suche nach Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $\mathbf{H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj}$

Das vorliegende Kapitel beschreibt eine Suche nach Standardmodell-Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj$. Hierbei liegt der Schwerpunkt der Suche auf kleinen Higgs-Massen nahe der LEP-Ausschlussgrenze von 114,4 GeV. Exemplarisch wurde für die Entwicklung der Analyse mit Monte-Carlo-simulierten Ereignissen eine Higgs-Masse von 120 GeV angenommen. Nach einer kurzen Charakterisierung des analysierten Datensatzes und der simulierten Untergrund- und Signalprozesse folgt eine detaillierte Darstellung der Vorselektion. Da die hier verwendeten Ereignismengen mit Softwareprogrammen der *Top Quark Group* prozessiert wurden, weisen die Ereignisse bereits eine Reihe von topologisch bedingten Schnitten auf. Diese werden im Anschluss vorgestellt. In einem nächsten Schritt folgt die Separation des nicht simulierten QCD-Untergrundes ohne $W \to \mu\nu_\mu$-Zerfall. Da aber nur wenige Größen eine hohe Schnitteffizienz für Signalereignisse aufweisen und diese zur vollständigen Separation nicht ausreichen, wird zusätzlich eine so genannte Likelihood-Diskriminante bestimmt. Diese berechnet sich aus verschiedenen Verteilungen der Higgs-Ereignisse und den aus den Daten gewonnen Verteilungen der nicht simulierten QCD-Prozesse. Im Anschluss daran wird jedes Ereignis unter Berücksichtigung zweier Massenbedingungen sowie der endlichen Auflösung der gemessenen Größen kinematisch rekonstruiert. Das Rekonstruktionsverfahren liefert sowohl eine vollständige Darstellung aller Viererimpulse als auch eine verbesserte Auflösung der Jetenergien. Ferner ermöglicht es eine signifikante Separation von Signal- und Untergrundereignissen. In einem letzten Schritt wird diese durch die Verwendung einer zweiten Likelihood-Diskriminante noch verbessert. Um die Sensitivität der Likelihood-Diskriminante gegenüber den relevanten, d.h. kinematisch rekonstruierbaren Ereignissen, zu erhöhen wird diese erst im Anschluss an die Rekonstruktion berechnet. Vertauscht man die Reihenfolge, so fällt die erzielte akkumulierte Effizienz schlechter aus. Das Kapitel endet mit der Berechnung einer erwarteten Obergrenze auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma(p\bar{p} \to H) \cdot BR(H \to W^*W)$, wobei vorausgesetzt wird, dass Untergrundereignisse ohne $W \to \mu\nu_\mu$-Zerfall vernachlässigt werden können.

4.1 Daten und Monte-Carlo-Ereignismengen

Die zur Suche verwendeten Daten wurden am DØ-Experiment zwischen September 2002 und August 2004 gesammelt und entsprechen einer integrierten Luminosität von 363 pb^{-1}.

Zur Auswahl der Ereignisse wurden die Triggerlisten v8-v13 verwendet. Auf Level 1 des Triggersystems, siehe auch Kapitel 3.2.5, werden ein rekonstruiertes Myon sowie eine unkorrigierte, transversale Jetenergie von 5 bzw. ab Triggerliste v12 3 GeV gefordert. Level 2 des Triggersystems fordert ein Myon und ab Triggerliste v12 auch einen rekonstruierten Jet mit mindestens 10 GeV Transversalenergie. Auf Level 3 des Triggersystems muss ein Jet mit einer Transversalenergie von wenigstens 20 bzw. ab Triggerliste v12 25 GeV vorliegen.
Die aufgezeichneten Daten wurden mit dem Softwarepaket DØ Reco Version p14.03.00/01/02, p14.05.00/02 und p14.06.00/01 rekonstruiert. Die daraus resultierenden physikalischen Objekte, wie Elektronen, Myonen und Jets wurden im Anschluss mit dem Softwareprogramm TopAnalyze in die so genannten *Root Trees* eingefüllt, was detailliert von Klute *et al.* [11] beschrieben wird. Parallel dazu wurden die Daten mittels DØ Correct berichtigt und die Energie-, Impuls- und Spurauflösungen der rekonstruierten Teilchen in den generierten Ereignismengen verschmiert, was zu einer verbesserten Übereinstimmung von Daten und simulierten Ereignissen führt.
In einem letzten Schritt selektierte das Softwareprogramm Top_Tree_LepJets alle Ereignisse mit einer guten Datenqualität und bestimmte für die generierten Ereignisse die Wahrscheinlichkeit, die Bedingungen des Triggersystems zu erfüllen.

4.2 Vorselektion

Vergleicht man die Impuls-, Energie- und Winkelverteilungen von Myonen und Jets in den aufgezeichneten Daten mit den Verteilungen in den generierten Ereignismengen, so wird eine deutliche Diskrepanz sichtbar. Im Folgenden kann diese auf den nicht simulierten QCD-Untergrund ohne $W \to \mu\nu_\mu$-Zerfall zurückgeführt werden. Um den zusätzlichen Untergrund zu separieren, sind einige Selektionsschnitte notwendig. Ein Teil der Anforderungen liegt schon in der Topologie des Ereignisses begründet und wird von den durch das Softwareprogramm Top_Tree_LepJets selektierten Ereignissen bereits erfüllt. Da diese Kriterien alleine jedoch nicht ausreichen, sind weitere Schnitte auf die Qualität der Teilchen sowie die Berechnung einer Likelihood-Diskriminante notwendig. Dies wird im Anschluss an die Darstellung der topologischen Vorselektion beschrieben.

4.2.1 Topologische Vorselektion

Die Topologie des betrachteten Zerfalls $H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj$ wird durch zwei Jets sowie ein isoliertes Myon und fehlenden Transversalimpuls charakterisiert. Im Idealfall ist der fehlende Transversalimpuls allein Konsequenz des nicht nachweisbaren Myonneutrinos.
Um Fehlidentifikationen und Detektorrauschen zu reduzieren, müssen alle selektierten Zerfallsprodukte einen gewissen Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse aufweisen. Da es ferner gilt, Ereignisse zu unterdrücken, in denen Myonen innerhalb eines Jets durch Hadronzerfall entstehen, sollen die Myonen sowohl in der Spurkammer als auch im Kalorimeter isoliert sein.
Zusammenfassend müssen die selektierten Ereignisse die folgenden Bedingungen erfüllen.

- $n_{\text{Jets}} \geq 2$

  Jedes Ereignis muss mindestens zwei Jets aufweisen.

- $p_T^{\text{Jet(1)}} > 10$ GeV

  Der Tranversalimpuls von Jet(1)[1] muss größer als 10 GeV sein.

- $p_T^{\text{Jet(2)}} > 10$ GeV

  Jet(2) muss wenigstens einen Transversalimpuls von 10 GeV haben.

- *medium* Myon

  Das detektierte Myon muss mindestens das Qualitätskriterium *medium* erfüllen.

- $p_T^{\mu} > 15$ GeV

  Das Myon muss einen Transversalimpuls von mindestens 15 GeV aufweisen.

- $\sum\limits_{Spuren}^{\Delta R_\mu < 0,5} p_T < 6$ GeV

  Die Summe über die Transversalimpulse aller Spuren in einem Konus mit $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0,5$ um das Myon darf höchstens 6 GeV betragen.

- $\sum\limits_{Zellen}^{0,1 < \Delta R_\mu < 0,4} E_T < 4$ GeV

  Die Summe über die Transversalenergie in allen Kalorimeterzellen innerhalb eines Konusradius von 0,1 bis 0,4 um das Myon muss kleiner als 4 GeV sein.

- $\not{p}_T > 10$ GeV

  Der fehlende Transversalimpuls muss mindestens 10 GeV betragen.

4.2.2 Erweiterte Vorselektion

Betrachtet man die in Abbildung 4.1 dargestellte Verteilung der rekonstruierten Transversalmasse

$$m_T^{\mathrm{W_{lep}}} = \sqrt{2\, p_T^{\mu}\, \not{p}_T\, \left(1 - \cos(\angle(\mu, \not{p}_T))\right)} \tag{4.1}$$

aus fehlendem Transversalimpuls $\not{p}_T$ und Transversalimpuls des Myons p_T^{μ}, so wird die deutliche Diskrepanz zwischen Daten und generierten Ereignissen sichtbar. Dieser Überschuss kann im vorliegenden Kapitel identifiziert und durch eine Erweiterung der Vorselektion reduziert werden. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den generierten Untergrundereignissen und den überzähligen QCD-Prozessen besteht in der Tatsache, dass letztere kein myonisch zerfallendes W-Boson enthalten. Hier können Myonen durch den semi-leptonischen Zerfall eines Kaons, Pions oder schwerer Quarks entstehen. Da der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse noch deutlich

[1] Die Bezeichnungen Jet(1) und Jet(2) beziehen sich auf den Jet mit höchstem Transversalimpuls und den Jet mit zweithöchstem Transversalimpuls im Ereignis.

größer ist als der Wirkungsquerschnitt für W+jj-Ereignisse, kann es leicht passieren, dass der produzierende Jet in ausreichend vielen Ereignissen nicht nachgewiesen werden kann, wodurch genügend Myonen die Isolationskriterien erfüllen. Zusätzliche QCD-Prozesse entstehen auch durch einfache Multijet-Ereignisse und elektronisches Rauschen in der Myonkammer, was mit fehlidentifizierten Spuren in Übereinstimmung gebracht werden kann.

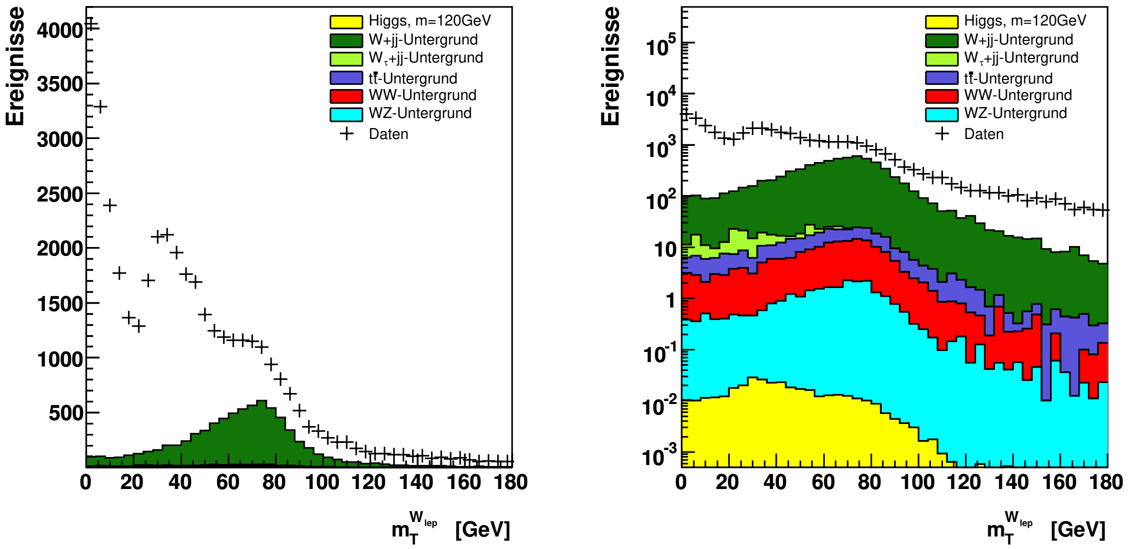


Abbildung 4.1: Aus Myon und fehlendem Transversalimpuls rekonstruierte transversale Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons nach topologischer Vorselektion. Um deutlicher den Unterschied zwischen Daten und Summe der generierten Ereignisse zu sehen, zeigt die linke Abbildung eine lineare Darstellung der Verteilung. Die logarithmische Darstellung rechts hingegen soll die Zusammensetzung des generierten Untergrundes illustrieren und einen Vergleich mit der erwarteten Signalverteilung für m_{Higgs} = 120 GeV ermöglichen.

Unabhängig aber von der Art des Entstehungsprozesses unterscheiden sich die Verteilungen der transversalen Masse aus Myon und fehlendem Transversalimpuls. Während diese im Falle des generierten Untergrundes langsam bis zur invarianten W-Masse von 80 GeV ansteigt und danach steil abfällt, siehe Abbildung 4.1, liegt das Maximum der Verteilung für die überzähligen Ereignisse bei wenigen GeV.[2]

Somit bietet die Verteilung der rekonstruierten Transversalmasse die Möglichkeit, zwischen generiertem Untergrund und zusätzlichen QCD-Prozessen zu unterscheiden und durch einen Vergleich der Verteilung vor und nach jedem Schnit die Qualität weiterer Selektionskriterien zu testen. Schnitte, bei denen die dazugehörigen Größen in der generierten Ereignismenge zu optimistisch oder fehlerhaft beschrieben sind, können ausgeschlossen werden. Die so ausgewählten Schnitte

[2]Neben dem ersten Maximum im MeV-Bereich nimmt die Verteilung der transversalen Masse ein zweites Maximum für etwa 35 GeV an. Dieser zweite Peak verschwindet nach einem zusätzlichen Schnitt auf den Transversalimpuls von Jet(1) und wurde daher nicht näher untersucht.

werden im Folgenden detailliert vorgestellt.

Anzahl der Treffer im *Silicon Micro-strip Tracker* des Spursystems

Abbildung 4.2 zeigt die Anzahl der Treffer eines Myons im *Silicon Micro-strip Tracker* des in Kapitel 3.2.1 näher beschriebenen Spursystems. Hierbei wird deutlich, dass die Anzahl der Treffer für die Summe der generierten Ereignismengen im Mittel höher ist. Die betrachteten Daten hingegen weisen sehr viele Ereignisse ohne SMT-Treffer auf. Wie Studien [28] gezeigt haben, stammen die meisten Spuren in solchen Ereignissen nicht aus dem Bereich der nominellen Proton-Antiproton-Wechselwirkung.
Um diese zu eliminieren, muss das selektierte Myon daher mindestens zwei SMT-Treffer aufweisen. Verlangt man mehr als zwei Treffer, so zeigt die transversale Massenverteilung des rekonstruierten W-Bosons, dass neben den überschüssigen QCD-Prozessen auch sehr viele generierte Signal- und Untergrundereignisse verschwinden.

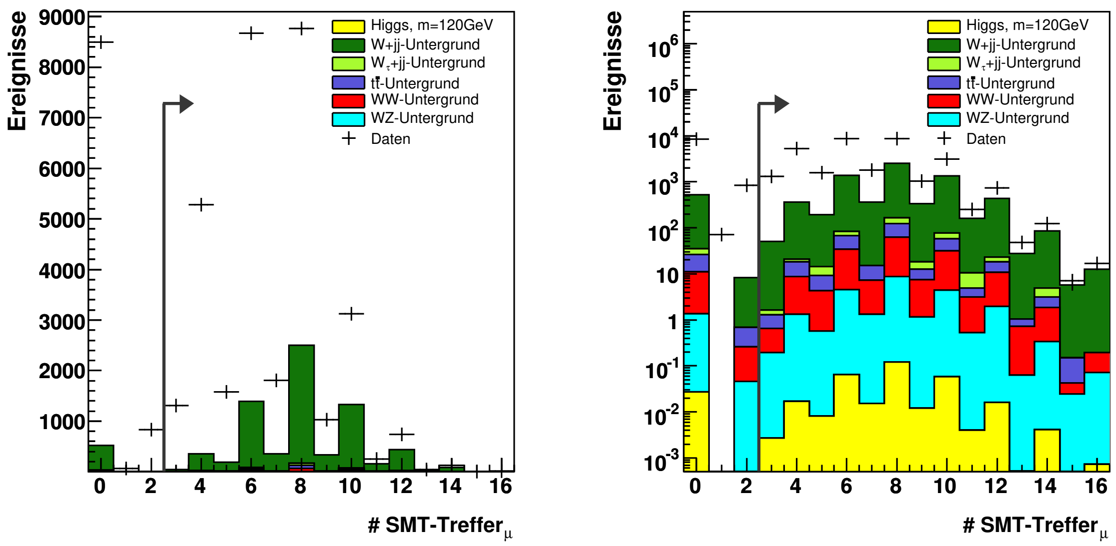


Abbildung 4.2: Anzahl der Treffer im *Silicon Micro-strip Tracker* des Spursystems für die generierten Ereignismengen und die Daten nach topologischer Vorselektion. Für die linke Darstellung wurde eine lineare, für die rechte eine logarithmische Skala gewählt.

χ^2-Verteilung des Myonspurfits

Myonen, die ihren Ursprung in der Nähe des primären Wechselwirkungspunktes von Proton und Antiproton haben, müssen zuerst den *Silicon Micro-strip Tracker* und den *Central Fiber Tracker* durchqueren, um anschließend in der Myonkammer identifiziert zu werden. Da sie in beiden Systemen, SMT und CFT, eine deutliche Spur hinterlassen, werden die beiden Spuren durch einen Fit zu einer einzigen kombiniert. Betrachtet man den in Abbildung 4.3 dargestellten Quotienten $\chi^2(tr_\mu)/ndf$ aus der χ^2-Verteilung des Fits und der Anzahl der Freiheitsgrade (*ndf*), so sieht man einen deutlichen Überschuss an Daten mit hohem $\chi^2(tr_\mu)/ndf$. Insbesondere gibt es eine Vielzahl an Ereignissen, die einen Wert von mindestens zehn aufweisen und daher im letzten Bin der Verteilung zusammmengefasst werden. Da die meisten Myonen mit einem hohen $\chi^2(tr^\mu)/ndf$-Wert ihren Ursprung nicht in der Nähe des Wechselwirkungspunktes haben, dürfen die selektierten Ereignisse maximal einen Wert von 3,5 aufweisen.

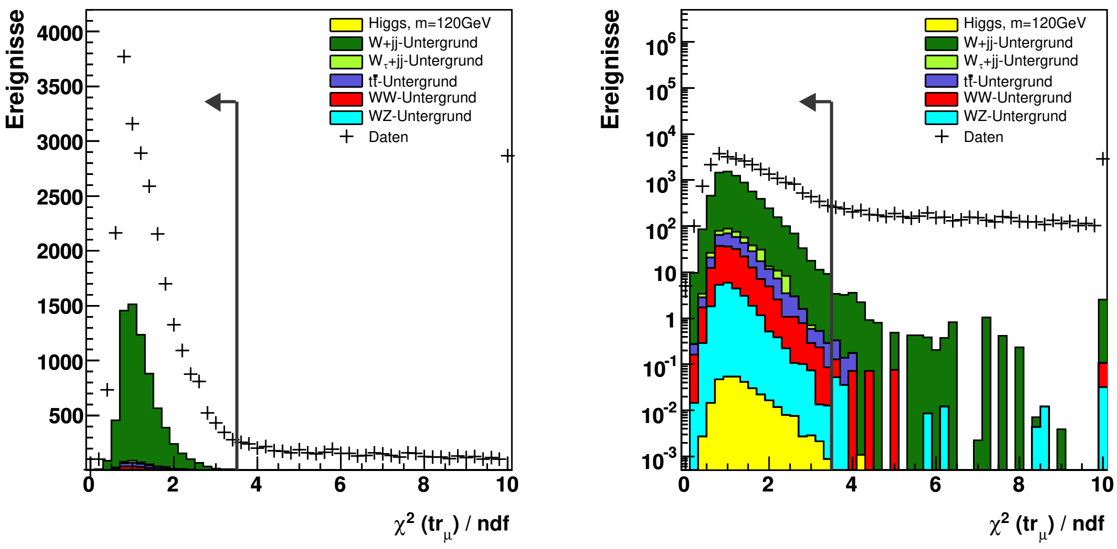


Abbildung 4.3: $\chi^2(tr_\mu)/ndf$-Verteilung des Myonspurfits für die generierten Ereignismengen und die Daten nach topologischer Vorselektion und einem Schnitt auf die Anzahl der SMT-Treffer. Für die linke Darstellung wurde eine lineare, für die rechte eine logarithmische Skala gewählt.

Abstand des Myons zum nächsten Jet

Neben der Isolation des Myons in der Spurkammer und dem Kalorimeter gibt es noch eine weitere Größe, die seine Isolation charakterisiert: der Abstand des Myons zum nächsten Jet. Die Distanz zwischen beiden wird hierbei in $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ berechnet.
Wie Abbildung 4.4 deutlich erkennen lässt, ist die Diskrepanz zwischen Daten und Summe der generierten Ereignismengen für kleine Abstände ΔR am größten. Genau dort aber liegen viele der oben beschriebenen QCD-Ereignisse, in denen Myonen innerhalb eines Jets durch den Zerfall von Kaonen, Pionen oder schweren Quarks produziert werden. Um den Anteil dieser Prozesse zu reduzieren, müssen alle selektierten Ereignisse mindestens einen Abstand von $\Delta R = 0,4$ zum nächsten Jet aufweisen.

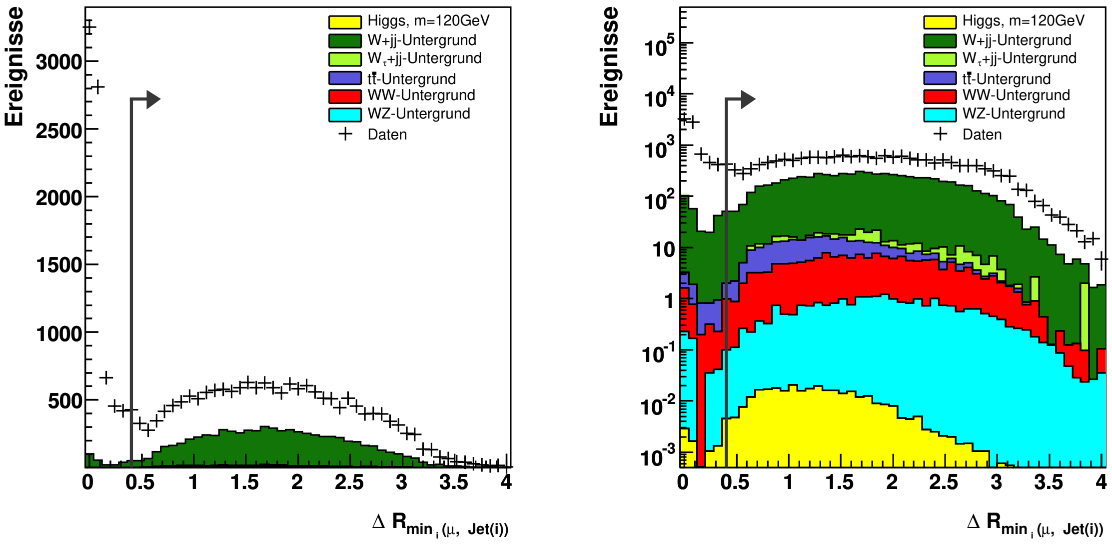


Abbildung 4.4: Abstand des Myons zum nächsten Jet in $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ nach topologischer Vorselektion, einem Schnitt auf die Anzahl der SMT-Treffer und die $\chi^2(tr_\mu)/ndf$-Verteilung des Myonspurfits. Für die linke Darstellung wurde eine lineare, für die rechte eine logarithmische Skala gewählt.

Transversalimpuls der beiden höchstenergetischen Jets im Ereignis

Werden Jets nahe der Strahlachse mit wenig Transversalimpuls erzeugt, so sind sie im Kalorimeter kaum von einfachem Rauschen der Elektronik zu unterscheiden. Da dieses Rauschen in Zusammenhang mit einem fehlidentifizierten Myon leicht die Triggerbedingungen erfüllen kann und als Ereignis selektiert wird, muss der minimale Transversalimpuls der beiden höchstenergetischen Jets gößer als die in der topoloischen Vorselektion geforderten 10 GeV sein.
Ein weiteres Argument, den Schnitt auf den Transversalimpuls der beiden Jets zu erhöhen, liegt in der Tatsache begründet, dass die Eigenschaften der Jets mit niedrigem Transversalimpuls in der generierten Ereignismenge schlechter beschrieben sind als die der Jets mit hohem Transversalimpuls. Da die überzähligen QCD-Ereignisse ferner bei kleinen Transversalimpulsen dominieren, siehe Abbildung 4.5, muss Jet(1) in allen selektierten Ereignissen einen Transversalimpuls von mindestens 26 GeV aufweisen, Jet(2) von mindestens 18 GeV.

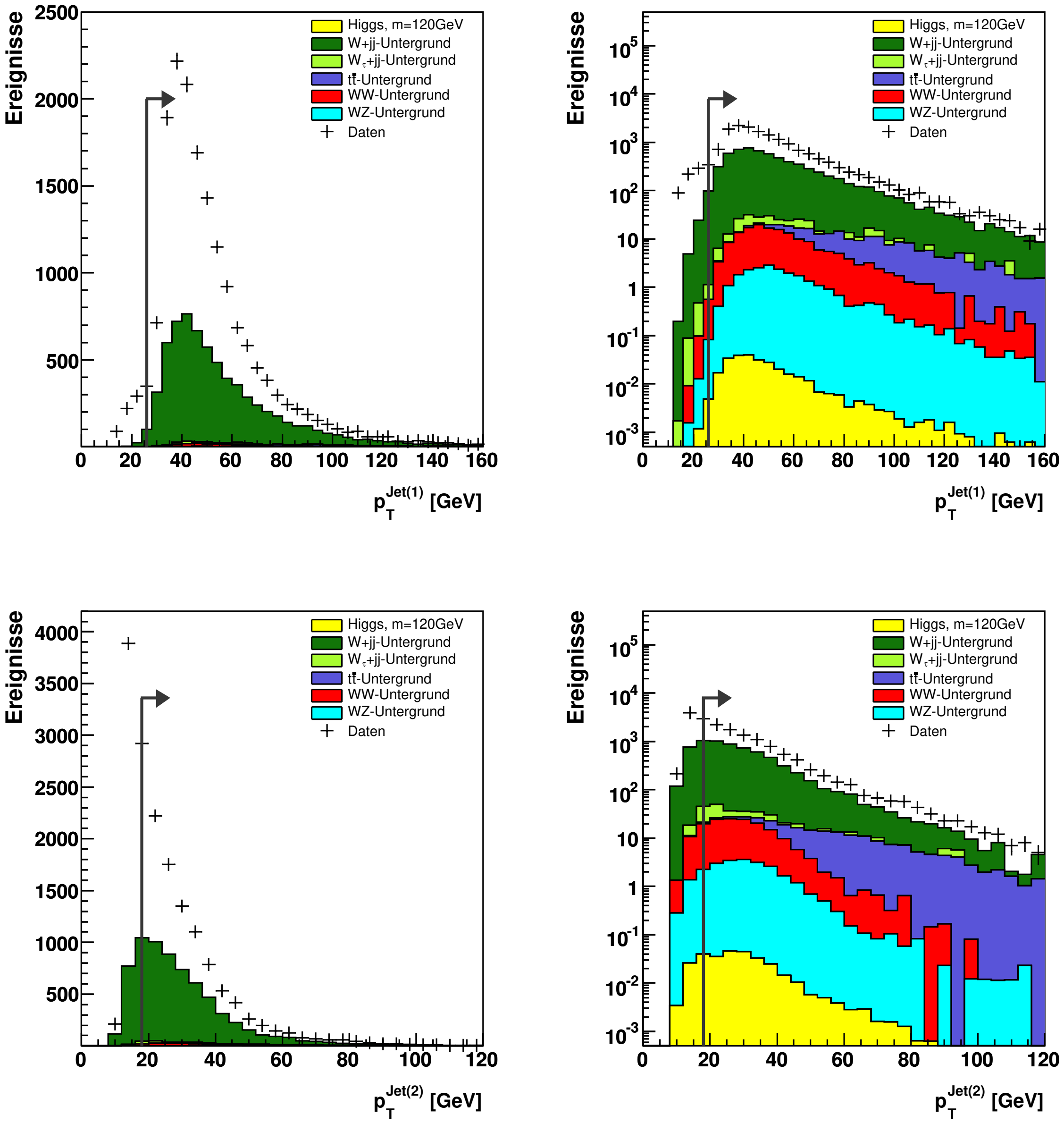


Abbildung 4.5: Transversalimpuls des Jets mit höchstem Transversalimpuls (oben) und Transversalimpuls des Jets mit zweithöchstem Transversalimpuls (unten) nach topologischer Vorselektion, einem Schnitt auf die Anzahl der SMT-Treffer, die $\chi^2(tr_\mu)/ndf$-Verteilung des Myonspurfits und den Abstand des Myons zum nächsten Jet. Für die linke Darstellung wurde eine lineare, für die rechte eine logarithmische Skala gewählt.

4.2.3 QCD-Likelihood

Vergleicht man Abbildung 4.1 mit Abbildung 4.6, so sieht man, dass die erweiterte Vorselektion die Diskrepanz zwischen Daten und generierten Ereignismengen deutlich reduzieren kann. Insbesondere erzielt sie eine gute Übereinstimmung in dem transversalen Massenbereich jenseits von etwa 50 GeV. Für kleinere Massen nimmt die Differenz um mehr als 70% ab.

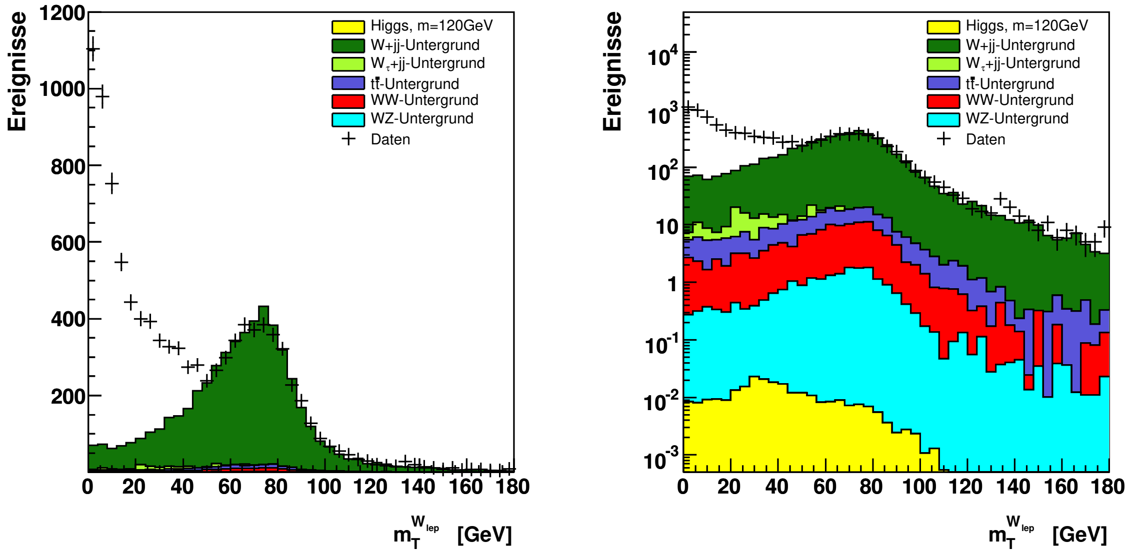


Abbildung 4.6: Rekonstruierte Tranversalmasse aus fehlendem Transversalimpuls und Transversalimpuls des Myons nach topologischer und erweiterter Vorselektion. Für die linke Darstellung wurde eine lineare, für die rechte eine logarithmische Skala gewählt.

Trotz der Verbesserungen zeigen die Verteilungen 4.7, 4.8 und 4.9, dass die Daten immer noch einen signifikanten Überschuss an nicht isolierten QCD-Ereignissen mit semi-myonischem Hadronzerfall enthalten. Die transversale Masse ist typischerweise klein und die Isolation schlecht. Da diese Größen aber eine zu kleine Schnitteffizienz für Higgs-Ereignisse aufweisen, müssen sie zu einer so genannten Likelihood-Diskriminante kombiniert werden. Im folgenden Abschnitt wird daher das allgemeine Verfahren zur Bestimmung einer solchen Größe beschrieben. Im Anschluss daran werden die verwendeten Variablen dargestellt und die dazugehörigen Verteilungen gezeigt.

Konstruktion einer Likelihood-Verteilung

Bezeichnet $\vec{x}$ den Vektor, der sich aus den n Eingabegrößen der Likelihood zusammensetzt, und $\mathcal{P}_{Signal}$ und $\mathcal{P}_{Ugrd}$ die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für Signal- und Untergrundprozess, so wird dem Ereignis die folgende Likelihood

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}_{Signal}(\vec{x})}{\mathcal{P}_{Signal}(\vec{x}) + \mathcal{P}_{Ugrd}(\vec{x})} \tag{4.2}$$

zugeordnet.
Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $\mathcal{P}_{Signal}$ und $\mathcal{P}_{Ugrd}$ setzen sich hierbei wiederum aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten $P(x_i)$ der n verschiedenen Eingabegrößen zusammmen. Es gilt

$$\mathcal{P}_{\substack{Signal/\\Ugrd}}(\vec{x}) = \prod_{i}^{n} P_{\substack{Signal/\\Ugrd}}(x_i). \tag{4.3}$$

Die Funktionen $\mathcal{P}_{Signal}$ und $\mathcal{P}_{Ugrd}$ geben somit an, wie wahrscheinlich es für einen bestimmten Vektor $\vec{x}$ ist, in den Referenzverteilungen der Signal- bzw. in den Referenzverteilungen des Untergrundprozesses enthalten zu sein.
Ist hierbei $\mathcal{P}_{Signal}$ deutlich gößer als $\mathcal{P}_{Ugrd}$, so kann $\mathcal{P}_{Ugrd}$ im Nenner vernachlässigt werden, die Likelihood hat einen Wert nahe eins. Im umgekehrten Fall kann $\mathcal{P}_{Signal}$ vernachlässigt werden und die Likelihood verschwindet.
Um eine gute Separation von Signal und Untergrund zu erzielen, müssen die verwendeten Größen weitestgehend unkorreliert sein. Da es ferner passieren kann, dass statistische Fluktuationen der Verteilungen zu einer fehlerhaften Likelihood führen, muss das Ergebnis dahingehend überprüft werden. Hierzu werden zuerst die Referenzverteilungen mit einer Hälfte der Ereignisse und die Likelihood für die andere Hälfte der Ereignisse berechnet, wodurch eine statistische Unabhängigkeit der Verteilungen erzielt werden kann. Anschließend werden die Referenzverteilung mit allen Ereignissen berechnet und die Likelihood-Verteilung für alle bestimmt. Zeigen beide Likelihood-Verteilungen im Rahmen der statistischen Fluktuationen und unter Berücksichtigung der Korrelationen keinen nennenswerten Unterschied, so können alle Größen und Ereignisse zur Bestimmung der Likelihood-Verteilung verwendet werden. Alle in dieser Analyse bestimmten Likelihood-Diskrimanten wurden daraufhin getest.

QCD-Likelihood

Zur Berechnung der Likelihood werden die Isolation des Myons in der Spurkammer und im Kalorimeter sowie die transversale Masse des rekonstruierten W-Bosons und der Winkel zwischen fehlendem Transversalimpuls und Myon verwendet.
Wie die beiden oberen Verteilungen in Abbildung 4.7 und 4.8 deutlich zeigen, gibt es immer noch einen signifikanten Anteil an QCD-Ereignissen, in denen das Lepton in der Spurkammer oder dem Kalorimeter nicht isoliert ist. Hierbei wird die Isolation in der Spurkammer $\sum_{Spuren}^{\Delta R_\mu<0,5} p_T$, wie bereits beschrieben, durch die Summe über die Transversalimpulse aller Spuren in einem Konus mit $\Delta R < 0,5$ um das Myon charakterisiert. Die Isolation im Kalorimeter $\sum_{Zellen}^{0,1<\Delta R_\mu<0,4} E_T$ folgt aus der aufsummierten Transversalenergie aller Kalorimeterzellen innerhalb eines Konusradius von 0,1 bis 0,4. Der relative Unterschied zwischen Daten und Summe der generierten Ereignisse ist um so größer, je größer die Summe der zusätzlich gemessenen Transversalimpulse bzw. Transversalenergien ist.
Da die Verteilung der transversalen Masse des rekonstruierten W-Bosons nur bis zu einem Wert von etwa 50 GeV einen Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo-Prozessen zeigt, werden alle Ereignisse mit einer höheren transversalen Masse im letzten Bin der Verteilung zusammengefaßt, vgl. Abbildung 4.9.

Als letzte Eingabegröße der Likelihood dient der Winkel zwischen fehlendem Transversalimpuls und Myon in der transversalen Ebene. Wie die beiden oberen Verteilungen in Abbildung 4.10 deutlich zeigen, ist der relative Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen für kleine Winkel am stärksten ausgeprägt. In diesem Bereich werden die Myonen vor allem innerhalb eines Jets produziert. Reicht die Energie des Jets nicht aus, um die Triggerbedingungen zu erfüllen, so zeigt der fehlende Transversalimpuls in die Richtung des nicht rekonstruierten Jets, der Winkel zwischen Myon und fehlendem Transversalimpuls ist klein.
Somit berücksichtigt die Berechnung der Likelihood die wichtigsten Eigenschaften der überzähligen QCD-Ereignisse, die durch diese vier unkorrelierten Variablen ausgedrückt werden können. Da die Effizienz für die generierten Signalereignisse möglichst hoch sein soll, werden deren Verteilungen zur Berechnung der signalartigen Referenzverteilung verwendet. Die Referenzverteilung der untergrundartigen Ereignisse wird aus der Differenz von Daten und Summe der generierten Untergrundprozesse berechnet. Alle in dieser Analyse verwendeten Referenzverteilungen sind auf 1 normiert.
Auf den folgenden Seiten zeigen die Abbildungen 4.7 bis 4.10 jeweils oben die Verteilungen der Eingabegrößen für alle generierten Prozesse und die aufgezeichneten Daten. Hierbei soll die lineare Darstellung den Unterschied zwischen Daten und generierten Ereignismengen deutlich machen, während die logarithmische Darstellung den jeweiligen Anteil der Untergrundereignisse im Vergleich zur erwarteten Signalverteilung illustrieren soll. Die unteren Abbildungen zeigen die berechneten Referenzverteilungen für Signal und Untergrundprozesse der Likelihood. Im Anschluss an die Eingabegrößen sind in Abbildung 4.11 sowohl die Likelihood-Verteilungen der einzelnen Prozesse als auch die transversale Masse des rekonstruierten W-Bosons nach einem Schnitt auf die Likelihood dargestellt. Hierbei müssen alle selektierten Ereignisse mindestens einen Likelihood-Wert von 0,8 aufweisen.

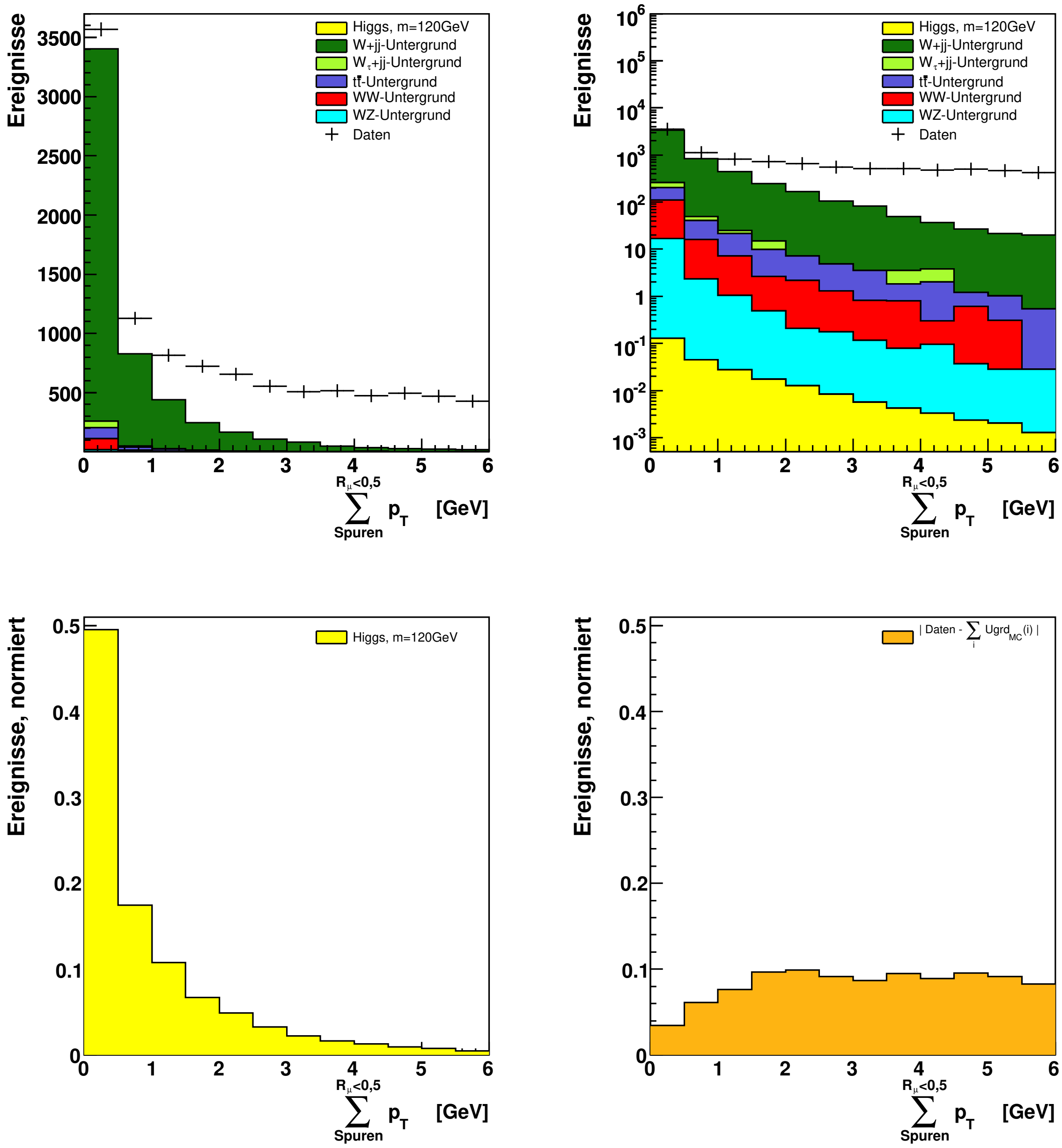


Abbildung 4.7: Lineare und logarithmische Darstellung der Isolation des Myons in der Spurkammer für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen der Spurisolation für Signal- und Untergrundprozess der Likelihood (unten).

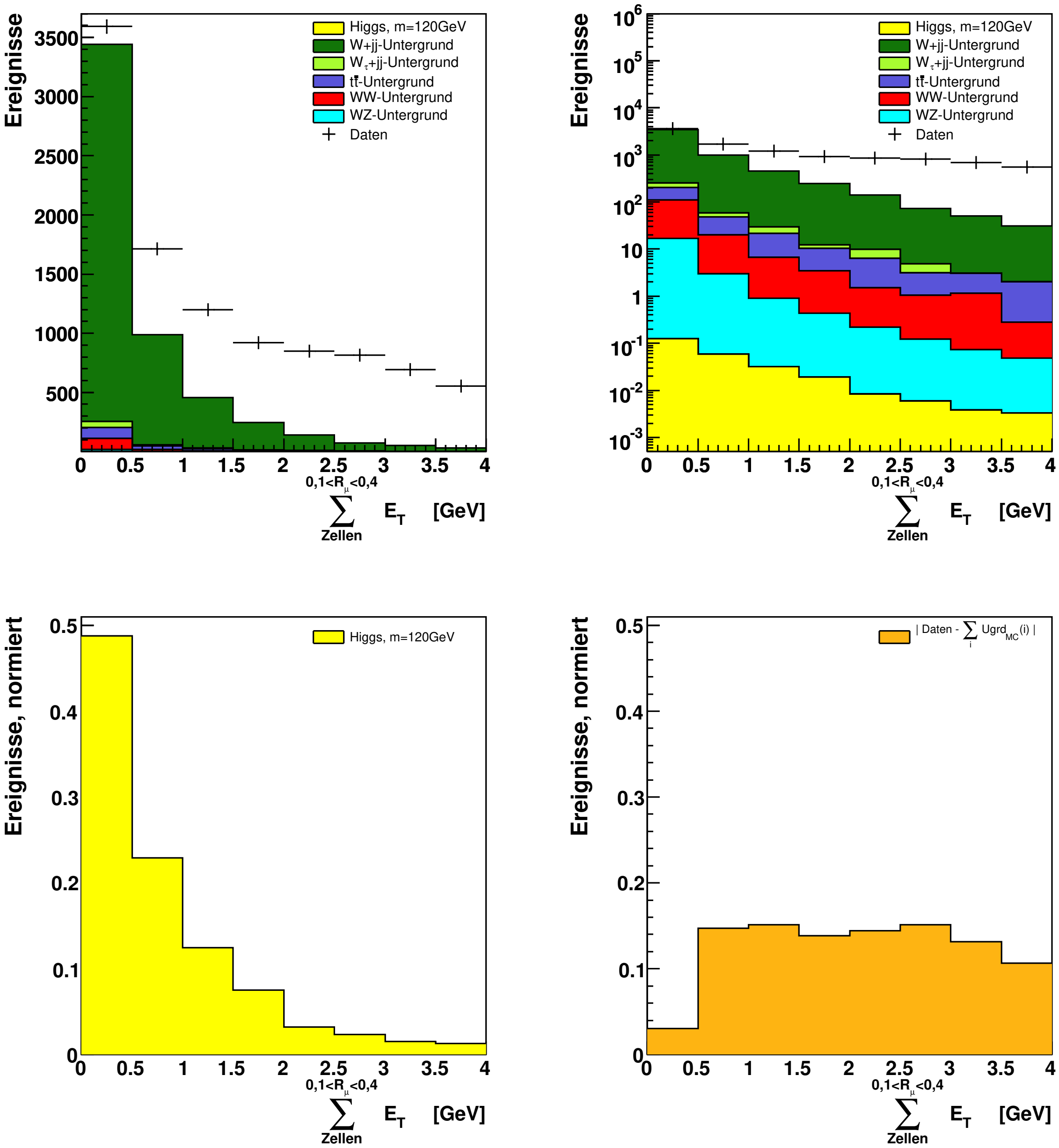


Abbildung 4.8: Lineare und logarithmische Darstellung der Isolation des Myons im Kalorimeter für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen der Kalorimeterisolation für Signal- und Untergrundprozess der Likelihood (unten).

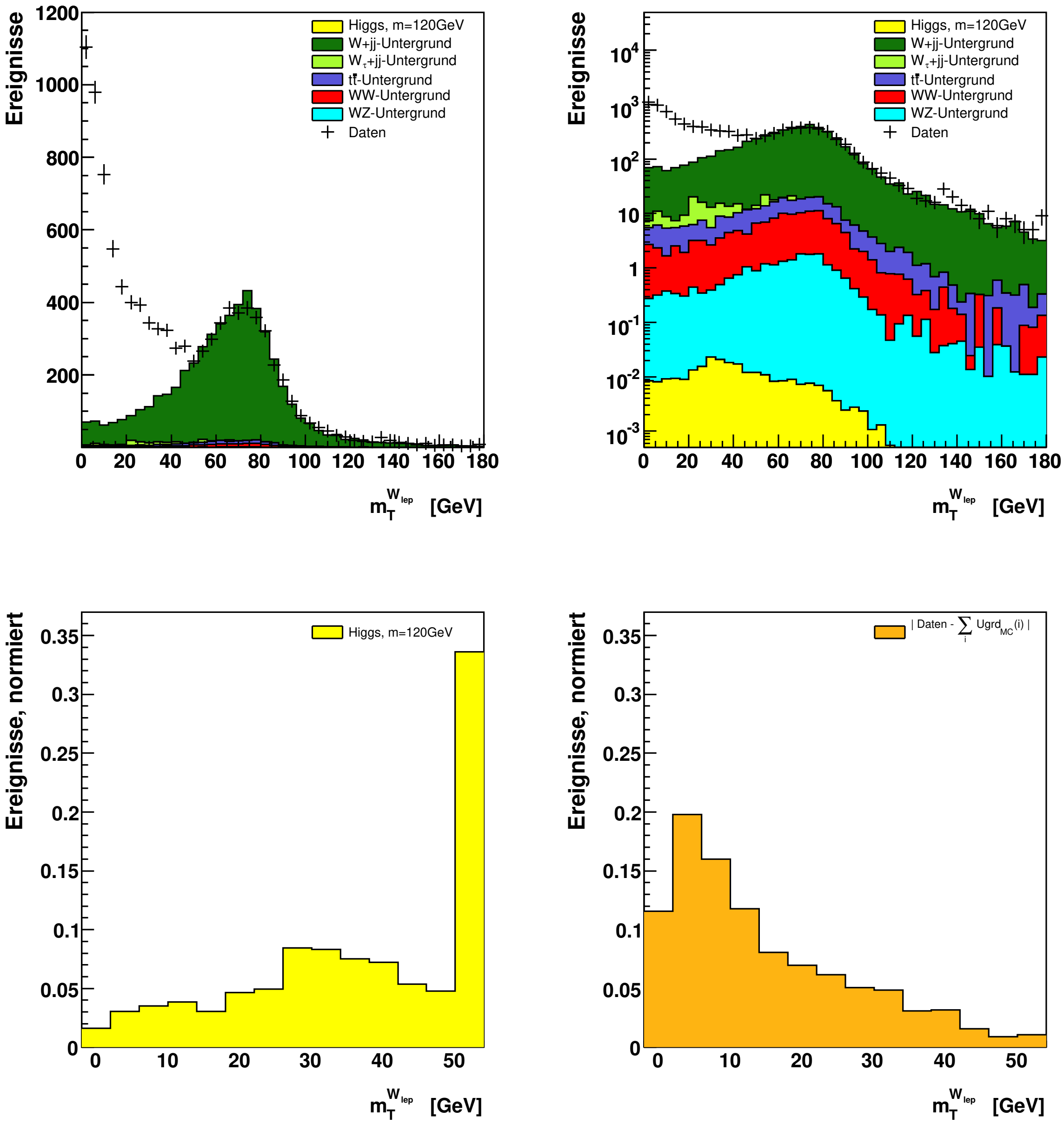


Abbildung 4.9: Lineare und logarithmische Darstellung der aus Myonimpuls und fehlendem Transversalimpuls berechneten Transversalmasse für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen der Transversalmasse für Signal- und Untergrundprozess der Likelihood (unten). In den Referenzverteilungen sind im letzten Bin alle Einträge mit einem Wert größer als 50 GeV zusammengefasst (siehe Text).

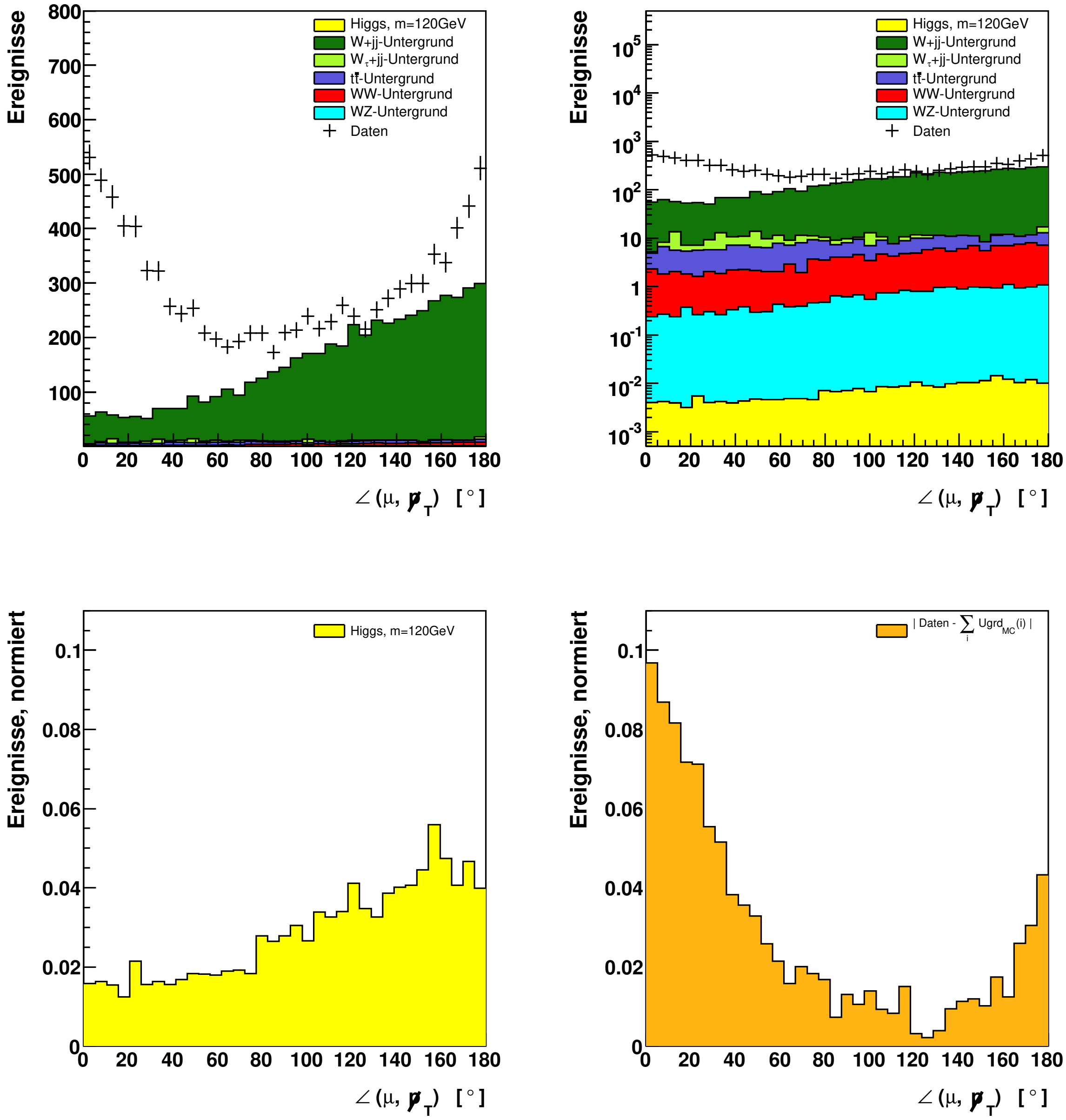


Abbildung 4.10: Lineare und logarithmische Darstellung des Winkels zwischen fehlendem Transversalimpuls und Myon in der Ebene senkrecht zur Strahlachse für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen des Winkels für Signal- und Untergrundprozess der Likelihood (unten).

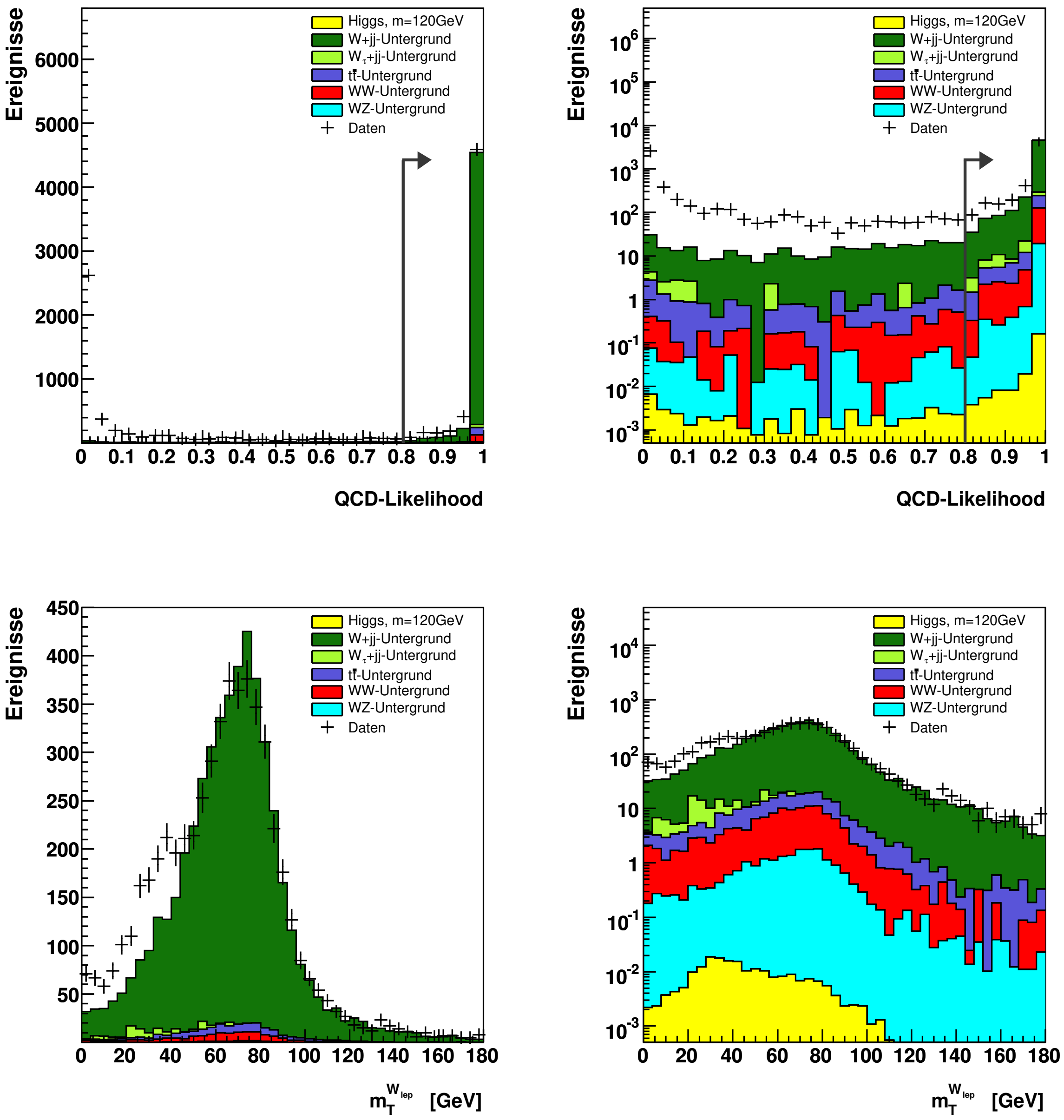


Abbildung 4.11: Lineare und logarithmische Darstellung der Likelihood-Verteilung nach topologischer und erweiterter Vorselektion für generierte Ereignisse und Daten (oben). Lineare und logarithmische Darstellung der aus Myonimpuls und fehlendem Transversalimpuls berechneten Transversalmasse nach topologischer und erweiterter Vorselektion sowie einem Schnitt von 0,8 auf die berechnete Likelihood-Verteilung für generierte Ereignisse und Daten (unten).

Ergebnis

Der Erfolg der Likelihood-Diskriminante wird deutlich, wenn man die Abbildungen 4.6 und 4.11 vergleicht. Der Anteil an QCD-Ereignissen mit nicht isolierten Myonen aus semi-leptonischem Hadronzerfall konnte fast ganz eliminiert werden. Dennoch bleibt eine Restdikrepanz bestehen. Eine mögliche Ursache hierfür liegt im niedrigen Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls. Fordert man mindestens 20 statt 10 GeV, so kann eine sehr gute Übereinstimmung erreicht werden, vgl. Abbildung 4.12. Dennoch empfiehlt es sich für die weitere Analyse nicht, den Schnitt zu erhöhen, da die Effizienz für die generierten Signalprozesse zu gering ausfällt und die Statistik stark reduziert wird.
Wesentlich besser als die Anwendung eines Schnittes auf den fehlenden Transversalimpuls, dessen Bestimmung ohnehin mit einigen Unsicherheiten wie nicht rekonstruierten Jets behaftet ist, sind Schnitte auf die Qualität des Myons oder der Jets. So sollten sich die überzähligen QCD-Ereignisse durch den Abstand des Myons zum primären Wechselwirkungspunkt oder durch die in den verschiedenen Stufen des Kalorimeters gemessenen Jetenergien unterscheiden. Da diese Gößen aber im allgemeinen in den generierten Ereignismengen zu schlecht beschrieben sind und eine Verbesserung der Detektorsimulation den Rahmen der vorliegenden Arbeit bei weitem überschreitet, können diese Größen hier leider nicht verwendet werden.

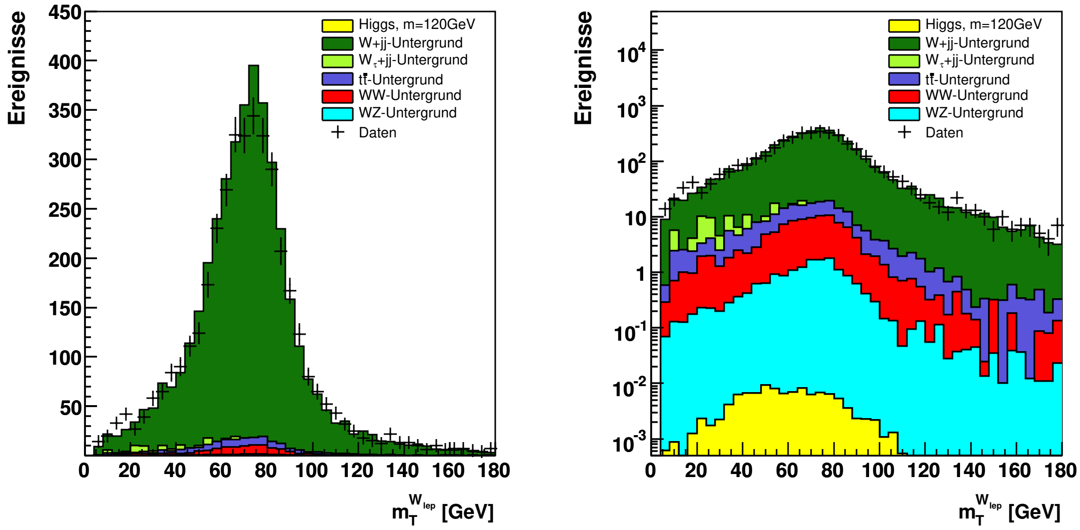


Abbildung 4.12: Lineare und logarithmische Darstellung der aus Myonimpuls und fehlendem Transversalimpuls berechneten Transversalmasse nach topologischer und erweiterter Vorselektion sowie einem Schnitt von 0,8 auf die berechnete Likelihood-Verteilung und den fehlenden Transversalimpuls von 20 GeV für generierte Ereignisse und Daten.

4.2.4 Effizienz der Vorselektion

Zusammenfassend sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 noch einmal die zusätzlichen Schnitte der Vorselektion und der Schnitt auf die berechnete Likelihood aufgeführt. In jeder Spalte der Tabelle stehen die Schnitte, die Anzahl der verbleibenden Ereignisse, die Effizienzen der einzelnen Schnitte und die akkumulierten Effizienzen aller bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Schnitte. Insgesamt sind die Effizienzen für die generierten Signalereignisse sehr hoch. Die Effizienz des Schnittes auf die Likelihood-Diskriminante kann, wie im letzten Kapitel beschrieben, noch verbessert werden. Im Falle der transversalen Jetimpulse beziehen sich die angegebenen Effizienzen auf die Erhöhung der Schnitte von 10 auf 26 GeV bzw. von 10 auf 18 GeV.
Die geringe Anzahl an Signalereignissen, die nach Triggerbedingungen und Detektorakzeptanz noch verbleiben, erklärt sich durch die verwendeten Trigger. Je nach physikalischer Fragestellung wählen die verschiedenen Arbeitsgruppen unterschiedliche Triggerbedingungen aus, die den speziellen Anforderungen angepasst sind. Da allerdings die Standardbedingungen zur Suche nach Higgs-Bosonen als Triggergewichte in der Monte-Carlo-Simulation nicht zur Verfügung standen, wurden in der vorliegenden Analyse die Triggerbedingungen der *Top Quark Group* verwendet. Hierbei sind die zur Messung von Eigenschaften des Top-Quarks ausgewählten Triggerbedingungen wesentlich selektiver als die sonst zur Suche nach Higgs-Bosonen üblichen. Um eine Verbesserung der Triggereffizienz zu erhalten, sollten daher mehrere Myon+Jets-Trigger kombiniert werden.

	120 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{\text{MC}}$			Daten		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	4,76			123915					
Triggerbed.&Detektorak.	0,555	12%	12%	14668	12%	12%	755890	100%	100%
Top. Vorselektion	0,352	63%	7,4%	7787	53%	6,3%	42161	5,5%	5,5%
# SMT-Treffer $_\mu > 2$	0,324	92%	6,8%	7255	93%	5,9%	32760	78%	4,3%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	0,319	98%	6,7%	7234	100%	5,8%	24967	76%	3,3%
$\Delta R_{min_i(\mu,\text{Jet}(i))} > 0,4$	0,309	97%	6,5%	6964	96%	5,6%	17144	69%	2,3%
$p_T^{\text{Jet}(1)} > 26$ GeV	0,306	99%	6,4%	6901	99%	5,6%	16388	95%	2,2%
$p_T^{\text{Jet}(2)} > 18$ GeV	0,259	85%	5,4%	5492	80%	4,4%	10710	65%	1,4%
QCD-Likelihood $> 0,8$	0,207	80%	4,3%	5072	92%	4,1%	5601	52%	0,74%

Tabelle 4.1: Anzahl der erwarteten bzw. beobachteten Ereignisse für eine integrierte Luminosität von 363 pb^{-1} nach den verschiedenen Schnitten der Vorselektion, einschließlich einem Schnitt auf die Triggerbedingungen und die Detektorakzeptanz. Zusätzlich angegeben sind die Effizienz der Schnitte und die akkumulierte Effizienz aller bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Schnitte. Die dargestellten Werte beziehen sich auf die Signalereignisse, die Summe aller generierten Untergrundereignisse und die gemessenen Daten. Eine getrennte Darstellung für die Untergrundereignisse zeigt Tabelle 4.2.

	W+jj-Untergrund			W_τ+jj-Untergrund		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	102560			18165		
Triggerbed.&Detektorak.	13943	14%	14%	191	1,1%	1,1%
Top. Vorselektion	7315	52%	7,1%	112	58%	0,62%
# SMT-Treffer $_\mu > 2$	6818	93%	6,6%	103	92%	0,57%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	6797	99%	6,6%	103	100%	0,57%
$\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0,4$	6537	96%	6,4%	103	100%	0,57%
$p_T^{\mathrm{Jet}(1)} > 26$ GeV	6475	99%	6,3%	102	99%	0,56%
$p_T^{\mathrm{Jet}(2)} > 18$ GeV	5110	79%	5,0%	79	77%	0,43%
QCD-Likelihood > 0,8	4730	93%	4,6%	67	85%	0,37%

	$t\bar{t}$-Untergrund			WW-Untergrund		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	1097			1805		
Triggerbed.&Detektorak.	262	24%	24%	233	13%	13%
Top. Vorselektion	177	68%	16%	157	67%	8,7%
# SMT-Treffer $_\mu > 2$	162	91%	15%	147	94%	8,1%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	162	100%	15%	147	100%	8,1%
$\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0,4$	157	97%	14%	143	98%	7,9%
$p_T^{\mathrm{Jet}(1)} > 26$ GeV	157	100%	14%	143	100%	7,9%
$p_T^{\mathrm{Jet}(2)} > 18$ GeV	156	99%	14%	125	87%	6,9%
QCD-Likelihood > 0,8	137	88%	12%	117	94%	6,5%

	WZ-Untergrund		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	289		
Triggerbed.&Detektorak.	38	13%	13%
Top. Vorselektion	26	69%	9,1%
# SMT-Treffer $_\mu > 2$	25	95%	8,7%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	25	99%	8,6%
$\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0,4$	24	98%	8,4%
$p_T^{\mathrm{Jet}(1)} > 26$ GeV	24	100%	8,4%
$p_T^{\mathrm{Jet}(2)} > 18$ GeV	22	89%	7,5%
QCD-Likelihood > 0,8	21	95%	6,9%

Tabelle 4.2: Anzahl der erwarteten bzw. beobachteten Ereignisse für eine integrierte Luminosität von 363 pb^{-1} nach den verschiedenen Schnitten der Vorselektion, einschließlich einem Schnitt auf die Triggerbedingungen und die Detektorakzeptanz. Zusätzlich angegeben sind die Effizienz der Schnitte und die akkumulierte Effizienz aller bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Schnitte.

4.3 Kinematische Rekonstruktion

Neben einer vollständigen Darstellung der Viererimpulse aller Teilchen des Endzustandes ist das wesentliche Ziel der im folgenden Kapitel beschriebenen kinematischen Rekonstruktion eine signifikante Separation von Signal- und Untergrundereignissen.
Die Topologie des betrachteten Zerfalls $H \rightarrow W^{*}W \rightarrow \mu\nu_{\mu}jj$ wird durch zwei energetische Jets sowie ein isoliertes Myon und fehlenden Transversalimpuls charakterisiert. Da der fehlende Transversalimpuls in Signalereignissen idealerweise alleinige Konsequenz des im Detektor nicht nachweisbaren Myonneutrinos sein sollte, können in erster Nährung die x- und y-Koordinate des fehlenden Transversalimpulses als transversaler Teil des Neutrinoimpulses angesehen werden. Eine Bestätigung dieser Annahme liefert Abbildung 4.13. Die dort dargestellten Auflösungen für die Rekonstruktion des Neutrinoimpulses aus dem fehlenden Transversalimpuls liegen bei knapp 13 GeV.

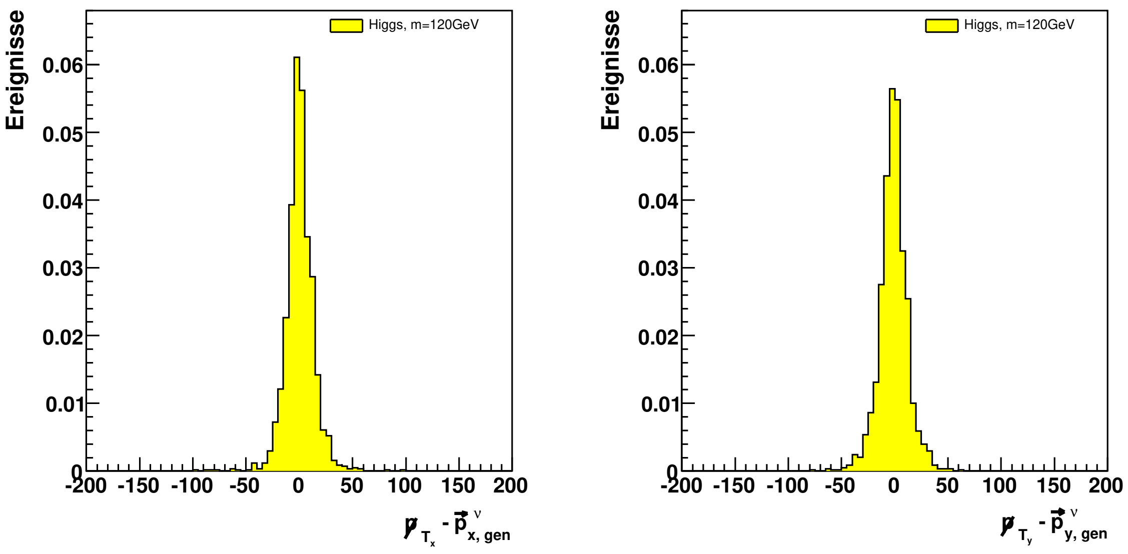


Abbildung 4.13: Auflösung für die Rekonstruktion des Neutrinoimpulses aus dem fehlenden Transversalimpuls in beiden Richtungen senkrecht zur Strahlachse für alle vorselektierten Signalereignisse.

Da das Ereignis aber nur in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ausbalanciert ist, lassen sich die z-Komponente des Neutrinoimpulses und daraus folgend die Energie[3] nicht so einfach bestimmen. Eine Möglichkeit, dies dennoch zu erreichen, bietet die Einführung von Massenbedingungen. Hierzu kann prinzipiell sowohl die zur Monte-Carlo-Simulation angenommene Higgs-Masse als auch die Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons verwendet werden.

[3] Da die Masse des Neutrinos verschwindet bzw. zu vernachlässigen ist, gilt $E^2 = \vec{p}^2$

Der direkte Versuch, die z-Komponente des Neutrinoimpulses aus der Massenbedingung

$$m_{\text{Higgs}} = \sqrt{(E_{\text{Jet}(1)} + E_{\text{Jet}(2)} + E_\mu + E_{\nu_\mu})^2 - (\vec{p}_{\text{Jet}(1)} + \vec{p}_{\text{Jet}(2)} + \vec{p}_\mu + \vec{p}_{\nu_\mu})^2} \tag{4.4}$$

zu gewinnen, liefert allerdings nur für 35% aller simulierten Signalereignisse eine in sich konsistente, reelle Lösung. Für W+jj-Ereignisse trifft dies in 10% aller Fälle zu.
Grund für die hohe Anzahl an imaginären Resultaten in Signalereignissen ist die begrenzte Energieauflösung der Jets, vgl. Abbildung 4.14. Falsch rekonstruierte Jetenergien führen beim Lösen der quadratischen Gleichung in vielen Ereignissen zu negativen Termen unter der Wurzel und damit imaginären Resultaten.

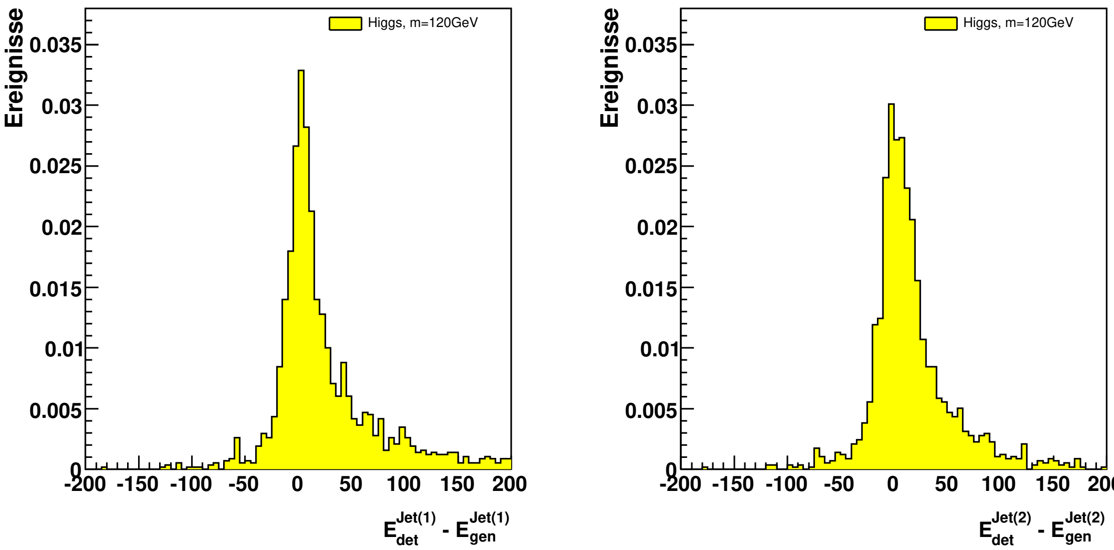


Abbildung 4.14: Energieauflösung der beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls im Ereignis nach Vorselektion ohne kinematische Bedingungen. Der Mittelwert der Verteilung von Jet(1) liegt bei 23, der von Jet(2) bei 16 GeV. Ihre Breiten betragen 47 und 38 GeV.

Da die Energieauflösung des Myons nach Fiedler *et al.* [18] besser ist als die Energieauflösung der Jets, liefert die zweite Massenbedingung

$$m_{\text{W}_{\text{lep}}} = \sqrt{(E_\mu + E_{\nu_\mu})^2 - (\vec{p}_\mu + \vec{p}_{\nu_\mu})^2} \tag{4.5}$$

immerhin in 89% aller Fälle eine reelle Lösung für Signalereignisse.
Dennoch empfiehlt sich auch hier nicht die direkte Anwendung der Massenbedingung, da die Separation von Signal und Untergrund mit einer Rekonstruktionseffizienz von 73% für W+jj-Ereignisse sehr gering ausfällt. Da ferner in einer Vielzahl der vorselektierten Ereignisse das leptonisch zerfallende W-Boson nicht auf seiner Massenschale liegt, ist die Auflösung des berechneten Neutrinoimpulses sehr schlecht, siehe Abbildung 4.15.

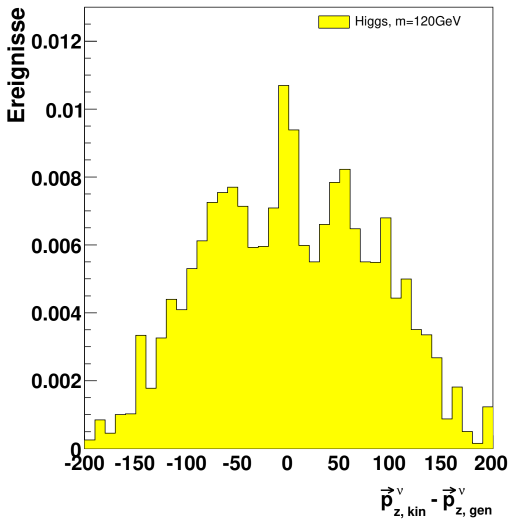


Abbildung 4.15: Auflösung der z-Komponente des Neutrinoimpulses aller vorselektierten Ereignisse unter Verwendung von Gleichung 4.5.

Ziel der Rekonstruktion sollte daher neben einer vollständigen Darstellung aller Viererimpulse eine signifikante Separation von Signal und Untergrund sowie eine verbesserte Auflösung der Jetenergien sein. Dies kann erreicht werden, wenn man beachtet, dass die hier angenommene Higgs-Masse unterhalb der doppelten W-Masse liegt und nur eines der beiden W-Bosonen reell sein kann. So zeigt Abbildung 4.16 für eine angenommene Higgs-Masse von 120 GeV einen schmalen Peak bei der eigentlichen W-Masse und eine breite Verteilung unterhalb von 40 GeV. Da aber das leptonisch zerfallende W-Boson in Untergrundereignissen stets auf seiner Massenschale liegt, tritt dort nur ein Peak bei 80 GeV auf, was in Abbildung 4.16 exemplarisch für den Hauptuntergrund von W+jj-Ereignissen dargestellt ist. Für Ereignisse, in denen die invariante Masse des hadronisch zerfallenden W-Bosons 80 GeV beträgt und damit größer ist als die des leptonisch zerfallenden W-Bosons, lässt sich also hoffen, eine gute Separation von Signal und W+jj-Untergrund zu erzielen. Im umgekehrten Fall ist dies nicht zu erwarten, da die beiden Jets in W+jj-Ereignissen durch Gluonabstrahlung entstehen, wodurch sich die Verteilung ihrer invarianten Masse kaum von der der Signalereignisse unterscheidet. Daher wird im Folgenden nur der erste Fall betrachtet.

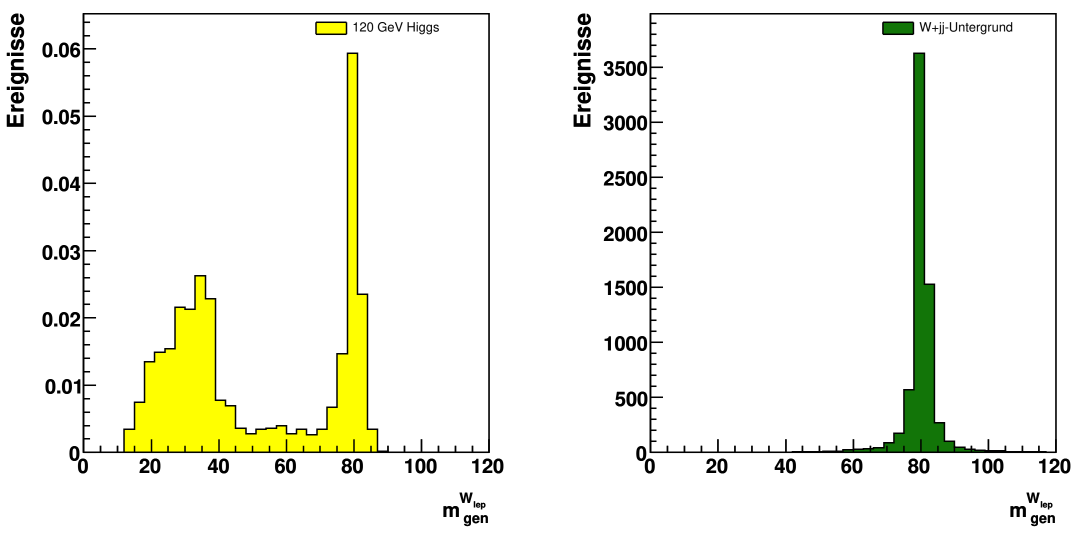


Abbildung 4.16: Auf Generatorebene berechnete Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons für Higgs-Ereignisse mit einer angenommenen Masse von 120 GeV (links) und für W+jj-Ereignisse (rechts).

Rekonstruktionsverfahren

Um aus der festgelegten Masse von Higgs-Teilchen und hadronisch zerfallendem W-Boson den Neutrinoimpuls und die Energie der beiden Jets aus dem Higgs-Zerfall zu berechnen, werden alle Teilchen des Endzustandes als masselos angenommen. Ferner werden die Richtungen der Jets sowie der Viererimpuls des Leptons als hinreichend gut vermessen betrachtet[4]. Für eine vorgegebene Quark-Energie wird dann die Energie des zweiten Quarks aus der Massenbedingung

$$m_{W_{had}} = \sqrt{(E_{Jet(1)} + E_{Jet(2)})^2 - (\vec{p}_{Jet(1)} + \vec{p}_{Jet(2)})^2} \tag{4.6}$$

mit $m_{W_{had}} = 80$ GeV bestimmt. Analog folgt die z-Komponente des Neutrinoimpulses aus der Gleichung 4.4, der angenommenen Higgs-Masse und dem angenommenen fehlenden Transversalimpuls. Hierbei wird jeweils die Lösung mit kleinerem Absolutbetrag gewählt, da diese, wie Studien gezeigt haben, eine bessere Auflösung des Neutrinoimpulses ermöglicht. Die Quark-Energie und der Transversalimpuls des Neutrinos werden nun solange variiert, bis die beste Übereinstimmung zwischen Quark- und Jetenergien sowie transversalem Neutrinoimpuls und fehlendem Transversalimpuls erreicht ist. Da es nicht eindeutig ist, welche Jets aus dem Zerfall des Higgs-Bosons stammen, werden diese Variationen für alle möglichen Jetkombinationen durchgeführt und die beiden Jets so gewählt, dass die Übereinstimmung gegenüber anderen Kombination am größten ist. Hierbei folgt der Grad der Übereinstimmung aus den in Anhang A beschriebenen Transferfunktionen. Diese berücksichtigen die endliche Aufösung des DØ-Detektors und stellen ein Maß

[4]Da die Auflösung der gemessenen Jetrichtungen deutlich besser ist als die Energieauflösung der Jets, können die beiden Annahmen hier als erfüllt betrachtet werden [18].

für die Wahrscheinlichkeit dar, dass die gemessenen zu den tatsächlichen Größen gehören.
Die so erhaltenen Energieauflösungen der beiden Jets ist in Abbildung 4.17 gezeigt. Um diese mit den Energieauflösungen der beiden Jets im Detektor vergleichen zu können, sind letztere durch eine blaue Linie in der Abbildung dargestellt. Durch die kinematische Rekonstruktion konnte die Energieauflösung von Jet(1) um 38% verbessert werden, die von Jet(2) um 29%. Ferner liegen die Maxima beider Verteilungen nun nahe bei 0 GeV.
Abbildung 4.18 stellt sowohl die Auflösung der z-Komponente des Neutrinoimpulses nach der komplexen kinematischen Rekonstruktion als auch unter direkter Anwendung von Gleichung 4.5 dar. Im Gegensatz zum direkten Verfahren beträgt hier die Auflösung nur noch 20 statt ehemals knapp 80 GeV.
Einen weiteren, wesentlichen Erfolg des Rekonstruktionsverfahrens zeigt Tabelle 4.3. Im Gegensatz zu den beiden einfachen Methoden, d.h. der direkten Anwendung von Gleichung 4.4 und 4.5, die kaum zwischen Signal und Untergrund unterscheiden, bevorzugt die komplexe kinematische Rekonstruktion deutlich Higgs-Ereignisse. So beträgt die Effizienz für Signalereignisse, in denen die Rekonstruktionsbedingungen erfüllt sind, d.h. das hadronisch zerfallende W-Boson reell ist, 58%. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung von den gewünschten 100% bieten Ereignisse, in denen ein Jet nicht nachgewiesen werden konnte und ein zusätzlicher Jet durch Gluonabstrahlung entstanden ist. Liegen die beiden Jets antiparallel zum Impuls des Myons, so kann gegebenenfalls die Massenbedingung 4.4 nicht erfüllt werden. Dennoch bietet die hier gewählte kinematische Rekonstruktion von den untersuchten Methoden[5] mit einer Rekonstruktionseffizienz von nicht einmal 2% für Untergrundereignisse die beste Separation von Signal und Untergrund.
Da der am Ende der Vorselektion dargestellte Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls aus Effizienzgründen nicht gemacht werden kann und weitere Größen zur Verbesserung der Likelihood nicht zur Verfügung stehen, wird die Diskrepanz zwischen den gemessenen Daten und der Summe der generierten Ereignisse durch die kinematische Rekonstruktion wieder erhöht. Dadurch dass die zusätzlichen QCD-Ereignisse kein leptonisch zerfallendes W-Boson enthalten, sind der fehlende Transversalimpuls und der Transversalimpuls des Myons nur gering. Die meisten Ereignisse liegen in dem von der kinematischen Rekonstruktion gewählten Teil des Phasenraums. Da aber eine Reduktion der QCD-Ereignisse ohne $W \rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall durch eine Verbesserung der Monte-Carlo-Simulation realisiert werden kann, wird die vorliegende Analyse für den Fall optimiert, dass die generierten Ereignisse ausreichen, die Zusammensetzung der gemessenen Daten zu beschreiben.

[5] Neben den in diesem Kapitel kurz skizzierten einfachen Rekonstruktionsverfahren wurden in den Studien zu dieser Analyse weitere komplexe Rekonstruktionsverfahren mit unterschiedlichen Massenbedingungen getest.

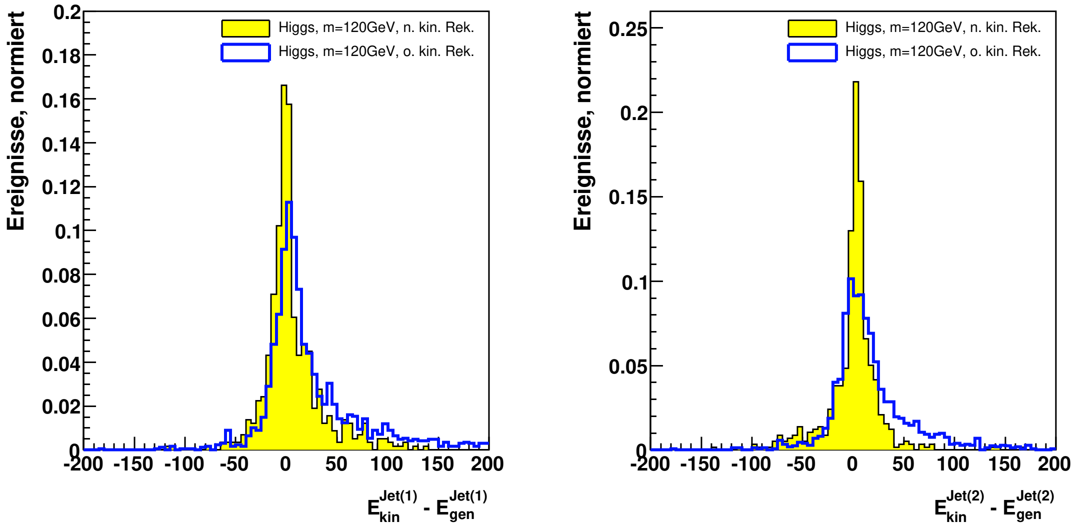


Abbildung 4.17: Energieauflösung der beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls im Ereignis nach kinematischer Rekonstruktion (gelb). Das Maximum der Verteilung von Jet(1) liegt jetzt bei 6 GeV, das von Jet(2) bei 0 GeV. Ihre Breiten betragen nur noch 29 und 27 GeV. Zum Vergleich sind die Verteilungen ohne kinematische Rekonstruktion blau dargestellt. Beide Verteilungen wurden hier auf 1 normiert.

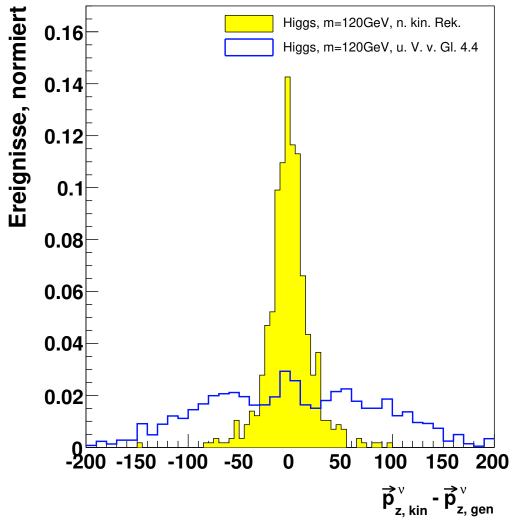


Abbildung 4.18: Auflösung der z-Komponente des Neutrinoimpulses nach vollständiger kinematischer Rekonstruktion (gelb) im Vergleich zur Auflösung aller vorselektierten Ereignisse unter Verwendung von Gleichung 4.5 (blau) für Higgs-Ereignisse mit einer angenommenen Masse von 120 GeV. Beide Verteilungen wurden hier auf 1 normiert.

	120 GeV Higgs					
	$m_{gen}^{\mathrm{W_{lep}}} < m_{gen}^{\mathrm{W_{had}}}$			$m_{gen}^{\mathrm{W_{lep}}} > m_{gen}^{\mathrm{W_{had}}}$		
QCD-Likelihood > 0,8	0,121	75%	5,2%	0,085	90%	3,6%
Kin. Rekonstruktion	0,070	58%	3,0%	0,0027	3,2%	0,12%

	$\sum$ Ugrd $_{\mathrm{MC}}$			Daten		
QCD-Likelihood > 0,8	5072	92%	4,1%	5601	52%	0,74%
Kin. Rekonstruktion	93	1,8%	0,075%	403	7,2	0,053%

	W+jj-Untergrund			$\mathrm{W_\tau}$+jj-Untergrund		
QCD-Likelihood > 0,8	4730	93%	4,6%	67	85%	0,37%
Kin. Rekonstruktion	78	1,6%	0,076%	10	14%	0,055%

	$t\bar{t}$-Untergrund			WW-Untergrund		
QCD-Likelihood > 0,8	137	88%	12%	117	94%	6,5%
Kin. Rekonstruktion	2,3	1,6%	0,21%	2,3	1,9%	0,13%

	WZ-Untergrund		
QCD-Likelihood > 0,8	21	95%	6,9%
Kin. Rekonstruktion	0,29	1,4%	0,10%

Tabelle 4.3: Effizienz und akkumulierte Effizienz der vollständigen kinematischen Rekonstruktion. Dargestellt sind sowohl die Anzahl der vorselektierten Ereignisse als auch die Anzahl der Ereignisse mit reeller Lösung $p_{\nu_\mu}(z)$. Da die kinematische Rekonstruktion voraussetzt, dass die Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons kleiner ist als die Masse des hadronisch zerfallenden W-Bosons, sind die beiden Fälle für den Signalprozess hier getrennt dargestellt.

4.4 Likelihood-Selektion

Um die Separation von Signal- und Untergrundereignissen noch weiter zu verbessern, wird im Folgenden eine zweite Likelihood-Diskriminante bestimmt[6].
Analog zu der in der Vorselektion verwendeten Likelihood entsprechen hier die Referenzverteilungen für den Signalprozess den Verteilungen der generierten Signalereignismenge mit einer angenommen Higgs-Masse von 120 GeV. Anders aber als in der Vorselektion dienen als Referenzverteilungen für den Likelihood-Untergrund die aufsummierten Verteilungen der generierten Untergrundmengen.
Die zur Berechnung der Likelihood verwendeten Variablen wurden so ausgewählt, dass sie unkorreliert sind und möglichst viele verschiedene Aspekte berücksichtigen, in denen sich Signal und Untergrund unterscheiden. Im Anschluss an die Beschreibung der verwendeten Gößen folgen

[6]In den Studien zu dieser Analyse wurden auch die Verwendung eines Neuronalen Netzes und die Anwendung direkter Schnitte untersucht. In beiden Fällen fiel die Separation geringer aus.

eine lineare und eine logarithmische Darstellung der einzelnen Verteilungen der aufsummierten Ereignismengen und die dazugehörigen normierten Referenzverteilungen für Signal- und Untergrundprozess der Likelihood.

Invariante Masse des Higgs-Bosons aus rekonstruierten und gemessenen Größen

In der kinematischen Rekonstruktion werden die Energien der beiden Jets und der Neutrinoimpuls so bestimmt, dass die beiden Jets eine invariante Masse von 80 GeV haben und die invariante Masse aus Jets, Myon und Neutrino einer Higgs-Masse von 120 GeV entspricht. Wie gezeigt, schränkt dies den Phasenraum zur Rekonstruktion der Untergrundereignisse stark ein, wodurch die rekonstruierten Größen aller Prozesse sehr ähnliche Verteilungen aufweisen. Daher bieten vor allem Variablen, die rekonstruierte und gemessene Größen kombinieren, die Möglichkeit, die Separation noch zu verbessern. Eine solch kombinierte Größe ist etwa die aus den gemessenen Viererimpulsen der Jets und des Myons sowie dem rekonstruierten Neutrinoimpuls bestimmte invariante Masse des Higgs-Bosons, vgl. Abbildung 4.19. Im Falle der Signalereignisse liegt das Maximum der invarianten Masse knapp unterhalb von 120 GeV. Im Gegensatz dazu kann die invariante Masse in Untergrundereignissen jeden beliebigen Wert nahe der 120 GeV einnehmen, wobei dieses Fenster durch die rekonstruierte z-Komponente des Neutrinoimpulses vorgegeben ist. Die Maxima der invarianten Masse liegen für Untergrundereignisse bei 110 und 130 GeV.

Rekonstruktionswahrscheinlichkeitsdichte

In der kinematischen Rekonstruktion werden die zur Berechnung verwendeten Größen, wie Quark-Energie und fehlender Transversalimpuls, solange variiert, bis die beste Übereinstimmung zwischen Quark- und Jetenergien sowie transversalem Neutrinoimpuls und fehlendem Transversalimpuls erreicht ist. Als Maß für die Übereinstimmung dient das Produkt der Transferfunktionsfaktoren, die die endliche Auflösung des Detektors beschreiben.
Berechnet man den Logarithmus dieses Produktes, so erhält man die in Abbildung 4.20 dargestellten Verteilungen. Da es im Gegensatz zu den Signalereignissen für die Untergrundereignisse keinen physikalischen Grund gibt, die geforderten Bedingungen gleichzeitig zu erfüllen, erhält man für die Untergrundereignisse eine zu kleinen Werten nur langsam abfallende, sehr breite Verteilung, deren Maximum bei -12 liegt[7]. Im Gegensatz dazu zeigt die Verteilung der Signalereignisse ein ausgeprägtes Maximum bei -10,5 und fällt zu kleineren Werten rasch ab.

Invariante Masse aller gemessenen Jets

Summiert man die Viererimpulse aller Jets im Ereignis auf und berechnet deren invariante Masse gemäß

$$m_{\text{Jets}} = \sqrt{\Big(\sum_{i}^{n_{\text{Jets}}} E_{\text{Jet}(i)}\Big)^2 - \Big(\sum_{i}^{n_{\text{Jets}}} \vec{p}_{\text{Jet}(i)}\Big)^2}\,, \tag{4.7}$$

[7] Die Lage des Maximums ist durch die geringe Statistik der W_τ+jj Ereignismenge mit τ-Zerfall und damit eine Übergewichtung der einzelnen Ereignisse verzerrt. Siehe auch obere Verteilungen in Abbildung 4.20.

wobei n_{Jets} die Anzahl der Jets im Ereignis bezeichnet, so erhält man die in Abbildung 4.21 dargestellten Verteilungen. In den Signalereignissen stammen die beiden höchstenergetischen Jets aus dem Zerfall des Higgs-Bosons, zusätzliche Jets haben nur wenig Energie, die invariante Masse aller Jets zeigt ein signifikantes Maximum bei knapp 80 GeV. Im Gegensatz dazu ist der Energieunterschied zwischen den ersten beiden und möglichen weiteren Jets im Falle des Untergrundes deutlich geringer ausgeprägt, die invariante Masse aller Jets fällt zu größeren Werten wesentlich langsamer ab.

Summe aus Transversalimpuls des Myons und fehlendem Transversalimpuls

Eine weitere Verteilung, die nicht direkt durch die kinematische Rekonstruktion verändert wird, ist die in Abbildung 4.22 dargestellte skalare Summe aus dem Transversalimpuls des Myons und dem fehlenden Transversalimpuls.
Wenngleich das Rekonstruktionsverfahren Untergrundereignisse mit niedrigen leptonischen Transversalimpulsen bevorzugt, sind die Transversalimpulse hier größer als in Signalereignissen, da das W-Boson stets auf seiner Massenschale liegt. Demhingegen ist das leptonisch zerfallende W-Boson in mehr als 90% aller rekonstruierten Signalereignisse virtuell.
Somit liegt das Maximum der Summe aus dem Transversalimpuls des Myons und dem fehlenden Transversalimpuls für Signalereignisse nur bei 35 GeV, für die aufsummierten Untergrundereignisse aber bei 45 GeV.

Zentralität der Jets

Die in Abbildung 4.23 dargestellte Zentralität ζ eines Ereignisses folgt aus dem Quotient der aufsummierten Transversalimpulse aller Jets und der Summe ihrer Energien. Es gilt

$$\zeta = \frac{\sum_i^{n_{\mathrm{Jets}}} p_T^i}{\sum_i^{n_{\mathrm{Jets}}} E_i}, \tag{4.8}$$

wobei n_{Jets} wieder die Anzahl aller Jets in einem Ereignis bezeichnet. Die Zentralität ist daher ein Maß dafür, wie nahe die Jets an der Strahlachse gelegen sind.
Im Falle des Signalprozesses stammen die beiden wesentlichen Jets aus dem Zerfall eines W-Bosons, welches selbst wiederum Zerfallsprodukt des Higgs-Teilchens ist. Hierdurch weisen die beiden Jets einen hohen Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse auf. Das Maximum der Zentralitätsverteilung liegt bei etwa 0,9.
Im Gegensatz hierzu sind die beiden Jets im Falle des Hauptuntergrundes, d.h. der W+jj-Ereignisse, direkte Folge von abgestrahlten Gluonen, sie sind meist nahe der Strahlachse zu finden, das Maximum der Zentralitätsverteilung liegt bei 0,6.

Winkel zwischen rekonstruiertem Neutrino und Lepton

Eine weitere Möglichkeit, zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden, bietet der in Abbildung 4.24 dargestellte Winkel zwischen rekonstruiertem Neutrino und Lepton. Hierbei liegt das Maximum der Verteilung für Signalereignisse bei etwa 75°, für Untergrundereignisse nur bei knapp 55°. Der Öffnungswinkel in Signalereignissen ist größer als der in Untergrundereignissen, da das Higgs-Boson aus Gluon-Gluon-Fusion stammt und Gluonen einen kleineren Impulsbruchteil tragen als Up- und Down-Quark. Dadurch wird das leptonisch zerfallende W-Boson in Signalereignissen weniger stark entlang der Strahlachse geboostet, der Öffnungswinkel zwischen rekonstruiertem Neutrino und Lepton ist für Signalereignisse größer. Demhingegen stammt das W-Boson in Untergrundereignissen aus der Wechselwirkung von Up- und Down-Quark, deren Impulsbruchteil größer ist als der der Gluonen. Das W-Boson ist stärker geboostet, der Öffnungswinkel zwischen Myon und Neutrino kleiner.

Sphärizität

Der normierte Impulstensor der Jets ist definiert als

$$M_{ij} = \frac{\sum_k^{n_{Jets}} p_k^i p_k^j}{\sum_k^{n_{Jets}} |\vec{p}_k|^2} , \tag{4.9}$$

wobei die Summe über alle Jets im Ereignis läuft und die Indizes i und j die Impulskomponenten bezeichnen. Sind die Eigenwerte des normierten Impulstensors $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ mit $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ und $\sum_i \lambda_i = 1$, so berechnet sich die Sphärizität des Ereignisses zu

$$\Psi = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) . \tag{4.10}$$

Der Wert der Sphärizität liegt zwischen 0 und 1. Hierbei charakterisieren Werte nahe 0 eine 2-Jet-Topologie und Werte nahe 1 isotrope Ereignisse. Bei Zerfällen von schweren Teilchen, wie im Falle der Signalereignisse, ist daher im Mittel ein höherer Wert der Sphärizität zu erwarten als in Untergrundereignissen, vgl. Abbildung 4.25.

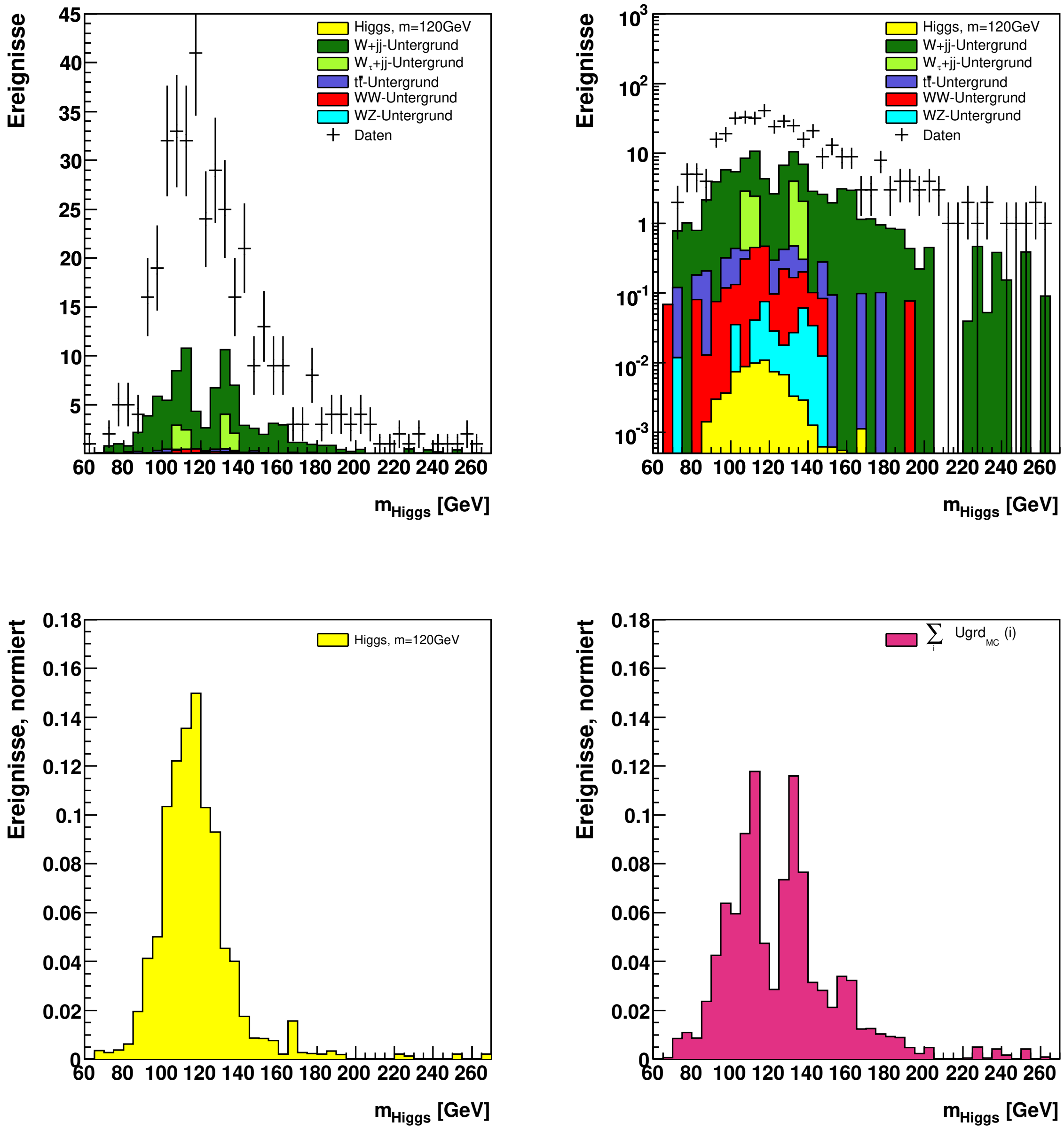


Abbildung 4.19: Lineare und logarithmische Darstellung der invarianten Masse des Higgs-Bosons aus rekonstruierten und gemessenen Größen für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der invarianten Higgs-Masse für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

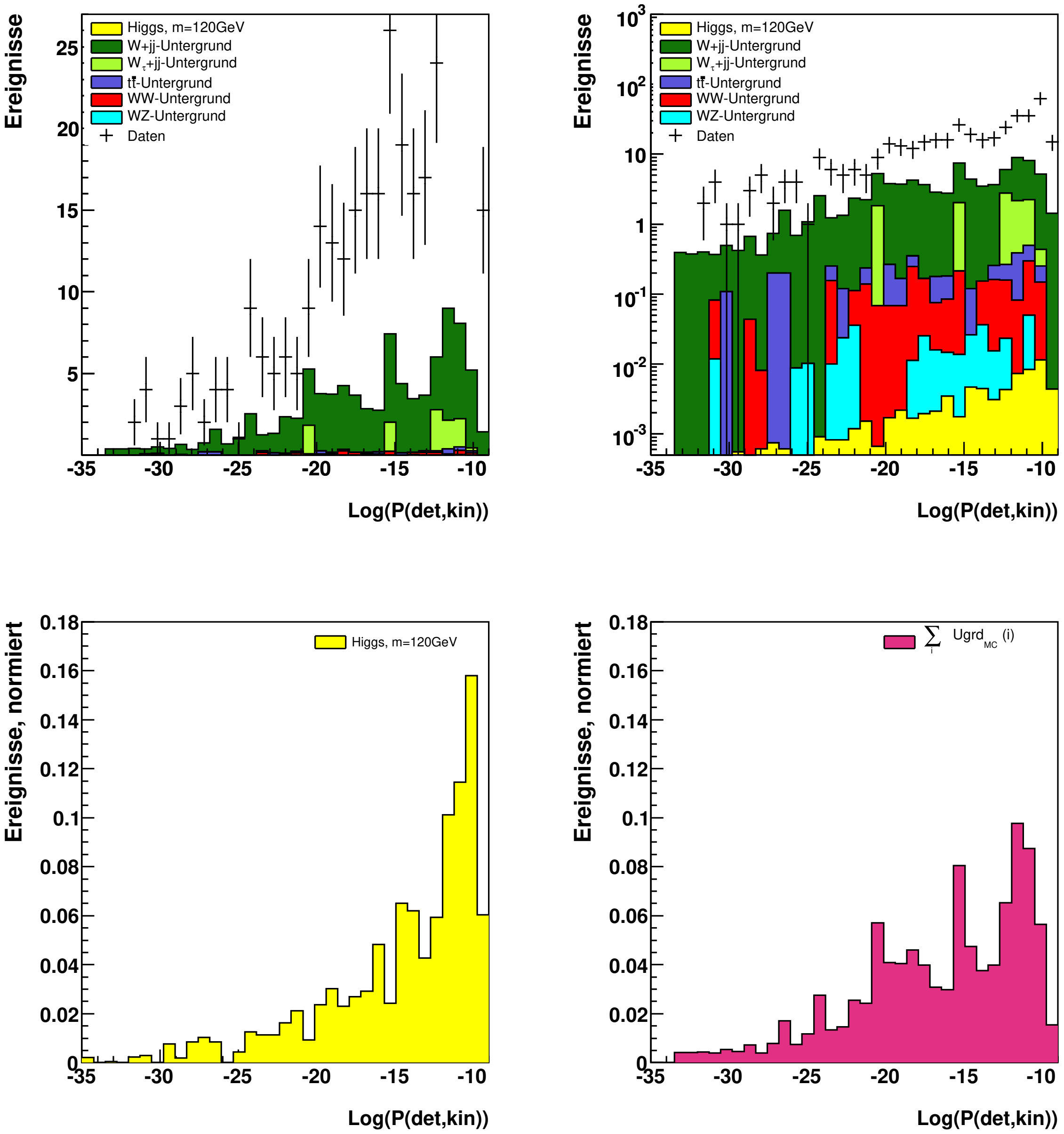


Abbildung 4.20: Lineare und logarithmische Darstellung des Logarithmus der Rekonstruktionswahrscheinlichkeitsdichte für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen des Logarithmus für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

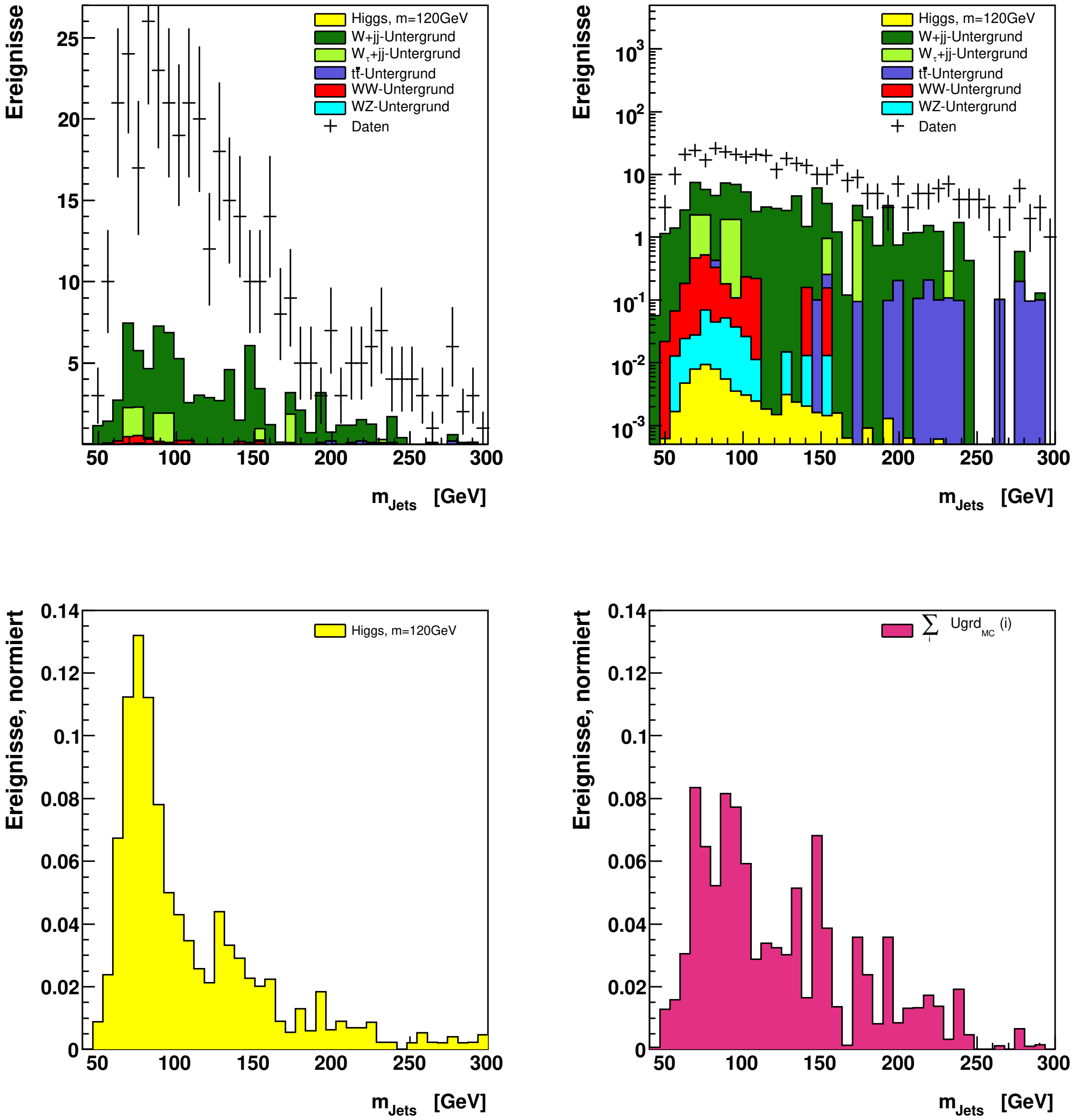


Abbildung 4.21: Lineare und logarithmische Darstellung der invarianten Masse aller Jets im Ereignis für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der invarianten Masse aller Jets für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

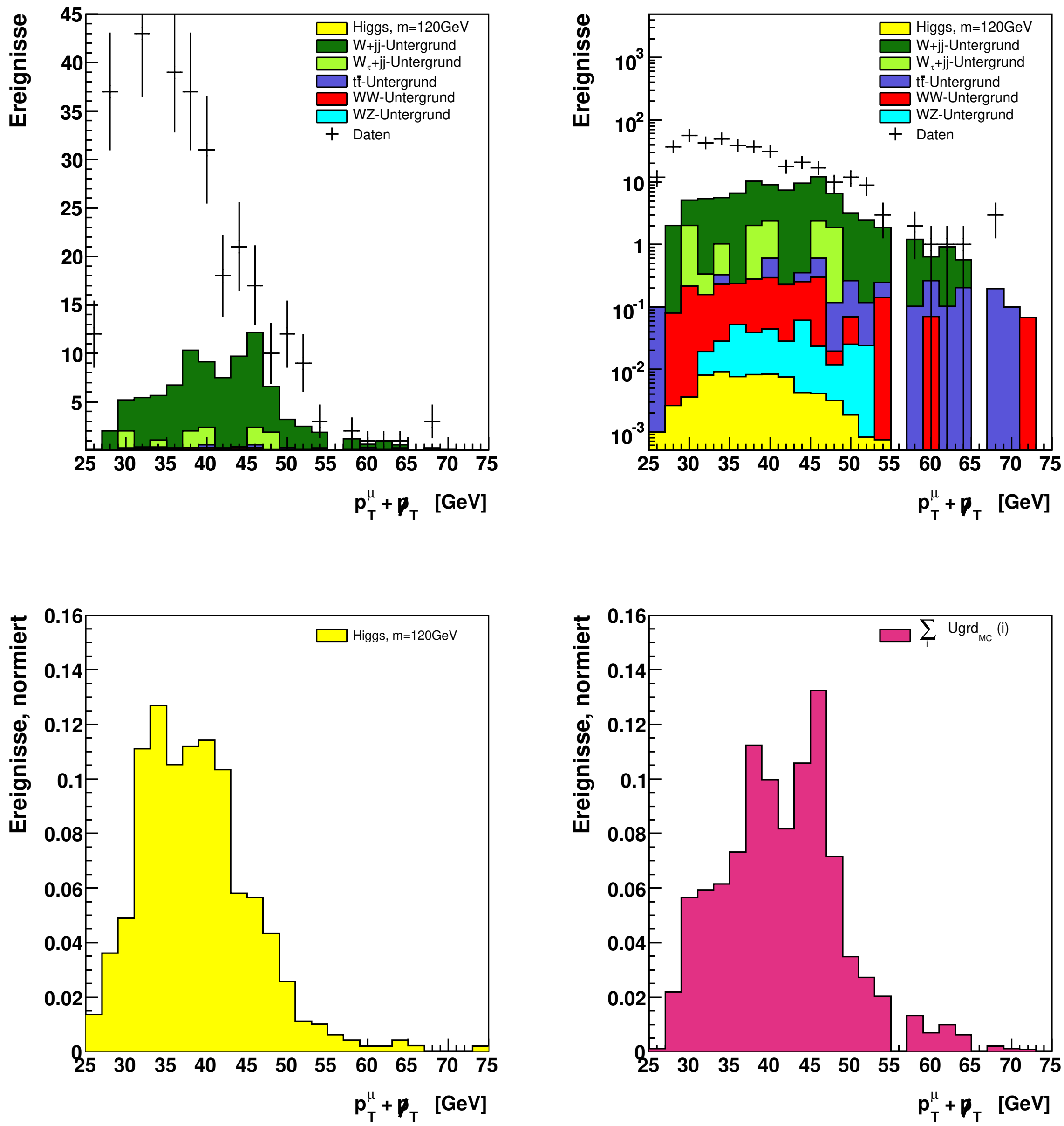


Abbildung 4.22: Lineare und logarithmische Darstellung der skalaren Summe aus fehlendem Transversalimpuls und Transversalimpuls des Myons für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der Summe für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

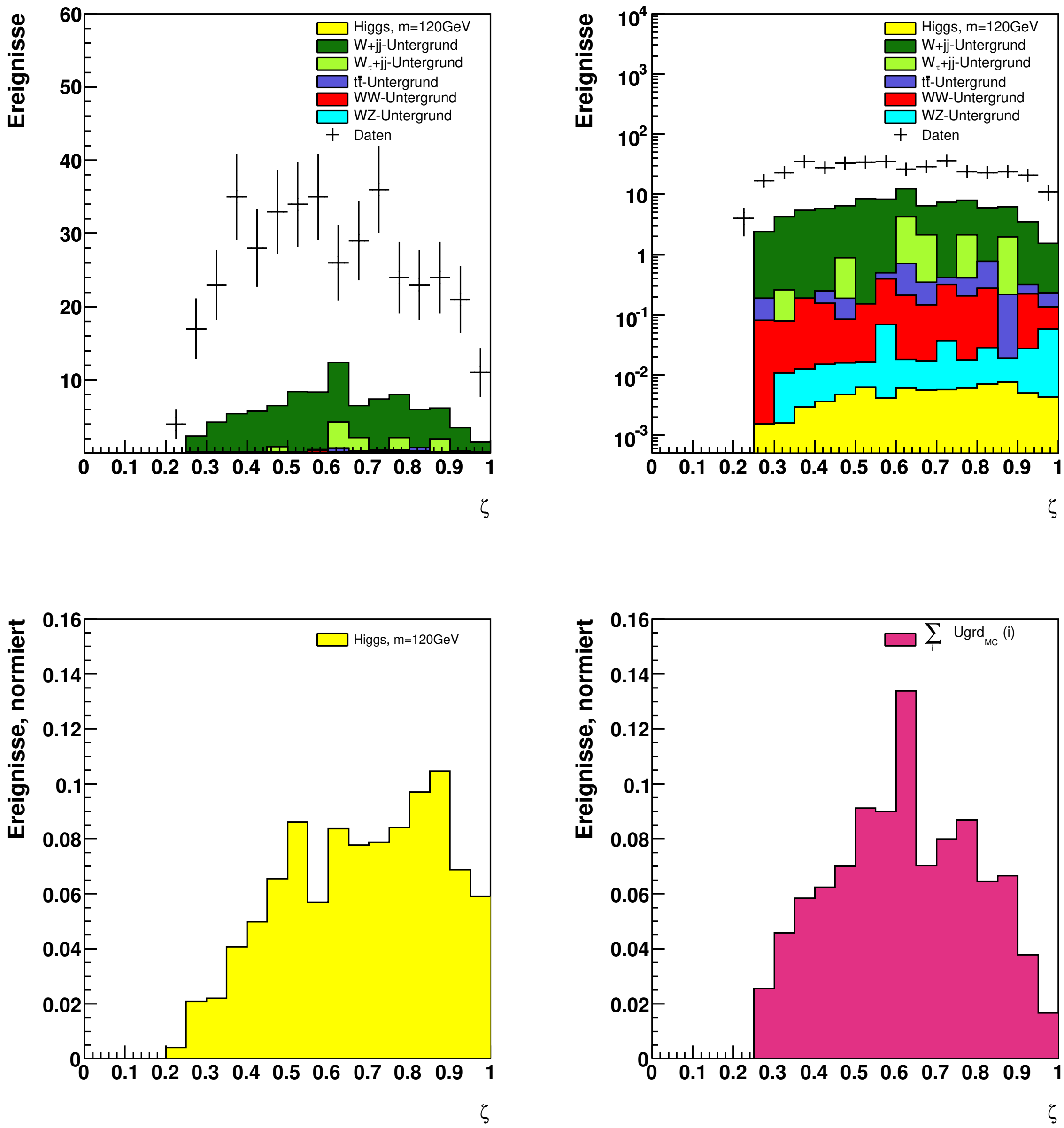


Abbildung 4.23: Lineare und logarithmische Darstellung der so genannten Zentralität, d.h. des Quotienten aus der Summe aller Transversalimpulse und der Summe aller Energien im Ereignis für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der Zentralität für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

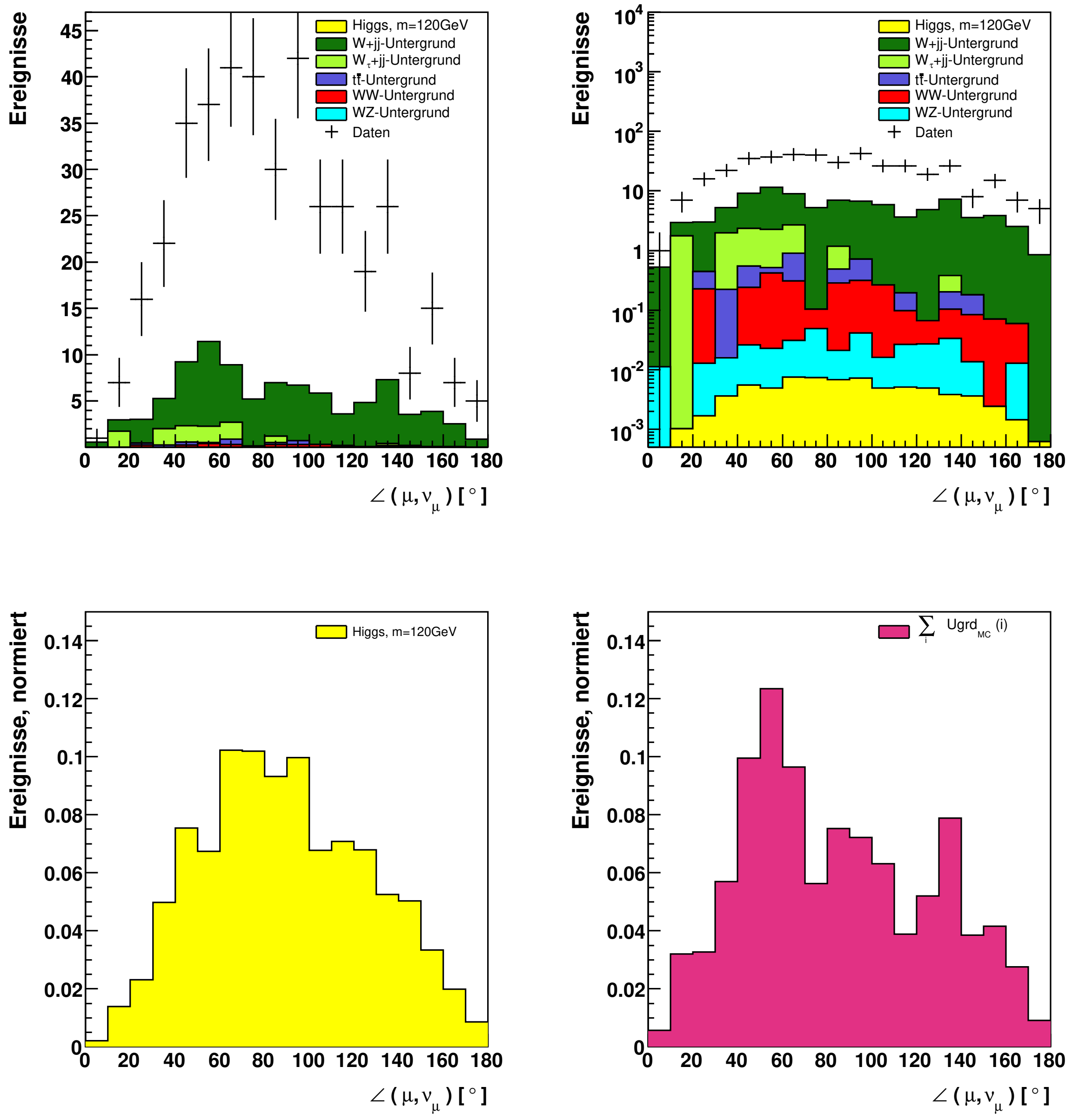


Abbildung 4.24: Lineare und logarithmische Darstellung des Winkels zwischen Lepton und rekonstruiertem Neutrino im Laborsystem für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen des Winkels für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

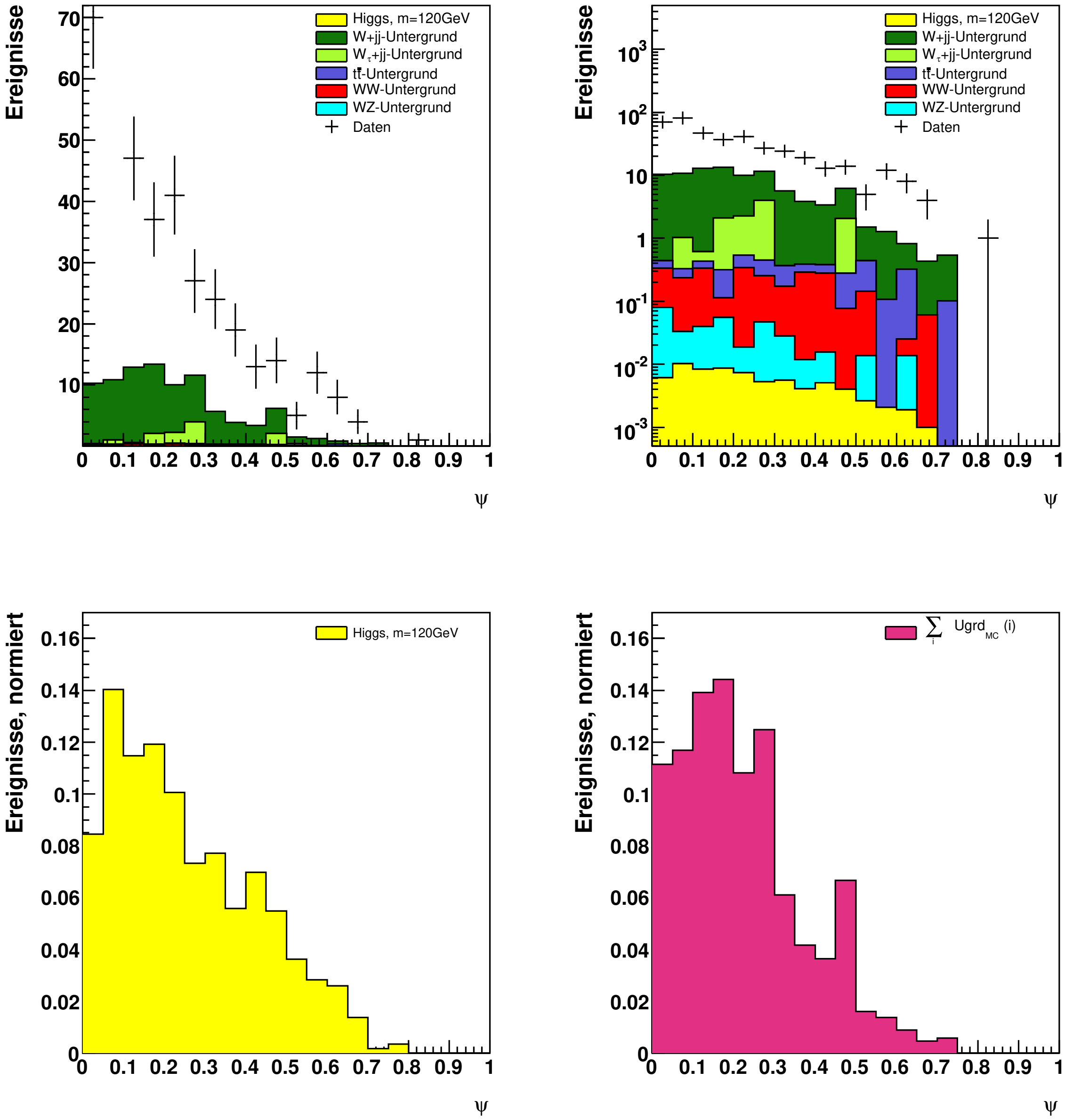


Abbildung 4.25: Lineare und logarithmische Darstellung der Sphärizität ψ des Ereignisses für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der Sphärizität für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

Likelihood-Schnitt

Durch die kinematische Rekonstruktion weisen die selektierten Ereignisse eine so spezielle Kinematik auf, dass eine auf Schnitten basierte Analyse nicht mehr sinnvoll ist. Dies wird besonders deutlich, wenn man die Abbildungen 4.19 bis 4.25 betrachtet, da die dort dargestellten Signal- und Untergrundverteilungen stark überlappen. Erst die Kombination dieser Größen ermöglicht eine deutliche Verbesserung der Separation.
Der linke Teil der Abbildung 4.26 zeigt eine lineare Darstellung der Likelihood-Verteilung für Signalereignisse. Im rechten Teil ist diese für die generierten Untergrundereignisse und die gemessenen Daten dargestellt. Während das Maximum der Likelihood-Verteilung der Untergrundereignisse bei 0 liegt und es kaum Ereignisse mit einem Wert größer als 0,7 gibt, liegt das Maximum für Signalereignisse bei 1. Da ein großer Teil des zusätzlichen QCD-Untergrundes ähnliche Eigenschaften aufweist wie die Signalereignisse, gibt es in den Daten auch sehr viele Ereignisse mit hohem Likelihood-Wert. Im Folgenden werden nur Ereignisse mit einem Likelihood-Wert größer als 0,7 selektiert, da das in Kapitel 4.6 berechnete Limit für diesen Wert minimal ist. Durch diesen Schnitt verbessert sich das Verhältnis der Zahl der Signalereignisse zur Wurzel der Zahl der Untergrundereignisse von 0,007 auf 0,011.
Tabelle 4.4 gibt eine detaillierte Darstellung der durch die Likelihood-Berechnung selektierten Ereignisse. Neben der Anzahl der verbleibenden Ereignisse sind ferner die Effizienz der Likelihood-Selektion und die akkumulierte Effizienz aller Selektionskriterien zusammengefasst.

	120 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Kin. Rekonstruktion	0,073	35%	1,5%	93	1,8%	0,075%	403	7,2%	0,053%
Likelihood$> 0,7$	0,046	63%	0,97%	19	20%	0,015%	196	48%	0,026%

	W+jj-Untergrund			W_τ+jj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Kin. Rekonstruktion	78	1,6%	0,076%	10	14%	0,055%	2,3	1,6%	0,21%
Likelihood$> 0,7$	16	20%	0,016%	0	0%	0%	1,3	56%	0,12%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Kin. Rekonstruktion	2,3	1,9%	0,13%	0,29	1,4%	0,10%
Likelihood$> 0,7$	1,2	51%	0,066%	0,14	47%	0,048%

Tabelle 4.4: Anzahl der kinematisch rekonstruierten Ereignisse vor und nach dem Schnitt auf die Likelihood-Diskriminante. Zusätzlich dargestellt sind noch einmal die Effizienz der kinematischen Rekonstruktion, des Schnittes auf den Likelihood-Wert und die akkumulierte Effizienz aller Selektionskriterien.

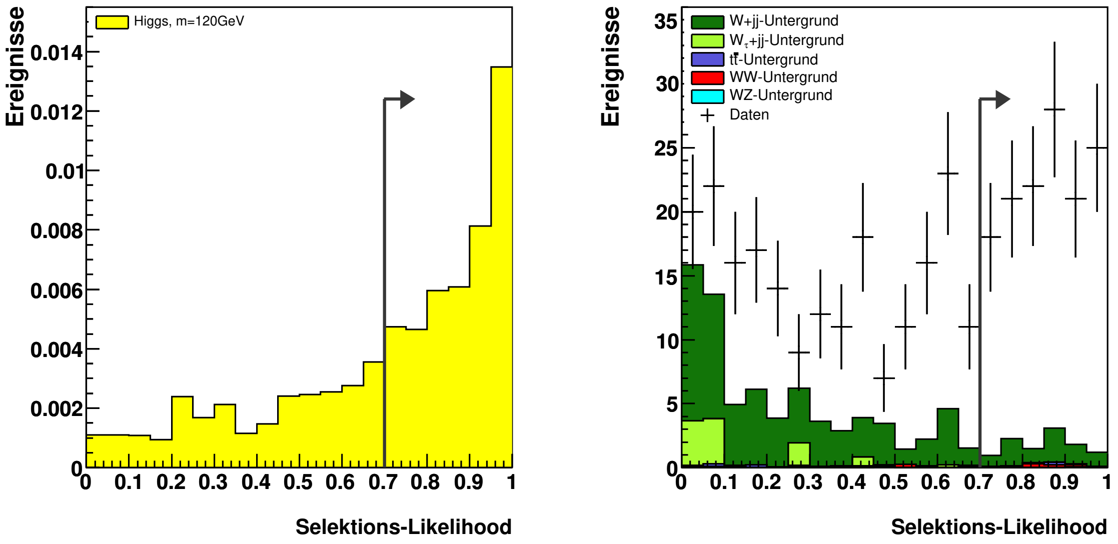


Abbildung 4.26: Lineare Darstellung der Likelihood-Verteilung der generierten Signalereignisse (links) sowie der generierten Untergrundereignisse und der gemessenen Daten (rechts) nach kinematischer Rekonstruktion.

4.5 Anwendung der Analyse auf Higgs-Bosonen mit einer Masse von 115 und 125 GeV

Da die Masse des Higgs-Bosons durch die Theorie nicht vorhergesagt werden kann, müssen alle möglichen Massenwerte innerhalb des in Kapitel 2.3 beschriebenen Massenbereichs betrachtet werden. Das Ziel der vorliegenden Analyse ist es daher, auch eine gute Separation von Signal- und Untergrundereignissen für weitere Higgs-Massen nahe der LEP-Ausschlussgrenze zu erreichen.
Exemplarisch werden hierzu zwei zusätzliche Ereignismengen mit einer angenommenen Masse von 115 und 125 GeV betrachtet. Um die Effizienz der entwickelten Selektion zu verbessern, werden die massenspezifischen Bestandteile der Analyse abgeändert. So wird die Referenzverteilung der Signalereignisse zur Berechnung der QCD-Likelihood durch die der neuen Signalereignisse ersetzt. Um die Separation in der kinematischen Rekonstruktion zu erhöhen, wird ferner die geforderte Massenbedingung auf 115 bzw. 125 GeV abgeändert. Da die kinematische Rekonstruktion auch die Referenzverteilungen zur Berechnung der zweiten Likelihood beeinflusst, werden diese ebenfalls neu bestimmt. Die so erhaltenen Likelihood-Verteilungen sind in der Abbildung 4.27 dargestellt. Hierbei zeigt die linke Spalte die Likelihood-Verteilung der Signalereignisse für eine angenommene Higgs-Masse von 115, 120 und 125 GeV und die rechte Spalte die der generierten Untergrundereignisse und der gemessenen Daten. Die Likelihood-Schnitte wurden so gewählt, dass das in Kapitel 4.6 berechnete Limit auf den Wirkungsquerschnitt minimal ist. Zusammenfassend sind in den Tabellen 4.5 und 4.6 die Anzahl der verschiedenen Ereignisse nach der Vorselektion, der kinematischen Rekonstruktion und dem Schnitt auf die zweite Likelihood-

Diskriminante dargestellt. Ferner zeigt die Tabelle die Effizienz jedes einzelnen Schnittes sowie die akkumulierte Effizienz aller Schnitte. Die beiden Tabellen machen deutlich, dass die für eine angenommene Higgs-Masse von 120 GeV entwickelten Verfahren ohne größere Schwierigkeiten auch auf weitere Massen nahe der LEP-Ausschlussgrenze angewendet werden können. So liegt die Effizienz der kinematischen Rekonstruktion für Higgs-Ereignisse jeweils bei etwa 35%, während die des W+jj-Untergrundes nur zwischen 1% und 2% liegt. Auch die zur Berechnung der Likelihood-Diskriminate verwendeten Größen liefern eine gute Separation. So zeigen die in Abbildung 4.27 dargestellten Verteilungen ein deutliches Maximum für Signalereignisse nahe 1 und für Untergrundereignisse nahe 0.

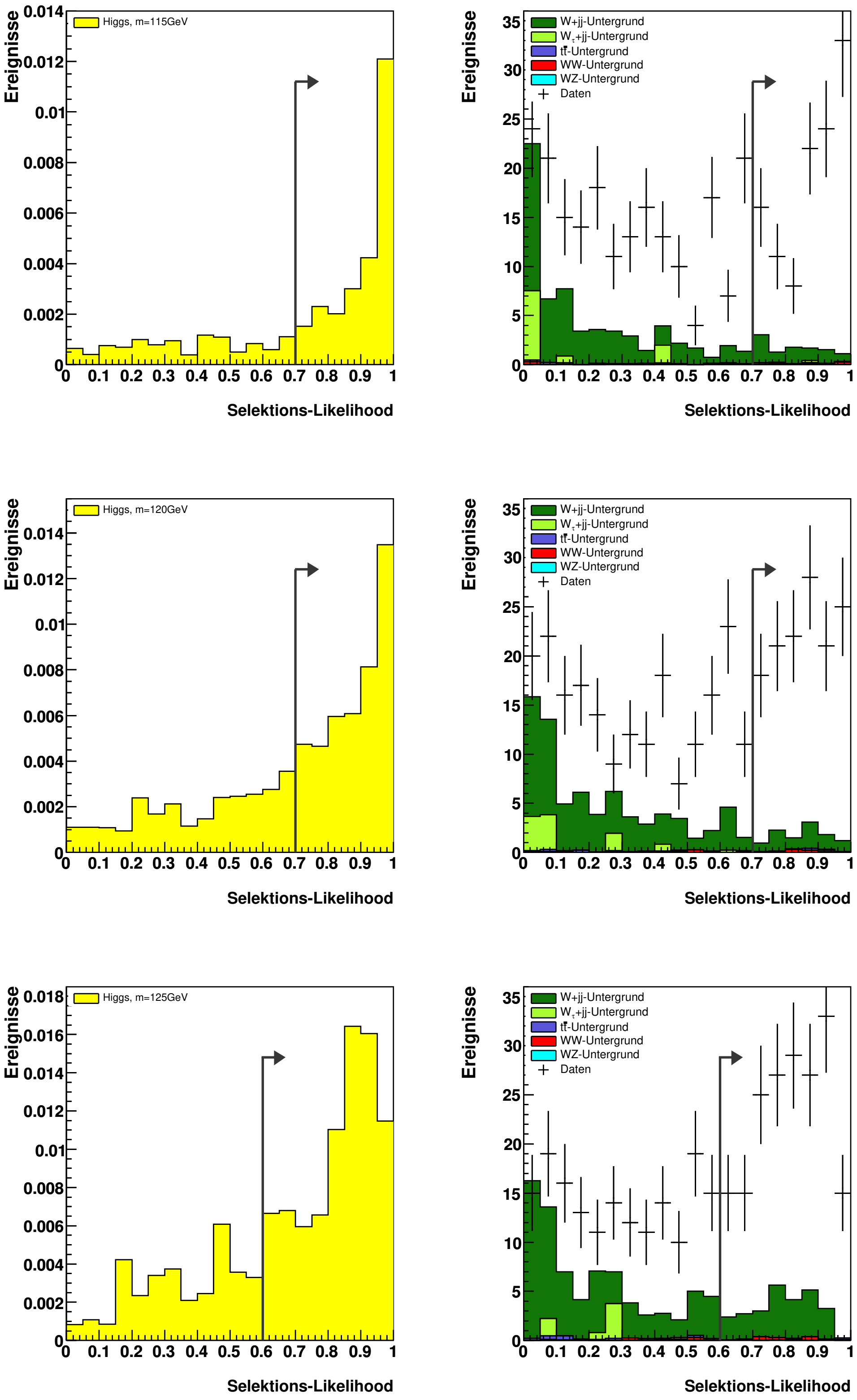


Abbildung 4.27: Lineare Darstellung der Likelihood-Verteilung der generierten Signalereignisse (links) sowie der generierten Untergrundereignisse und der gemessenen Daten (rechts) nach der kinematischen Rekonstruktion. Die obere Abbildung zeigt die Likelihood-Verteilung für eine angenommene Higgs-Masse von 115, die mittlere von 120 und die untere von 125 GeV.

	115 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Vorselektion	0,112	3,4%	3,4%	5055	4,1%	4,1%	5569	0,73%	0,73%
Kin. Rekonstruktion	0,038	34%	1,2%	85	1,7%	0,069%	371	6,6%	0,049%
Likelihood$> 0,7$	0,027	71%	0,83%	21	25%	0,017%	167	45%	0,022%

	W+jj-Untergrund			W_τ+jj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Vorselektion	4714	4,6%	4,6%	66	0,36%	0,36%	137	12%	12%
Kin. Rekonstruktion	71	1,5%	0,069%	10	15%	0,054%	1,9	1,4%	0,17%
Likelihood$> 0,7$	19	27%	0,019%	0,18	1,8%	0,00099%	1,0	52%	0,090%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Vorselektion	117	6,5%	6,5%	21	7,1%	7,1%
Kin. Rekonstruktion	1,9	1,6%	0,11%	0,29	1,4%	0,10%
Likelihood$> 0,7$	1,0	52%	0,056%	0,13	43%	0,044%

Tabelle 4.5: Anzahl aller Ereignisse in Daten und generierten Ereignismengen nach der Vorselektion inklusive Triggerbedingungen und Detektorakzeptanz, der kinematischen Rekonstruktion und dem Schnitt auf die Selektions-Likelihood. Zusätzlich dargestellt sind die Effizienz der einzelnen Schnitte und die akkumulierte Effizienz. Die Werte der Tabelle beziehen sich auf die Studie zur Suche nach Higgs-Bosonen mit einer angenommenen Masse von 115 GeV.

	125 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Vorselektion	0,325	5,0%	5,0%	4908	4,0%	4,0%	5281	0,70%	0,70%
Kin. Rekonstruktion	0,116	36%	1,8%	120	2,4%	0,097%	430	8,1%	0,057%
Likelihood$> 0,6$	0,082	71%	1,3%	44	37%	0,036%	261	61%	0,034%

	W+jj-Untergrund			W_τ+jj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Vorselektion	4582	4,5%	4,5%	62	0,34%	0,34%	131	12%	12%
Kin. Rekonstruktion	107	2,3%	0,10%	6,2	10%	0,034%	3,6	2,7%	0,33%
Likelihood$> 0,6$	40	37%	0,039%	0	0%	0%	1,8	50%	0,16%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Vorselektion	113	6,3%	6,3%	20	70%	70%
Kin. Rekonstruktion	2,7	2,4%	0,15%	0,40	2,0%	0,14%
Likelihood$> 0,6$	1,7	60%	0,091%	0,27	70%	0,093%

Tabelle 4.6: Anzahl aller Ereignisse in Daten und generierten Ereignismengen nach der Vorselektion inklusive Triggerbedingungen und Detektorakzeptanz, der kinematischen Rekonstruktion und dem Schnitt auf die Selektions-Likelihood. Zusätzlich dargestellt sind die Effizienz der einzelnen Schnitte und die akkumulierte Effizienz. Die Werte der Tabelle beziehen sich auf die Studie zur Suche nach Higgs-Bosonen mit einer angenommenen Masse von 125 GeV.

4.6 Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt H $\rightarrow$ W*W für verschiedene Higgs-Massen mit 95%igem C.L.

Um die Sensitivität der entwickelten Analyse zu bestimmen und die vorliegende Studie mit anderen zu vergleichen, wird in diesem Kapitel die erwartete Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow W^*W$ unter der Annahme berechnet, dass kein Signal vorliegt. Da der zusätzliche QCD-Untergrund ohne $W \rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall, wie am Ende von Kapitel 4.2.3 dargestellt, vollständig vom Signal separiert werden kann, werden nur die durch die generierten Ereignismengen beschriebenen Untergrundprozesse betrachtet. Die so berechnete Ausschlussgrenze des Wirkungsquerschnittes σ_{95} erfolgt mit 95%igem C.L. und ist wie folgt defniert: bezeichnen $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität, ε die Effizienz der Signalselektion und N_{Ugrd} die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse, so beträgt die Wahrscheinlichkeit $\mu = N_{Ugrd} + \mathcal{L}\,\varepsilon\,\sigma$ Ereignisse mit einem Signalwirkungsquerschnitt σ größer als dem berechneten Wirkungsquerschnitt σ_{95} zu beobachten, weniger als 5%.
Die Bestimmung des erwarteten Limits erfolgt mit dem so genannten Bayesian-Ansatz. Eine detaillierte Beschreibung der Methode findet sich in Anhang B und Bertram *et al.* [33]. Zur Berechnung der erwarteten Obergrenze werden die integrierte Luminosität, die Effizienz der Signalselektion, die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse und die zu den Eingabegrößen gehörenden Fehler verwendet. Die integrierte Luminosität der analysierten Daten beträgt 363 pb^{-1} und die Unsicherheit auf die Luminosität 6,5%. Die übrigen Größen sind für die verschiedenen Higgs-Massen in Tabelle 4.7 dargestellt. Da eine systematische Studie der Fehler auf die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse bisher nicht durchgeführt wurde, werden exemplarisch Gesamtfehler von 5%, 10% und 15% angenommen.

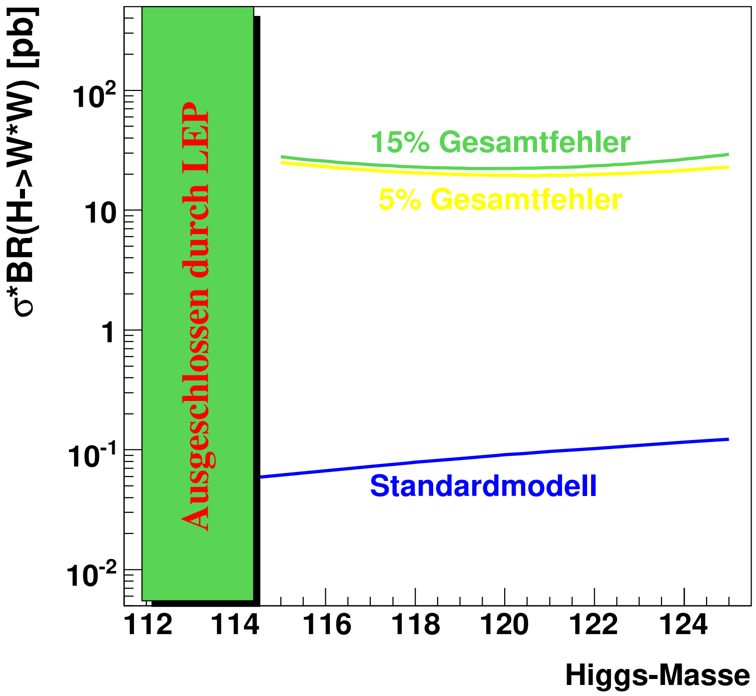
	Signalselektionseffizienz	stat. Fehler	erwartete Untergrundereignisse
115 GeV Higgs	0,85%	0,05%	21
120 GeV Higgs	0,98%	0,06%	19
125 GeV Higgs	1,3%	0,1%	44

Tabelle 4.7: Zur Berechnung des erwarteten Limits für verschiedene Higgs-Massen verwendete Signaleffizienzen, der statistische Fehler darauf und die Anzahl der verbleibenden Untergrundereignisse.

Tabelle 4.8 zeigt die berechneten Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt $H \rightarrow W^*W$ mit 95%igem C.L. in Abhängigkeit von dem angenommenen Gesamtfehler und der betrachteten Higgs-Masse. Eine graphische Darstellung des erwarteten Limits findet sich in Abbildung 4.28. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden nur die Werte für einen Gesamtfehler von 5% und 15% gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung 4.28 sind die aus weiteren Higgs-Suchen am Tevatron-Beschleuniger erhaltenen Limits zusammengefasst. Eine mit dem Ergebnis dieser Analyse vergleichbare Grenze bietet die Suche nach Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $H \rightarrow W^*W \rightarrow l\nu_l l'\nu_{l'}$ wobei hier sowohl zwei Elektronen, zwei Myonen, als auch ein Myon und ein Elektron zusammen im Endzustand auftreten können. Durch die Kombination der drei Kanäle am DØ-Experiment kann in dem Massenbereich nahe der LEP-Ausschlussgrenze ein Limit von etwa 11 pb auf den Wirkungsquerschnitt gesetzt werden [29]. Betrachtet man den myonischen Zerfallskanal alleine, so liegt das berechnete Limit bei 26 pb, was mit dem hier erzielten Resultat vergleichbar ist. Eine Möglichkeit, die Statistik der vorliegenden Analyse zu erhöhen, bietet die Kombination des betrachteten Zerfallskanals mit dem Zerfallskanal $H \rightarrow W^*W \rightarrow e\nu_e jj$. Berechnet man das erwartete Limit unter der Annahme, dass die Anzahl der verbleibenden Untergrundereignisse in beiden Kanäle gleich ist und das Verzweigungsverhältnis durch die zusätzlichen Elektronen doppelt so groß, so erhält man eine Verbesserung des Limits um einen Faktor $\sqrt{2}$.

	115 GeV Higgs	120 GeV Higgs	125 GeV Higgs
5% Gesamtfehler	24 pb	20 pb	22 pb
10% Gesamtfehler	26 pb	21 pb	25 pb
15% Gesamtfehler	28 pb	22 pb	29 pb

Tabelle 4.8: Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt $H \rightarrow W^*W$ in Abhängigkeit von der Higgs-Masse und dem angenommenen Gesamtfehler auf die Zahl der Untergrundereignisse.



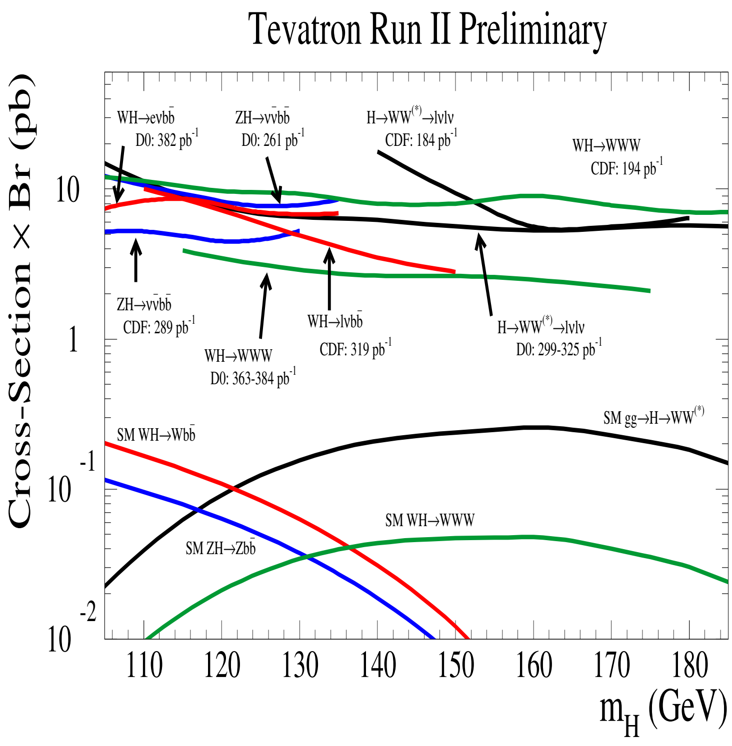


Abbildung 4.28: Oben: Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt $H \to W^*W$ für einen angenommenen Gesamtfehler von 5% und 15% auf die Anzahl der selektierten Untergrundereignisse in Abhängigkeit von der betrachteten Higgs-Masse. Unten: Zusammenfassende Darstellung von Obergrenzen aus verschiedenen Analysen am Tevatron-Beschleuniger, vgl. *Higgs Physics Group at DØ* [29] und *CDF II Exotics Group* [30].

5 Suche nach Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $\mathbf{WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu jjjj}$

Die in Kapitel 2.4 beschriebene assoziierte Produktion bietet eine weitere Möglichkeit, Higgs-Bosonen am Tevatron-Beschleuniger zu beobachten. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist eine Größenordnung kleiner als der der Gluon-Gluon-Fusion, die zusätzlichen Teilchen im Endzustand ermöglichen aber eine verbesserte Separation. Für diese Analyse wird angenommen, dass das abgestrahlte W-Boson hadronisch zerfällt, so dass zwei weitere Jets im Ereignis vorliegen. Da die Topologie des betrachteten Higgs-Zerfalls vom Produktionsmechanismus unabhängig ist, können die in Kapitel 4 vorgestellten Methoden auch hier angewendet werden.

5.1 Vorselektion

Das vorliegende Kapitel beginnt mit einer kurzen Darstellung der topologisch bedingten Vorselektionsschnitte. Im Anschluss daran folgt die Bestimmung der Likelihood-Diskriminante zur Reduktion des nicht generierten QCD-Untergrundes ohne $W \to \mu\nu_\mu$-Zerfall. Durch die Verwendung von drei zusätzlichen Eingabegrößen kann in diesem Kanal eine bessere Separation erzielt werden.

5.1.1 Topologische Vorselektion und deren Erweiterung

Ein wesentlicher Unterschied zur nicht assoziierten Higgs-Produktion besteht in den vier Jets des Endzustandes. Da in 42% aller Signalereignisse allerdings kein vierter Jet nachgewiesen werden kann, müssen die selektierten Ereignisse nur mindestens drei Jets aufweisen.
Ferner wird durch den zusätzlichen Jet die Distanz zwischen Myon und benachbartem Jet im Mittel geringer, wodurch nur ein Mindestabstand von $\Delta R = 0,25$ gefordert werden kann.
Ein weiterer Unterschied besteht in den Transversalimpulsverteilungen der Jets in den generierten Untergrundereignissen. Da der Transversalimpuls von Jets in 2-Jet-Ereignissen im Mittel höher ist als der in 3-Jet-Ereignissen, muss der Transversalimpuls von Jet(1) nur mindestens 20 GeV betragen, der von Jet(2) nur 13 GeV. Der Transversalimpuls von Jet(3)[1] muss größer als 10 GeV sein.
Da die Schnitte auf den Transversalimpuls von Jet(2) und Jet(3) recht niedrig gewählt sind, kann elektronisches Rauschen im Kalorimeter zu fehlidentifizierten Jets führen. Um das zu vermeiden,

[1] Jet(3) bezeichnet den Jet mit dritthöchstem Transversalimpuls im Ereignis.

wird ein zusätzlicher Schnitt auf die Spurqualität der beiden Jets gemacht. Diese ist wie folgt definiert. Durchqueren geladene Teilchen aus Jets den Detektor, so hinterlassen sie eine Spur in der Spurkammer und Energie im Kalorimeter. Können registrierte Energieeinträge nicht mit gemessenen Spuren in Übereinstimmung gebracht werden, so ist ihre Spurqualität 0. Kann dies auf tote Bereiche in der Spurkammer zurückgeführt werden, so haben sie eine Spurqualität von 1. Allen registrierten Jets, deren Spuren identifiziert werden konnten, wird eine Spurqualität von 2 zugewiesen. Um den Anteil an fehlidentifizierten Jets zu reduzieren, muss die Spurqualität von Jet(2) und Jet(3) in selektierten Ereignissen daher ungleich 0 sein.
Zusammenfassend müssen die selektierten Ereignisse die folgenden Eigenschaften aufweisen.

- $n_{\text{Jets}} \geq 3$

  Jedes Ereignis muss mindestens drei Jets enthalten.

- $p_T^{\text{Jet}(1)} > 20$ GeV

  Der Tranversalimpuls von Jet(1) muss größer als 20 GeV sein.

- $p_T^{\text{Jet}(2)} > 13$ GeV

  Der Tranversalimpuls von Jet(2) muss mindestens 13 GeV betragen.

- $p_T^{\text{Jet}(3)} > 10$ GeV

  Jet(3) muss wenigstens einen Transversalimpuls von 10 GeV haben.

- $\text{Spurqualität}_{\text{Jet}(i)} \neq 0 , \quad i = 2, 3$

  Sofern es die Lage der Jets im Detektor erlaubt, müssen die Jets auch Spuren in der Spurkammer aufweisen.

- *medium* Myon

  Das detektierte Myon muss mindestens das Qualitätskriterium *medium* erfüllen.

- $p_T^{\mu} > 15$ GeV

  Das Myon muss wenigstens einen Transversalimpuls von 15 GeV aufweisen.

- $\sum_{Spuren}^{\Delta R_\mu < 0,5} p_T < 6$ GeV

  Die Summe über die Transversalimpulse aller Spuren in einem Konus mit $\Delta R < 0,5$ um das Myon darf höchstens 6 GeV betragen.

- $\sum_{Zellen}^{0,1 < \Delta R_\mu < 0,4} E_T < 4$ GeV

  Die Summe über die Transversalenergie in allen Kalorimeterzellen innerhalb eines Konusradius von 0,1 bis 0,4 um das Myon muss kleiner als 4 GeV sein.

- # SMT-Treffer $_\mu > 2$

  Die selektierten Myonen müssen mindestens drei Treffer im *Silicon Micro-strip Tracker* des Spursystems aufweisen.

- $\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3{,}5$

  Das aus dem Fit der Myonspur in SMT und CFT berechnete χ^2 darf geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade höchtens 3,5 sein.

- $\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0{,}25$

  Der Abstand des Myons zum nächsten Jet in ΔR muss mindestens 0,25 betragen.

- $\not{p}_T > 10$ GeV

  Der fehlende Transversalimpuls muss größer als 10 GeV sein.

5.1.2 QCD-Likelihood

Dadurch, dass die Forderung nach einem dritten Jet den Anteil an generierten Untergrundereignissen stärker unterdrückt als den Anteil an QCD-Ereignissen ohne leptonischen W-Boson-Zerfall, fällt die Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation in diesem Kanal noch stärker aus. Andererseits bietet das dritte W-Boson aber auch die Möglichkeit, die QCD-Likelihood zu erweitern.
Da Higgs- und W-Boson bereits einen Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse aufweisen, sind die Transversalimpulse der Zerfallsprodukte größer, die Signalverteilungen unterscheiden sich deutlich von den Verteilungen der überzähligen QCD-Ereignisse, siehe Abbildung 5.5 bis 5.7. Somit können neben der Isolation des Myons im Kalorimeter und der Spurkammer, der transversalen Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons und dem Winkel zwischen fehlendem Transversalimpuls und Myon auch der Transversalimpuls des Leptons, der fehlende Transversalimpuls und der Transversalimpuls von Jet(3) verwendet werden. Die geringe Korrelation zwischen den leptonischen Größen beeinträchtigt die Qualität der berechneten Likelihood nicht. Im Gegenteil, der Anteil an QCD-Ereignissen ohne W $\rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall kann durch die zusätzlichen Informationen noch stärker unterdrückt werden.
Die zur Berechnung der Likelihood-Diskriminante verwendeten Größen sind in den Abbildungen 5.1 bis 5.7 dargestellt. Die signalartigen Referenzverteilungen folgen wieder aus den auf 1 normierten Verteilungen der generierten Higgs-Ereignisse, die untergrundartigen aus der Differenz von gemessenen Daten und generiertem Untergrund.
Im Anschluss an die Eingabegrößen sind in Abbildung 5.8 sowohl die Likelihood-Verteilungen der einzelnen Prozesse als auch die transversale Masse des rekonstruierten W-Bosons nach einem Schnitt auf die Likelihood dargestellt. Hierbei müssen alle selektierten Ereignisse mindestens einen Likelihood-Wert von 0,94 aufweisen. Vergleicht man Abbildung 5.8 mit Abbildung 5.3, so wird die Qualität der berechneten Diskriminante deutlich. Durch den Schnitt kann die Anzahl der QCD-Ereignisse ohne leptonischen W-Boson-Zerfall von etwa 2500 auf unter 40 reduziert werden, während die Effizienz für die signalähnlichen Ereignisse sehr hoch ist. Die Zusammensetzung

der Daten wird durch die generierten Untergrundereignisse gut beschrieben.
Um eine vollständige Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Simulation zu erzielen, wäre es auch hier wichtig, weitere Größen zur Berechnung der Likelihood zu verwenden. Gerade der Vergleich der beiden oberen Abbildungen in 5.8 und 4.11 macht deutlich, wie sehr sich die berechnete Diskriminante verbessert, wenn mehr Aspekte der zu separierenden Prozesse berücksichtigt werden können. Dies war aus den in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Gründen aber auch hier nicht möglich.

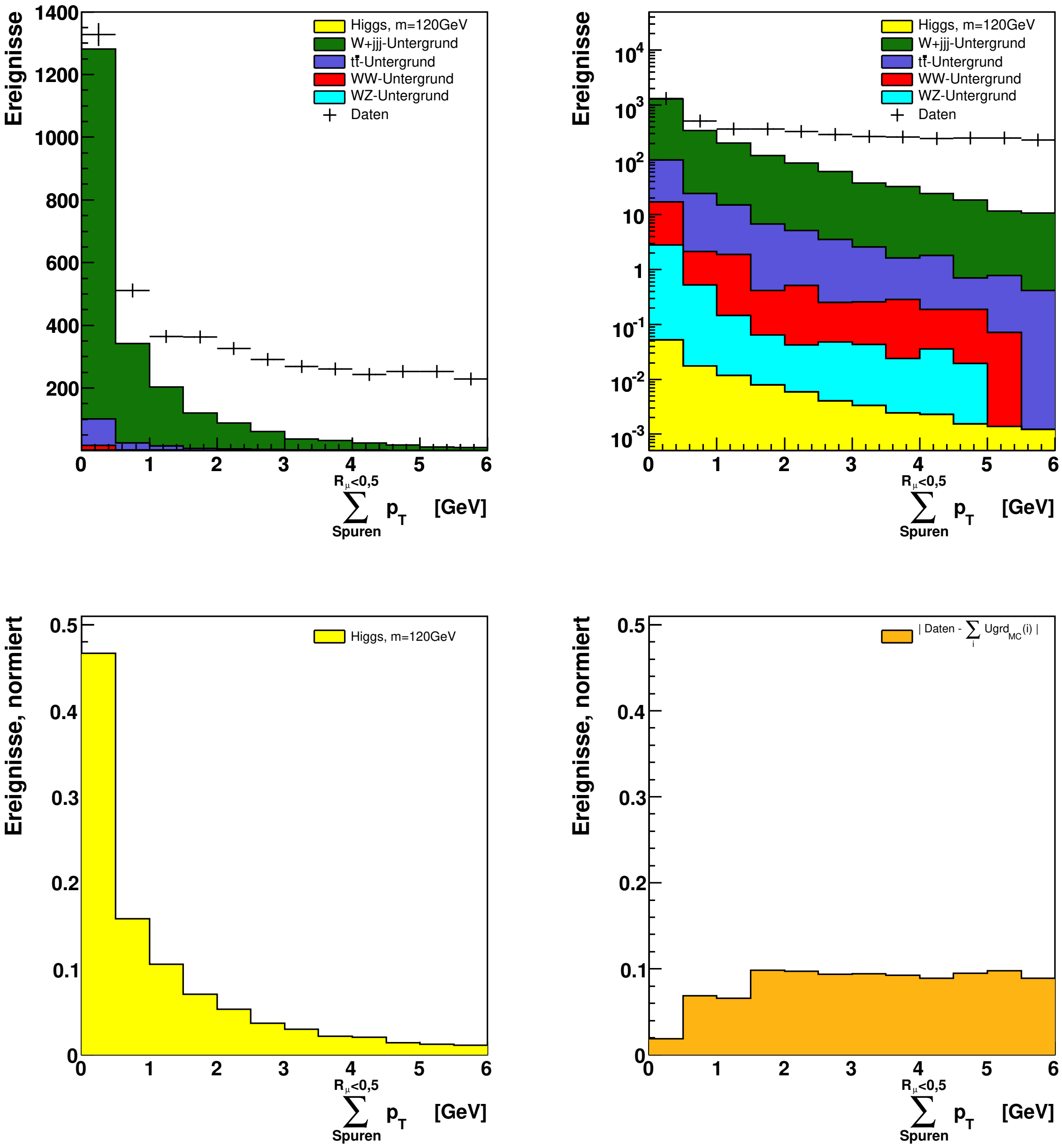


Abbildung 5.1: Lineare und logarithmische Darstellung der Isolation des Myons in der Spurkammer für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen der Spurisolation für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

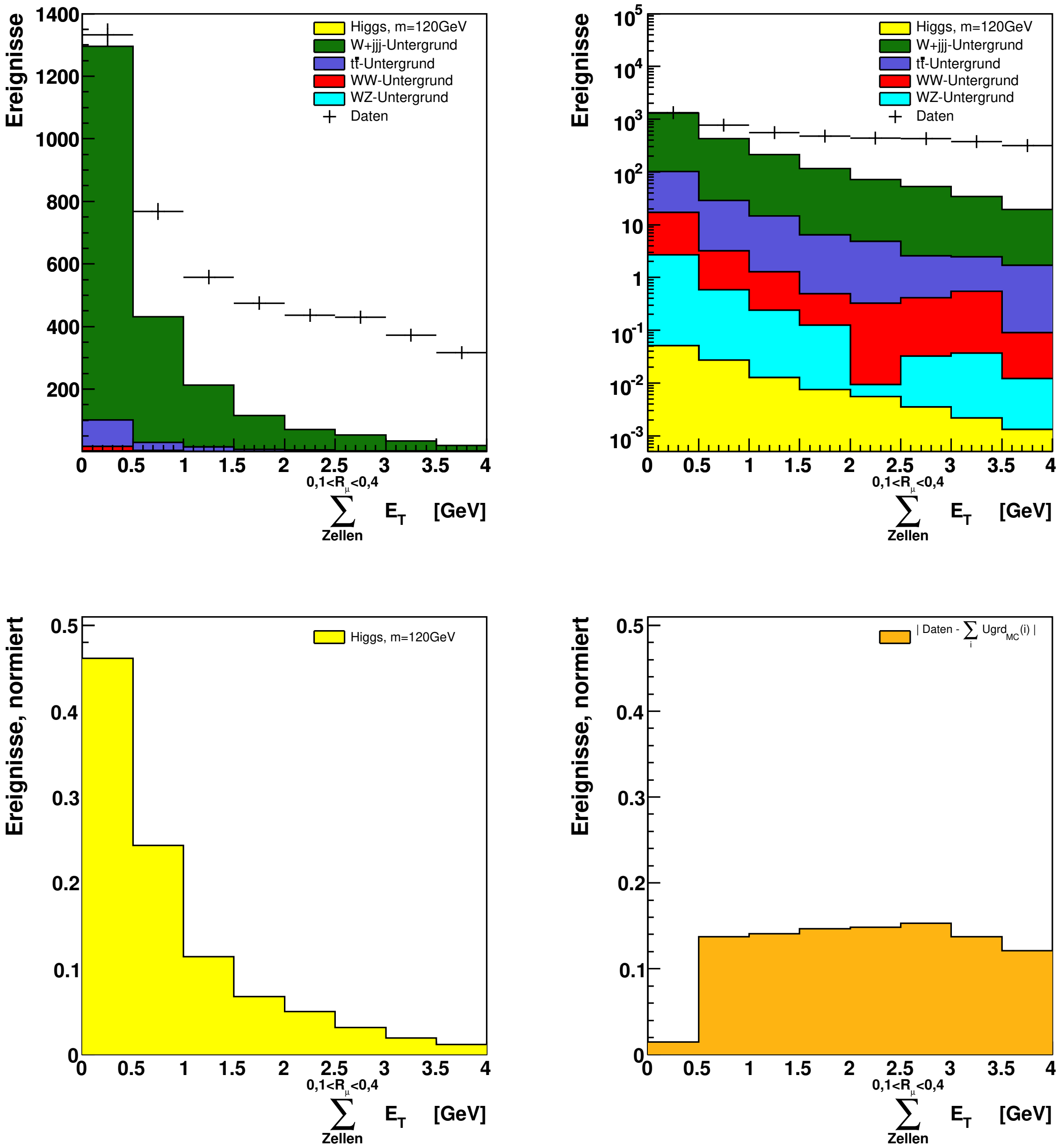


Abbildung 5.2: Lineare und logarithmische Darstellung der Isolation des Myons im Kalorimeter für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen der Kalorimeterisolation für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

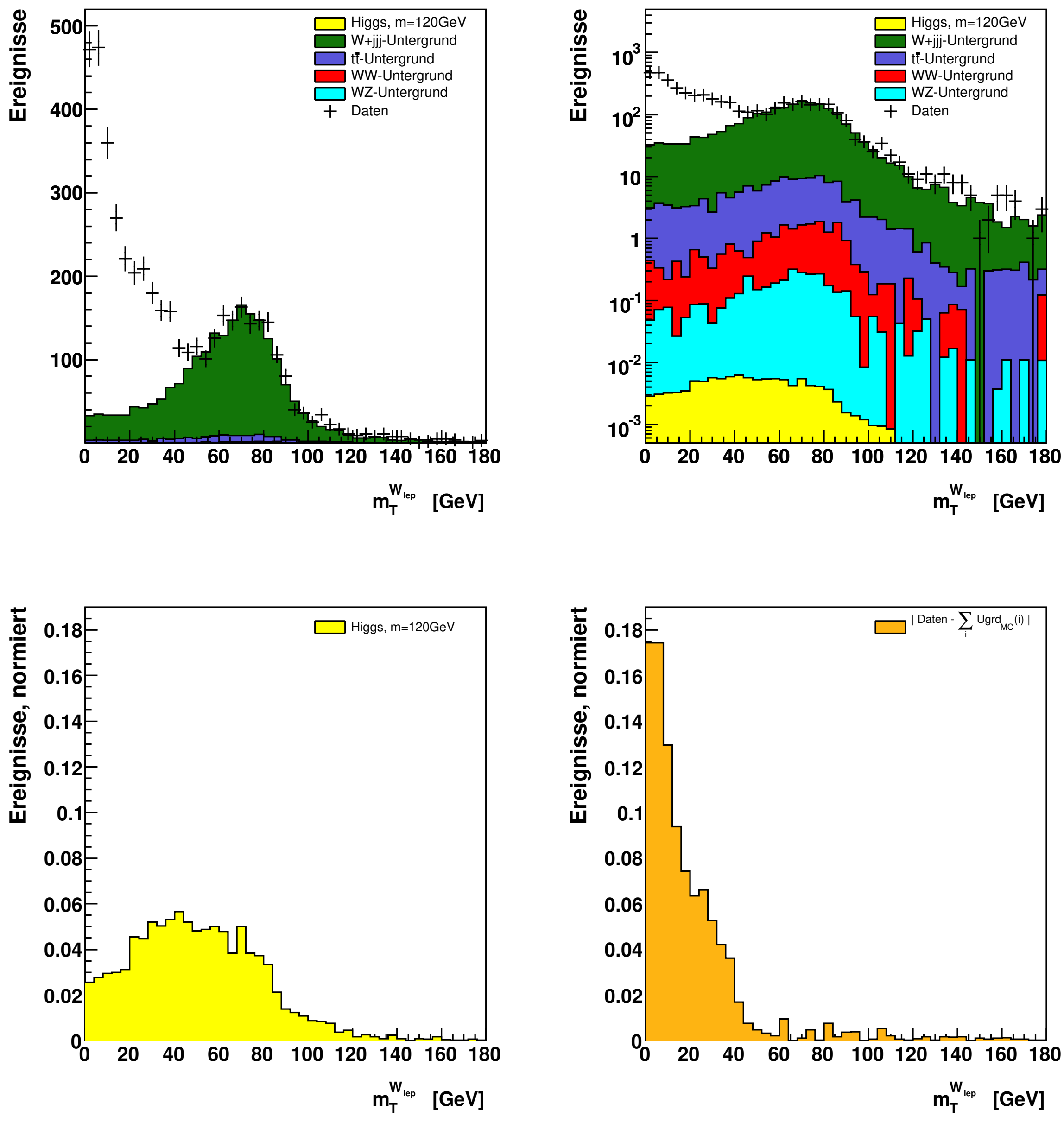


Abbildung 5.3: Lineare und logarithmische Darstellung der aus Myonimpuls und fehlendem Transversalimpuls berechneten Transversalmasse für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen der Transversalmasse für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

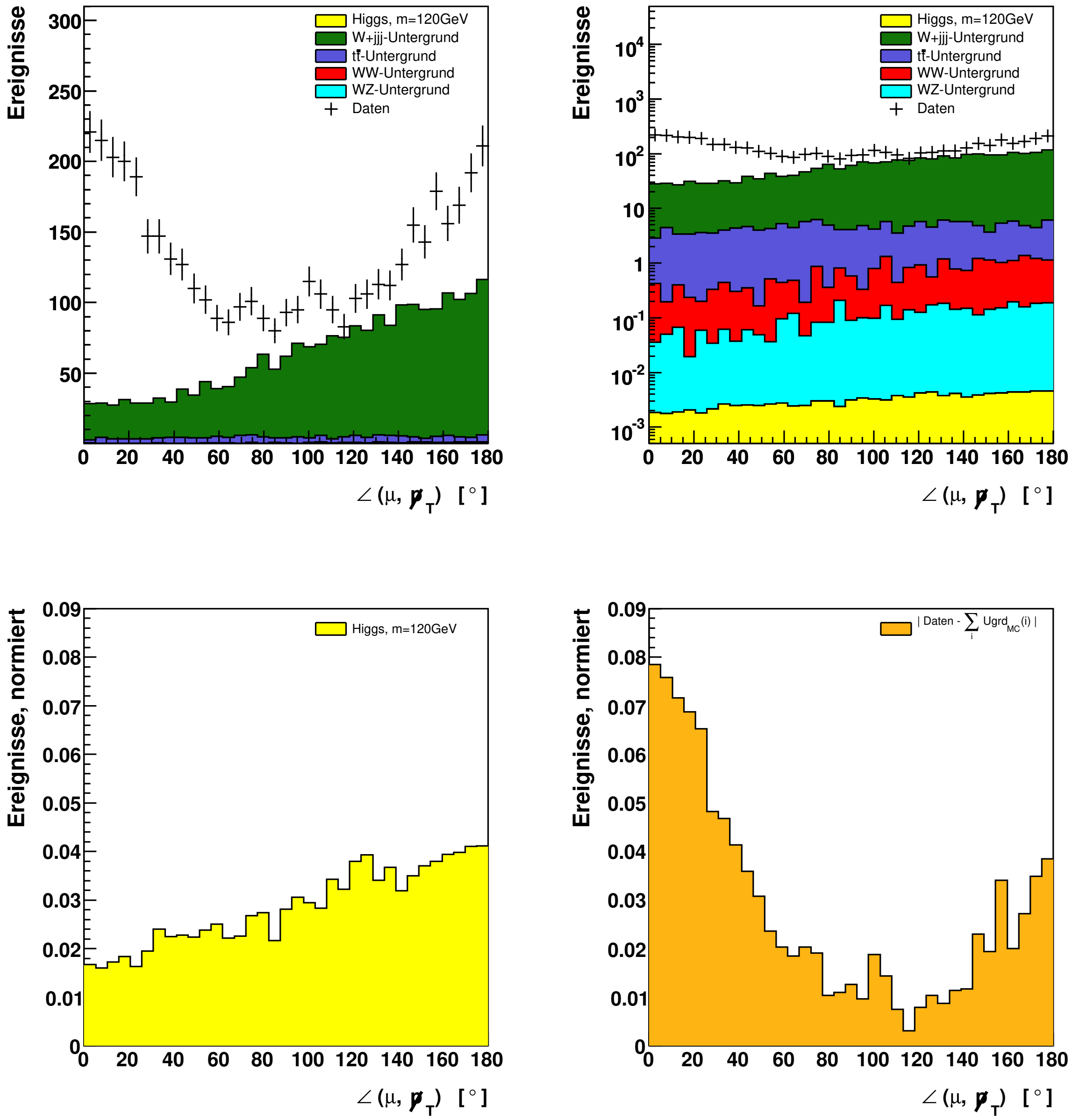


Abbildung 5.4: Lineare und logarithmische Darstellung des Winkels zwischen fehlendem Transversalimpuls und Myon in der Ebene senkrecht zur Strahlachse für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen des Winkels für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

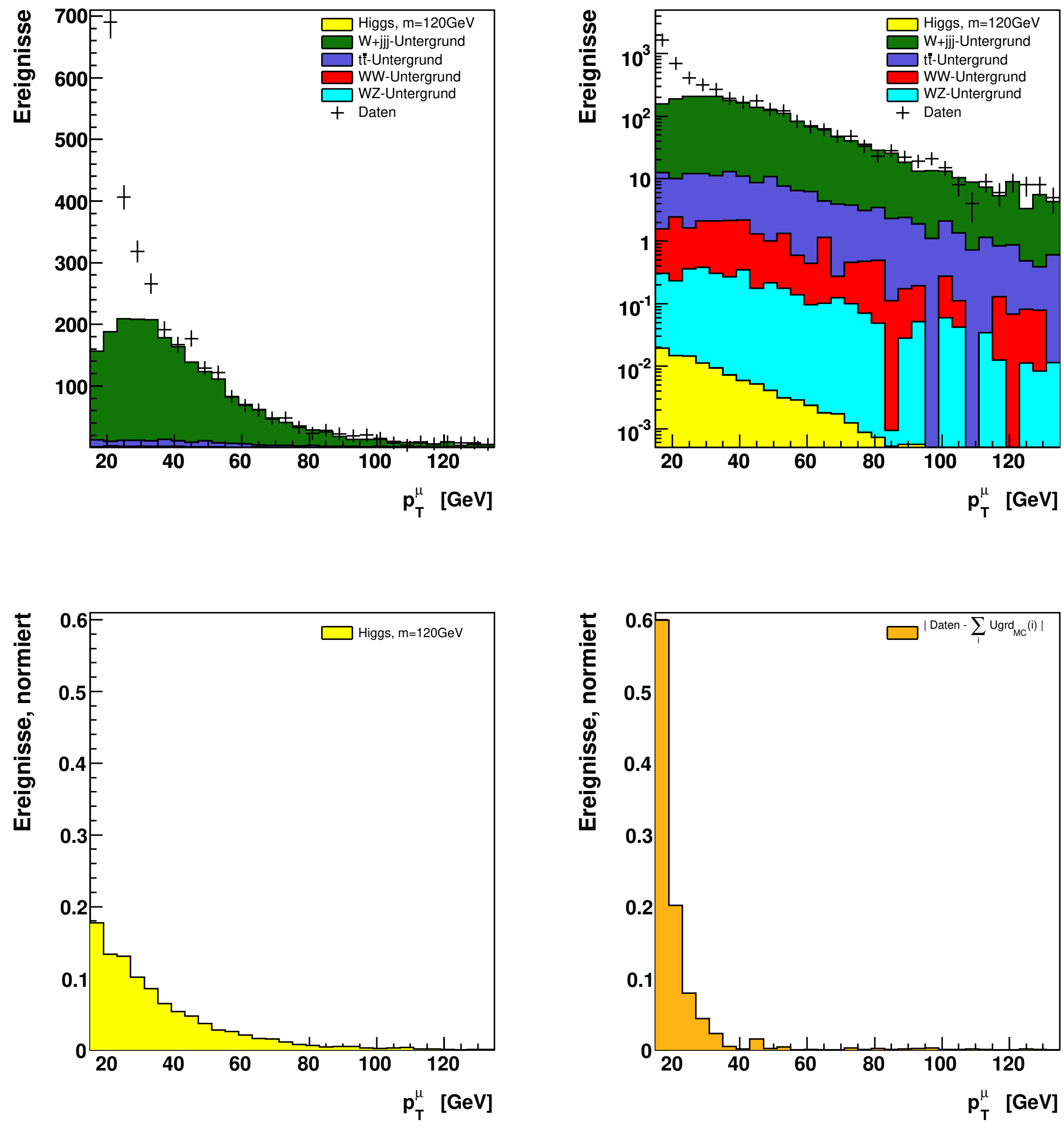


Abbildung 5.5: Lineare und logarithmische Darstellung des Myonimpulses senkrecht zur Strahlachse für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen des Transversalimpulses für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

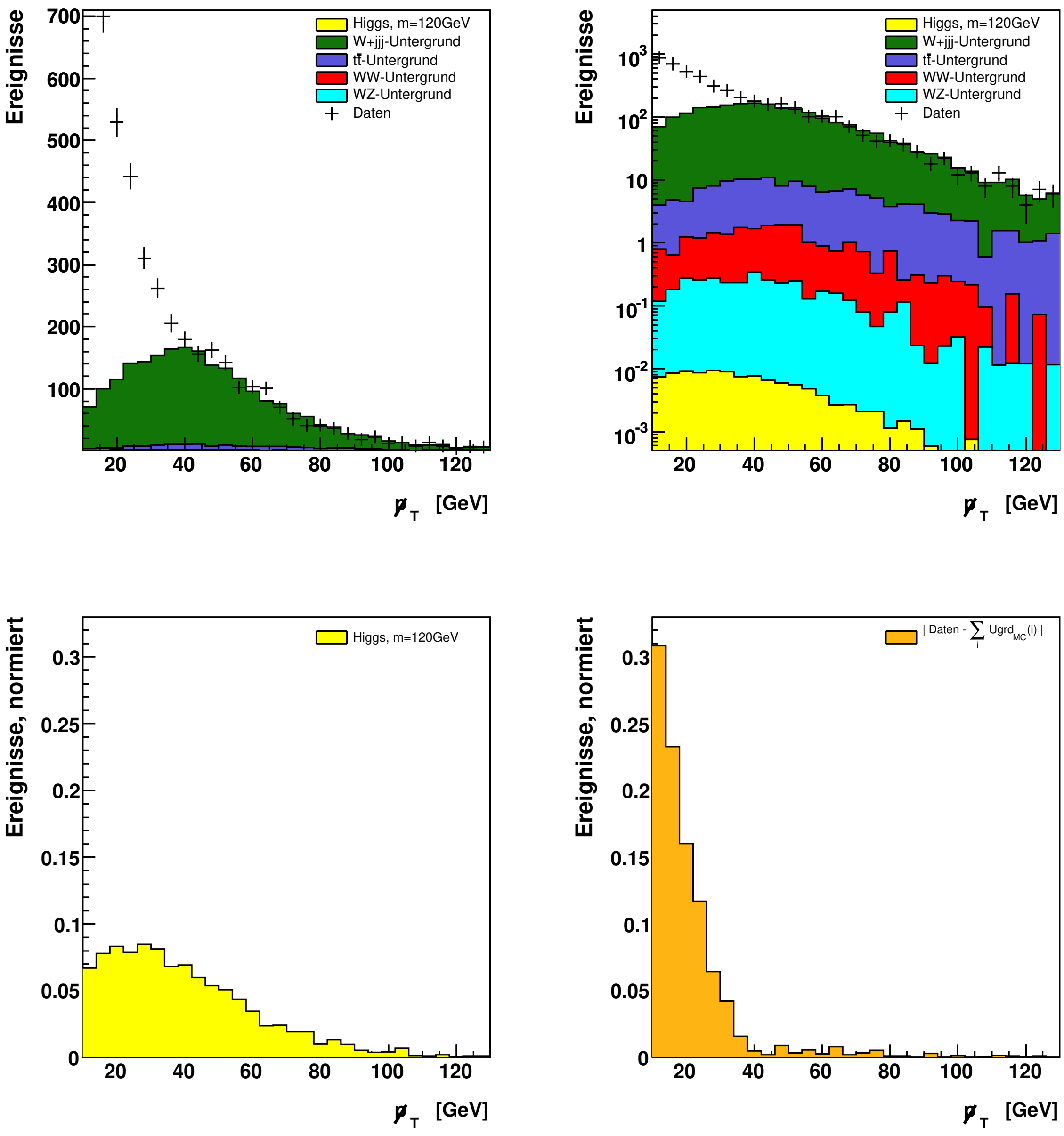


Abbildung 5.6: Lineare und logarithmische Darstellung des fehlenden Transversalimpulses für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen des fehlenden Transversalimpulses für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

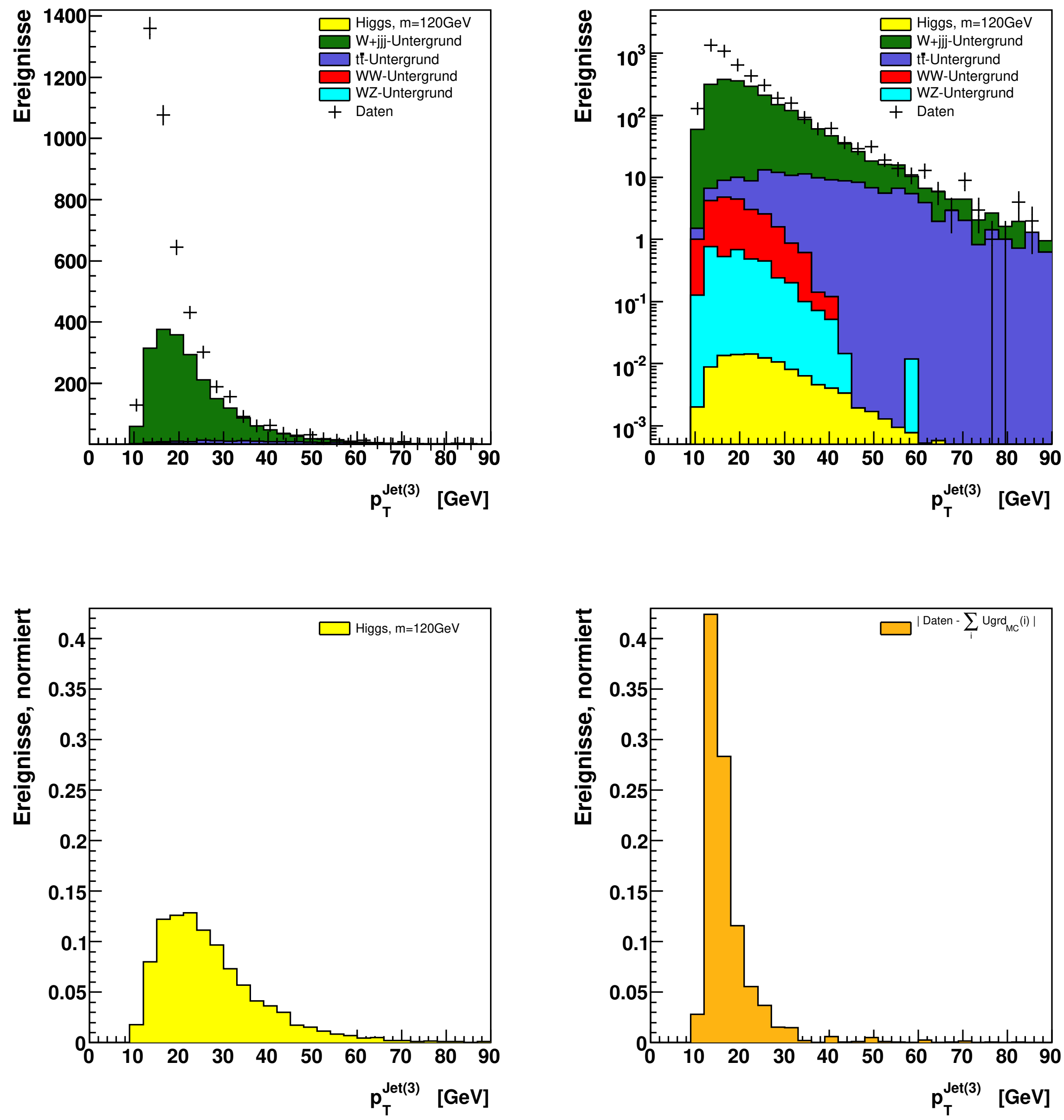


Abbildung 5.7: Lineare und logarithmische Darstellung des Transversalimpulses von Jet(3) für generierte Ereignisse und Daten nach topologischer und erweiterter Vorselektion (oben). Referenzverteilungen des Transversalimpulses für Signal- und Untergrundprozesse der Likelihood (unten).

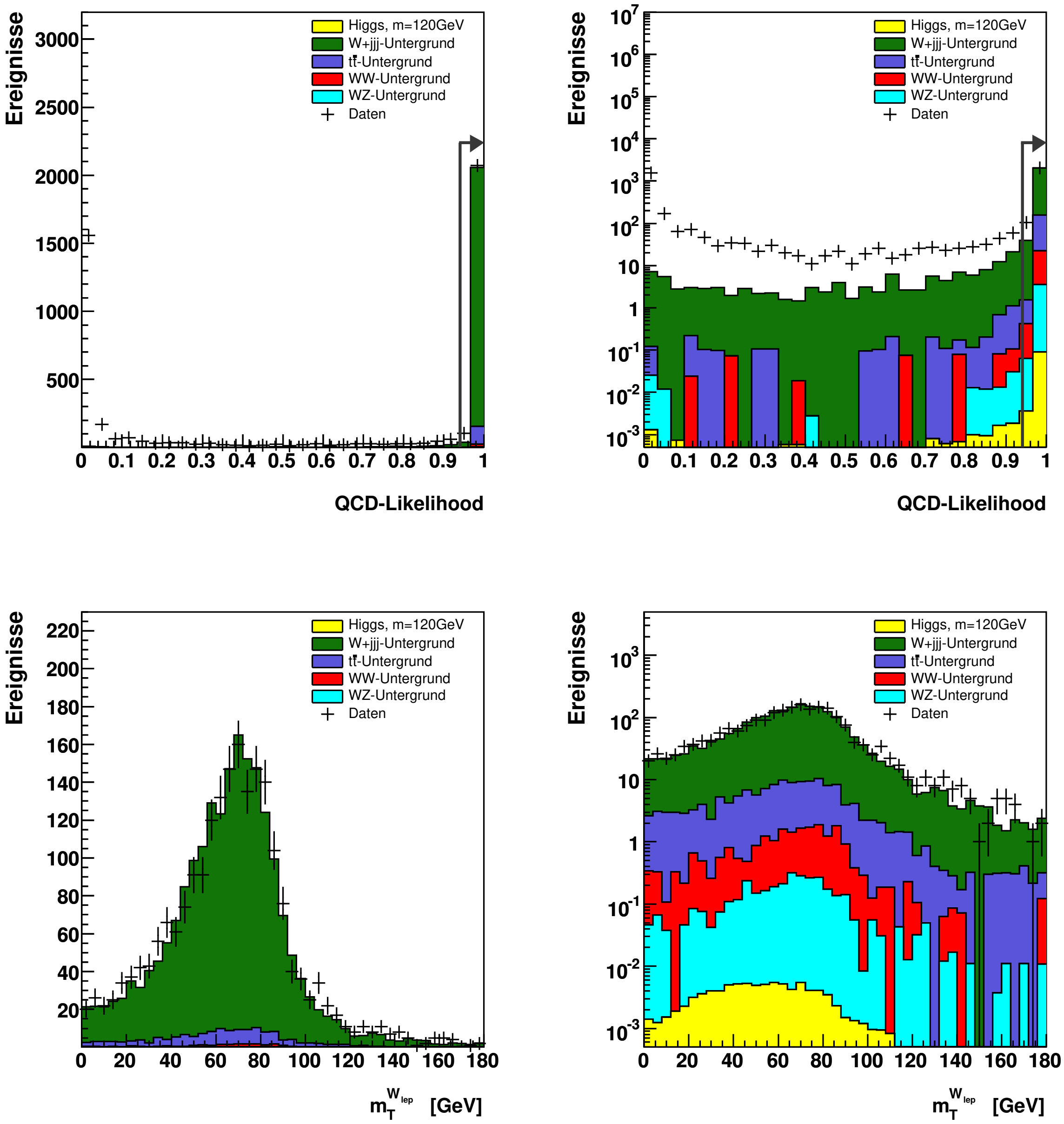


Abbildung 5.8: Lineare und logarithmische Darstellung der Likelihood-Verteilung nach topologischer und erweiterter Vorselektion für generierte Ereignisse und Daten (oben). Lineare und logarithmische Darstellung der aus Myonimpuls und fehlendem Transversalimpuls berechneten Transversalmasse nach topologischer und erweiterter Vorselektion sowie einem Schnitt von 0,94 auf die berechnete Likelihood-Verteilung (unten).

5.1.3 Effizienz der Vorselektion

Zusammenfassend sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 noch einmal die Schnitte der Vorselektion und der Schnitt auf die berechnete Likelihood aufgeführt. Neben den einzelnen Schnitten stehen in jeder Spalte der Tabellen die Anzahl der verbleibenden Ereignisse, die Effizienz eines einzelnen Schnittes und die akkumulierte Effizienz aller bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Schnitte. Bei den Schnitten auf die Transversalimpulse muss beachtet werden, dass sich die dort angegebenen Werte auf die Erhöhung der Schnitte von 10 auf 20 GeV bzw. von 10 auf 13 GeV beziehen. Die Effizienz der verwendeten Triggerbedingungen ist in diesem Kanal deutlich besser. So beträgt sie für Signalereignisse 35%, für W+jjj-Ereignisse nur etwa 10%.

	120 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	0,747			78995					
Triggerbed.&Detektorak.	0,259	35%	35%	8202	10%	10%	755890	100%	100%
Top. Vorselektion	0,125	48%	17%	2554	31%	3,2%	14396	1,9%	1,9%
# SMT-Treffer $_\mu > 2$	0,116	92%	16%	2372	93%	3,0%	11032	76%	1,5%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	0,116	100%	15%	2365	100%	3,0%	7960	72%	1,0%
$\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0,25$	0,113	98%	15%	2283	97%	2,9%	5326	67%	0,70%
$p_T^{\mathrm{Jet}(1)} > 20$ GeV	0,113	100%	15%	2283	100%	2,9%	5192	97%	0,70%
$p_T^{\mathrm{Jet}(2)} > 13$ GeV	0,113	100%	15%	2271	99%	2,9%	5114	98%	0,69%
Spurbestätigung Jet(2)	0,112	99%	15%	2262	100%	2,9%	4966	97%	0,69%
Spurbestätigung Jet(3)	0,110	99%	15%	2234	99%	2,8%	4687	94%	0,62%
QCD-Likelihood > 0,94	0,093	84%	12%	2097	94%	2,7%	2173	46%	0,29%

	W+jjj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	75804			1097		
Triggerbed.&Detektorak.	7669	10%	10%	262	24%	24%
Top. Vorselektion	2366	31%	3,1%	160	61%	15%
# SMT-Treffer $_\mu > 2$	2199	93%	2,9%	146	91%	13%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	2193	100%	2,9%	146	100%	13%
$\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0,25$	2116	96%	2,8%	142	98%	13%
$p_T^{\mathrm{Jet}(1)} > 20$ GeV	2116	100%	2,8%	142	100%	13%
$p_T^{\mathrm{Jet}(2)} > 13$ GeV	2106	100%	2,8%	141	100%	13%
Spurbestätigung Jet(2)	2097	100%	2,8%	141	100%	13%
Spurbestätigung Jet(3)	2070	99%	2,7%	140	99%	13%
QCD-Likelihood > 0,94	1938	94%	2,6%	136	97%	12%

Tabelle 5.1: Schnitte der erweiterten Vorselektion, Anzahl der verbleibenden Ereignisse, Effizienz eines einzelnen Schnittes und akkumulierte Effizienz aller bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Schnitte. Die entsprechenden Werte des WW- und WZ-Untergrundes finden sich in Tabelle 5.2.

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Ereignisse, L=363 pb^{-1}	1805			289		
Triggerbed.&Detektorak.	233	13%	13%	38	13%	13%
Top. Vorselektion	24	10%	1,3%	4,4	12%	1,5%
# SMT-Treffer $_{\mu} > 2$	23	96%	1,3%	4,1	94%	1,4%
$\chi^2(tr_\mu)/ndf < 3,5$	22	99%	1,2%	4,1	99%	1,4%
$\Delta R_{min_i(\mu,\mathrm{Jet}(i))} > 0{,}25$	21	92%	1,1%	3,8	94%	1,3%
$p_T^{\mathrm{Jet}(1)} > 20$ GeV	21	100%	1,1%	3,8	100%	1,3%
$p_T^{\mathrm{Jet}(2)} > 13$ GeV	20	100%	1,1%	3,8	100%	1,3%
Spurbestätigung Jet(2)	20	98%	1,1%	3,8	100%	1,3%
Spurbestätigung Jet(3)	20	99%	1,1%	3,6	96%	1,3%
QCD-Likelihood > 0,94	19	97%	1,1%	3,5	97%	1,2%

Tabelle 5.2: Schnitte der erweiterten Vorselektion, Anzahl der verbleibenden Ereignisse, Effizienz eines einzelnen Schnittes und akkumulierte Effizienz aller bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Schnitte.

5.2 Kinematische Rekonstruktion

Da die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons in diesem Kanal ebenfalls die zur kinematischen Rekonstruktion verwendeten Bedingungen erfüllen, kann die in Kapitel 4.3 beschriebene Rekonstruktion auch hier verwendet werden. Alle Ereignisse werden unter Beachtung der Transferfunktionsfaktoren daher so rekonstruiert, dass die rekonstruierte Higgs-Masse der angenommenen Masse von 120 GeV entspricht und das hadronisch zerfallende W-Boson eine Masse von 80 GeV aufweist. Die beiden Jets aus dem Higgs-Zerfall werden so bestimmt, dass das Produkt der Transferfunktionsfaktoren der beiden Jetenergien und des transversalen Myonimpulses für diese Jetkombination maximal ist. Damit sollte es auch in diesem Kanal möglich sein, den wesentlichen Anteil der Untergrundereignisse, in denen die Jets nicht aus dem Zerfall eines W-Bosons stammen, von den Signalereignissen zu separieren. Und in der Tat zeigt Tabelle 5.3, dass die Rekonstruktionseffizienz für W+jjj-Ereignisse nur 3% und für Signalereignisse 22% beträgt.
Somit liefert das für die nicht assoziierte Higgs-Produktion entwickelte Rekonstruktionsverfahren auch hier eine gute Separation. Will man die Signaleffizienz noch erhöhen, so muss die Rekonstruktion die leicht abgeänderte Topologie der assoziierten Higgs-Produktion stärker berücksichtigen. Die Selektionseffizienz der Ereignisse mit vier Jets könnte durch eine Identifizierung aller Jets erhöht werden. Hierbei sollte ihre Energie so bestimmt werden, dass die invariante Masse zweier Jets jeweils der Masse eines W-Bosons entspricht und die beiden Jets zur Rekonstruktion des Neutrinoimpulses so gewählt werden, dass das Produkt der Transferfunktionsfaktoren aller rekonstruierten Teilchen maximal ist. Die bereits erreichte Separation könnte in diesem Kanal durch eine Erweiterung der kinematischen Rekonstruktion also noch verbessert werden. Da das vornehmliche Ziel dieses Teils der Analyse aber die Anwendung der entwickelten Methoden auf die assoziierte Higgs-Produktion ist, wurde die kinematische Rekonstruktion in obigem Sinne nicht erweitert.

Wenngleich die Vorselektion in diesem Kanal eine deutlich bessere Separation von Signalereignissen und QCD-Prozessen ohne W $\rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall erzielen konnte, wird die Restdiskrepanz von etwa 4% durch das gewählte Rekonstruktionsverfahren wieder erhöht. Da aber auch hier davon ausgegangen werden kann, dass eine Verbesserung der Monte-Carlo-Simulation eine vollständige Reduktion der nicht generierten QCD-Ereignisse ermöglicht, wird die vorliegende Analyse wieder für den Fall optimiert, dass die generierten Ereignisse ausreichen, die Zusammensetzung der gemessenen Daten zu beschreiben.

	120 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
QCD-Likelihood > 0,94	0,093	84%	12%	2097	94%	2,7%	2173	46%	0,29%
Kin.Rekonstruktion	0,019	21%	2,6%	71	3,4%	0,090%	135	6,2%	0,018%

	W+jjj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
QCD-Likelihood > 0,94	1938	94%	2,6%	136	97%	12%
Kin.Rekonstruktion	66	3,4%	0,087%	4,0	2,9%	0,36%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
QCD-Likelihood > 0,94	19	97%	1,1%	3,5	97%	1,2%
Kin.Rekonstruktion	0,42	2,2%	0,023%	0,13	3,8%	0,046%

Tabelle 5.3: Effizienz und akkumulierte Effizienz der vollständigen kinematischen Rekonstruktion. Dargestellt sind sowohl die Anzahl der vorselektierten Ereignisse als auch die Anzahl der Ereignisse mit reeller Lösung $p^{\nu_\mu}(z)$.

5.3 Likelihood-Selektion

Um die Separation von Signal- und Untergrundereignissen noch weiter zu verbessern, wird auch in diesem Kanal eine zweite Likelihood-Diskriminante verwendet[2]. Analog zu der in der nicht assoziierten Produktion verwendeten Selektions-Likelihood entsprechen die signalartigen Referenzverteilungen den Verteilungen der Higgs-Ereignisse. Die Referenzverteilungen für den Likelihood-Untergrund wurden aus den aufsummierten Verteilungen der generierten Untergrundmengen gebildet.
Da einige der verwendeten Variablen bereits in Kapitel 4.4 beschrieben wurden, werden diese nur noch einmal kurz aufgelistet. Im Anschluss an die Beschreibung der Größen folgen eine lineare und eine logarithmische Darstellung der einzelnen Verteilungen der aufsummierten Ereignismengen und die dazugehörigen normierten Referenzverteilungen zur Bestimmung der Likelihood.

[2] In den Studien zu dieser Analyse wurden auch hier die Verwendung eines Neuronalen Netzes und die Anwendung direkter Schnitte untersucht. In beiden Fällen fiel die Separation geringer aus.

Rekonstruierter Transversalimpuls des höchstenergetischen Jets aus dem Higgs-Zerfall

Der Transversalimpuls der Jets aus dem Zerfall des Higgs-Bosons bzw. deren Energie wird in der kinematischen Rekonstruktion für alle Ereignisse so bestimmt, dass die invariante Masse beider Jets 80 GeV entspricht. Da aber zusätzlich der Transferfunktionsfaktor der gemessenen und der rekonstruierten Jetenergien maximal sein muss, bleibt der Ursprung der Jets auch in den rekonstruierten Impulsverteilungen noch sichtbar, siehe Abbildung 5.9. Da der rekonstruierte Jet mit größtem Transversalimpuls in W+jjj-Ereignissen aus Gluonabstrahlung längs der Strahlachse entsteht, haben die Untergrundereignisse nur einen mittleren Transversalimpuls von 40 GeV. Demhingegen liegt der mittlere Transversalimpuls des höchstenergetischen Jets in Signalereignissen durch den nicht verschwindenden Transversalimpuls des Higgs-Bosons bei 50 GeV.

Summe der Transversalimpulse aller Jets im Ereignis ohne Berücksichtigung von Jet(1)

Summiert man die Transversalimpulse aller Jets im Ereignis auf und subtrahiert den Transversalimpuls von Jet(1), so erhält man die in Abbildung 5.10 gezeigten Verteilungen. Im Gegensatz zu den Signalereignissen, in denen fast alle Jets aus dem Zerfall eines W-Bosons stammen, gibt es in den Untergrundereignissen maximal nur einen $W \rightarrow$ jj-Zerfall. Dadurch liegt der Mittelwert der aufsummierten Transversalimpulse für Untergrundereignisse bei etwa 70 GeV, der der Signalereignisse bei 90 GeV.

Sphärizität

Abbildung 5.11 zeigt die gemäß der Gleichung 4.10 bestimmte Sphärizität der Ereignisse. Wie erwartet, ist diese in der Signalverteilung im Mittel größer. Durch den Zerfall der schweren W-Bosonen sind die Ereignisse eher isotrop. Demhingegen weisen Untergrundereignisse eher eine 2-Jet-Topologie auf, sie zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei kleinen Werten.

Transversale Masse aller gemessenen Jets

Für die transversale Masse aller Jets im Ereignis gilt

$$m_T^{\mathrm{Jets}} = \sqrt{\left(\sum_i^{n_{\mathrm{Jets}}} p_T^{\mathrm{Jet}(i)}\right)^2 - \left(\sum_i^{n_{\mathrm{Jets}}} p_x^{\mathrm{Jet}(i)}\right)^2 - \left(\sum_i^{n_{\mathrm{Jets}}} p_y^{\mathrm{Jet}(i)}\right)^2} \quad , \tag{5.1}$$

wobei n_{Jets} die Anzahl der Jets bezeichnet. Da fast alle Jets in Signalereignissen aus dem Zerfall eines W-Bosons entstehen, beträgt der Mittelwert der transversalen Masse aller Jets für Signalereignisse 140 GeV, während Untergrundereignisse nur einen Mittelwert von 115 GeV aufweisen, vgl. Abbildung 5.12.

Zentralität der Jets

Auch in diesem Kanal bietet sich die in Gleichung 4.8 definierte Zentralität ζ der Jets als Eingabevariable an. Durch den nicht verschwindenden Transversalimpuls des Higgs-Bosons weisen die Jets einen hohen Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse auf. Der Mittelwert der Zentralität liegt bei etwa 0,7. Im Gegensatz hierzu beträgt der Mittelwert der Zentralität für Untergrundereignisse nur 0,6.

Aplanarität

Bezeichnet λ_3 den drittgrößten Eigenwert des in Gleichung 4.9 definierten Impulstensors, so folgt die Aplanarität des Ereignisses zu

$$A = \frac{3}{2} \cdot \lambda_3. \tag{5.2}$$

Da die Jets im Fall des Hauptuntergrundes aus einem Farbstring stammen, liegen die meisten Jets in einer Ebene. Die in Abbildung 5.14 dargestellte Aplanarität hat für Untergrundereignisse ein ausgeprägtes Maximum nahe 0, das zu größeren Werten hin schnell abfällt. Demhingegen folgen die Jets in Signalereignissen aus den Zerfällen zweier W-Bosonen, ihre Aplanarität ist im Mittel größer.

Rekonstruktionswahrscheinlichkeitsdichte

Da die in der kinematischen Rekonstruktion geforderten Massenbedingungen auch von den Higgs-Ereignissen dieses Kanals erfüllt werden, ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeitsdichte für Signalereignisse im Mittel größer als für Untergrundereignisse, siehe Abbildung 5.15. So bietet die Wahrscheinlichkeitsdichte auch ohne Optimierung des Rekonstruktionsverfahrens die Möglichkeit, zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden.

Transversalimpuls des Myons

Eine weitere Größe, die nicht direkt durch die kinematische Rekonstruktion verändert wird, ist der in Abbildung 5.16 dargestellte Transversalimpuls des Myons.
Wenngleich die kinematische Rekonstruktion bevorzugt Ereignisse selektiert, in denen die Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons zu weniger als 80 GeV rekonstruiert werden kann, bleibt der gemessene Transversalimpuls des Leptons von dieser Bedingung unberührt. Er macht deutlich, dass die tatsächliche Masse des leptonisch zerfallenden W-Bosons 80 GeV entspricht. Der mittlere Impulsbetrag liegt daher für Signalereignisse nur bei etwa 25 GeV, im Falle des aufsummierten Untergrundes aber bei etwa 30 GeV. Hierbei muss beachtet werden, dass der Unterschied in den beiden Verteilungen duch den zusätzlichen Transversalimpuls des Higgs-Bosons überdeckt wird und die Impulsverteilung der Signalprozesse zu höheren Energien hin verschoben ist.

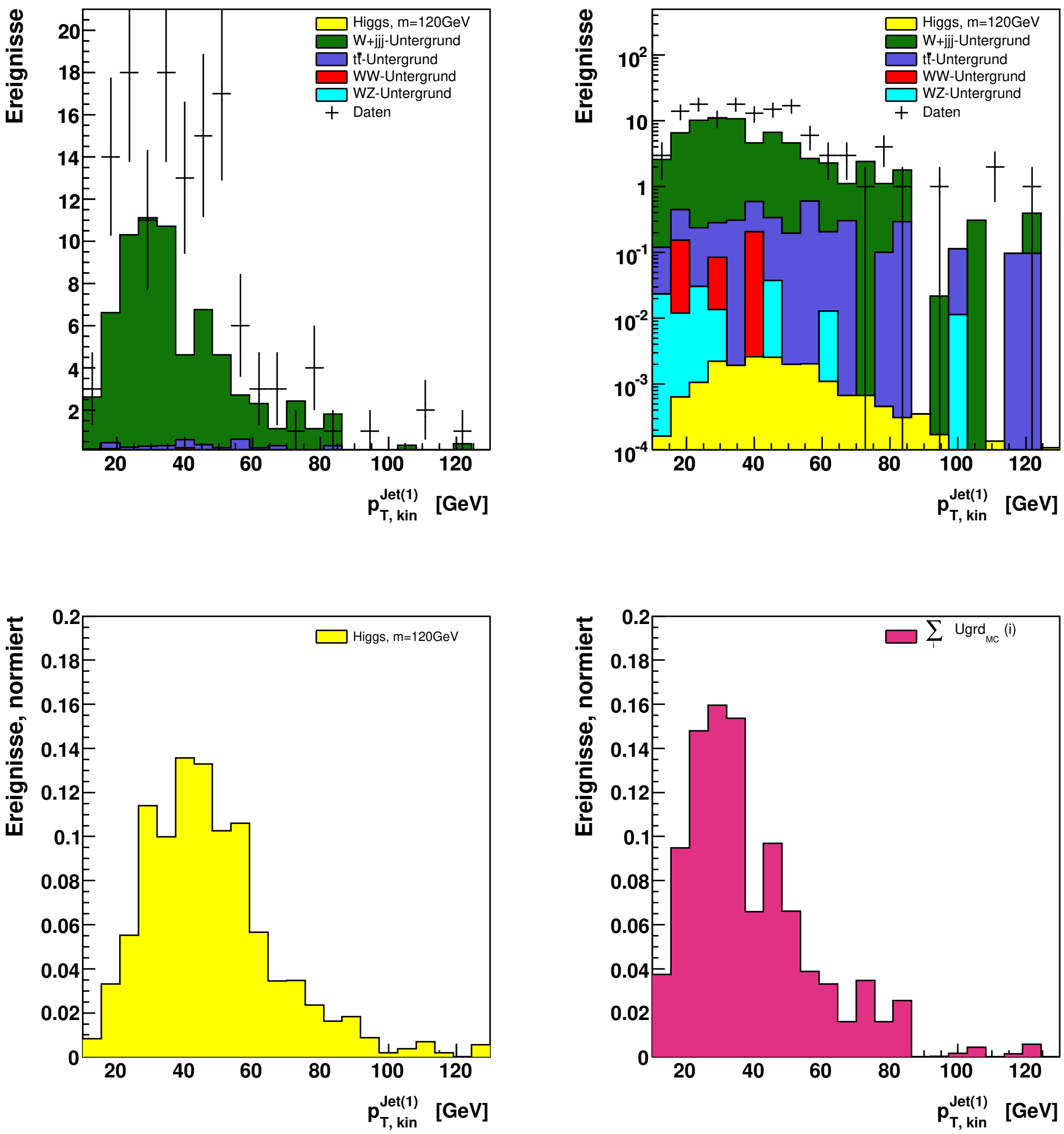


Abbildung 5.9: Lineare und logarithmische Darstellung des rekonstruierten Transversalimpulses des höchstenergetischen Jets aus dem Higgs-Zerfall für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen des Transversalimpulses für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

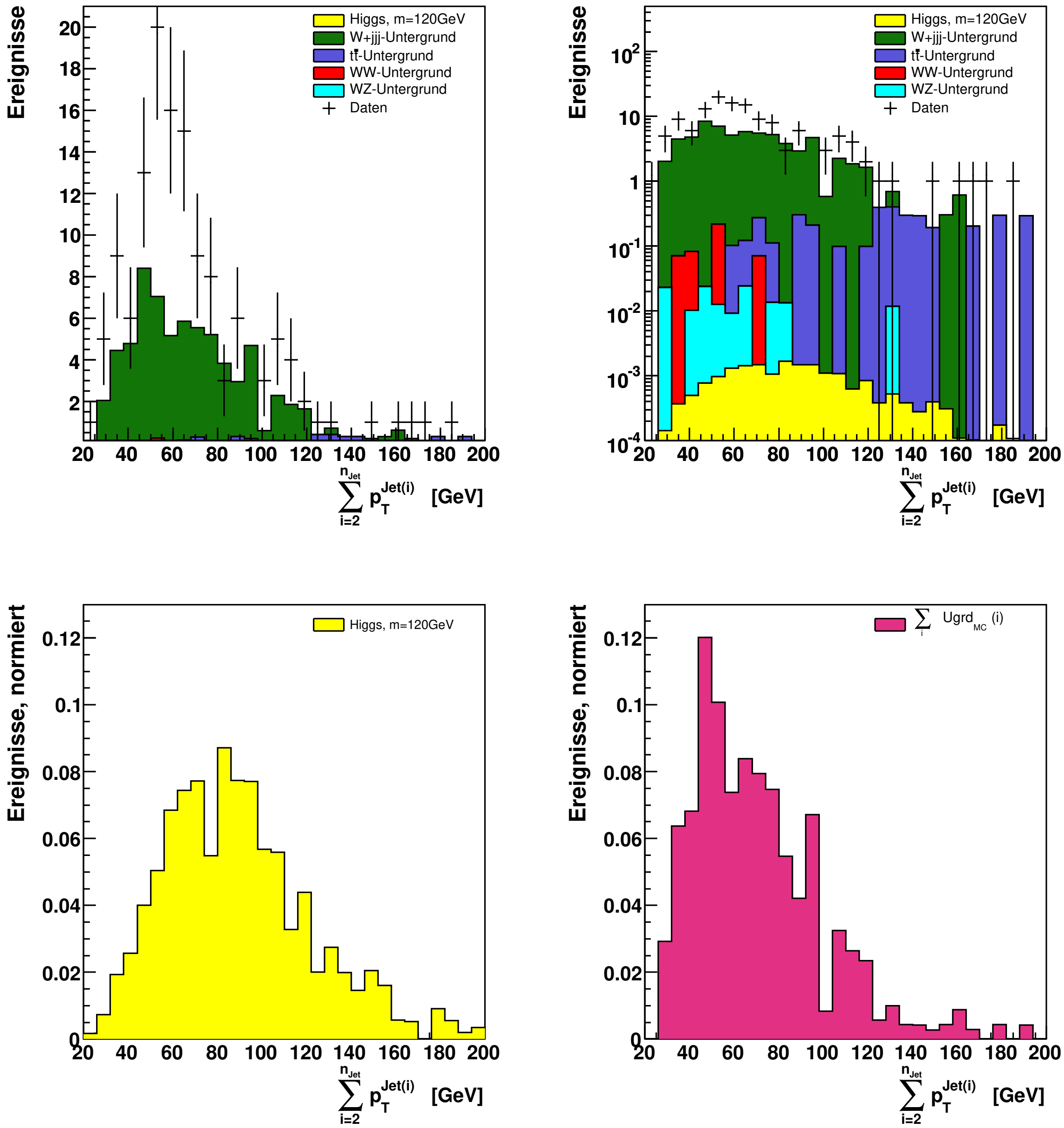


Abbildung 5.10: Lineare und logarithmische Darstellung der aufsummierten Transversalimpulse aller Jets im Ereignis ohne den Transversalimpuls von Jet(1) für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der aufsummierten Transversalimpulse für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

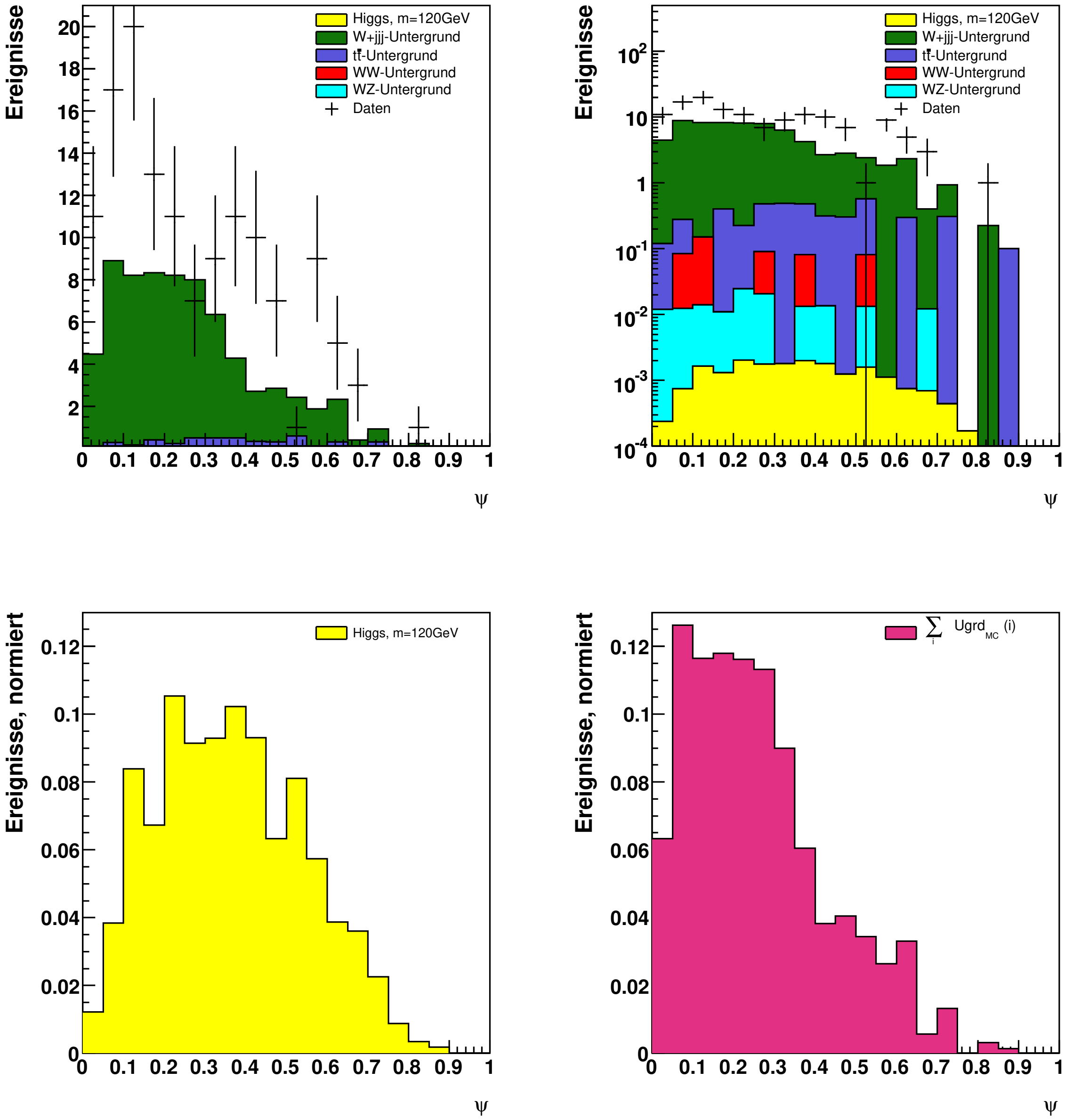


Abbildung 5.11: Lineare und logarithmische Darstellung der Sphärizität für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der Sphärizität für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

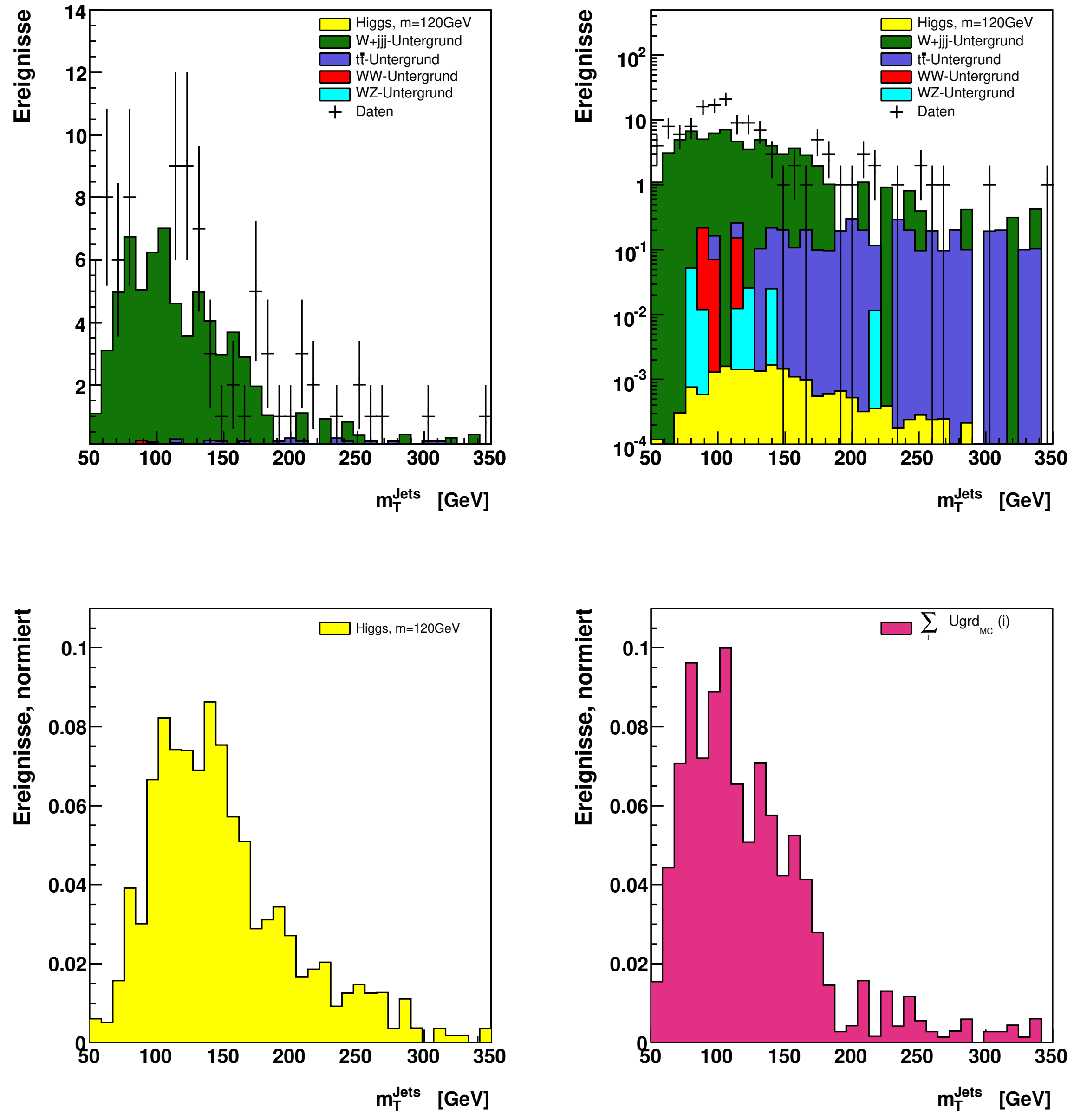


Abbildung 5.12: Lineare und logarithmische Darstellung der transversalen Masse aller Jets für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der transversalen Masse für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

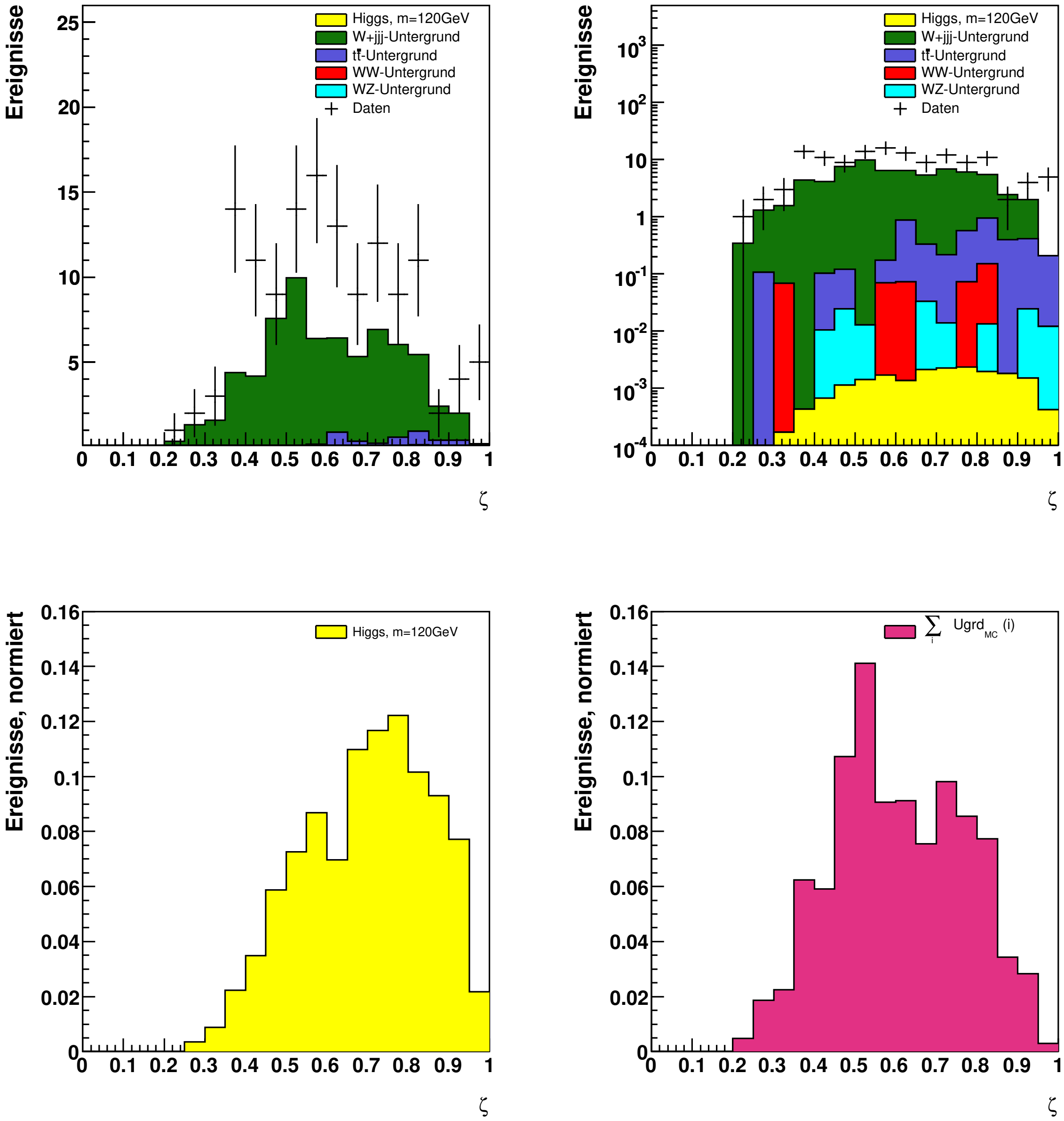


Abbildung 5.13: Lineare und logarithmische Darstellung der Zentralität für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der Zentralität für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

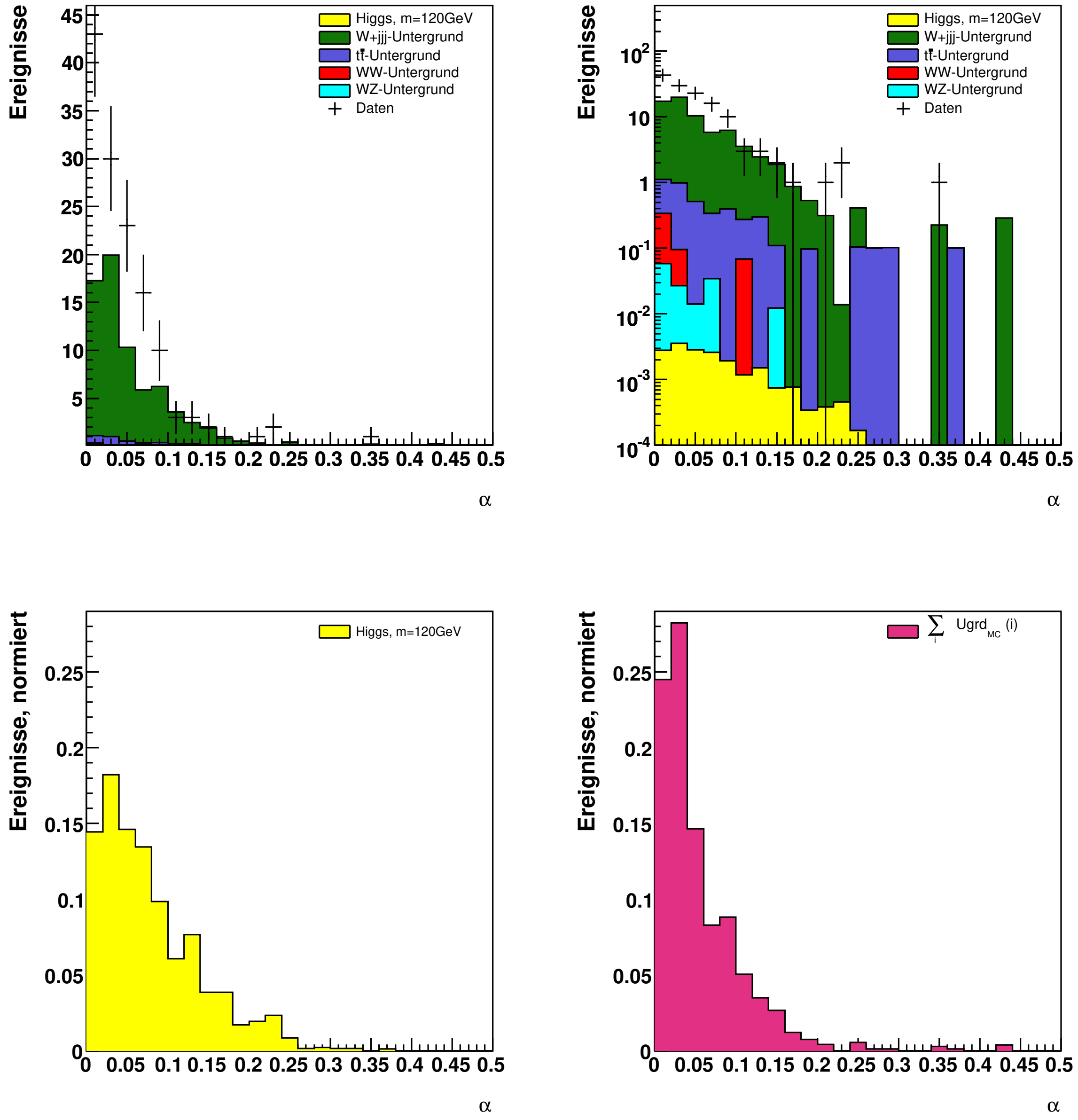


Abbildung 5.14: Lineare und logarithmische Darstellung der Aplanarität für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen der Aplanarität für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

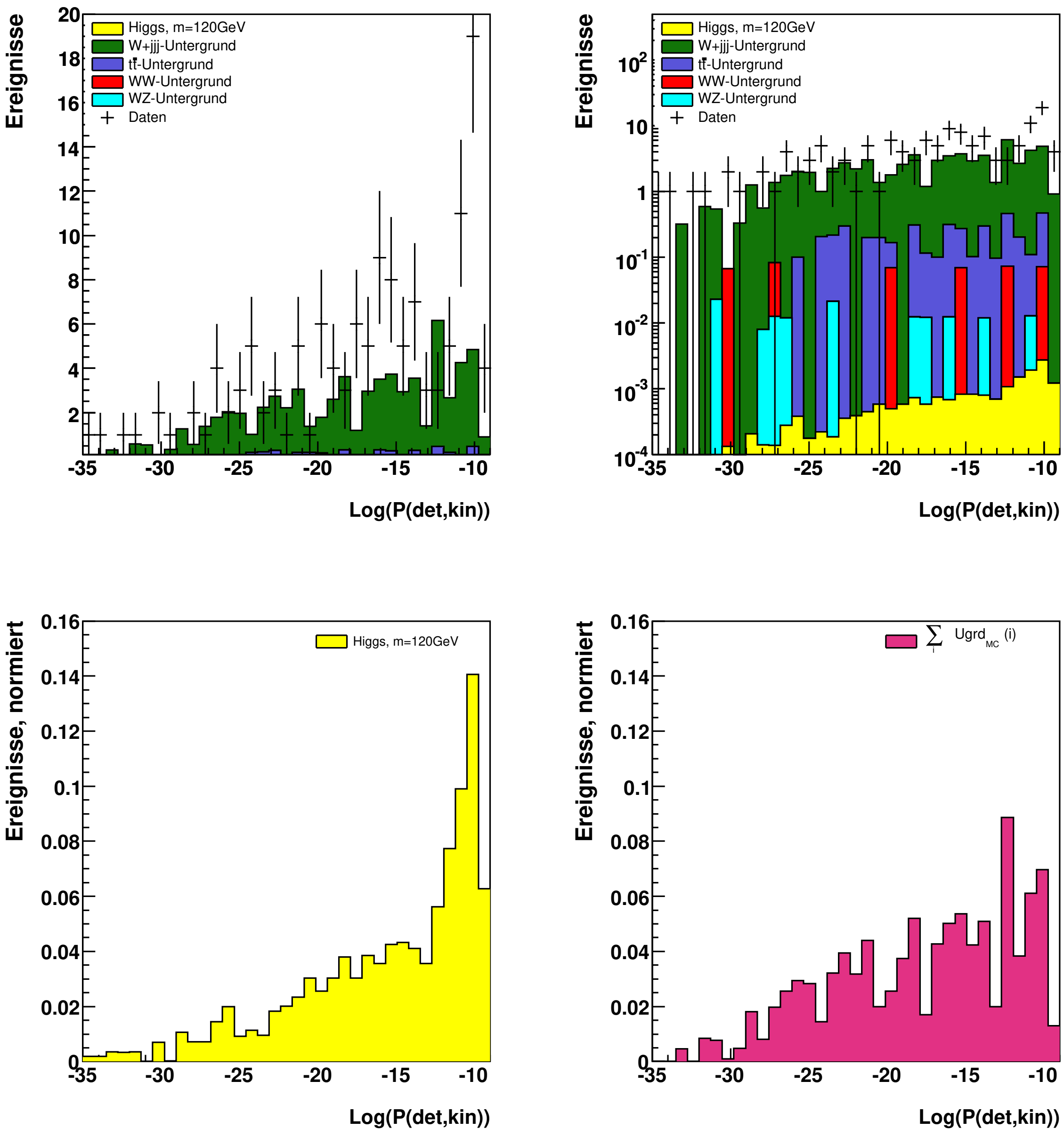


Abbildung 5.15: Lineare und logarithmische Darstellung des Logarithmus der Rekonstruktionswahrscheinlichkeitsdichte für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen des Logarithmus für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

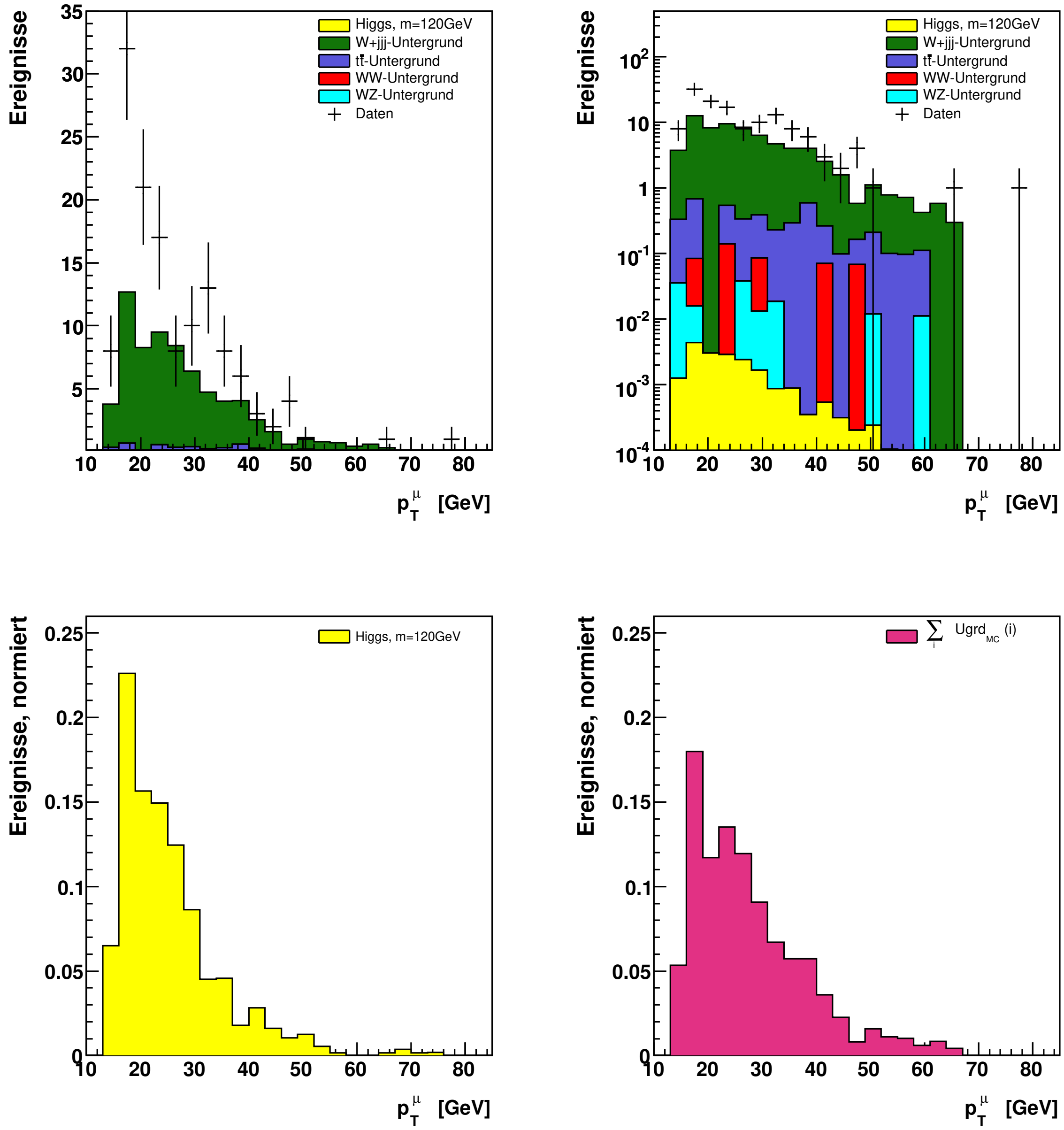


Abbildung 5.16: Lineare und logarithmische Darstellung des Myontransversalimpulses für generierte Ereignisse und Daten nach kinematischer Rekonstruktion (oben). Referenzverteilungen des Transversalimpulses für Signal- und Untergrundprozesse zur Bestimmung der Likelihood-Diskriminante (unten).

Likelihood-Schnitt

Da sich auch hier die in den Abbildungen 5.9 bis 5.16 dargestellten Signal- und Untergrundverteilungen deutlich überlappen, ermöglicht erst die Kombination dieser Größen eine verbesserte Separation von Signal und Untergrund. Der linke Teil der Abbildung 5.17 zeigt eine lineare Darstellung der so erhaltenen Likelihood-Verteilung für Signalereignisse. Im rechten Teil ist diese für die generierten Untergrundereignisse und die gemessenen Daten dargestellt. Während das Maximum der Likelihood-Verteilung für Untergrundereignisse bei 0 liegt, liegt das Maximum für Signalereignisse bei 1. Die zusätzlichen QCD-Ereignisse können hier besser als im Fall der nicht assoziierten Higgs-Produktion separiert werden, die meisten Ereignisse in den gemessen Daten liegen bei kleinen Werten. Im Folgenden werden nur Ereignisse mit einem Likelihood-Wert größer als 0,7 selektiert, da das in Kapitel 5.5 berechnete Limit für diesen Wert minimal ist. Durch den Schnitt auf die Likelihood-Verteilung verbessert sich das Verhältnis der Signalereignisse zur Wurzel der Untergrundereignisse von 0,0023 auf 0,0036.
Tabelle 5.4 gibt eine detaillierte Darstellung der durch die Likelihood-Berechnung selektierten Ereignisse. Neben der Anzahl der verbleibenden Ereignisse sind ferner die Effizienz der Likelihood-Selektion und die akkumulierte Effizienz aller Selektionskriterien zusammengefasst.

	120 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Kin.Rekonstruktion	0,019	21%	2,6%	71	3,4%	0,090%	135	6,2%	0,029%
Likelihood$> 0,7$	0,013	68%	1,8%	13	18%	0,016%	35	26%	0,0046%

	W+jj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Kin.Rekonstruktion	66	3,4%	0,087%	4,0	2,9%	0,36%
Likelihood$> 0,7$	9,2	14%	0,012%	3,2	80%	0,29%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Kin.Rekonstruktion	0,42	2,2%	0,023%	0,13	3,8%	0,046%
Likelihood$> 0,7$	0,068	16%	0,0037%	0,034	26%	0,012%

Tabelle 5.4: Anzahl der kinematisch rekonstruierten Ereignisse vor und nach dem Schnitt auf die Likelihood-Diskriminante. Zusätzlich dargestellt sind noch einmal die Effizienz der kinematischen Rekonstruktion, des Schnittes auf den Likelihood-Wert und die akkumulierte Effizienz aller Selektionskriterien.

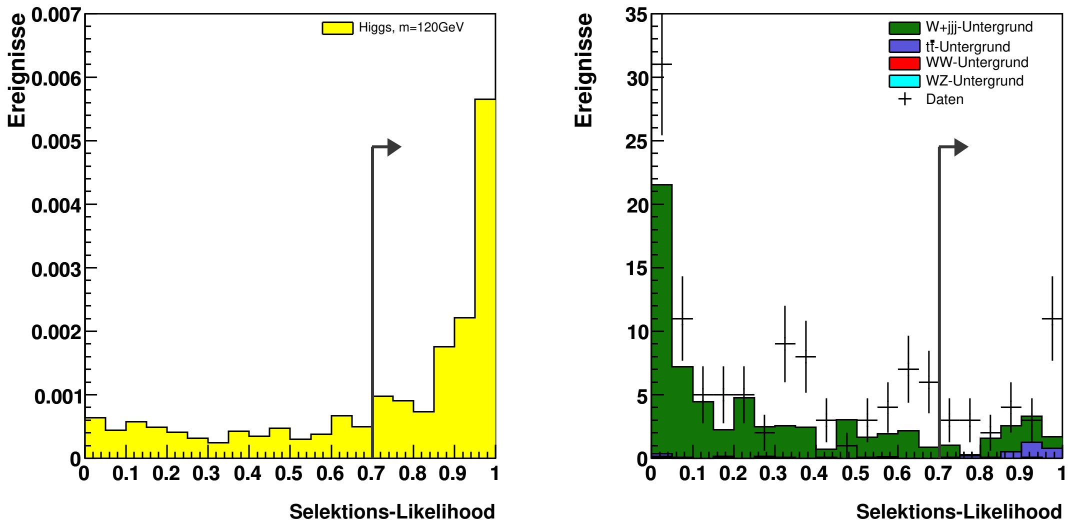


Abbildung 5.17: Lineare Darstellung der Likelihood-Verteilung der generierten Signalereignisse (links) sowie der generierten Untergrundereignisse und der gemessenen Daten (rechts) nach der kinematischen Rekonstruktion.

5.4 Anwendung der Analyse auf Higgs-Bosonen mit einer Masse von 115 und 125 GeV

Um die Qualität der entwickelten Selektionsmethode zu testen, werden auch hier zwei weitere Ereignismengen mit einer angenommenen Higgs-Masse von 115 und 125 GeV betrachtet. Analog zur nicht assoziierten Higgs-Produktion werden die massenspezifischen Parameter, d.h. die signalartige Referenzverteilung zur Bestimmung der QCD-Likelihood, die Massenbedingung der kinematischen Rekonstruktion und die Refernzverteilungen zur Berechnung der Selektionslikelihood, der jeweiligen Masse angepasst.
Die so erhaltenen Verteilungen sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Hierbei zeigt die linke Spalte die Likelihood-Verteilung der Signalereignisse mit 115, 120 und 125 GeV und die rechte Spalte die der generierten Untergrundereignisse und der gemessenen Daten. Zusammenfassend sind in den Tabellen 5.5 und 5.6 die Anzahl der verschiedenen Ereignisse nach der Vorselektion, der kinematischen Rekonstruktion und dem Schnitt auf die zweite Likelihood-Diskriminante dargestellt. Die Likelihood-Schnitte wurden so bestimmt, dass das in Kapitel 5.5 berechnete Limit auf den Wirkungsquerschnitt jeweils minimal ist. Ein Vergleich der Rekonstruktionseffizienzen für die verschiedenen Higgs-Massen macht deutlich, dass die kinematische Rekonstruktion insbesondere für niedrige Higgs-Massen, wie in Kapitel 5.2 bereits beschrieben, der Topologie des Kanals angepasst werden muss. Die zur Berechnung der Likelihood-Diskriminate verwendeten Größen liefern dagegen für alle drei Massen eine gute Separation. So zeigen die in Abbildung 5.18 dargestellten Verteilungen ein deutliches Maximum für Signalereignisse nahe 1 und ein Maximum für Untergrundereignisse nahe 0.

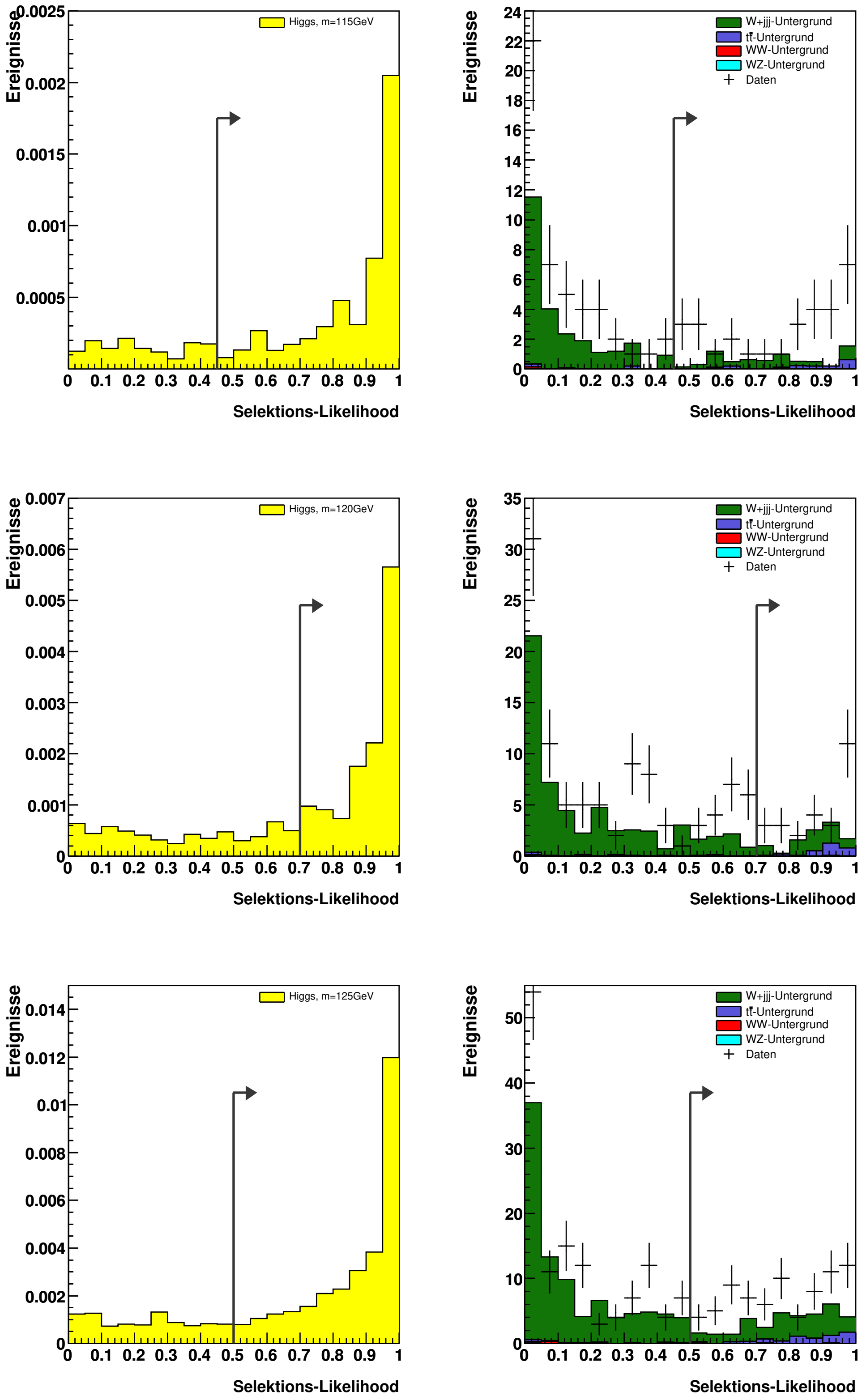


Abbildung 5.18: Lineare Darstellung der Likelihood-Verteilung der generierten Signalereignisse (links) sowie der generierten Untergrundereignisse und der gemessenen Daten (rechts) nach der kinematischen Rekonstruktion. Die obere Abbildung zeigt die Likelihood-Verteilung für eine angenommene Higgs-Masse von 115, die mittlere von 120 und die untere von 125 GeV.

	115 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Vorselektion	0,056	11%	11%	2095	2,7%	2,7%	2167	0,29%	0,29%
Kin. Rekonstruktion	0,0083	15%	1,6%	36	1,7%	0,046%	93	0,43%	0,012%
Likelihood$> 0,45$	0,0070	84%	1,3%	11	30%	0,014%	45	48%	0,0060%

	W+jjj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Vorselektion	1936	2,5%	2,5%	136	12%	12%
Kin. Rekonstruktion	34	1,7%	0,045%	2,2	1,6%	0,20%
Likelihood$> 0,45$	9,6	28%	0,013%	1,8	82%	0,16%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Vorselektion	19	1,1%	1,1%	3,5	1,2%	1,2%
Kin. Rekonstruktion	0,21	1,6%	0,012%	0,057	1,6%	0,020%
Likelihood$> 0,45$	0	0%	0%	0,046	80%	0,016%

Tabelle 5.5: Anzahl aller Ereignisse in Daten und generierten Ereignismengen nach der Vorselektion inklusive Triggerbedingungen und Detektorakzeptanz, der kinematischen Rekonstruktion und dem Schnitt auf die Selektions-Likelihood. Zusätzlich dargestellt sind die Effizienz der einzelnen Schnitte und die akkumulierte Effizienz. Die Werte der Tabelle beziehen sich auf die Studie zur Suche nach Higgs-Bosonen mit einer angenommenen Masse von 115 GeV.

	125 GeV Higgs			$\sum$ Ugrd $_{MC}$			Daten		
Vorselektion	0,137	14%	14%	2097	2,7%	2,7%	2173	0,29%	0,29%
Kin. Rekonstruktion	0,039	28%	4,0%	134	6,4%	0,017%	218	10%	0,029%
Likelihood$> 0,5$	0,030	76%	3,0%	41	31%	0,052%	89	41%	0,012%

	W+jj-Untergrund			$t\bar{t}$-Untergrund		
Vorselektion	1938	2,6%	2,6%	136	12%	12%
Kin. Rekonstruktion	125	6,5%	0,17%	7,4	5,5%	0,68%
Likelihood$> 0,5$	34	27%	0,045%	6,8	92%	0,62%

	WW-Untergrund			WZ-Untergrund		
Vorselektion	19	1,1%	1,1%	3,5	1,2%	1,2%
Kin. Rekonstruktion	1,3	6,6%	0,070%	0,22	6,2%	0,076%
Likelihood$> 0,5$	0,29	23%	0,016%	0,052	23%	0,018%

Tabelle 5.6: Anzahl aller Ereignisse in Daten und generierten Ereignismengen nach der Vorselektion inklusive Triggerbedingungen und Detektorakzeptanz, der kinematischen Rekonstruktion und dem Schnitt auf die Selektions-Likelihood. Zusätzlich dargestellt sind die Effizienz der einzelnen Schnitte und die akkumulierte Effizienz. Die Werte der Tabelle beziehen sich auf die Studie zur Suche nach Higgs-Bosonen mit einer angenommenen Masse von 125 GeV.

5.5 Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt WH $\rightarrow$ WW*W für verschiedene Higgs-Massen mit 95%igem C.L.

Um auch in diesem Kanal die Sensitivität der entwickelten Analyse zu bestimmen und die vorliegende Studie mit anderen zu vergleichen, wird im Folgenden das erwartete Limit auf den Wirkungsquerschnitt $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WW^*W$ unter der Annahme, dass kein Signal vorliegt, berechnet. Da der zusätzliche QCD-Untergrund ohne $W \rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall, wie am Ende von Kapitel 5.1.2 dargestellt, vollständig vom Signal separiert werden kann, werden nur die durch die generierten Ereignismengen beschrieben Untergrundprozesse betrachtet. Die Effizienz der Signalselektion, der statistische Fehler darauf und die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse sind für die verschiedenen Higgs-Massen in Tabelle 5.7 dargestellt. Die integrierte Luminosität der analysierten Daten beträgt 363 pb^{-1}, die Unsicherheit auf die Luminosität 6,5%. Da auch hier eine systematische Studie der Fehler auf die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse bisher nicht durchgeführt wurde, werden exemplarisch Gesamtfehler von 5%, 10% und 15% angenommen.

	Signalselektionseffizienz	stat. Fehler	erwartete Untergrundereignisse
115 GeV Higgs	1,3%	0,1%	11
120 GeV Higgs	1,8%	0,1%	13
125 GeV Higgs	3,0%	0,1%	41

Tabelle 5.7: Zur Berechnung des erwarteten Limits für verschiedene Higgs-Massen verwendete Signaleffizienzen, der statistische Fehler darauf und die Anzahl der verbleibenden Untergrundereignisse.

Tabelle 5.8 zeigt die berechneten Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt mit 95%igem C.L. in Abhängigkeit von dem angenommenen Gesamtfehler und der betrachteten Higgs-Masse. Eine graphische Darstellung des erwarteten Limits findet sich in Abbildung 5.19, wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit wieder nur die Werte für einen Gesamtfehler von 5% und 15% gezeigt sind. Sowohl am CDF-Experiment als auch am DØ-Experiment wurden Suchen nach Higgs-Bosonen im Kanal WH$\rightarrow$WW*W durchgeführt, indem Endzuständen mit zwei Leptonen gleicher Ladung untersucht wurden. Hierbei konnten Analysen am CDF-Experiment in dem betrachteten Massenbereich ein Limit von etwa 13 pb auf den Wirkungsquerschnitt WH$\rightarrow$WW*W setzen [30], Studien am DØ-Experiment von knapp 4 pb [29]. Da es sich bei den angegebenen Werten um kombinierte Limits handelt, sind diese mit den hier berechneten Werten vergleichber.

	115 GeV Higgs	120 GeV Higgs	125 GeV Higgs
5% Gesamtfehler	17 pb	13 pb	14 pb
10% Gesamtfehler	17 pb	14 pb	15 pb
15% Gesamtfehler	18 pb	15 pb	16 pb

Tabelle 5.8: Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt WH$\rightarrow$WW*W in Abhängigkeit von der Higgs-Masse und dem angenommenen Gesamtfehler auf die Zahl der Untergrundereignisse.

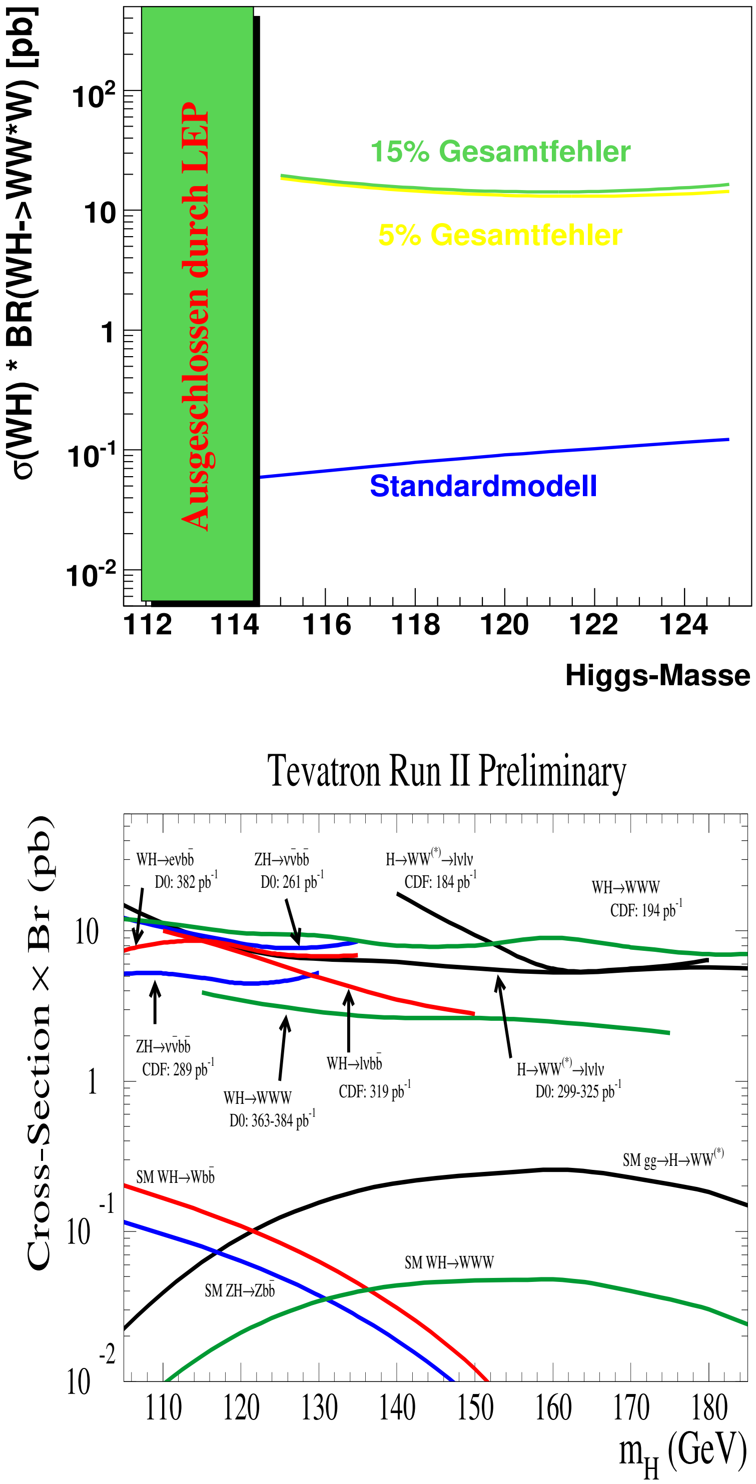


Abbildung 5.19: Oben: Erwartetes Limit auf den Wirkungsquerschnitt H → W*W für einen angenommenen Gesamtfehler von 5% und 15% auf die Anzahl der selektierten Untergrundereignisse in Abhängigkeit von der betrachteten Higgs-Masse. Unten: Zusammenfassende Darstellung von Obergrenzen aus verschiedenen Analysen am Tevatron-Beschleuniger, vgl. *Higgs Physics Group at DØ* [29] und *CDF II Exotics Group* [30].

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Suche nach Standardmodell-Higgs-Bosonen in den Zerfallskanälen $H \to W^*W \to \mu\nu_\mu jj$ und $WH \to WW^*W \to \mu\nu_\mu jjjj$ vorgestellt. Hierzu wurden Proton-Antiproton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,96\,\mathrm{TeV}$ betrachtet. Die zur Suche verwendeten Daten weisen eine integrierte Luminosität von 363 pb^{-1} auf und wurden mit dem DØ-Experiment während des so genannten *Run II* am Tevatron-Beschleuniger aufgezeichnet.
Da das Higgs-Boson im Rahmen des Standardmodells eine wesentliche Konsequenz der Massenerzeugung von Fermionen und schwachen Eichbosonen ist, stellt sein experimenteller Nachweis eines der wichtigsten Ziele der modernen Teilchenphysik dar. Die Masse des Higgs-Bosons ist proportional zu seiner Selbstkopplungskonstante und kann daher durch die Theorie nicht vorhergesagt werden. Der Schwerpunkt der vorgestellten Suche liegt auf niedrigen Higgs-Massen nahe der oberen experimentellen Ausschlussgrenze von 114,4 GeV.
Durch den Vergleich von Daten und Monte-Carlo-generierten Ereignismengen wurde deutlich, dass neben den betrachteten Untergrundprozessen mit leptonisch zerfallendem W-Boson ein zusätzlicher Anteil an QCD-Ereignissen ohne $W \to \mu\nu_\mu$-Zerfall auftritt. Dieser konnte durch eine Erweiterung der topologisch bedingten Vorselektion und die Verwendung einer Likelihood-Diskriminante verringert werden. Im Rahmen der vorliegenden Analyse war allerdings keine vollständige Reduktion des zusätzlichen QCD-Untergrundes möglich, da die zur Erweiterung der Likelihood-Diskriminante notwendigen Größen in der Detektorsimulation zu optimistisch beschrieben sind und eine deutliche Abweichung von den gemessenen Daten zeigen. Um eine vollständige Separation zu erzielen, müssen daher die Detektorsimulation verbessert oder weitere Eigenschaften der zusätzlichen QCD-Ereignisse durch einen Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation gewonnen werden.
Da sich in dem betrachteten Massenbereich die Kinematik von Higgs-Ereignissen und Untergrundereignissen mit reellem, leptonisch zerfallendem W-Boson deutlich unterscheiden, konnte durch die kinematische Rekonstruktion der Ereignisse eine gute Separation von Signal und Untergrund erzielt werden. Ferner konnte die Energieauflösung der Jets verbessert und eine gute Auflösung des Neutrinoimpulses erreicht werden.
Da die Signal- und Untergrundereignisse aber nach der Anwendung des Rekonstruktionsverfahrens eine sehr ähnliche Kinematik aufweisen und die meisten Verteilungen einen starken Überlapp zeigen, wurde im Anschluss an die kinematische Rekonstruktion eine weitere Likelihood-Diskriminante bestimmt. Hierdurch konnte die Separation von Signal und Untergrund noch deutlich verbessert werden.
In einem nächsten Schritt wurden die für eine angenommene Higgs-Masse von 120 GeV entwick-

elten Analysemethoden auf zwei weitere Higgs-Massen nahe der LEP-Ausschlussgrenze angewendet. Für die zusätzlich betrachteten Higgs-Massen von 115 und 125 GeV konnten kinematische Rekonstruktion und Likelihood-Diskriminante eine sehr gute Effizienz erzielen.
Da die Topologie des betrachteten Higgs-Zerfalls vom Produktionsmechanismus unabhängig ist, wurden die entwickelten Verfahren auch auf die Suche nach assoziiert produzierten Higgs-Bosonen angewendet. Obwohl der Anteil an zusätzlichen QCD-Ereignissen hier noch stärker ausgeprägt war, konnte dieser durch eine Erweiterung der Likelihood-Diskriminate wesentlich effizienter separiert werden. Dadurch wurde deutlich, welche Möglichkeiten die Verbesserung der Detektorsimulation bietet. Erst durch zuätzliche, in der Simulation gut beschriebene Größen kann die Likelihood-Diskriminante verbessert und der QCD-Untergrund ohne W$\rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall vollständig separiert werden.
Nimmt man an, dass alle Untergründe, die kein leptonisch zerfallendes W-Boson enthalten, vernachlässigt werden können, so lassen sich für eine Higgs-Masse von 120 GeV und einen angenommenen Gesamtfehler von 10% auf die Anzahl der Untergrundereignisse Obergrenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt von

$$\sigma(\mathrm{p\bar{p}} \rightarrow \mathrm{H}) \cdot \mathrm{BR}(\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{W^*W}) = 21 \text{ pb}$$

und

$$\sigma(\mathrm{p\bar{p}} \rightarrow \mathrm{WH}) \cdot \mathrm{BR}(\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{W^*W}) = 14 \text{ pb}$$

mit 95%igem C.L. berechnen.
Die mit dieser Analyse erreichbaren Werte können mit den Ergebnissen anderer Suchen konkurrieren. Trotzdem gibt es Möglichkeiten, die erwarteten Limits noch zu verbessern.
So sollten im Fall der nicht assoziierten Higgs-Produktion, statt der zur Bestimmung von Top-Quark-Eigenschaften optimierten Triggerbedingungen, mehrere Myon+Jets-Trigger verwendet werden. Zur Reduktion des zusätzlichen QCD-Untergrundes ohne W $\rightarrow \mu\nu_\mu$-Zerfall könnten dann der Analyse angepasste Schnitte ausgewählt werden. Insbesondere sollte hierzu die Detektorsimulation verbessert werden.
Eine Möglichkeit die Separation von Signal und Untergrund in der kinematischen Rekonstruktion noch zu verstärken, bietet eine verbesserte Energieauflösung der Jets. Da die invariante Masse zweier Jets im Ereignis genau der invarianten Masse des W-Bosons entsprechen muss, können im Falle besser gemessener Jetenergien Signalereignisse effizienter identifiziert und damit selektiert werden.
Eine weitere Reduktion des erwarteten Limits auf den Wirkungsquerschnitt ermöglicht die Kombination dieses Kanals mit dem Zerfallskanal H $\rightarrow$ W*W $\rightarrow$ e$\nu_\mathrm{e}$jj.
Im Falle der assoziierten Higgs-Produktion sollte das verwendete Rekonstruktionsverfahren der speziellen Kinematik des Kanals angepasst werden. Liegen vier Jets im Ereignis vor, so kann dies durch die Einführung einer dritten Massenbedingung erzielt werden. Die Möglichkeit, jeweils zwei Jets zu einer invarianten Massen von 80 GeV zu kombinieren, sollte in Untergrundereignissen deutlich niedriger als in Signalereignissen ausfallen. Gewichtet man nun die Ereignisse mit ihrer Rekonstruktionswahrscheinlichkeit, so sollten sich Signal und Untergrund besser separieren lassen.
Da die hier beschriebene Analyse unter Einbeziehung der vorgestellten Verbesserungsmöglichkeiten leicht auf die 20-fache integrierte Luminosität des vollständigen Datensatzes skaliert werden

kann, sollten die hier aufgezeigten Ansätze weiter verfolgt werden, um am Ende von *Run II* in Kombination mit weiteren Kanälen bestimmte Massenregionen mit 95%igem C.L. ausschließen zu können.

A Transferfunktionen

Da der DØ-Detektor nur eine begrenzte Auflösung erreichen kann, werden kinematische Variablen im Endzustand mit einer endlichen Genauigkeit rekonstruiert. Diese Auflösung $W(x,y)$ wird Transferfunktion genannt und beschreibt die Wahrscheinlichkeitsdichte, einen Partonzustand y als x zu messen.

Bezeichnet $\delta_E := E_j - E_p$ die Energiedifferenz zwischen Jetenergie E_j und Partonenergie E_p, so lässt sich die Transferfunktion als

$$L\left(\delta_E\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_2 + p_3 p_5)} \left[\exp\left(-\frac{(\delta_E - p_1)^2}{2p_2^2}\right) + p_3 \exp\left(-\frac{(\delta_E - p_4)^2}{2p_5^2}\right)\right] \tag{A.1}$$

parametrisieren [31], wobei die Funktionen p_i durch

$$p_i = a_i + E_p b_i$$

gegeben sind.

Die Transferfunktionen aller Jets werden in Abhängigkeit von der Quarkart u, d, s, c oder b und der Pseudorapidität $|\eta|$ durch 120 Parameter beschrieben. Eine Auflistung aller Parameter sowie eine detaillierte Beschreibung ihrer Bestimmung geben Fiedler *et al.* [31].

Bezeichnet $\delta_{\not{p}_{T\,x/y}}$ die Differenz zwischen der x/y-Komponente des fehlenden Transversalimpulses und der tatsächlichen x/y-Komponente des Neutrino-Impulses, so folgt die Transferfunktion des Neutrinos nach Mulders [32] zu

$$L\left(\delta_{\not{p}_{T\,x/y}}\right) \;=\; \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,\frac{1}{8\ \mathrm{GeV}}\left[\exp\left(\frac{-\delta_{\not{p}_{T\,x/y}}{}^2}{8\ \mathrm{GeV}}\right)\right]. \tag{A.2}$$

B Berechnung einer oberen Grenze für den Wirkungsquerschnitt

Da die Berechnung einer erwarteten Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt $H \to W^*W$ bzw. $WH \to WW^*W$ ein wesentliches Ergebnis der vorliegenden Analyse ist, wird im Folgenden die Herleitung einer solchen Grenze unter Verwendung eines so genannten Bayesian-Ansatzes beschrieben. Eine detaillierte Darstellung des Verfahrens findet sich bei Bertram *et al.* [33].
Unter der Annahme, dass die Eigenschaften der generierten Signal- und Unterprozesse, wie etwa Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis, durch das Standardmodell richtig beschrieben werden, folgt die Anzahl der erwarteten Ereignisse zu

$$\mu = N_{Ugrd} + \mathcal{L}\,\varepsilon\,\sigma, \tag{B.1}$$

wobei N_{Ugrd} die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse bezeichnet, $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität, ε die Effizienz der Signalselektion und σ den Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses.
Vorausgesetzt, dass die Fehler dieser Größen vernachlässigt werden können, folgt die Wahrscheinlichkeitsdichte, n Ereignisse für einen gegebenen Wirkungsquerschnitt σ zu beobachten, zu

$$\mathcal{P}\,(\,n\,|\,\sigma,\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,) = \frac{e^{-\,(\,N_{Ugrd}\,+\,\mathcal{L}\,\varepsilon\,\sigma)}\,\cdot\,(\,N_{Ugrd}+\mathcal{L}\,\varepsilon\,\sigma\,)^{\,n}}{n\,!} \quad . \tag{B.2}$$

Im Falle eines solchen fehlerfreien Zählexperimentes findet man für die obere Grenze des Wirkungsquerschnittes σ_{95} mit 95%igem C.L.

$$\int_0^{\sigma_{95}} d\sigma\,\cdot\,\mathcal{P}\,(\,n\,|\,\sigma,\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,) = 0{,}95\;, \tag{B.3}$$

d.h. die Wahrscheinlichkeit, die n Ereignisse mit einem Signalwirkungsquerschnitt größer als σ_{95} zu beobachten, ist kleiner als 5%.

Die Schwierigkeit dieses Ansatzes ist es, die Formel auf den Fall fehlerbehafteter Eingabegrößen zu erweitern. Ohne zusätzliches Wissen ist es nicht möglich, das Ergebnis als die Wahrscheinlichkeit zu interpretieren, dass ein bestimmter Wirkungsquerschnitt σ vorliegt.
In dem so genannten Bayesian-Ansatz wird die *apriori*-Wahrscheinlichkeitsdichte $\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,I\,)$ nun

so gewählt, dass die Wahrscheinlichtkeit für einen bestimmten Wirkungsquerschnitt $\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,n,\,I\,)$ aus der gemessenen Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,n,\,I\,)$ mit

$$\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,n,\,I\,) \;=\; \frac{P\,(\,n\,|\,\sigma,\,I\,)\;\cdot\;\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,I\,)}{\mathcal{P}\,(\,n\,|\,I\,)} \tag{B.4}$$

folgt. Hierbei bezeichnet I eine beliebige Voraussetzung des Problems. Der Zähler auf der rechten Seite von Gleichung B.4 genügt der Normierungsbedingung

$$\int_0^\infty d\sigma\,\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,n,\,I\,) \;=\; 1. \tag{B.5}$$

Da aber ohne eine zusätzliche Messung jeder beliebige Wert für den Wirkungsquerschnitt σ möglich ist, wird die Wahrscheinlichkeitsdichte $\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,I\,)$ als konstant angenommen.
Die Unsicherheiten auf die integrierte Luminosität, die Signaleffizienz und die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse können nun dadurch miteinbezogen werden, dass die *apriori*-Wahrscheinlichkeitsdichte zusätzlich noch von $\mathcal{L},\varepsilon$ und N_{Ugrd} abhängt.
Es gilt

$$\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,I\,) \;\rightarrow\; \mathcal{P}\,(\,\sigma,\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,|\,I\,) \;=\; \mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,I\,)\;\cdot\;\mathcal{P}\,(\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,|\,I\,). \tag{B.6}$$

Ersetzt man $\mathcal{P}\,(\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,|\,I\,)$ durch ein Produkt von Deltafunktionen, so erhält man den Spezialfall einer fehlerfreien Messung. Da die Fehler in der vorliegenden Analyse als unkorreliert angenommen werden, kann man $\mathcal{P}\,(\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,|\,I\,)$ gemäß

$$\begin{aligned}\mathcal{P}\,(\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,|\,I\,) \;&=\; \mathcal{P}\,(\,\mathcal{L}\,|\,I\,)\;\cdot\;\mathcal{P}\,(\,\varepsilon\,|\,I\,)\;\cdot\;\mathcal{P}\,(\,N_{Ugrd}\,|\,I\,)\\ &=\; G\,(\,\mathcal{L},\,\delta\mathcal{L}\,)\;\cdot\;G\,(\,\varepsilon\,,\,\delta\varepsilon\,)\;\cdot\;G\,(\,N_{Ugrd}\,,\,\delta N_{Ugrd}\,)\end{aligned} \tag{B.7}$$

zerlegen, wobei $G\,(\,x\,,\,\delta x\,)$ eine Gaussfunktion mit Mittelwert x und Breite δx bezeichnet.
Das Bayesian-Limit für einen bestimmten Wirkungsquerschnitt mit unkorrelierten Fehlern und einer gleichverteilten *apriori*-Wahrscheinlichkeitsdichte ergibt sich dann aus der Integration

$$\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,n,\,I\,) \;\sim\; \int_0^\infty d\mathcal{L}\int_0^1 d\varepsilon\int_0^\infty dN_{Ugrd}\,\mathcal{P}\,(\,n\,|\,\sigma,\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,)\,\mathcal{P}\,(\,\mathcal{L},\,\varepsilon,\,N_{Ugrd}\,|\,I\,) \tag{B.8}$$

wobei der Proportionalitätsfaktor durch die Bedingung B.5 gegeben ist.
Die obere Grenze eines Wirkungsquerschnittes σ_β mit β%igem C.L. wird daher durch

$$\int_0^{\sigma_\beta} d\sigma\,\mathcal{P}\,(\,\sigma\,|\,n,\,I\,) \;=\; \beta \tag{B.9}$$

definiert.
Im Falle verschwindender Fehler ist die obere Grenze mit der des ersten Ansatzes B.3 identisch.

Literaturverzeichnis

[1] Halzen, F./ Martin, A., *Quarks and Leptons*, Wiley, New York (1984).

[2] Perkins, D., *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, New York (1987).

[3] Peskin, M./ Schroeder, D., *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley, New York (1995).

[4] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys. Lett. B565 (2003) 61.

[5] The LEP and SLD Collaborations, *A Combination of Preliminary Elektroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ex/0312023 (2003).

[6] Conway, J., *Table of Tevatron Standard Model Higgs Cross Section*.
URL: *http://www.physics.ucdavis.edu/∼conway/research/higgs/gg-vh-1960.txt*
[Stand 8. Juli 2005].

[7] Conway, J., *Table of Standard Model Higgs Branching Ratios*,
URL: *http://www.physics.ucdavis.edu/∼conway/research/higgs/smhiggs-br2.txt*
[Stand 8. Juli 2005].

[8] Eidelman, S. *et al.*, *The Review of Particle Physics*, Phys. Lett B592 (2004) 1.

[9] Nunnemann, T., *MCFM Cross Sections for CAPS Production*,
URL: *http://www-clued0.fnal.gov/∼nunne/cross-sections/caps_xsect.html*
[Stand 8. Juli 2005].

[10] The DØ Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ cross-section at $\sqrt{s} = 1.96\,TeV$*,
DØ Note 4116-PHYS (2003).

[11] Klute, M. *et al.*, *TopAnalyze-A Framework Analyze Package For Top Group Analyses*,
DØ Note 4122-DOC (2003).

[12] The Muon-ID Group, *Muon-ID certification v3.0*,
URL: *http://www-d0.fnal.gov/phys_id/muon_id/d0_private/muon_id.html*
[Stand 8. Juli 2005].

[13] Ellis, R.K./ Stirling, W.J./ Webber, B.R., *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press (1996).

[14] Spira, M. Report DESY T-95-05, hep-physics/9510347 (1995).

[15] Djouadi, A. et al., Comp. Phys. Comm. 108 (1998) 56.

[16] The DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, hep-physics/0507191, submitted to NIM.

[17] The DØ Collaboration, *Drawings & Pictures*,
URL: *http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/drawings.htm*
[Stand 29. August 2005].

[18] Fiedler, F./ Haefner, P. *Determination of the Muon Transferfunction for Top Mass Measurements*, DØ Note 4818-PHYS (2005).

[19] Klimenko, S. *et al.*, Fermilab-FN-0741 (2003).

[20] Casey, B. *et al.*, *The Upgraded DØ Luminosity Determination*,
DØ Note 4328-PHYS (2004).

[21] Blazey, G. *et al.*, *Run II Jet Physics*, DØ Note 3750-PUB (2000).

[22] Sjöstrand, T., Comp. Phys. Comm. 135 (2001) 238-259.

[23] Mangano, M. *et al.*, JHEP07 (2003) 001.

[24] Lai, H.L. et al., Eur. Phys. J.C12, 375 (2000).

[25] Brun, R. *et al.*, *Geant3*, CERN-DD/EE/84-1.

[26] The Jet Energy Scale Group, *Certified Jet Energy Scale v5.3*,
URL: *http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/certified.html*
[Stand 19. August 2005].

[27] The DØ Collaboration, *DØJet and MET ID Properties in p11 und p13*,
URL: *http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/v2_0/jetid_p13.html*
[Stand 19. August 2005].

[28] Elmsheuser, J., *Search for the Higgs Boson in H→ WW Decays at the DØ Experiment and Presice Muon Tracking* , Diss. München, Universität (2004)
URL: *http://edoc.ub.uni-muenchen.de/archive/00002460*
[Stand 23. August 2005].

[29] Higgs Physics Group at DØ, *Higgs Physics Results*,
URL: *http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/higgs.htm*
[Stand 19 August 2005].

[30] CDF II Exotics Group, *Preliminary Run II Results*,
URL: *http://www-cdf.fnal.gov/physics/exotic/exotic.html*
URL: *http://www-cdf.fnal.gov/physics/exotic/r2a/20050623.lmetbj_wh_tc/cdfd0_higgs_6.eps*
[Stand 19 August 2005].

[31] Fiedler, F./ Magerkurth, A./ Schieferdecker P., *Measurement of the Top Quark Mass with the Matrix Element Method at DØ Run II*, DØ Note 4717-ANAL (2005).

[32] M. Mulders, private communication (2004).

[33] Bertram, I. *et al.*, *A recipe for the Construction of Confidence Limits*, Fermilab-TM-2104 (2000).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Menschen bedanken, die durch ihre Hilfe und ihren Zuspruch wesentlich zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank geht hierbei an Herrn Prof. Dr. Otmar Biebel, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit zu verfassen, und mir mit Anregungen und Kritik stets hilfreich zur Seite stand.

Außerdem möchte ich mich ganz herzlich bei meinem Betreuer Dr. Frank Fiedler dafür bedanken, dass er die Höhen und Tiefen dieser Suche mit mir durchlebt hat und mir auch in schwierigen Momenten stets ein Gefühl der Hoffnung gab. Vielen Dank für all die interessanten Diskussionen, Ideen und Anregungen.

Mein Dank gilt auch Frau Prof. Dr. Dorothee Schaile und allen Mitarbeitern am Lehrstuhl für Elementarteilchenphysik der Ludwig-Maximilians-Universität-München. Insbesondere möchte ich mich hier bei Meta Binder, Dr. Johannes Elmsheuser, Philipp Schieferdecker, Dr. Raimund Ströhmer und Britta Tiller bedanken. Ohne sie wäre es mir nicht möglich gewesen, viele der auftretenden Probleme so rasch zu lösen.

Ebenfalls danke ich Herrn Dr.Otto Schaile, der mir eine große Hilfe beim Einrichten meines Computers war und sich stets die Zeit genommen hatte, meine Fragen zu beantworten.

Ausserdem möchte ich mich an dieser Stelle ganz herzlich bei Marit Ernst für das Durchlesen und die Korrektur meiner Diplomarbeit sowie ihren Zuspruch während der letzten Monate bedanken.

Mein besonderer Dank gilt aber auch meinen Eltern und meinem Bruder für all ihre Unterstützung und das Gefühl, nie alleine zu sein. Ihnen widme ich diese Arbeit.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst habe und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Alexander Grohsjean

München, den 1. September 2005