

Untergrundstudien im Higgszerfallskanal

$$H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$$

am ATLAS Experiment



Diplomarbeit der Fakultät Physik
der
Ludwig-Maximilians Universität München

Thomas Langer
geboren in Starnberg

München, den 29. November 2009

Erstgutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile
Zweitgutachter: Prof. Dr. Wolfgang Dünneberger

Vereinigen heißt die besonderen Verschiedenheiten besser verknüpfen, nicht sie auslöschen, um einer eitlen Ordnung willen.

(Antoine de Saint-Exupéry: Die Stadt in der Wüste)

Zusammenfassung

Mit Start des LHC am CERN im Winter 2009/2010 soll eine der wichtigsten und Aufsehen erregendsten Fragen der Physik geklärt werden. Die Frage nach dem Ursprung der Masse. Peter Higgs formulierte 1964 einen Mechanismus der diese Frage beantworten soll. Dieser Mechanismus sagt ein nach ihm benanntes Higgs-Boson voraus. Dieses zu finden ist eines der Ziele des LHC und des damit verbundenen ATLAS-Experiments. Da der ATLAS-Detektor darauf spezialisiert ist, Leptonen im Endzustand präzise zu vermessen, ist der Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ unter anderen ein Erfolg versprechender Kanal, um ein Higgs-Boson der Masse $m_H > 130$ GeV zu finden. Aufgabe ist es Standardmodellprozesse die eine ähnliche Detektorsignatur haben, mit jedoch weitaus höheren Wirkungsquerschnitten, zu unterdrücken. Zu Beachten ist, dass zusätzlich Untergründe, die aufgrund von Fehlmessungen des Detektors auftreten, ebenfalls eine Rolle spielen und unterdrückt werden müssen. In dieser Arbeit soll die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifikation eines Jets als Elektron bestimmt werden. Durch diese Fehlidentifikation wird der W ($W \rightarrow e\nu$)+Jet-Untergrund wegen seines hohen Wirkungsquerschnitt ein bedeutender Untergrund im Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$. Im zweiten Teil der Arbeit werden weitere Standardmodellprozesse als Untergrund in diesem Kanal analysiert. Eine Schnittanalyse soll dann den Untergrund gegenüber dem Higgs-Signal möglichst unterdrücken.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	VII
1 Einleitung	1
1.1 Das Standardmodell und der Higgs-Mechanismus	1
1.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.1.2 Die elektroschwache Symmetriebrechung und der Higgs-Mechanismus	3
1.1.3 Ausschluss von Higgs-Massenbereichen durch frühere Expe- rimente	5
1.1.4 Higgsphysik am LHC	7
1.2 Das ATLAS Experiment am LHC	9
1.2.1 Der Large Hadron Collider am CERN	9
1.2.2 Das ATLAS Experiment	10
2 Higgs Suche im Zerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ bei ATLAS	17
2.1 Eventgeneration und ATLAS Software	17
2.2 Rekonstruktion und Definition von Elektronen und Jets	18
2.3 Die Higgs $\rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ Analyse	21
2.4 Hauptuntergrundprozesse im Zerfallskanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$	22
3 Abschätzen des W+Jet Untergrund mit einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit	25
3.1 Plan	26
3.2 Bestimmen einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit aus einem QCD-Dijet- Datensatz	27
3.2.1 Verwendete Datensätze	27
3.2.2 Objektdefinitionen	28
3.2.3 Jetselektion	29
3.2.4 p_T - η - und ϕ -Fakewahrscheinlichkeiten	30
3.3 Fake-Elektronen in einem W+Jets-Sample	34
3.3.1 Verwendete Datensätze	34
3.3.2 Jetselektion	34
3.4 Anwenden der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit auf die W+Jet-Ereignisse	35

3.5	Bestätigung des Ergebnisses mit der "Truth"-Information	38
3.6	Ergebnis und Folgerungen	39
4	Analyse im Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$	45
4.1	Verwendete Datensätze	46
4.2	Analyse	50
4.2.1	Vorselektion	50
4.2.2	Definition der verwendeten physikalischen Größen	52
4.2.3	0-Jet-Analyse	56
4.2.4	1-Jet-Analyse	60
4.2.5	2-Jet-Analyse	65
4.3	Kombination und Ergebnis	74
5	Zusammenfassung und Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	XI

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Standardmodell und der Higgs-Mechanismus

1.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell [1] der Elementarteilchenphysik beschreibt die Wechselwirkungen der Grundbausteine der Materie. Die gesamte Materie und ihre Wechselwirkungen bestehen nach heutigem Stand aus drei elementaren Teilchenarten, den Quarks, den Leptonen, und deren Austauscheteilchen. Quarks und Leptonen sind Punktteilchen, das heißt sie haben keine messbare Ausdehnung, mit halbzahligem Spin (Fermionen), während die Austauscheteilchen Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) sind.

Die Fermionen (Tab. 1.1) sind in drei Generationen aufgeteilt, jede Generation besteht aus einem elektrisch geladenen und einem elektrisch ungeladenen (Neutrino) Lepton, einem Quark mit $2/3$ elektrischer Ladung und einem mit $-1/3$ elektrischer Ladung, und den jeweiligen Antiteilchen.

Fermionen	Generation			el. Ladung	starke Farbladung	Spin
	1	2	3			
Leptonen	e	μ	τ	-1	—	$\frac{1}{2}$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0		
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	rgb	$\frac{1}{2}$
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$		

Tab. 1.1: Elementare Fermionen im Standardmodell

Zu der ersten Generation gehören das Elektron (e), Elektroneneutrino (ν_e), das up (u)- und das down (d)-Quark, zu der zweiten das Myon (μ), Myoneneutri-

no (ν_μ), das charm (c)- und das strange (s)-Quark und zu der dritten schließlich das Tau (τ), Tauneutrino (ν_τ), das top (t)- und das bottom (b)-Quark. Leptonen werden durch ihre elektrischen Ladungen und durch drei leptonische Quantenzahlen (L_e, L_μ und L_τ) unterschieden. Quarks unterscheiden sich aufgrund ihrer verschiedenen so genannten Flavor (u,d,s,...), und jedes Quark kann weiterhin drei verschiedenartige Farbladungen tragen (rot, blau und grün).

Die elementaren Wechselwirkungen, die im Standardmodell beschrieben werden (Tab. 1.2), sind die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die vierte elementare Wechselwirkung, die Gravitation, und ihr hypothetisches Austauscheteilchen, das Graviton, werden im Standardmodell nicht berücksichtigt.

WW	Feldquant	Masse	el. Ladung	koppelt an	Spin	relat. Stärke
elektromagnetisch	Photon γ	0	0	elm. Ladung	1	$\frac{1}{137}$
starke	Gluon g	0	0	Farbladung	1	1
schwache	W^+, W^- -Boson Z^0 -Boson	80.3 GeV ¹ 91.2 GeV	± 1 0	schwache Ladung	1	10^{-5}

Tab. 1.2: Elementare Wechselwirkungen und ihre Austauschbosonen im Standardmodell

Zu jeder elementaren Wechselwirkung gehören spezifische Austauscheteilchen: für die elektromagnetische Wechselwirkung ist dies das masselose Photon, für die schwache Wechselwirkung sind dies die drei massebehafteten Bosonen W^+ , W^- und Z^0 , und für die starke Wechselwirkung acht masselose farbgeladene Gluonen.

Das Standardmodell folgt dem Grundprinzip einer Quantenfeldtheorie. Diese Theorien beschreiben das Verhalten eines allgemeinen Feldes durch die Quantentheorie und der Relativitätstheorie. Die zwei Stützpfeiler dieser Theorie sind [2]:

- Bei einer lokale Eichtransformation kann, im Gegensatz zur globalen Eichtransformation, die Phase der Transformation auch vom Ort ($x_\mu = (t, -\vec{r})$) abhängen $U(\alpha) = e^{i\alpha x}$. Die **Lokale Eichinvarianz**, fordert die Einführung eines Eichfeldes. Im Falle der lokalen U(1)-Symmetrie ist dieses Eichfeld das Vektorfeld γ_μ (Photonfeld). Die Elektrodynamik erhält dadurch die Struktur einer Quantenfeldtheorie (QED²).

¹In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet $\hbar = c = 1$: Masse und Impuls bekommen die Einheit einer Energie

²Quantenelektrodynamik

- Diese Überlegung gelten jedoch nur für masselose Teilchen. Die schwache Wechselwirkung hat jedoch, dem Experiment nach, massebehaftete Eichbosonen (W- und Z-Boson). Das Prinzip der **Spontanen Symmetriebrechung** kann dieses Problem lösen. Es besagt, dass die Symmetrie im Grundzustand nicht mehr sichtbar ist, bei hohen Energien existiert sie jedoch weiterhin. Mit der **lokalen Eichinvarianz** und der **spontanen Symmetriebrechung** lässt sich das Problem der massenbehafteten Vektorbosonen lösen. Zusätzlich fordert dieser Prozess noch ein weiteres massebehaftetes Teilchen, das Higgsteilchen (1.1.2). Dieses zu finden ist ein wichtiges Ziel des ATLAS Experiments am LHC.

1.1.2 Die elektroschwache Symmetriebrechung und der Higgs-Mechanismus

Die elektroschwache Theorie [3] ist eine Eichtheorie, deren Wechselwirkungen aus Symmetrien folgt. Sie ist eine $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie. Die $SU(2)_L$ -Symmetrie erhält den schwachen Isospin, die $U(1)_Y$ -Symmetrie die elektroschwache Hyperladung. In der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Theorie werden die Leptonen in linkshändige, Spin und Flugrichtung des Teilchen sind antiparallel, Dubletts (L) und rechtshändige, Spin und Flugrichtung des Teilchen sind parallel, Singletts (R) eingeteilt. Die linkshändigen Dubletts

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

haben Isospin $I = \frac{1}{2}$ und eine schwache Hyperladung $Y(L) = -1$. Diese berechnet sich aus $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$, mit Q der elektrischen Ladung und I_3 der dritten Komponente des schwachen Isospins. Die rechtshändigen Singletts

$$\bar{R}_{e,\mu,\tau} = e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R$$

haben eine schwache Hyperladung $Y(R) = -2$. Die Quarks werden ebenfalls in drei linkshändige Dubletts und zwei rechtshändige Singletts eingeordnet. Diese Singletts

$$L_q^{(1)} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad L_q^{(2)} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad L_q^{(3)} = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

haben wiederum Isospin $I = \frac{1}{2}$ und eine schwache Hyperladung $Y(L) = \frac{1}{3}$. Die beiden rechtshändigen Singletts

$$R_u^{1,2,3} = u_R, \quad c_R, \quad t_R \quad R_d^{1,2,3} = d_R, \quad s_R, \quad b_R$$

haben die Hyperladung $Y(R_u) = \frac{4}{3}$ bzw. $Y(R_d) = -\frac{2}{3}$. Die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie führt zu zwei Eichfeldern mit unterschiedlichen Kopplungskonstanten: dem schwachen Isektor \mathbf{b}_μ mit der Kopplung g und dem schwachen Isoskalar A_μ mit Kopplung g' . Das Eichfeld \mathbf{b}_μ ist invariant unter einer schwachen Isospinrotation, das Feld A_μ unter einer Phasenrotation der Hyperladung. Der aus den Feldern folgende Lagrangian ist jedoch nur dann auch eichinvariant, wenn man annimmt, dass die vier Eichbosonen \mathbf{b}_μ und A_μ masselos sind. Ein Massenterm der Form $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ würde die Eichinvarianz zerstören. Es gibt jedoch nur ein masseloses Eichboson, das Photon. Des weiteren verbietet die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie Fermionenmassen der Form $m\bar{f}f = m(\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R)$. Damit die Eichbosonen und die Fermionen Masse erhalten, muss die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie gebrochen sein.

Eine Möglichkeit ist die Einführung eines komplexen Skalarfeldes

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi \end{pmatrix}$$

mit der Hyperladung $Y_\Phi = +1$. Nun wird dem Lagrangian des Eichfeldes ein Propagationsterm des Skalarfeldes, ein Potential der Form $V(\Phi\Phi^\dagger) = \mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + |\lambda|(\Phi\Phi^\dagger)^2$ und ein Term der die Wechselwirkung des Skalarfeldes mit Quarks und Leptonen beschreibt, hinzugefügt. Ist der Parameter μ^2 negativ wäre ein möglicher Vakuumerwartungswert

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

mit $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{|\lambda|}}$. Das Vakuum bricht damit die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie. Mit Hilfe des schwachen Mischungswinkel θ_W bekommt man das Photonfeld aus der Linearkombination $\gamma = A\cos\theta_W + b_3\sin\theta_W$ mit der Kopplung $\frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} = e$. Durch weitere Linearkombinationen bekommt man die Überträger der geladenen schwachen Ströme $W^\pm = (b_1 \mp ib_2)$ mit der Masse $M_W = g\frac{v}{2} = \frac{ev}{2}\sin\theta_W$ und den Überträger des ungeladenen schwachen Stroms $Z = b_3\cos\theta_W - A\sin\theta_W$ mit der Masse $M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W}$. Wie Fermionen ihre Masse erhalten, wird hier nicht weiter erläutert. Der Theorie nach sollte eines der vier Freiheitsgrade des eingeführten Skalarfeldes $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi \end{pmatrix}$ als massives ($Spin = 0$)-Teilchen auftreten, das Higgsboson H. Die Masse des Higgsboson kann jedoch nicht vorausgesagt werden, sie ist zwar gegeben als $M_H^2 = -2\mu^2 > 0$, der Parameter μ bleibt jedoch unbekannt. Er lässt sich aber durch Präzisionsmessungen von Standardmodellprozessen einschränken.

1.1.3 Ausschluss von Higgs-Massenbereichen durch frühere Experimente

Die Masse des Higgsteilchens kann einerseits indirekt über Präzisionsmessungen elektroschwacher Parameter, z.B. die Massen von Standardmodellteilchen (top-quark, W-Boson), limitiert werden. Messungen begrenzen so die Masse m_H auf einen Bereich 81_{-33}^{+52} GeV $< m_H < 195$ GeV mit 95% Konfidenz Niveau. Die zweite Möglichkeit ist die direkte Suche nach dem Higgsteilchen, die weiter Massenbereiche ausschließen kann. Die Ergebnisse der Experimente am LEP³ am CERN⁴ und am Tevatron am Fermilab⁵ werden hier kurz vorgestellt. Die Experimente am LHC⁶ werden deren Nachfolger in diesem Gebiet sein.

- **Die Experimente am LEP Teilchenbeschleuniger**

Der LEP Teilchenbeschleuniger [12] wurde bis 2000 am CERN betrieben. Es wurde mit einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} zwischen 88 GeV und 209 GeV und einer integrierten Luminosität von bis 2461 pb^{-1} gearbeitet.

Der Higgs-Produktionsmechanismus ist hauptsächlich der Higgs-Strahlungsprozess ($e^+e^- \rightarrow HZ$). Desweiteren trägt die Vektorbosonfusion mit zusätzlichen Leptonenpaaren im Endzustand zur Produktion bei. Der $H \rightarrow b\bar{b}$ -Zerfall ist der mit dem größten Verzweigungsverhältnis (75% bei einer Higgs-masse von 115 GeV). Als Ausschlussmethode wird das Verhältnis aus Konfidenz Niveau der Signal-plus Untergrundereignisse und des Konfidenz Niveau der Untergrundprozesse als Funktion der Higgs-masse bestimmt. Diese Methode setzt die untere Grenze der beobachteten Higgs-Ereignisse auf 114.4 GeV und die des Mittelwerts der aus Monte-Carlo-Simulation erwarteten Ereignisse, in denen das Higgssignal als Untergrund betrachtet wird, auf 115.3 GeV (Abb.1.1).

³Large Electron-Positron Collider

⁴Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁵Fermi National Accelerator Laboratory

⁶Large Hadron Collider

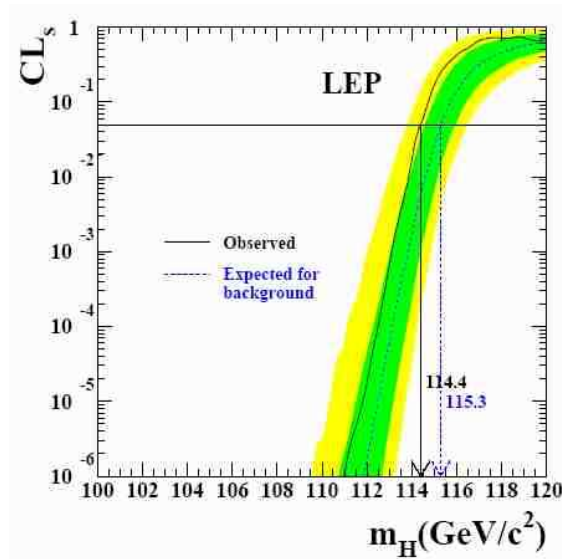


Abb. 1.1: Higgsmassenausschluss der LEP-Experimente [12]

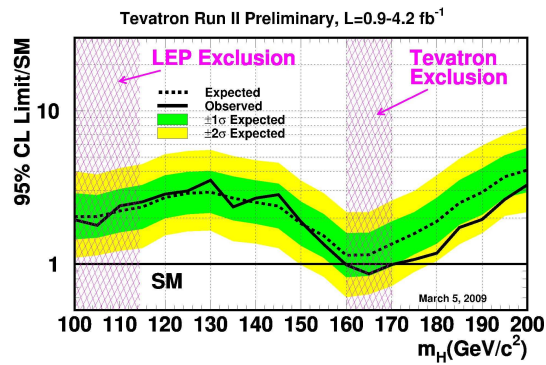


Abb. 1.2: Higgsmassenausschluss der Tevatron-Experimente [11]

• Die Experimente am Tevatron

Der Tevatronbeschleuniger [11] ist ein $p\bar{p}$ -Collider, der zurzeit noch in Betrieb ist. Die aktuelle Schwerpunktsenergie \sqrt{s} liegt bei 1.96 TeV und die integrierten Luminosität gehen bei den beiden Detektoren von 2.0 fb^{-1} bis 3.6 fb^{-1} bei CDF, und von 0.9 fb^{-1} bis 4.2 fb^{-1} bei DØ. Bei diesem Experiment soll vor allem der Higgs-Massenbereich von 100 GeV bis 200 GeV untersucht werden. Die Produktionsmechanismen sind die Gluon-Gluon-Fusion

($gg \rightarrow H$), die Vektorbosonfusion ($q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'H$) und die assoziierte Produktion mit Vektorbosonen ($q\bar{q} \rightarrow W/ZH$). Die untersuchten Zerfallskanäle sind ($H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow \gamma\gamma$). Nach Kombination der Zerfallskanäle konnte mit Hilfe der oben beschriebenen Methode ein weiterer Higgs-Massenbereich ($160 \text{ GeV} < m_H < 170 \text{ GeV}$) ausgeschlossen werden (Abb.1.2).

1.1.4 Higgsphysik am LHC

Die Experimente am LHC sollen nun weitere Higgs-Massenbereiche ausschliessen und wenn möglich das Higgsteilchen finden und dessen Masse bestimmen. Der LHC am CERN ist ein pp-Collider, dem am Ende eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV zu Verfügung stehen soll. Die Higgsproduktion und dessen Zerfallskanäle sollen hier kurz erläutert werden.

- **Der Higgs-Produktionsmechanismus**

Bei der Kollision zweier Protonen am LHC erfolgt die Produktion eines Higgsbosons über vier mögliche Prozesse [4]:

- Gluon-Gluon-Fusion $gg \rightarrow H$
- Vektorbosonfusion $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'H$
- assoziierte Produktion mit schweren Quarks $gg, q\bar{q} \rightarrow qq + H$
- assoziierte Produktion mit Vektorbosonen $q\bar{q} \rightarrow V + H$

Da Gluonen masselos sind, koppeln diese nicht direkt an das Higgsboson, die Kopplung erfolgt daher sowohl bei der Gluon-Gluon-Fusion als auch bei der assoziierten Produktion mit schweren Quarks, über schwere Quarks, meist das top-quark. Je nach Higgsmasse variieren die jeweiligen Produktionswirkungsquerschnitte (Abb.1.3 (a)). Die Gluon-Gluon-Fusion ist über einen Higgs-Massenbereich von $100 \text{ GeV} < m_H < 1000 \text{ GeV}$ der wahrscheinlichste Prozess. Bei $m_H = 170 \text{ GeV}$ liegt sein Wirkungsquerschnitt σ bei etwa 20 pb, der zweitwahrscheinlichste, die Vektorbosonfusion, bei etwa 3 pb, und die assoziierten Produktionen sind in etwa um einen weiteren Faktor 10 unterdrückt.

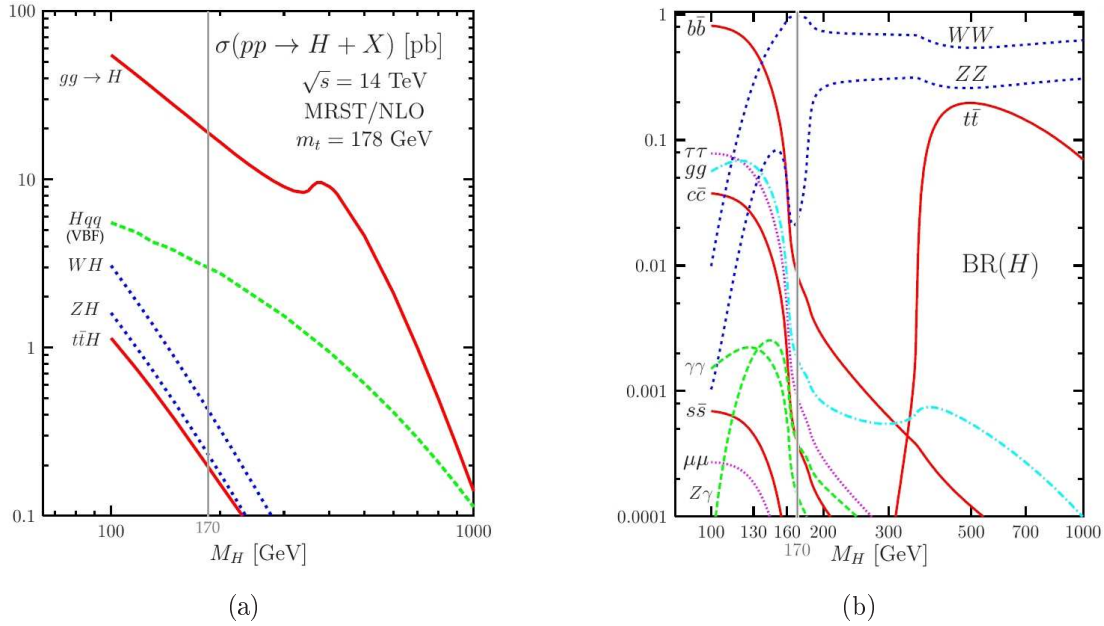


Abb. 1.3: Wirkungsquerschnitte (a) und Zerfallswahrscheinlichkeiten (b) als Funktion der Higgsmasse [4]

- **Die Higgs-Zerfallskanäle**

Das Higgsboson zerfällt (Abb.1.3 (b)) entweder in zwei Vektorbosonen, in zwei Fermionen oder in zwei Photonen. Man beachte, dass der Zerfall in zwei Photonen wiederum nur durch Anwesenheit massebehafteter Teilchen (Fermion- oder Vektorbosonschleifen) möglich ist, da das Higgsboson nicht an das masselose Photon koppelt. Die Verzweungsverhältnisse der drei Zerfallskanäle hängen ebenfalls von der Higgsmasse ab. Für Higgsmassen $m_H < 140$ GeV ist der Zerfall in zwei b-quarks dominant, bei höheren Massen ist es der in zwei Vektorbosonen (WW, ZZ). Ab einer Masse $m_H > 2 \times m_{top} \approx 350$ GeV tritt auch der Zerfall in ein $t\bar{t}$ -Paar auf.

Für einen Massenpunkt von etwa 170 GeV zerfällt das Higgsboson fast ausschließlich in zwei W-Bosonen. Deswegen wird in der vorliegenden Arbeit dieser Massepunkt näher betrachtet.

1.2 Das ATLAS Experiment am LHC

1.2.1 Der Large Hadron Collider am CERN

Die Experimente am LHC (Abb.1.4) am CERN in Genf gehören wohl zu dem größten wissenschaftlichen Projekt der Menschheit. Sie werden neue Bereiche der Teilchenphysik aufgrund der nie da gewesenen hohen Schwerpunktsenergien und hohen Luminositäten erschließen. Um diese hohen Energien zu erreichen werden zwei vorbeschleunigte, entgegengesetzt laufende Protonenstrahlen auf beinahe Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Beim Umlauf der Strahlen in dem Kreisbeschleuniger mit 27 km Umfang durchlaufen sie immer wieder dieselben Beschleunigungskavitäten. Um die beiden Protonenstrahlen auf der Kreisbahn zu halten sind riesige

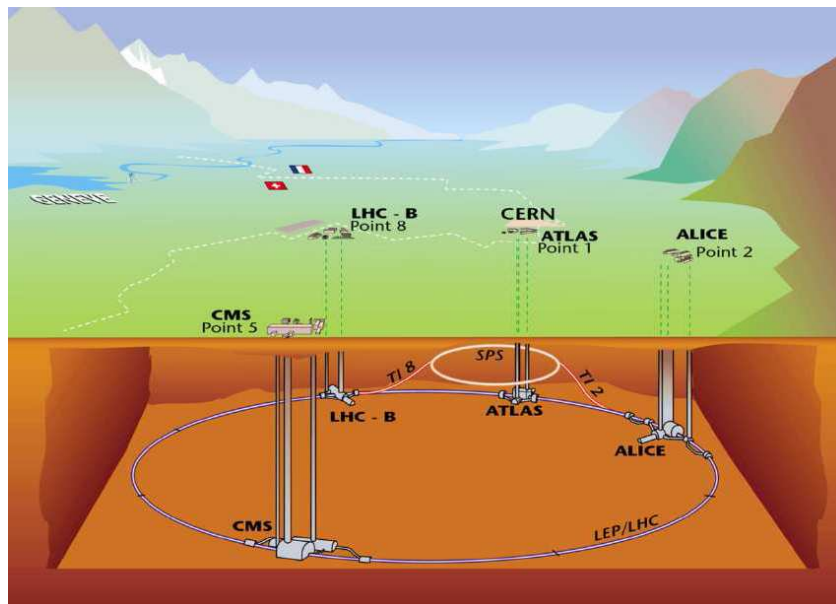


Abb. 1.4: Der LHC Teilchenbeschleuniger am CERN [5]

Magnetfelder, im Bereich von 8 Tesla, nötig. Diese werden durch auf 2 Kelvin heruntergekühlte supraleitende Magneten erzeugt. Zur Kühlung wird suprafluides Helium verwendet.

An vier verschiedenen Punkten werden die Protonenstrahlen zur Kollision gebracht. Um diese sogenannte Wechselwirkungspunkte sind die vier Detektoren ALICE⁷,

⁷A Large Ion Collider Experiment

ATLAS⁸, CMS⁹ und LHCb¹⁰ aufgebaut. Diese sollen die bei der Kollision der Protonenstrahlen erzeugten Teilchen nachweisen. In den Protonenstrahlen werden 10^{11} Protonen 40 Millionen mal pro Sekunde kollidieren. Die Schwerpunktsenergie ist dabei 14 TeV und die Designluminosität liegt bei $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$. Diese hohen Ereignisraten stellen eine hohe Herausforderung an die verwendeten Teilchendetektoren. Der ATLAS Detektor, der zusammen mit dem CMS Detektor einen der zwei Universaldetektoren am LHC darstellt, wird im Detail im folgenden Abschnitt beschrieben.

1.2.2 Das ATLAS Experiment

Der Universaldetektor [7] ATLAS (Abb.1.5) ist in einer typischen Zwiebelschalenstruktur aufgebaut. Er besteht im Wesentlichen aus einem Inneren Detektor, dem daran anschließenden Kalorimetersystem und ganz außen dem Myondetektor. Die einzelnen Bauteile mit deren jeweiligen Unterstrukturen und Aufgaben werden im nun folgenden Abschnitt näher erläutert. Außerdem wird noch ein kurzer Einblick in das von ATLAS verwendete Koordinatensystem und das Triggersystem gegeben.

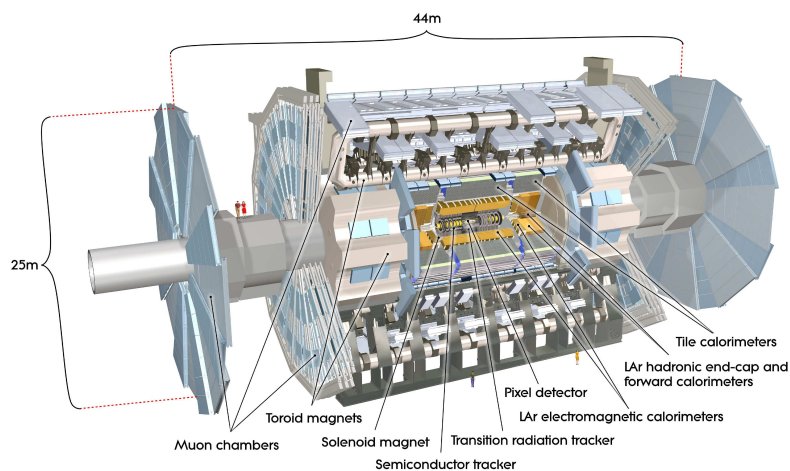


Abb. 1.5: Schaubild des ATLAS Detektors [9]

⁸A Torodial LHC Aparatus

⁹Compact Muon Solenoid

¹⁰Large Hadron Collider beauty experiment

- **Das Koordinatensystem**

Als Fixpunkt des Koordinatensystems (Abb.1.6) wird der Mittelpunkt des ATLAS Detektors gewählt. Dieser Punkt sollte möglichst gut mit dem Kollisionspunkt übereinstimmen. Ausgehend davon definiert die Richtung des entgegen dem Uhrzeigersinn laufenden Strahls die positive z-Achse, entgegen dieser Strahlrichtung wird die negative z-Achse definiert. Senkrecht auf der z-Achse steht die x-y-Ebene. Die positive x-Achse zeigt dabei zum Mittelpunkt des Teilchenbeschleunigers, die positive y-Achse zeigt nach oben. Der Azimutwinkel Φ wird in der x-y-Ebene um die Strahlrichtung gemessen

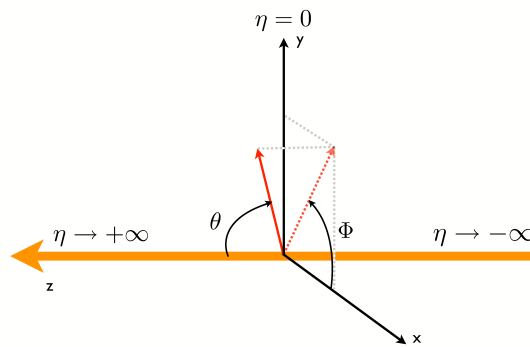


Abb. 1.6: Koordinatensystem des ATLAS-Experiments [6]

sen. Der Polarwinkel Θ wird in der y-z-Ebene in Strahlrichtung gemessen. Aus diesem berechnet sich die sogenannte Pseudorapidität, sie ist definiert als $\eta = -\ln\left(\frac{\Theta}{2}\right)$. Die Pseudorapidität hat den Vorteil, dass ihre Differenz $\Delta\eta$ eine invariant gegenüber einem Lorentz-Boost ($\beta \rightarrow 1$) in z-Richtung ist.

Da die z-Komponente des Gesamtimpulses der entstehenden Teilchen nicht zugänglich ist und deswegen nur die mögliche Teilchenentstehung in (x-y)-Richtung von Interesse ist, werden viele wichtige Meßgrößen in dieser transversalen (x-y) Ebene definiert, zum Beispiel, Transversalimpuls, Transversalenergie und die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T .

Für die Berechnung des Abstandes zweier physikalischen Objekte wie Elektronen, Jets, etc wird die Variable ΔR eingeführt, sie ist definiert als $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

- **Der Innere Detektor**

Bei Betrieb des LHC entstehen um den Kollisionspunkt ca. 1000 Teilchen alle 25 ns in einer η -Region von $|\eta| < 2.5$. Um diese hohe Spurdichte auflösen zu können, und dabei den Impuls genauestens zu vermessen, ist eine

hohe Detektorauflösung notwendig. Dies wird durch eine Kombination dreierlei Subdetektorkomponenten erreicht, der Pixeldetektor, der SCT¹¹ und der TRT¹².

Der Innere Detektor (Abb.1.7) erstreckt sich über eine Länge von 6.2 m und hat einen Durchmesser von 2.1 m. In ihm wird durch ein zentrales Solenoid ein 2 Tesla starkes Magnetfeld erzeugt Die innerste Komponente sind die

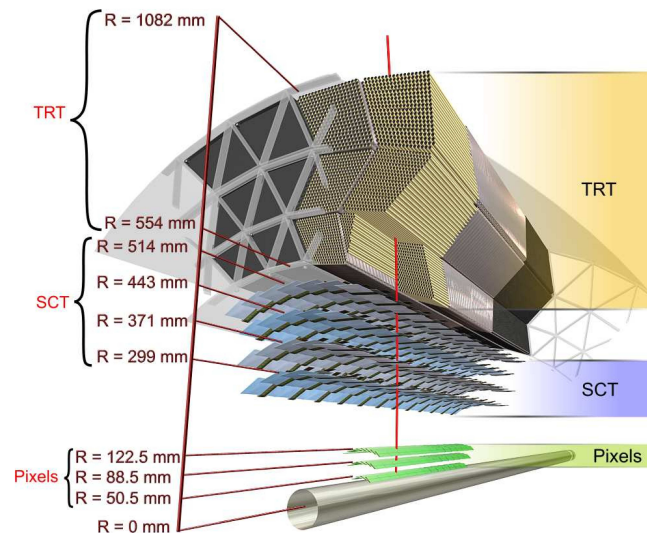


Abb. 1.7: Schnitt durch die Zentralregion des Inneren Detektor bei ATLAS [9]

Pixeldetektoren. In der Zentralregion sind sie auf konzentrischen Zylindern um die Strahlachse angeordnet, in der Endkappenregion sind sie auf Scheiben senkrecht zur Strahlrichtung angebracht. Die Pixeldetektoren erstrecken sich über $50 \mu\text{m}$ in R- Φ - Richtung und $400 \mu\text{m}$ in z-Richtung (bzw. R-Richtung im Endkappenbereich). Sie sind in drei Schichten angeordnet, jede Spur kreuzt die Detektoren daher dreimal. Sie haben eine Auflösung in R- Φ -Richtung von $10 \mu\text{m}$ und in z-Richtung (bzw. R-Richtung im Endkappenbereich) von $115 \mu\text{m}$.

Direkt im Anschluss befindet sich der SCT, ein in acht Lagen angeordneter Siliziumstreifendetektor, diese sind um 40 mrad paarweise gegeneinander gedreht. Jede Spur wird daher acht mal präzise vermessen. Es wird eine Auflösung erreicht von $17 \mu\text{m}$ in R- Φ -Richtung und $580 \mu\text{m}$ in z-Richtung (bzw. R-Richtung im Endkappenbereich).

¹¹Semi Conductor Tracker

¹²Transition Radiation Tracker

Die äußerste Komponente des Inneren Detektors ist der TRT, der eine große Zahl an Spurpunkten liefern soll, die Anzahl beträgt etwa 36. Der TRT liefert nur Information über die R- Φ -Richtung, nicht jedoch über die z-Richtung. Die hohe Anzahl an Spurpunkten wird durch 4 mm Driftrohren erreicht, deren Prinzip auf dem einer Driftkammer basiert. Diese Röhren sind mit einem Xenon-Mischgas gefüllt, dessen Übergangsstrahlung zu einer verbesserten Elektronenidentifikation führt.

• Das Kalorimetersystem

Das Kalorimeter (Abb.1.8) soll die Energie der entstehenden elektromagnetisch oder stark wechselwirkenden Teilchen vermessen. Es besteht aus dem direkt am Inneren Detektor anschließenden elektromagnetischen Kalorimeter und das wiederum daran anschließende hadronische Kalorimeter. Sie decken zusammen einen η -Bereich von $|\eta| < 4.9$ ab.

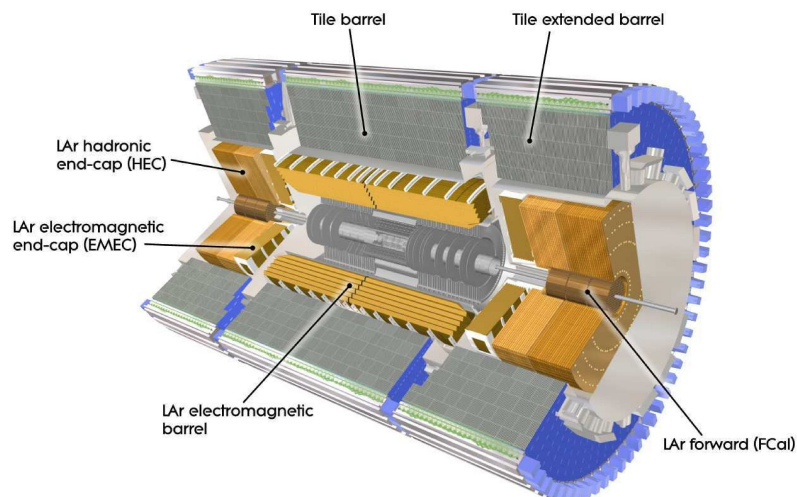


Abb. 1.8: Schaubild des Kalorimetersystems bei ATLAS [5]

Die durch die Wechselwirkung der Teilchen entstehenden elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterscheiden sich; hadronische Schauern sind breiter und weitläufiger und unterliegen höheren Energieschwankungen. Diese werden durch einen unterschiedlichen elektromagnetischen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, e^+e^-\gamma$) Anteil, je nach Energie und erster Wechselwirkung, hervorgerufen. Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine sehr hohe Granularität

um Elektronen und vorallem Photonen präzise zu vermessen. Eine gröbere Granularität im hadronischen Kalorimeter reicht aus um Jets zu rekonstruieren.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist aufgeteilt in einen Zentralteil ($|\eta| < 1.475$), und zwei Endkappenkomponenten ($1.375 < |\eta| < 3.2$), mit jeweils eigenen Kryostaten. Das verwendete Absorbermaterial, mit dem die Elektronen und Photonen wechselwirken, ist Blei. Die bei dieser Wechselwirkung erzeugten elektromagnetischen Teilchenschauern werden in flüssigen Argon nachgewiesen.

Das hadronische Kalorimeter dient dem Nachweis und der Vermessung hadronische Teilchenjets. Als Absorbermaterial wird im Zentralbereich ($|\eta| < 1.5$) des Kalorimeters Eisen verwendet, die hadronisch erzeugten Teilchenschauern werden an Szintillatorplatten registriert. Im Endkappenbereich ($1.5 < |\eta| < 3.2$) und in Vorwärtsrichtung ($3.1 < |\eta| < 4.9$) wird ein Kupfer-Wolfram-Gemisch als Absorber verwendet und zum Nachweis der Teilchenschauern wird wie im elektromagnetischen Kalorimeter flüssiges Argon benutzt.

- **Das Myonsystem**

Das Konzept des Myonspektrometers basiert auf der Ablenkung geladener Myonen in einem, von supraleitenden Magneten erzeugten Magnetfeld. Zusätzlich hat das Myonsystem einen eigenen Trigger und eigene hoch präzise Spurkammern. Drei Magneten erzeugen das Magnetfeld, eines im Zentralbereich ($|\eta| < 1.4$) und jeweils eins in den Endkappenbereichen ($1.4 < |\eta| < 2.7$). Myonen in der Übergangsregion ($1.4 < |\eta| < 1.6$) werden durch das kombinierte Magnetfeld aus Zentral- und Endkappenbereich abgelenkt.

Im Zentralbereich wird die Spur durch Spurkammern vermessen, die in drei Schichten zylindrisch um den Strahl angeordnet sind, im Endkappen- und Übergangsbereich werden diese in drei Schichten senkrecht zum Strahl installiert. In einem η - Bereich ($|\eta| < 2.0$) werden, mit einem Argon- CO_2 -Gasgemisch gefüllte sogenannte MDT¹³ verwendet. Bei größeren η ($2.0 < |\eta| < 2.7$) werden aufgrund der Nähe zur Strahlachse und der damit verbundenen höheren Strahlenbelastung, Multidraht-Proportionalitätszähler, die CSCs¹⁴ verwendet.

¹³Monitored Drift Tubes

¹⁴Cathode Strip Chambers

- **Das Triggersystem**

Das Triggersystem im ATLAS Experiment hat drei Stufen. Jede dieser Stufen ist aufgeteilt in verschiedene Untersysteme, die meist mit spezifischen Teilen des Detektors verbunden sind. Die drei Stufen sind der Level 1 Trigger(L1), der Level 2 Trigger(L2) und der Ereignisfilter. Jede Stufe verfeinert die jeweils vorrausgehende Auswahl.

Der L1 Trigger muss in weniger als $2.5 \mu s$ über jedes Ereignis entscheiden, er reduziert die Ereignisrate auf etwa 75 kHz. Mit den weiteren Triggern kann diese auf 200 Hz reduziert werden. Der L1 Trigger sucht nach physikalischen Objekten wie Jets, Elektronen, etc. mit hohem Transversalimpuls oder hoher Transversalenergie oder Ereignissen mit hoher fehlender Transversalenergie. Er bezieht dabei seine Information nur aus einem Teilsystems des Detektors. Ausserdem kann der L1 Trigger nach Ereignissen in einer so genannten RoI¹⁵ filtern, die z.B. in einem bestimmten η - oder ϕ - Bereich liegen kann. Der L2 Trigger nutzt nun die volle Detektorinformation in der gewählten RoI. Typischerweise reduziert er die Ereignisrate auf bis zu 3.5 kHz.

Der Ereignisfilter reduziert die Rate schliesslich auf 200 Hz, die so selektierten Ereignisse können nun für die Physikanalyse dauerhaft gespeichert werden.

¹⁵Regions of Interest

Kapitel 2

Higgs Suche im Zerfallskanal

$H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\bar{\nu}$ bei ATLAS

Da der LHC erst im Winter 2009/2010 anlaufen wird, wurden für bisherige Analysen Monte-Carlo-simulierte Daten verwendet. Mit diesen simulierten Ereignissen müssen wichtige Voranalysen für das Arbeiten mit echten Daten gemacht werden. Die Schnittanalyse, die in dem gewählten Higgszerfallskanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ die Untergründe unterdrücken sollen, muss mit diesen simulierten Daten erarbeitet und optimiert werden. Schließlich wird diese optimierte Analyse auf echte Daten angewandt und auf Konsistenz überprüft. Ein gut simuliertes Ereignis und eine originalgetreue Detektorsimulation ist daher von sehr großer Bedeutung. Des weiteren ist bei physikalischen Analysen eine gute Teilchenidentifikation wichtig. Im Zerfallskanal des Higgsboson in zwei Elektronen bedeutet dies eine genaue Elektronenrekonstruktion bei Auftreten eines hohen Jetuntergrundes. Diese Aspekte werden im folgenden Kapitel behandelt. Außerdem werden die Grundlagen zur Analyse im Higgszerfallskanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ erläutert und die Untergrundprozesse die im Endzustand dem Signal ähnlich sind, vorgestellt.

2.1 Eventgeneration und ATLAS Software

Viele physikalische Prozesse wie der Zerfall instabiler Teilchen im Inneren Detektor, die Hadronisierung farbgeladener Teilchen oder die Abstrahlung von Photonen und Gluonen sind Untergrundprozesse, die es erschweren, die Primärreaktion zu identifizieren. Diese Prozesse müssen also analysiert und der Detektordurchgang simuliert werden.

Der erste Schritt ist die Generation physikalischer Prozesse. Die Entstehung und der Zerfall eines Teilchens sind durch quantenmechanische Fluktuationen bestimmt, die durch bestimmte Wahrscheinlichkeitsverteilungen gegeben sind. Die Monte-Carlo-Simulation führt für eine vorgegebene Primärreaktion den Zerfallsprozess

mit den theoretischen Verzweigungsverhältnissen durch. Bei jeder Teilchenentstehung oder beim Zerfall des Teilchens wird gemäss bekannter Wirkungsquerschnitte bzw. Zerfallswahrscheinlichkeiten zufällig entschieden, welchen Produktionsmechanismus bzw. Zerfallskanal das Teilchen durchläuft. Die so generierten Ereignisse können dann mit echten Daten verglichen werden. Bekannte Ereignisgeneratoren sind Pythia, MC@NLO, Alpgen oder HERWIG.

Nun folgt die Simulation des Detektordurchgangs der erzeugten Teilchen, also ihre Wechselwirkung mit dem Detektormaterial. Hier für wird das Softwarepaket GEANT4¹ verwendet. In ihm sind unter anderem die Geometrie und die Eigenschaften des ATLAS-Detektors gespeichert. Das Paket gibt dann die simulierten Ereignisse als an einzelnen Detektorkomponenten gemessene Spannungen und Zeiten wieder. Sie haben nun das Format echter Daten. Im nächsten Schritt werden nun die Teilchenspuren rekonstruiert, und physikalische Größen wie Impuls oder Energie eines Teilchen bestimmt und für die Analyse abgespeichert.

Das bei ATLAS benutzte Programmgerüst ist Athena. Mit ihm können je nach Analyse spezifische Parameter konfiguriert werden. Athena speichert die gewonnen Daten in einem benutzerfreundlichen Format, den AODs².

Die Physikanalyse kann nun direkt mit den AODs gestartet werden oder es können in einem weiteren Schritt ausgewählte Informationen aus den AODs extrahiert und in sogenannten Ntuples gespeichert werden. Diese Ntuples werden mit dem Programm ROOT [16] erfasst und können nun analysiert werden. ROOT ist eine für Hochenergiephysik entwickelte benutzerfreundliche Datenanalyseoberfläche. Bei simulierten Ereignissen besteht immer die Möglichkeit auf die wahre ("truth") Information der generierten Ereignisse zurückzugreifen.

2.2 Rekonstruktion und Definition von Elektronen und Jets

Eine sehr gute Teilchenidentifikation- und rekonstruktion [15] ist eine der wichtigsten Aufgaben des Detektors. Higgszerfälle zum Beispiel mit zwei Elektronen im Endzustand, haben gegenüber QCD-Ereignissen einen sehr niedrigen Wirkungsquerschnitt. Bei einem Transversalimpuls von etwa 20-50 GeV ist das Verhältnis isolierter Elektronen zu Jets ca. 10^{-5} . Die Messung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T wird hier auch noch kurz erläutert.

¹Geometry and Tracking

²Analysis Object Data

- **Die Elektronenrekonstruktion**

Zwei Standardalgorithmen sind in der ATLAS-Software implementiert. Der sogenannte Cluster Based Algorithmus startet von einem rekonstruierten Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter aus und versucht diesem eine Spur im Inneren Detektor zu zuordnen. Der zweite Algorithmus sucht nach einer Spur die zu einer isolierten Energieablagerung im Kalorimeter führt. Beim Cut Based Algorithmus muss die Energieablagerung jedes gefundenen Clusters mindestens 3 GeV betragen. Zu diesen wird jeweils eine Spur im Inneren Detektor gesucht, die den Cluster in einer Breite von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.1$ trifft.

Um weitere Flexibilität in der Analyse zu gewähren, wird nun eine auf Schnitten basierende Methode eingeführt, die die Elektronen in 3 Qualitätskriterien einteilt. Jedes Kriterium verschärft die Auswahl für ein Elektron. Dies führt zwar zu einer geringeren Elektroneneffizienz, verbessert jedoch die Reduktion der "Fake"-Elektronen, Elektronen, die aufgrund von Fehlmessungen eines Jets auftreten. Die drei Qualitätskriterien sind:

- **Loose**-Elektronen

Die Schnitte basieren nur auf der Kalorimeterinformation, z.B dem "hadronic leakage", das Verhältnis der rekonstruierten Energie eines Elektrons im hadronischen Kalorimeters zu der im elektromagnetischen Kalorimeter.

- **Medium**-Elektronen

Sie beinhalten zusätzliche Schnitte auf Spurvariablen, z.B die Anzahl der "hits" im Pixeldetektor. Diese reduzieren vorallem den $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Untergrund. Medium-Elektronen haben damit ein schärferes Elektronenkriterium als Loose-Elektronen.

- **Tight**-Elektronen

Sie benutzen alle Tools zur Teilchenidentifikation, z.B Schnitte auf weitere Komponenten des Inneren Detektors, oder ein Schnitt auf die Differenz (η, ϕ) der realen Spur zu der vom Cluster ausgehenden extrapolierten Spur. Tight Elektronen haben das schärfste Kriterium aller drei Elektronenarten.

- **Die Jetrekonstruktion**

Wenn bei der Kollision ein Quark oder Antiquark entsteht, bilden sich dort aufgrund der hohen Wechselwirkungsenergie (\rightarrow Confinement) neue stark wechselwirkende Hadronen (qqq) und Mesonen ($q\bar{q}$), dieser Prozess wird Hadronisierung genannt. Das Konglomerat dieser stark wechselwirkenden Teilchen

wird Teilchenjet genannt.

Um einen Jet zu rekonstruieren müssen zwei Schritte gemacht werden. Zuerst müssen die bei der Hadronisierung farbgeladener Teilchen entstandenen Teilchen zu einem Teilchenjet zusammengefasst werden. Aus mehreren Teilchenimpulsen wird ein Impuls des Teilchenjets. Der zweite Schritt ist das Aufsummieren der von den einzelnen Teilchen des Teilchenjets deponierten Energien im hadronischen Kalorimeter.

Die ATLAS Software kennt zwei unterschiedliche Algorithmen, die Impulse der Teilchen zu einem aufzusummieren, den **Cone-Algorithmus**, der von dem Teilchen mit höchsten Transversalimpuls ($p_T > 1$ GeV) ausgeht und iterativ jedes Objekt, das in einem bestimmten Abstand (ΔR) steht, dem Jet zuordnet und den **k_T -Algorithmus**, hier werden immer zwei Objekte auf Ähnlichkeit in Richtung und Transversalimpuls überprüft. Wird ein gewisses Kriterium erfüllt, so entsteht aus den zwei Objekten durch Viererimpulsaddition ein neues Objekt. Beim **k_T -Algorithmus**, im Gegensatz zum **Cone-Algorithmus**, wird jedes Objekt nur einem Teilchenjet zugeordnet.

Bei der Energiemessung unterscheidet man wiederum zwei Methoden. Bei den sogenannten **Towerjets** wird das Kalorimeter in "Tower" mit fester Geometrie aufgeteilt. Die gesamte Energieablagerung in einem solchen Tower wird dann zu einer aufaddiert. Bei den **Topoclusterjets** wird im Kalorimeter nach Signalen mit einem Signal zu Untergrundverhältnis über einer bestimmten Schwelle ($|\Lambda| > S = 4$) gesucht. Alle Einträge der Nachbarn dieser Zelle werden ihr hinzuaddiert. Liegt das Signal der nächsten Nachbarn wieder über einer gewissen Schwelle, die niedriger ist als die erste, werden diese ebenfalls hinzugezählt und die Iteration wird fortgesetzt. Diese Methode hat den Vorteil, dass sich der Untergrund, zum Beispiel das elektronische Rauschen, sehr gut unterdrücken lässt.

- **Die fehlende transversale Energie E_T**

Sie ist eine Größe, die vorallem dann wichtig wird, wenn man Ereignisse mit nicht nachweisbaren Teilchen hat, unter anderem Ereignisse mit Neutrinos im Endzustand. Die Messung dieser Größe ist jedoch sehr sensitiv auf elektronisches Rauschen oder totes Detektormaterial. Denn diese verfälschen den Wert der gemessenen transversalen Energie im Kalorimeter. Diese Fehler gilt es im ersten Schritt zu korrigieren. Zur Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie wird zunächst die gemessene transversale Energie im Kalorimeter aufsummiert. Zusätzlich werden die Transversalimpulse aller physikalischen Objekte (Photonen, Elektronen und Myonen) und die Transversalimpulse

der rekonstruierten Jets aufaddiert. Mit einbezogen wird auch die Energie im Kalorimeter, die keinem Jet zugeordnet werden kann. Aufgrund der Transversalimpulserhaltung bekommt man aus den Messwerten die transversale Energie derjenigen Teilchen, die nicht vom Detektor vermessen worden sind.

2.3 Die Higgs $\rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ Analyse

In dieser Analyse [8] werden Ereignisse mit exakt zwei Elektronen im Endzustand gesucht. Da das Higgsteilchen H elektrisch neutral ist, haben seine Zerfallsprodukte, die beiden W -Bosonen und damit die beiden Elektronen unterschiedliche Ladungsvorzeichen (e^+e^-). Des weiteren dürfen keine Myonen in dem Ereignis vorkommen. Je nach Produktionsmechanismus des Higgsbosons variiert die Anzahl der auftretenden Jets. Bei der Gluon-Gluon-Fusion sollten im Zentralbereich ($|\eta| < 3.0$) keine Jets auftreten. Die Vektorbosonfunktion erlaubt jedoch zwei Jets im Zentralbereich ($|\eta| < 3.0$). Diese "Tag"-Jets sollten die "leading" Jets in dem Ereignis sein, d.h die Jets mit dem höchsten Transversalimpuls. Weitere Jets im Zentralbereich können durch Gluonabstrahlung der Gluonen bzw. Quarks auftreten. Nahe der Strahlachse (großes η) kann eine große Anzahl an Jets entstehen, die aus den Resten der kollidierten Protonen stammen.

Da neben dem Elektron/Positron-Paar auch ein Antineutrino/Neutrino-Paar auftritt, welches vom Detektor nicht erfasst wird, sollte das Ereignis auch ein Mindestbetrag an fehlender transversale Energie haben. Diese Größe lässt sich wie oben erwähnt ermitteln.

Eine spezifische Eigenschaft des Higgszerfallskanals $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$, die das Signal vorallem von Untergrundeignissen unterscheidet bei denen auch zwei W -Bosonen auftreten ($t\bar{t}, WW$) ist die Spinkorrelation [20]. Sie hat zur Folge, dass die Richtungsvektoren des entstehenden Elektrons und des entstehenden Positrons einen kleinen Öffnungswinkel haben. Das spinlose ungeladene Higgsboson zerfällt in entgegengesetzt geladene W -Bosonen ($Spin = 1$), die sich in entgegengesetzter Richtung ausbreiten. Diese zerfallen in ein Fermion ($Spin = \frac{1}{2}$) und in ein Antifermion ($Spin = \frac{1}{2}$). Da der geladene schwache Strom nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppelt, müssen das Elektron und das Positron, und das Neutrino und das Antineutrino jeweils dieselbe Flugrichtung haben, das heißt sie haben einen kleinen Öffnungswinkel.

Diese physikalischen Grundlagen des Higgszerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ sind Eigenschaften, um das Signal von den auftretenden Untergrundprozessen zu trennen.

Diese Untergrundprozesse, die im Endzustand eine ähnliche Signatur aufweisen wie das Signal, werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.4 Hauptuntergrundprozesse im Zerfallskanal

$$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$$

Als Untergrundprozesse [8] werden die Standardmodellprozesse zusammengefasst, die eine ähnliche Signatur im Detektor hinterlassen, wie das Signal. Im Falle des Zerfallskanals $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ wird nach Ereignissen gesucht, die auch zwei Elektronen im Endzustand haben. In einem weiteren Schritt, der Schnittanalyse werden dann ausgewählte Schnitte, auf z.B. fehlende transversale Energie, invariante Masse oder Öffnungswinkel des Elektronenpaars, auf die Ereignisse mit zwei Elektronen im Endzustand angewandt, um dadurch die Signalereignisse gegenüber dem Untergrund hervorzuheben.

Untergrundprozesse Kanal mit zwei Elektronen im Endzustand können dibosonischer Art sein, können Prozesse mit einem Boson und QCD-Aktivität sein, können Produktion eines $t\bar{t}$ -Paares oder single top Ereignisse sein. Diese Standardmodellprozesse haben bei einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} in einem Bereich bis zu 14 TeV einen bis zu 1000 fach höheren Wirkungsquerschnitt als das Signal (Abb. 2.1). Unbeachtet sind jedoch noch die jeweiligen Verzweigungsverhältnisse der kurzlebigen W/Z-Bosonen oder schweren Quarks in die jeweiligen Endzustände mit zwei Elektronen.

Die Elektronen müssen nicht zwangsläufig direkt aus diesen Zerfällen kommen, es gibt auch die Möglichkeit, dass die Elektronen aus einem weiteren Zerfall eines τ -Leptons stammen, z.B. wenn ein W-Bosonpaar in zwei τ -Leptonen und zwei τ -Neutrinos zerfällt und beide τ -Leptonen noch vor Detektion in zwei Elektronen zerfallen. Man bekommt somit zwei Elektronen im Endzustand.

Eine weitere Möglichkeit ist, dass die rekonstruierten Elektronen keine physikalischen Elektronen sind, sondern aus einer fehlerhaften Identifikation eines Jets durch den Detektor hervorgehen. Diese sogenannten "Fake-Elektronen" und deren "Fake-Wahrscheinlichkeit", d.h. die Wahrscheinlichkeit dass ein rekonstruierter Jet fälschlicherweise auch als Elektron identifiziert wird, ist vor allem bei Ereignissen mit einer hoher Anzahl zusätzlich auftretender Jets von großer Bedeutung. Diese zeichnen sich durch ihre sehr hohen Wirkungsquerschnitte aus.

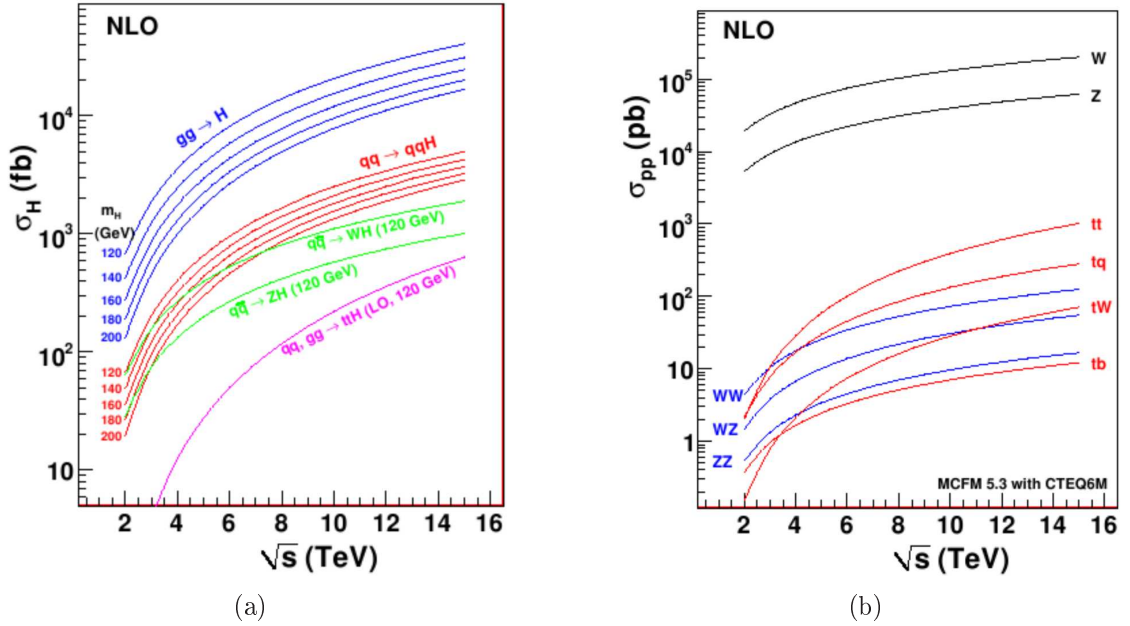


Abb. 2.1: Wirkungsquerschnitten der Signal (a)- und Untergrundprozesse (b) bei verschiedenen Schwerpunktsenergien [13]

Wie man eine solche "Fake-Wahrscheinlichkeit" für Elektronen bestimmt und dadurch den Untergrund der W +Jet-Ereignisse ermittelt, wird in einer Studie im Kapitel 3 verdeutlicht.

Zu beachten ist auch, dass je nach Qualitätskriterien der Elektronen oder η -Bereich im Detektor, die Rekonstruktionseffizienz [10] der Elektronen bis unter 0.5 gehen kann. So sind also auch Prozesse als Untergrund zu betrachten mit drei Elektronen im Endzustand, wobei eines nicht rekonstruiert wird, z.B der Prozess $WZ \rightarrow e\nu_e e\bar{e}$. Folgende Untergrundprozesse werden in dieser Diplomarbeit betrachtet:

- dibosonische Prozesse, also WW -, WZ - und ZZ -Ereignisse
- $t\bar{t}$ -Prozesse, die jeweils in ein W -Boson und ein b -Quark zerfallen, und das W -Boson oder das b -Quark wiederum in ein Elektron weiterzerfällt
- W +Jet- und Z +Jet-Ereignisse, mit einem bzw. zwei reale Elektronen und weiteren "Fake-Elektron" aus der hohen Jetaktivität
- $Wb\bar{b}$ - und $Zb\bar{b}$ -Ereignisse, mit Elektronen aus Zerfall des Bosons oder der b -Quarks
- singletop-Ereignisse, top-Quarks, die über ein W -Boson oder ein b -Quark in Elektronen zerfallen können

Im vierten Kapitel wird dann die Schnittanalyse vorgestellt, die den weiteren Untergrund gegenüber dem Signal unterdrücken soll.

Kapitel 3

Abschätzen des $W+Jet$ Untergrund mit einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit

Ein Jet der als Elektron fehlidentifiziert wird, wird Fake-Elektron genannt. Ein Grund für diese Fehlidentifikation ist, dass diese Jets einen sehr hohen Anteil an neutralen Pionen π^0 haben. Da diese in Photonen zerfallen können ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und ein Photon im elektromagnetischen Kalorimeter eine zu einem Elektron nicht unterscheidbare Signatur hinterlässt, wird dieser Jet fälschlicherweise als Elektron identifiziert. Rekonstruierte Elektronen können zusätzlich auch noch aus b-Quark-Zerfällen kommen. Die Jet-Fakewahrscheinlichkeit ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet als Elektron identifiziert wird. Sie liegt je nach Selektionskriterien der Elektronen so etwa in der Größenordnung 10^{-3} bis 10^{-4} . Eine korrekte Fakewahrscheinlichkeit aus einer Monte-Carlo-Simulation zu bestimmen, ist fast unmöglich, da man, um genügend Statistik zubekommen, bei Wahrscheinlichkeiten dieser Größenordnung, Ereignisse im Bereich mehrerer Millionen produzieren müsste. Bei einer Größenordnung von ca. 5×10^{-4} müsste man um eine Statistik von 10000 zubekommen, 20 Millionen Jets produzieren. Deswegen müssen diese Fakewahrscheinlichkeiten mit echten Daten bestimmt werden, da man sehr schnell, bei gewähltem Trigger, genug Ereignisse in dieser Größenordnung bekommt.

Wichtige physikalische Gründe warum man die Fakewahrscheinlichkeit aus echte Daten bestimmen sollte, sind:

- der genaue Prozess der Hadronisierung ist nicht zugänglich und lässt sich somit nicht simulieren
- eine hundertprozentige Simulation des ATLAS Detektors ist ebenfalls nicht möglich

3.1 Plan

In diesem Kapitel wird eine Methode vorgestellt, die den W+Jet-Untergrund im Higgs-Zerfallkanal mit zwei Elektronen im Endzustand abschätzen soll. Das eine Elektron kommt direkt aus dem W-Zerfall, das andere ist ein ein Jet der fälschlicherweise als Elektron identifiziert wurde. Diese Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet als Elektron identifiziert wird, nennt man Fakewahrscheinlichkeit.

Diese Fakewahrscheinlichkeit soll aus einem reinen QCD-Dijet-Datensatz bestimmt werden, um dann zu überprüfen, ob diese sich auf einen W+Jet-Datensatz anwenden lässt. Das heißt man sucht in diesem Dijet-Datensatz, Dijet bedeutet zwei Jets die entgegengesetzte Transversalimpulse haben, nach rekonstruierten Elektronen. Diesen sogenannten Fake-Elektronen wird ein Jet zugeordnet und dessen Transversalimpuls p_T , Winkel ϕ und Pseudorapidität η bestimmt. Man bekommt dann für die jeweilige Komponente eine Verteilung, die z.B jedem beliebigen p_T -Bereich eine gewisse Anzahl von Fake-Elektronen zuordnet. Teilt man nun diese Verteilungen durch die jeweiligen Verteilungen aller auftretenden Jets, bekommt man für jeden p_T -, η - und ϕ -Bereich eine Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet als Elektron fälschlicherweise identifiziert wird. Die p_T -, η - und ϕ -Verteilung aller Dijet-Ereignisse wird als $N(p_T, \eta, \phi)$ bezeichnet, die der Fake-Elektronen als $n(p_T, \eta, \phi)$. Für die Fakewahrscheinlichkeit ϵ in Abhängigkeit von p_T , η und ϕ gilt dann:

$$\epsilon(p_T, \eta, \phi) = \frac{n(p_T, \eta, \phi)}{N(p_T, \eta, \phi)}$$

Diese Fakewahrscheinlichkeiten sollen nun mit den p_T -, η und ϕ -Verteilungen aller Jets des W+Jet-Datensatzes multipliziert werden. Man bekommt eine errechnete p_T -, η und ϕ -Verteilung der Fake-Elektronen in dem W+Jet-Datensatz. Zum Vergleich wird nun in dem W+Jet-Datensatz direkt nach Fake-Elektronen und deren zugehörigen Jets gesucht, das bedeutet nach Ereignissen, in denen neben dem echten, aus dem W-Zerfall auftretende Elektron, noch ein weiteres oder mehrere rekonstruiert worden sind. Für die Verteilung $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ der Fake-Elektronen in den W+Jet-Datensatz gilt, mit $\Gamma(p_T, \eta, \phi)$ der Verteilung der Jets aller W+Jet-Ereignisse, und der Fakerate $\epsilon(p_T, \eta, \phi)$:

$$\epsilon(p_T, \eta, \phi) \times \Gamma(p_T, \eta, \phi) = \gamma(p_T, \eta, \phi)$$

Diese errechnete Verteilung $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ der Fake-Elektronen in den W+Jet-Datensatz sollte möglichst gut mit der Verteilung der gefundenen Fake-Elektronen in dem W+Jet-Datensatz $\tilde{\gamma}(p_T, \eta, \phi)$ übereinstimmen.

3.2 Bestimmen einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit aus einem QCD-Dijet-Datensatz

Diese Methode lässt sich direkt auf echte Daten anwenden. Man sucht nach Dijet-Ereignissen die einer bestimmten Dijet-Bedingung ($\Delta\phi \approx \pi$) genügen, berechnet aus ihnen die Fakewahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von p_T , η und ϕ und bekommt bestenfalls für die W +Jet-Ereignisse eine p_T -, η - und ϕ -Verteilungen der Fake-Elektronen und somit die Ereignisse, die als Untergrund im Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ eine Rolle spielen.

Diese Methode soll nun mit simulierten Monte-Carlo-Ereignissen ausprobiert werden.

3.2 Bestimmen einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit aus einem QCD-Dijet-Datensatz

3.2.1 Verwendete Datensätze

Im ersten Schritt wird nun aus den QCD-Dijet Ereignissen jeweils eine Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(p_T, \eta, \phi)$ in Abhängigkeit von p_T , η und ϕ berechnet. Als Datensätze werden neun verschiedene simulierte Monte-Carlo-Datensätze benutzt, siehe Tabelle 3.1. Auf Generatorebene haben die beiden Jets der Dijet-Ereignisse entgegengesetzte Transversalimpulse. Zusätzliche rekonstruiert Jets können durch "initial" oder "final state radiation", Gluonabstrahlung von Gluonen oder Quarks im Anfangs- oder Endzustand kommen. Der Monte-Carlo-Ereignisgenerator dieser Ereignisse ist Pythia. Diese neun Dijet-Datensätze unterscheiden sich jeweils im p_T -Bereich in dem diese Dijet-Ereignisse simuliert wurden, das heißt also die Größe des Transversalimpuls der im Dijet-Event beteiligten Jets.

Prozess	ID	Generator	Events	σ	Lfb^{-1}
Dijet(J0, 8-17GeV)	105009	Pythia	999266	1.170×10^{13} fb	8.48×10^{-8}
Dijet(J1, 17-35GeV)	105010	Pythia	997956	8.668×10^{11} fb	1.15×10^{-6}
Dijet(J2, 35-70GeV)	105011	Pythia	979316	5.601×10^{10} fb	1.75×10^{-5}
Dijet(J3, 70-140GeV)	105012	Pythia	1357129	3.280×10^9 fb	4.18×10^{-4}
Dijet(J4, 140-280GeV)	105013	Pythia	598644	1.516×10^8 fb	3.95×10^{-3}
Dijet(J5, 280-560GeV)	105014	Pythia	1390403	5.122×10^6 fb	2.71×10^{-1}
Dijet(J6, 560-1120GeV)	105015	Pythia	399269	1.119×10^5 fb	3.57×10^0
Dijet(J7, 1120-2240GeV)	105016	Pythia	398022	1.075×10^3 fb	3.70×10^2
Dijet(J8, 2240-4480GeV)	105017	Pythia	398719	1.112×10^0 fb	3.59×10^5

Tab. 3.1: Pythia-Datensamples der Dijet-Ereignisse

Da Ereignisse mit geringerem Jettransversalimpuls einen höheren Wirkungsquerschnitt haben als die mit hohen Jettransversalimpuls, müssen, damit man auch

im hohen Transversalimpulsbereich hohe Statistik bekommt, die unterschiedlichen Datensätze mit unterschiedlich hoher integrierter Luminosität simuliert werden.

$$L(fb^{-1}) \propto \frac{\#-Events}{\sigma(fb)}$$

Um die Anzahl der Ereignisse aller neun Dijet-Datenätze einheitlich auf eine integrierte Luminosität $1 fb^{-1}$ zu bekommen, wird für jedes Sample aus der Anzahl der Ereignisse und des Wirkungsquerschnitt σ (fb) jeweils eine Gewichtung errechnet. Sie entspricht dem reziproken Wert der integrierten Luminosität in fb^{-1} , mit der die Ereignisse generiert wurden. Multipliziert man die Anzahl der Ereignisse in einem Datensatz mit der jeweiligen Gewichtung, bekommt man eine p_T -Verteilung, die den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten entspricht.

3.2.2 Objektdefinitionen

Um eine Elektronen-Fakewahrscheinlichkeit eines Jets zu bestimmen, ist es wichtig die jeweiligen Objekte genau zu definieren, d.h welche p_T -Schwelle wird gesetzt, um z.B elektronisches Rauschen zu unterdrücken oder welcher η -Bereich wird betrachtet, bei dem Jets und Elektronen bestmöglichst rekonstruiert werden.

- **Elektronen**

Da das elektromagnetische Kalorimeter nur einen η -Bereich $|\eta| < 2.5$ einschließt, betrachtet man nur diesen Bereich. In diesem η -Bereich befindet sich die sogenannte Crack-Region [7] $1.37 < |\eta| < 1.52$, der Übergangsbereich zwischen Barrel (Zentralteil)-und Endkappenkalorimeter. Hier können Elektronen nicht gut nachgewiesen werden, also wird dieser Bereich ausgeschlossen. Ausserdem wird noch eine p_T -Schwelle für Elektronen von $p_T > 20$ GeV gesetzt, um möglichen Detektoruntergrund wie elektronisches Rauschen, das als Elektron rekonstruiert wird, auszuschliessen.

Wie schon im Kapitel 2 erwähnt gibt es unterschiedliche Selektionskriterien für Elektronen. Drei unterschiedliche Qualitätskriterien werden untersucht:

- **Medium** Elektronen
- **Tight** Elektronen
- und Tight Elektronen die weitere Isolationskriterien erfüllen, die spezifisch auf den Higgszerfallskanal in zwei Elektronen abgestimmt sind. Eine **Kalorimeterisolation**; die Summe (*etcone30*) der im Kalorimeter deponierten transversalen Energie in einem ΔR -Bereich von 0.3 um das Elektron muss folgende Bedingungen erfüllen: *etcone30* < 10 GeV und

$etcone30/p_T(El) < 0.2$. Die **Spurisolat**ion fordert, dass die Transversalimpulse der Spuren um die Elektronenspur in einem ΔR -Bereich von 0.3 aufsummiert (ptcone30) werden soll, und folgende Bedingungen erfüllt: $ptcone30 < 10$ GeV und $ptcone30/p_T(El) < 0.1$

- **Jets**

Da nach Jets gesucht werden soll als Elektron identifiziert werden, müssen natürlich auf die Jets dieselben Schnitte gemacht werden. Das heißt sie haben den selben η -Bereich $|\eta| < 2.5$ unter Ausschluss der Crack-Region $1.37 < |\eta| < 1.52$. Auch wird eine p_T -Schwelle für Jets von $p_T > 20$ GeV festgelegt. Bei den zu untersuchenden Jets sind deren Impulse mit Hilfe des Cone-Algorithmus ($\Delta R < 0.4$) aufsummiert worden, und deren Energie nach der Topocluster-Methode bestimmt.

3.2.3 Jetselektion

Dijet-Ereignisse sind Ereignisse mit zwei Jets im Endzustand. Aufgrund der Impulserhaltung im Schwerpunktsystem haben diese beiden Jets bestenfalls entgegengesetzte Transversalimpulse. In Koordinaten ausgedrückt bedeutet das, dass die Differenz der beiden ϕ -Winkel etwa π beträgt. In den Datensätzen wird also nach Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand gesucht, die obige Jetkriterien erfüllen. Zusätzlich sollen die beiden Jets einer sogenannten Overlap-Removal-Bedingungen genügen, das heißt sie sollen einen Mindestabstand von 0.3 in ΔR haben. Um sicher zu stellen, dass die beiden ausgewählten Jets auch den produzierten Jets des Dijet-Ereignisses entsprechen und nicht zum Beispiel aus Gluonabstrahlung stammen, fordert man die Bedingung, dass die beiden ausgewählten Jets in der ϕ -Ebene die Winkeldifferenz von $|\Delta\phi| > (\pi - 1)$ haben. Die Verteilung der p_T -, η - und ϕ -Einträge aller Jets die diesen Bedingungen genügen stellen den Nenner der Fake-Wahrscheinlichkeit $N(p_T, \eta, \phi)$ dar.

Um in diesen Datensätzen nach Fake-Elektronen zu suchen, wählt man zunächst Ereignisse mit mindestens einem Elektron, das die oben genannten Bedingungen erfüllt, aus. Da es in einem QCD-Dijet-Datensatz keine echten produzierten Elektronen gibt, kann man davon ausgehen, dass jedes rekonstruiertes Elektron ein falsch identifizierter Jet ist oder aus einem b-Quark-Zerfall kommt. Diese Elektronen werden jedoch nicht separiert behandelt, sondern auch als Fake-Ereignisse gezählt. Folglich wird also nach Ereignissen gesucht, die die Dijet-Bedingungen erfüllen und zusätzlich noch mindestens ein rekonstruiertes Elektron haben. Erfüllt dieses Elektron die Bedingung, dass es in der ϕ -Ebene einen Abstand von $|\Delta\phi| > (\pi - 1)$

zu einem der Jets hat, wird der Transversalimpuls p_T des Jets der sich auf entgegengesetzter Seite zu dem Elektron befindet, für die p_T -Verteilung des Zählers $n(p_T)$ gespeichert. Die Auswahl des Jets, der entgegengesetzt dem Fake-Elektron ist, wird deshalb gemacht, um mögliche Auswirkung der "Elektron"-entstehung im Jet auf dessen Transversalimpuls zu verhindern. Der Jet in entgegengesetzter Richtung sollte bei Dijet-Ereignissen, wie oben erwähnt den gleichen Transversalimpuls wie das Fake-Elektron haben. Für die η und ϕ -Fakewahrscheinlichkeit werden die jeweiligen Einträge $n(\eta, \phi)$ des Fake-Elektrons genommen.

Da die Jetrekonstruktionseffizienz [10] kleiner eins ist, gibt es die Möglichkeit, dass man einen rekonstruierten Jet und einen nichtrekonstruierten Jet, der fälschlicherweise als Elektron identifiziert wurde, hat. Findet man also in entgegengesetzter Richtung zu dem rekonstruierten Jet ein rekonstruiertes Elektron, wird der Transversalimpuls p_T dieses Jets und die η - und ϕ - Einträge des Elektrons auch den jeweiligen Zählern $n(p_T, \eta, \phi)$ zugeordnet. Bei Fakewahrscheinlichkeiten der Größenordnung 10^{-3} bis 10^{-4} verfälschen diese Ereignisse, die im Nenner nicht mitgezählt werden, das Ergebnis kaum.

Die Ergebnisse der Fakewahrscheinlichkeiten und deren Abhängigkeit von Transversalimpuls p_T , Pseudorapidität η und ϕ - Winkel der Jets, sowie die Auswirkung unterschiedlicher Elektronenselektionskriterien, wird im folgenden Abschnitt dargestellt und erläutert.

3.2.4 p_T - η - und ϕ -Fakewahrscheinlichkeiten

Mit dem Datenanalyseprogramm ROOT [16] werden die Einträge der ausgewählten Jets der verschiedenen Samples gewichtet und in Histogrammen gespeichert. Die Histogramme sind in sogenannte Bins aufgeteilt, deren Größe variabel gewählt werden kann. In den Histogrammen bekommt man also eine Verteilung, zum Beispiel des Transversalimpuls p_T der Jets, die aussagt wieviel Jets in einem bestimmten p_T -Bereich (Bin) liegen. Aus der Anzahl N berechnet ROOT zusätzlich den Poisson-Fehler der Monte-Carlo-Statistik \sqrt{N} jedes Bins. Der Fehler wird in den Histogrammen als Fehlerbalken dargestellt.

Abbildung 3.1 (a) zeigt die Verteilung aller Jets in Dijets-Ereignissen $N(p_T, \eta, \phi)$, die die obigen Bedingungen erfüllen. Abbildung 3.1 (b) zeigt die Verteilung $n(p_T, \eta, \phi)$ aller Jets, die in entgegengesetzter Richtung zu einem Fake-Elektron sind. Je nach Elektronselektionskriterium variiert die Anzahl der Fake-Elektronen. Je schärfer die Kriterien an ein Elektron sind, desto weniger Fake-Elektronen hat man. Teilt man nun die Histogramme der p_T -Verteilungen $n(p_T)$ der Fake-Elektron, durch das Histogramm der p_T -Verteilung aller in Dijet-Ereignissen vorhandenen

3.2 Bestimmen einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit aus einem QCD-Dijet-Datensatz

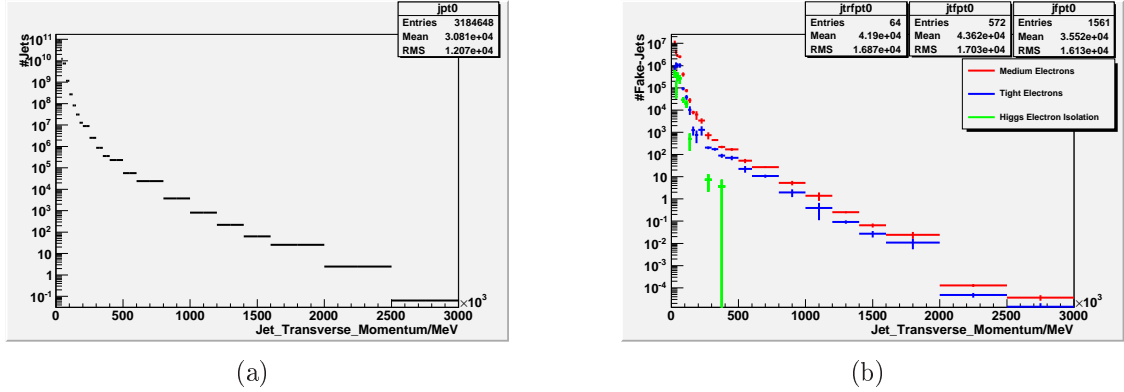


Abb. 3.1: Verteilung $N(p_T)$ der selektierten Jets der Dijet-Ereignisse (a) und die Verteilung $n(p_T)$ der Fake-Elektronen (b)

Jets $N(p_T)$, so bekommt für jedes Bin die Wahrscheinlichkeit mit Binomial-Fehler, dass ein Jet, dessen Transversalimpuls in diesem Bin liegt, fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird. Der Fehler $\Delta\epsilon$ der Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(p_T)$ berechnet sich aus:

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}}$$

Abbildung 3.2 zeigt, dass mit wachsendem Transversalimpuls der Jets die Wahrscheinlichkeit steigt, dass dieser Jet als Elektron identifiziert wird. Über 1200 GeV hinaus fehlt Statistik, um eine exakte Aussage über die Verteilung in diesem Bereich zu machen. In einem p_T -Bereich unter 200 GeV unterliegt die Kurve starken Schwankungen, lässt sich aber unter Einbezug der Fehlerbalken der jeweiligen Bins fortführen. Bei dem Zusammenfügen von Datensätzen mit unterschiedlicher Gewichtung bekommt man das Problem, dass die Wahl des richtigen Binnings in den Übergangsbereichen der Datensätze von Bedeutung ist, und optimiert werden muss. Im Transversalimpulsbereich der Verteilung unter 200 GeV müssen fünf Datensätze (J0-J4) unterschiedlicher Gewichtung zusammengefügt werden, das könnte die Schwankungen in diesem Bereich erklären.

Eine Aussage, die auf jeden Fall zutrifft ist, dass mit der Schärfe der Elektronenselektion die Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet fehlidentifiziert wird, deutlich abnimmt. Die Form der Verteilung der Fakewahrscheinlichkeiten für Medium- und Tight-Elektronen bleibt im wesentlichen erhalten. Die Fakewahrscheinlichkeit für Tight-Elektronen ist jedoch etwa um einen Faktor drei kleiner. Die p_T -Verteilung der Tight-Elektronen, die zusätzlich eine weitere Kalorimeter- und Trackisolation haben, zeigt, dass für Jets mit Transversalimpuls größer als 100 GeV die Wahrscheinlichkeit ein derartiges Elektron zu rekonstruieren auf beinahe null abnimmt,

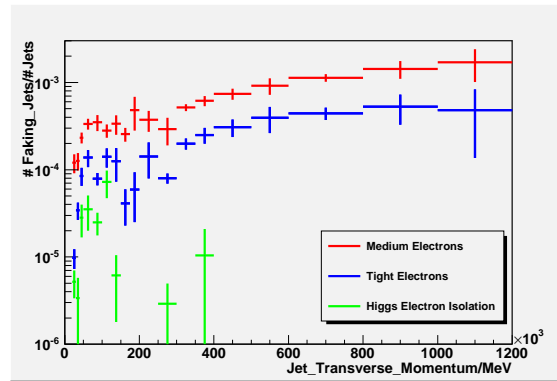


Abb. 3.2: Fake-Wahrscheinlichkeit der Jets $\epsilon(p_T)$

im Gegensatz zu den anderen Elektronenselektionen. Das liegt unter anderem daran, dass die Spurisolierung dieser Elektronen Spuren geladener Teilchen mit hohem Transversalimpuls in der Umgebung dieses Elektrons verbietet.

Auf die gleiche Weise wird auch eine Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(\eta, \phi)$ in Abhängigkeit von η - und ϕ -Richtung des Fake-Elektron bestimmt, jeweils für jede Elektronenselektionskriterien. Die η -Fakerate $\epsilon(\eta)$ (Abb.3.3 (b)) zeigt eine symmetrisch um 0 verteilte Kurve der Medium-Elektronen. Die Kurve hat ein lokales Minimum bei $\eta = 0$; die Fake-Wahrscheinlichkeit ist hier am geringsten oder die Elektronenrekonstruktionseffizienz am schlechtesten. Die Verteilung steigt dann in beide

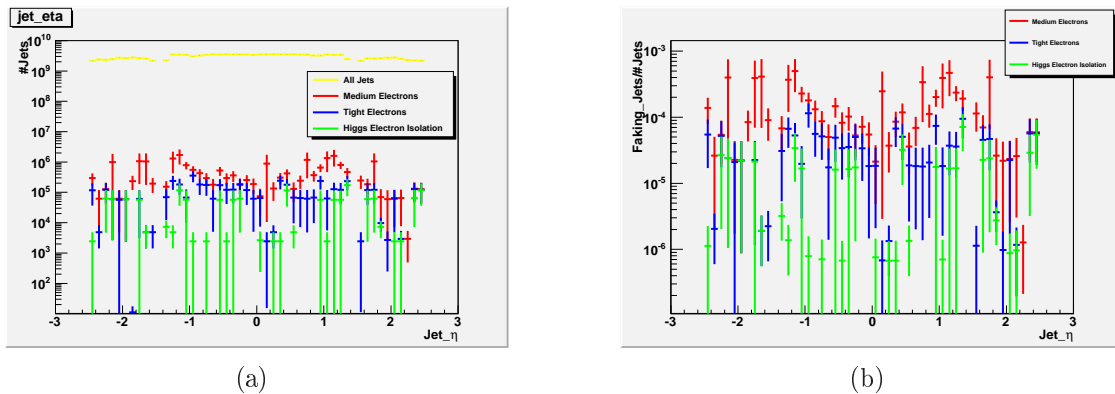


Abb. 3.3: Verteilungen der selektierte Jets $N(\eta)$ und der Fake-Elektronen $n(\eta)$ (a), Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(\eta)$ der Jets (b)

Richtungen bis etwa $|\eta| = 1$, wo sie ein globales Maximum hat, das heißt hier ist die Fake-Wahrscheinlichkeit für Jets am größten oder die Elektronenrekonstruktionseffizienz [10] am besten. Dann fällt sie wieder ab, mit einer Unstetigkeit in der "Crack-

3.2 Bestimmen einer Jet-Fakewahrscheinlichkeit aus einem QCD-Dijet-Datensatz

Region". Die selben Beobachtungen kann man für die Tight-Elektronen machen, die Verteilung ist nur insgesamt nach unten verschoben, das bedeutet die Fake-Wahrscheinlichkeit ist noch geringer. Für die isolierten Elektronen lässt sich über die Form keine Aussage machen, die Statistik fehlt. Die Fake-Wahrscheinlichkeit nimmt jedoch weiter ab.

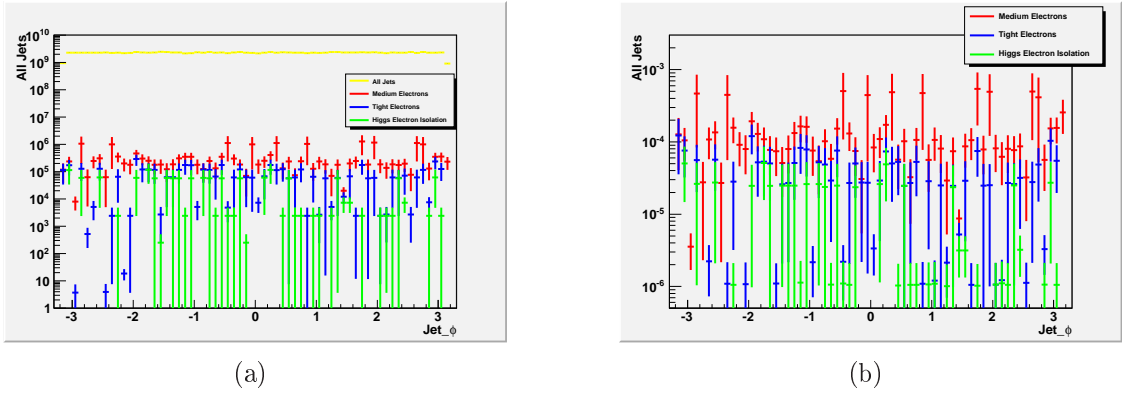


Abb. 3.4: Verteilungen der selektierte Jets $N(\phi)$ und der Fake-Elektronen $n(\phi)$ (a), Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(\phi)$ der Jets (b)

Die Verteilung (Abb.3.4 (b)) der ϕ -Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(\phi)$ verläuft symmetrisch um die null verteilt. Sie zeigt keine ausgeprägten Minimas oder Maximas in der Fakewahrscheinlichkeit oder Rekonstruktionseffizienz [10]. Gleiches kann man für die Tight-Elektronen feststellen. Für die isolierten Elektronen fehlt wiederum Statistik. Allgemein zusammengefasst, sieht man wieder die Abnahme der Fake-Wahrscheinlichkeit mit Schärfe des Selektionskriterium der Elektronen

Das Ergebnis bis zu diesem Punkt ist, dass die Fakewahrscheinlichkeit definitiv von dem Transversalimpuls p_T und der Pseudorapidität η abhängt. Die räumliche Orientierung in der ϕ -Ebene scheint wie erwartet von geringer Bedeutung zu sein.

3.3 Fake-Elektronen in einem $W+Jets$ -Sample

3.3.1 Verwendete Datensätze

Die $W+Jet$ -Datensätze, siehe Tabelle 3.2, sind sechs mit dem Monte-Carlo- Ereignisgenerator Alpgen erzeugte Datensätze mit jeweils unterschiedlicher produzierter Partonenzahl (0-5). Diese Partonen erzeugen nach ihrer Hadronisierung Teilchenjets. Die in der Tabelle 3.2 aufgeführten 20 GeV stehen für den Mindesttransversalimpuls der Partonen vor Eintreten der Hadronisierung.

Prozess	ID	Generator	Events	x-section	$L(fb^{-1})$
$W \rightarrow e\nu+0 \text{ Parton} > 20GeV$	107680	Alpgen	1092217	10184.7 pb	0.107
$W \rightarrow e\nu+1 \text{ Parton} > 20GeV$	107681	Alpgen	262424	2112.3 pb	0.124
$W \rightarrow e\nu+2 \text{ Parton} > 20GeV$	107682	Alpgen	464965	676.0 pb	0.688
$W \rightarrow e\nu+3 \text{ Parton} > 20GeV$	107683	Alpgen	179450	203.3 pb	0.883
$W \rightarrow e\nu+4 \text{ Parton} > 20GeV$	107684	Alpgen	58872	56.1 pb	1.049
$W \rightarrow e\nu+5 \text{ Parton} > 20GeV$	107685	Alpgen	17492	16.6 pb	1.054

Tab. 3.2: Alpgen-Datensamples der $W+Jet$ -Ereignisse

Da der Wirkungsquerschnitt mit der Anzahl der produzierten Partonen sinkt, sind die Datensätze mit unterschiedlicher integrierter Luminosität simuliert, um auch für die Datensätze mit großer Partonenzahl genug Statistik zu bekommen. Aus Wirkungsquerschnitt und Anzahl der Events wird für jeden Datensatz wieder eine Gewichtung berechnet, um alle Ereignisse aller Daten-Samples auf eine einheitliche integrierte Luminosität von $1 fb^{-1}$ zu bekommen.

3.3.2 Jetselektion

Diese in Abschnitt 3.2 gewonnenen Fakewahrscheinlichkeiten sollen nun auf die $W+Jet$ Ereignisse der oben beschriebenen Datensätze angewandt werden. Ziel ist es die Fakewahrscheinlichkeit aus den Dijet-Datensätzen $\epsilon(p_T, \eta, \phi)$ mit den $W+Jet$ -Ereignissen $\Gamma(p_T, \eta, \phi)$ zu multiplizieren, um die Verteilung der Fake-Elektronen $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ zu errechnen, und diese mit der Verteilung der gefundenen Fake-Elektronen $\tilde{\gamma}(p_T, \eta, \phi)$ zu vergleichen. Die Definitionen der physikalischen Objekte, Elektronen und Jets, müssen denen aus Abschnitt 3.2.2 entsprechen.

Als interessante Ereignisse werden diejenigen betrachtet, die neben dem echten rekonstruierten Elektron aus dem W -Zerfall noch zwei rekonstruierte echte Jets haben. Ein Problem, dass es zu bewältigen gilt, ist, dass jedes echte rekonstruierte

Elektron, auch als Jet rekonstruiert wird, also ein Jet in der Nähe eines Elektrons ist. Dieser Jet ist also von den anderen möglichen Fake-Elektronen zu separieren. Da mit Monte-Carlo-Simulationen gearbeitet wird, liegt die wahre (truth) Information der produzierten Ereignisse vor, das heißt, das echte rekonstruierte Elektron läßt sich eindeutig dem wahren (truth) produzierten Elektron zuordnen. Ebenso kann man den Jet dieses Elektrons von den anderen Jets separieren. Er wird also nicht als mögliches Fake-Elektron in Betracht gezogen. Das rekonstruierte Elektron, welches einem Truth-Elektron in ΔR am nächsten ist und innerhalb eines Radius von $\Delta R < 0.3$ liegt wird diesem Truth-Elektron zugeordnet. Die betrachteten Ereignisse sollen genau eines davon haben. Alle Jets sollen einen Mindestabstand $\Delta R > 0.3$ zu diesem Elektron haben, um zu verhindern, dass der Jet des echten Elektrons gezählt wird. Die beiden ausgewählten Jets sollen ausserdem noch einen Mindestabstand von $\Delta R > 0.3$ haben.

Als Fake-Ereignis werden diejenige Ereignisse gewählt, die neben dem echten Elektron ein weiteres rekonstruiertes Elektron haben. Auch diese Elektronen sollen einen Mindestabstand $\Delta R > 0.3$ zu dem echten haben, somit auch von dessen Jet. Als Fake-Elektron wird nun der Jet gezählt, der dem zusätzlichen Elektron am nächsten ist und dessen Abstand zu diesem $\Delta R < 0.3$ ist. Da es sich hier nicht um im Transversalimpuls balancierte Dijet-Ereignisse handelt, muss hier der Transversalimpuls des Jets, der fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird, genommen werden. Wie schon erwähnt kann diese Fehlidentifikation einen Einfluss auf den Transversalimpuls dieses Jets haben. Dies kann zu einer Abweichung der p_T -Verteilung $\tilde{\gamma}(p_T)$ der in den $W+Jet$ -Datensätzen gefundenen Jets zu der aus der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit berechneten Verteilung $\gamma(p_T)$ haben. Für den Vergleich der η und ϕ -Verteilungen der Fake-Elektronen in den unterschiedlichen Ereignis-Datensätzen wird auch hier das η und das ϕ des Fake-Elektron genommen.

3.4 Anwenden der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit auf die $W+Jet$ -Ereignisse

Nun soll die aus den Dijet-Datensätzen berechnete Elektron-Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(p_T, \eta, \phi)$ auf die selektierten $W+Jet$ -Ereignisse angewandt werden. Durch Multiplikation der Elektron-Fakerate $\epsilon(p_T, \eta, \phi)$ mit der Verteilung der $W+Jet$ -Ereignisse $\Gamma(p_T, \eta, \phi)$ soll die Anzahl der Fake-Elektronen $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ in den $W+Jet$ -Ereignissen berechnet werden. Diese Verteilung der berechneten Fake-Elektronen $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ soll dann mit der Verteilung der gefundenen $\tilde{\gamma}(p_T, \eta, \phi)$ Fake-Elektronen in den

$W+Jet$ -Ereignissen verglichen werden. Dieser "Cross-Check" soll bestätigen, dass man mit Hilfe der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit, eine Voraussage machen kann über die Anzahl der $W+Jet$ -Ereignisse mit 2 Elektronen im Endzustand, welche einen Untergrund des Higgszerfallskanal in zwei Elektronen darstellen.

In Abbildung 3.5 werden die p_T -Verteilungen für Medium Elektronen der berechneten $\gamma(p_T)$ und der gefundenen $\tilde{\gamma}(p_T)$ Fake-Elektronen in den $W+Jet$ -Ereignissen verglichen. Ein Problem ist, dass die $W+Jet$ -Ereignisse keine Fake-Elektronen über 120 GeV liefern, genau der Bereich in dem die Fakewahrscheinlichkeit der Jets anfängt stetig zu steigen. Abbildung 3.5 (b) zeigt, dass für die drei Bins von 60 GeV bis 120 GeV die Zahl der errechneten Fake-Elektronen mit der Zahl der gefundenen, im Rahmen der Fehlergrenzen, relativ gut übereinstimmt. Interessant wäre es zu sehen, ob sich diese Übereinstimmung über die 120 GeV fortführen lässt. Hier

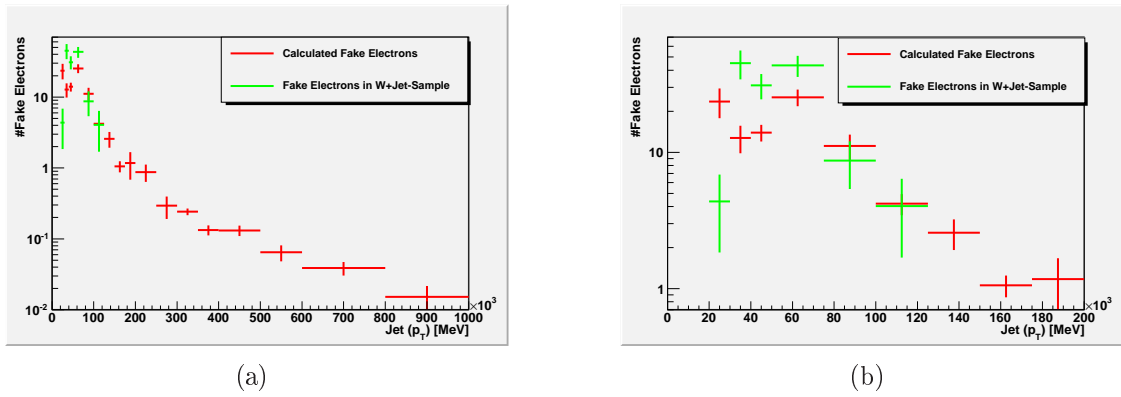


Abb. 3.5: Vergleich der p_T -Verteilungen der errechneten $\gamma(p_T)$ und der gefundenen $\tilde{\gamma}(p_T)$ Fake-Elektronen (Medium) im Bereich bis 1000 GeV (a) und bis 200 GeV (b)

fehlt jedoch, wie schon erwähnt, die Statistik für Fake-Elektronen in den $W+Jet$ -Ereignissen in diesem Bereich. Unter 60 GeV ist die Abweichung schon deutlich, in etwa doppelt so viele gefundene Fake-Elektronen wie hervorgesagte. Mögliche Erklärungen dieser Abweichungen werden im Punkt 3.6 dargestellt.

Beim Vergleich der beiden η - und ϕ -Verteilungen für den Fall der Medium-Elektronen (Abb.3.6) lässt sich, wie schon bei der p_T -Verteilung, erkennen, dass die Zahl der errechneten Fake-Elektronen $\gamma(\eta, \phi)$ deutlich unter der, der gefundenen $\tilde{\gamma}(\eta, \phi)$ liegt. Man erkennt jedoch, dass die jeweiligen η - und ϕ -Verteilungen der errechneten Fake-Elektronen $\gamma(\eta, \phi)$ und der in den $W+Jet$ -Samples gefundenen $\tilde{\gamma}(\eta, \phi)$ die gleiche Form haben. Allerdings ist die Verteilung der gefundenen Fake-Elektronen $\tilde{\gamma}(\eta, \phi)$ um einen gewissen Faktor höher. In der η -Verteilung (Abb. 3.6 (a)) der Fake-Elektronen lässt sich ausserdem in beiden Fällen das Maximum

3.4 Anwenden der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit auf die $W+Jet$ -Ereignisse

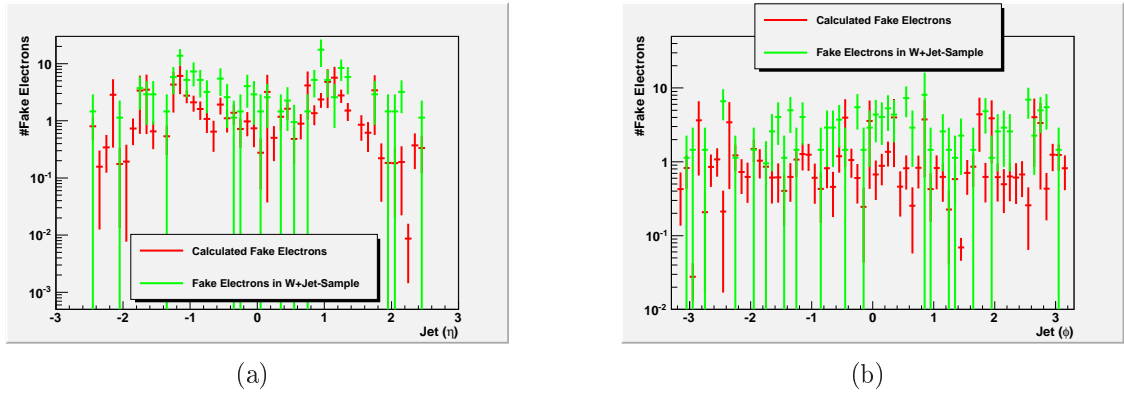


Abb. 3.6: Vergleich der η (a)- und ϕ (b)- Verteilungen errechneten $\gamma(\eta, \phi)$ und der gefundenen $\tilde{\gamma}(\eta, \phi)$ Fake-Elektronen (Medium)

der Fake-Wahrscheinlichkeit bei $|\eta| = 1$ und das Minimum bei 0 erkennen. Bei den Verteilungen mit schärferen Elektronselektionskriterien lassen sich nicht mehr viele Aussagen machen, da nur noch vier bzw. drei Ereignisse gefunden wurden (Abb.3.7 und Abb. 3.8) in denen ein Jet ein Elektron dieser Art rekonstruiert. Bezeichnend ist jedoch, dass man in dem p_T -Bereich zwischen 60 GeV und 100 GeV noch immer eine relativ gute, im Rahmen der Fehlergrenzen, Übereinstimmung der errechneten und gefundenen Fake-Elektronen hat. Ausserhalb dieses Bereichs lassen sich aufgrund keiner gefundenen Fake-Elektronen keine weitere Aussagen machen.

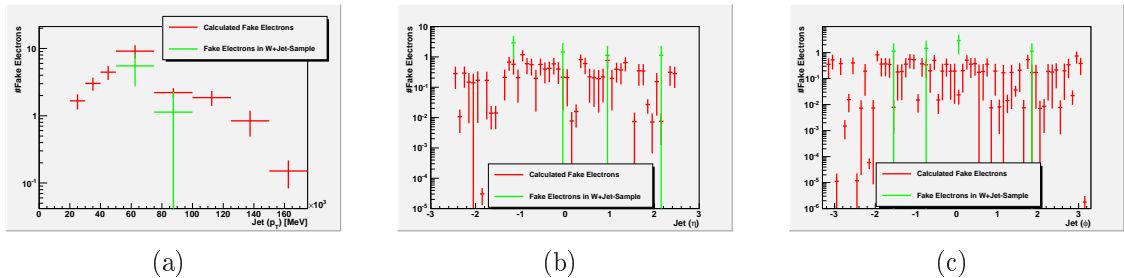


Abb. 3.7: Vergleich der p_T (a)- η (b)- und ϕ (c)- Verteilung der errechneten $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ und der gefundenen $\tilde{\gamma}(p_T, \eta, \phi)$ Fake-Elektronen (Tight)

In den η - und ϕ -Verteilungen erkennt man, dass die wenigen übrig gebliebenen Ereignisse im Rahmen ihres Fehlers in Übereinstimmung mit den berechneten gebracht werden können. Für weitreichendere Aussagen, wie gut sich in allen drei Elektronselektionskriterien die errechneten Dijet-Fakewahrscheinlichkeit, auf die $W+Jet$ -Ereignisse anwenden lassen, fehlt es insgesamt an Statistik. Mögliche Erklä-

rungen, warum auch bei relativ "hoher" Statistik wie bei den Medium Elektronen man in bestimmten p_T -Bereichen eine solche Abweichung bekommt, folgen im Abschnitt 3.6.

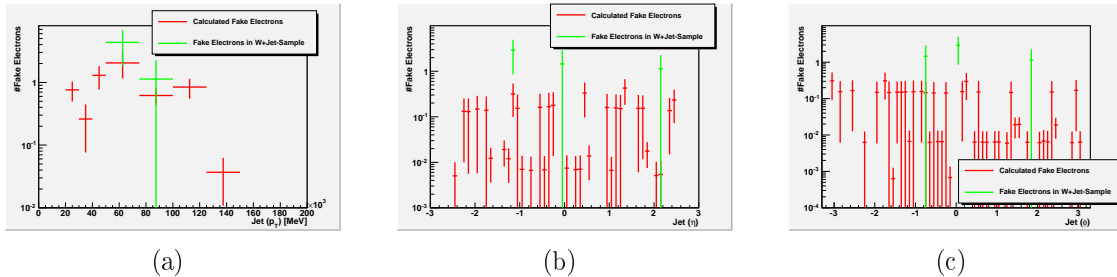


Abb. 3.8: Vergleich der p_T (a)- η (b)- und ϕ (c)- Verteilung der errechneten $\gamma(p_T, \eta, \phi)$ und der gefundenen $\tilde{\gamma}(p_T, \eta, \phi)$ Fake-Elektronen (isoliert)

3.5 Bestätigung des Ergebnisses mit der "Truth"-Information

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welche Auswirkungen es hat, wenn man den Transversalimpuls des Fake-Elektrons oder den des gegenüberliegenden Jets nimmt. Das bedeutet: Wie wirkt sich die Fehlidentifikation des Jets als ein Elektron auf dessen Transversalimpuls p_T aus und erklärt dies mögliche Abweichungen aus Abschnitt 3.4. In der Jetselektion wurde für die Dijet-Fakewahrscheinlichkeit der Jet gewählt, der dem Fake-Elektron gegenüberliegt, und dessen Transversalimpuls p_T dem wahren ("truth") Transversalimpuls entsprechen sollte. Bei der Anwendung auf die $W+Jet$ -Ereignisse, wird jedoch der Transversalimpuls p_T des Jet genommen, der als Elektron fehlidentifiziert wird, da man hier keinen gegenüberliegenden Jet mit annähernd gleichem Transversalimpuls hat.

Da bei einer MonteCarlo Simulation der wahre ("truth") Transversalimpuls der produzierten Jets zugänglich ist, wird jetzt die Analyse mit der "truth"-Information durchgeführt. Das bedeutet, bei der Berechnung der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit wird der "truth"-Transversalimpuls der am Dijet-Ereignis beteiligten Jets genommen und der "truth"-Transversalimpuls des Jets der als Elektron identifiziert wird. Bei den $W+Jet$ -Ereignissen wird die selbe Jetselektion gemacht, nur dass der "truth"-Transversalimpuls der Jets genommen wird. Vergleicht man zunächst die beiden Fakewahrscheinlichkeiten (Abb.3.9 (a)) unterscheiden diese sich im Rahmen des Fehlers kaum voneinander. Dies ist zu erwarten, da man bei der Berech-

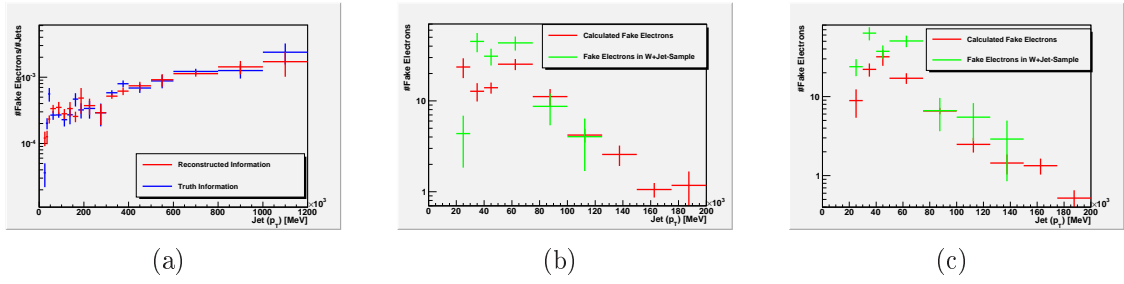


Abb. 3.9: Vergleich Truth- und Rekonstruierter Information: Vergleich der Fakewahrscheinlichkeiten $\epsilon(p_T)$ (a), Vergleich der Fake-Elektronen $\gamma(p_T)$ und $\tilde{\gamma}(p_T)$ mit rekonstruierter Information (b) und mit Truth Information (c)

nung der Fakewahrscheinlichkeit immer den rekonstruierten Jet genommen hat der dem Fake-Elektron gegenüberliegt, und dessen Transversalimpuls im wesentlichen dem des "truth"-Jets gleicht. Mögliche Unterschiede können daher kommen, dass man bei der zweiten Methode mehr Statistik bekommt, da die Jetrekonstruktionseffizienz keine Rolle spielt. Die Effizienz kann abhängig vom Transversalimpuls sein, was wiederum zu Unterschieden in den Fakewahrscheinlichkeiten führt. Vergleicht man für beide Fälle das Anwenden der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit auf die $W+Jet$ -Ereignisse (Abb.3.9 (b) und Abb.3.9 (c)) zeigt sich bei der Methode mit der "truth"-Information noch deutlicher der Unterschied in den Verteilungen der berechneten $\gamma(\eta, \phi)$ und der gefundenen $\tilde{\gamma}(\eta, \phi)$ Fake-Elektronen. In dem Bereich bis 140 GeV ist der Unterschied der Anzahl der Jets in etwa ein Faktor zwei. Die Auswirkungen der Fehlidentifikation des Jets als Elektron auf den Transversalimpuls p_T sind also nicht die Gründe für die großen Abweichungen in Abschnitt 3.4.

Mögliche Gründe für ein Scheitern dieser Methode, bei der Anwendung auf Monte-Carlo-Samples und auch Verbesserungsvorschläge werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

3.6 Ergebnis und Folgerungen

Ein Problem das schon mehrfach angesprochen wurde, ist die zu geringe Statistik an Fake-Elektronen, was sich vor allem bei den Dijet-Ereignissen in den Samples mit niedrigen Transversalimpuls deutlich zeigt, da diese Ereignisse eine sehr hohe Gewichtung haben. Aufgrund der noch geringeren Statistik in den $W+Jet$ Ereignissen, kann vor allem für die Tight- und die isolierten Elektronen keine Aussage mehr gemacht werden, da hier nur noch vier bzw. drei Fake-Elektronen gefunden

werden konnten. Beim Anwenden der Dijet-Fakewahrscheinlichkeit auf die $W+Jet$ -Ereignisse ergibt sich das Problem, dass man gerade in dem Bereich niedriger Transversalimpulse (0-100 GeV) in den Dijet-Ereignissen wenige Fake-Elektronen mit hoher Gewichtung hat, in den $W+Jet$ -Ereignissen jedoch die meisten Fake-Elektronen.

Bei dem Zusammenfügen von Datensätzen unterschiedlicher Gewichtung ist die Wahl eines optimalen Binnings in den Übergangsbereichen der Datensätze von Bedeutung. Bei der Wahl einer beliebigen Binngroße von 20 GeV hat die Verteilung der Fakewahrscheinlichkeit Unstetigkeitsstellen (Abb.3.10) in den Übergangsbereichen der Dijet-Datensätze (70 GeV, 140 GeV, 280 GeV, 560 GeV,...). Da sich die Formen der η - und ϕ -Fakeraten in den beiden Samples jedoch relativ ähnlich sehen (Abb.3.6), man aber trotzdem eine um einen gewissen Faktor höhere Anzahl an Fake-Elektronen in den $W+Jet$ -Datensätzen bekommt, erklärt das Binning-Problem nur die unterschiedliche Form der p_T -Verteilungen in dem $W+Jet$ -Datensätzen und in den Dijet-Datensätzen, nicht aber die Unterschiede in der absoluten Anzahl der Fake-Elektronen.

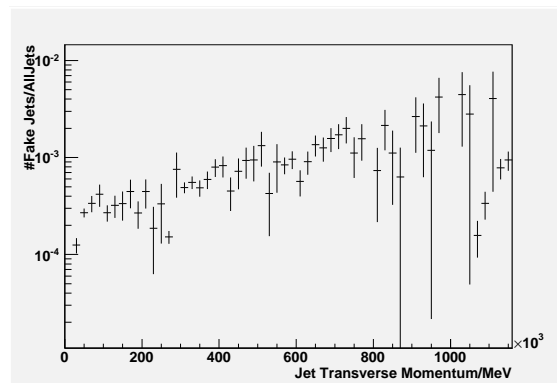


Abb. 3.10: Unstetigkeiten in der Fakewahrscheinlichkeit $\epsilon(p_T)$ bei frei gewähltem Binning

Die Abbildung. 3.11 zeigt, dass der Transversalimpuls p_T der Jets und deren Pseudorapazität η korreliert sind. Die Dijet-Datensätze unterscheiden sich durch den Transversalimpulsbereich der produzierten Jets. Man sieht, je größer der Transversalimpuls der Jets wird, desto zentraler ($|\eta|$ wird kleiner) sind diese (Abb. 3.11 (a)). Bei Datensätzen mit niedrigen Transversalimpuls der Jets sieht man, dass im Zentralbereich ($|\eta| < 1$) die η -Verteilung relativ konstant ist, der Abfall in der Crackregion lässt sich auch nachvollziehen. Ausserdem bekommt man auch Jets in einem η -Bereich $|\eta| > 1.5$. In den $W+Jet$ -Datensätzen variiert nur die Partonenzahl und damit die Anzahl der Jets. In Abbildung 3.11 (b) lässt sich daher auch kein Unterschied in der η -Verteilung der Jets ausmachen.

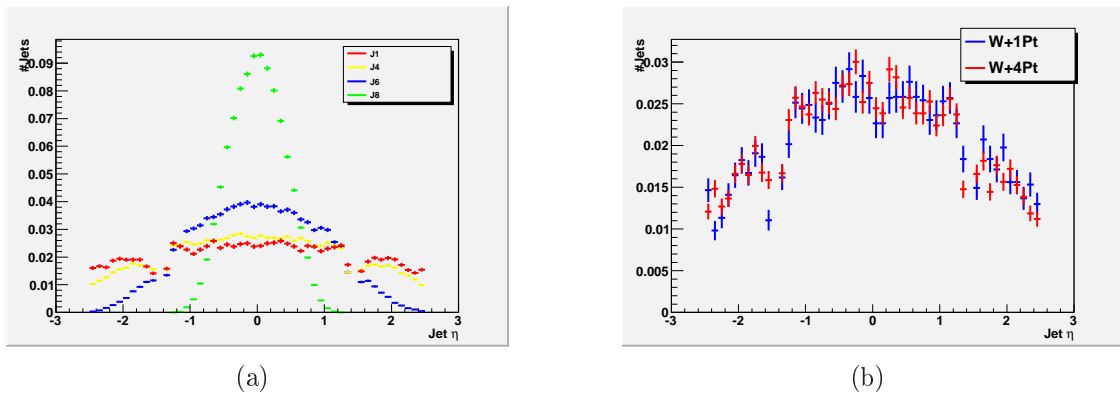


Abb. 3.11: Vergleich der auf eins normierten η -Verteilungen der selektierten Jets in den verschiedenen Dijet-Datensätzen (a) und in den verschiedenen W+Jet-Datensätzen (b)

Vergleicht man nun die auf eins normierten p_T - und η -Verteilungen (Abb.3.12) der Jets der Dijet-Datensätze und der W+Jet-Datensätze, so sieht man deutliche Unterschiede. Um den Effekt der Korrelation von Transversalimpuls und Pseudorapidität mit einzubeziehen, könnte man sich zum Beispiel, die η -Bereiche auswählen, die in beiden Ereignis-Datensätzen die gleiche normierte Verteilung haben.

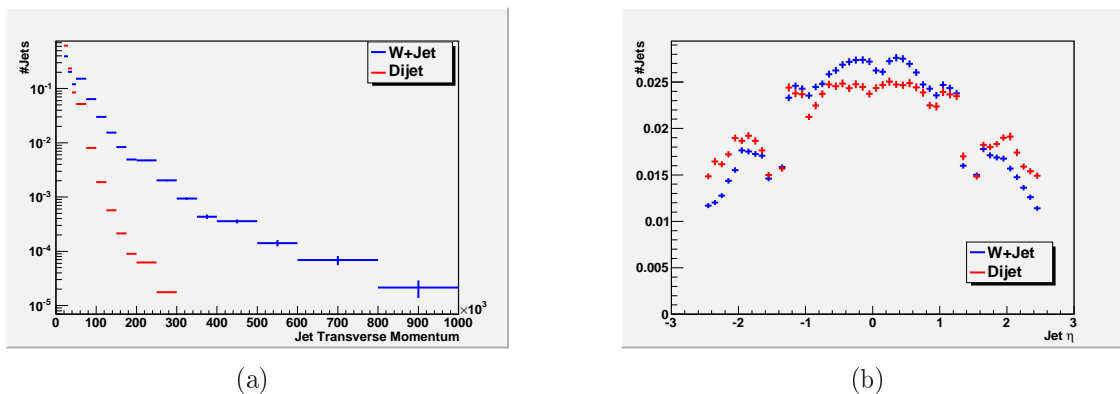


Abb. 3.12: Vergleich der auf eins normierten p_T (a)- und η (b)- Verteilungen der beiden Datensätze

Ein solcher Bereich lässt sich aber in diesem Fall nicht erkennen. Relativ haben die W+Jet-Ereignisse in einem zentralen Bereich $|\eta| < 1$, mehr produzierte Jets mit hohem Transversalimpuls als die Dijet-Ereignisse, was dazu führt, dass man in diesem Bereich mehr W+Jet-Fake-Elektronen bekommt, da die Fake-Wahrscheinlichkeit von dem Transversalimpuls der Jets abhängt. Der eleganteste Weg die Korrelation von Transversalimpuls und Pseudorapidität zu berücksichtigen, wäre eine zweiseitige

mensionale Verteilung der Fakewahrscheinlichkeit, das heißt man trägt die Pseudorapidität und den Transversalimpuls der Jets in ein dreidimensionales Histogramm ein. Man bildet ein Raster in x- und y-Richtung, dessen Breite einmal der des gewählten p_T -Bereichs und einmal der des gewählten η -Bereichs entspricht. Die Anzahl der Jets in diesen Bereichen, wird dann in die z-Richtung aufgetragen. Um so ein Histogramm jedoch so zu füllen, dass man eine sinnvolle Aussage über die Fake-Wahrscheinlichkeit der Jets in einem gewählten p_T - η -Bereich machen kann, benötigt man jedoch noch mehr Statistik als im eindimensionalen Fall. Man stößt also wieder auf das Problem der zu geringen Statistik bei diesen Monte-Carlo-Simulationen.

Die unterschiedlichen Produktionsmechanismen der physikalischen Prozesse der beiden Ereignis-Datensätze können zu unterschiedlichen Jetarten führen. Die in den Dijet-Ereignissen auftretenden Jets sind vor allem im Bereich niedrigem Transversalimpuls p_T (J0-J2) hauptsächlich gluonartig, sie werden damit auf Gluonabstrahlung zurückgeführt (Tab.3.3). Die Jets in den $W+Jet$ -Ereignis entstehen durch die Hadronisierung der zusätzlichen Partonen, sie sind deswegen auch vermehrt quarkartig. Natürlich treten nebenbei in den $W+Jet$ -Ereignissen auch Gluonjets auf die durch Gluonabstrahlung entstehen. Inwieweit unterschiedlichen Jettypen Einfluss auf die Wahrscheinlichkeiten der Fehlidentifikation eines Jets als Elektron haben gilt es zu untersuchen. Beispielsweise gilt es jeweils das Verhältnis schwerer b-Quarks zu leichter Quarks in den Jets zu bestimmen, da b-Quark-Jets zusätzliche Elektronen aus b-Quark-Zerfällen liefern können.

Prozess	J0	J2	J4	J5	J7
$gg \rightarrow gg$	67%	54%	37%	26%	4%
$gq \rightarrow gq$	29%	39%	50%	55%	41%
$qq \rightarrow qq$	2%	5%	10%	17%	54%

Tab. 3.3: Anteil der unterschiedlichen Dijet-Produktionsmechanismen auf Generatorlevel für unterschiedliche p_T -Bereiche

Abweichungen können auch durch die unterschiedlichen verwendeten Monte-Carlo-Generatoren auftreten. In den ALPGEN-Datensätzen wird Herwig zur Hadronisierung verwendet, im Gegensatz dazu bei den Dijet-Datensätzen Pythia. Diese Abweichungen und den Einfluss auf das Ergebnis auf die Fakewahrscheinlichkeit gilt es in einem nächsten Schritt und analysieren.

Bei der Berechnung einer Fakewahrscheinlichkeit mit echten Daten tritt diese Problem natürlich nicht auf. Es wird auch kein Problem mit zu niedriger Statistik

geben. Was jedoch auf jeden Fall zu beachten ist, ist die Korrelation von Transversalimpuls p_T und der Pseudorapidität η , und auch die möglichen unterschiedlichen Faktowahrscheinlichkeiten für quarkartige und gluonartige Jets.

Kapitel 4

Analyse im Higgszerfallskanal

$H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$

Der Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ ist von großer Bedeutung, da in einem Higgs-Massenbereich ab ca. 130 GeV, der Zerfallskanal in zunächst zwei W-Bosonen der dominante ist (Abb. 1.3). Der weitere leptonische Zerfall der W-Bosonen hat den Vorteil gegenüber dem hadronischen, dass isolierte Elektronen und Myonen relativ einfach dem W-Boson zugeordnet werden können. Bei Jets hat man das Problem der "initial und final state radiation", man bekommt zusätzliche Jets neben denen aus dem W-Zerfall. Ausserdem hätte der hadronische Zerfall einen irreduziblen QCD-Untergrund. Der wichtigste Grund ist jedoch, dass man relativ einfach auf Ereignisse mit Leptonen im Endzustand triggern kann.

Deswegen ist der leptonische Zerfall, auch wenn er eine kleinere Zerfallswahrscheinlichkeit hat, von großer Bedeutung. Der Zerfall in τ -Leptonen birgt das Problem, dass diese vor Detektion zerfallen. Da der ATLAS-Detektor ausgelegt ist für eine gute Elektronen- und Myonen- Identifikation, sind die leptonischen Zerfälle der W-Bosonen in Elektronen und Myonen die besten zu studierenden Kanäle ($W^-W^+ \rightarrow \mu^-e^+/e^-\mu^+/e^-e^+/\mu^-\mu^+$). Zusätzlich entsteht zu jedem geladenem Lepton ein Neutrino. Da diese Neutrinos nicht nachweisbar sind, lässt sich aus der Kombination der Ereignisse kein Massenpeak wie beim Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow lll$ rekonstruieren, der dann die genaue Higgsmasse wiedergibt. Der gewählte Zerfallskanal über die beiden W-Boson ist dafür ausgelegt, die Existenz des Standardmodell Higgsteilchen, über eine Signal zu Untergrund Studie, nach zuweisen. In dieser Arbeit wird nur der Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ bearbeitet. In diesem Kapitel wird eine Analyse [22], [14], [21] in diesem Kanal vorgestellt.

4.1 Verwendete Datensätze

In dieser Analyse gilt es das Higgs-Signal mit zwei isolierten Elektronen im Endzustand, gegenüber seinen Untergrundprozessen hervorzuheben. Die Isolation schliesst eine Spur- und eine Energieisolation ein, die genauen Bedingungen dafür werden später behandelt. Als Signal wird die Gluon-Gluon-Fusion und die Vektorbosonfusion bei einer Higgsmasse von 170 GeV untersucht. Die Gluon-Gluon-Fusion hat neben den zwei Elektronen keine weiteren physikalischen sichtbaren Objekte im Endzustand. Bei der Vektorbosonfusion gibt es zusätzlich zwei sogenannte "Tag-Jets" im Endzustand, die genaue Definition dieser Jets folgt später. Als Untergrundprozesse werden die Folgenden untersucht:

- WW-Produktion über Gluon-Gluon-Fusion und Quark-Quark, bzw. Quark-Gluon-Fusion
- Produktion von $t\bar{t}$ und single top-Ereignissen
- weitere dibosonische Prozesse wie WZ- und ZZ-Produktion
- single W-Ereignisse und single Z-Ereignisse mit zusätzlichen Partonen oder b-Quarks, die Jets erzeugen

Die Analyse wurde für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10$ TeV bei einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} durchgeführt. Im Folgenden werden die verwendeten Monte-Carlo-Datensätze der jeweiligen Prozesse vorgestellt.

- Als Signal werden zwei mit Pythia produzierten Datensätze verwendet. Beide wurden in etwa mit der selben integrierten Luminosität produziert. Da das Gluon-Gluon-Signal einen höheren Wirkungsquerschnitt hat als das der Vektorbosonfusion (siehe Abb. 1.3), bekommt man eine höhere Statistik für dieses. Bei beiden Ereignis-Datensätzen zerfällt das Higgsboson der Masse 170 GeV in zwei Leptonen und zwei Neutrinos.

In der Tabelle 4.1 steht das "lep" für alle drei Leptonenarten. Der Zerfall direkt in zwei Elektronen ist von Hauptinteresse. Es kann jedoch auch der Zerfall in ein Elektron und ein τ -Lepton als Signal in Frage kommen, sofern das τ -Lepton vor Detektion in ein Elektron und zwei Neutrinos zerfällt ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$). Gleiches gilt für den Zerfall in zwei τ -Leptonen.

Signal $m_H = 170 \text{ GeV}$					
Prozess	ID	Generator	Events	σ	$L(\text{fb}^{-1})$
H→WW→lep lep (gg)	109180	Pythia 6.4	89899	523.92 fb	171.589
H→WW→lep lep (VBF)	106325	Pythia 6.4	24957	150.96 fb	165.322

Tab. 4.1: Pythia-Datensätze des Higgssignals bei einer Higgsmasse $m_H = 170$ GeV

- Die top-Quark-Ereignisse (Tab. 4.2) werden in der Analyse in drei Kategorien aufgeteilt. Die $t\bar{t}$ -Produktion, die Produktion eines top-Quarks und eines zusätzlichen W-Bosons, und die single-top-Produktion. Die ersten beiden Kanäle haben fast genau die gleiche Signatur. Bei der $t\bar{t}$ -Produktion zerfallen beide top-Quarks in ein W-Boson und ein b-Quark ($t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow \nu\nu l\nu b\bar{b}$), diese Zerfallswahrscheinlichkeit liegt bei fast 100 %. Der Zusatz "no all had" bedeutet, dass die beiden W-Bosonen nicht rein hadronisch zerfallen. Bei der Produktion eines top-Quarks und eines zusätzlichen W-Bosons zerfällt das top-Quark auch in ein W-Boson und ein b-Quark. Beide W-Bosonen sollen leptonisch zerfallen ($Wt \rightarrow WWb \rightarrow \nu\nu l\nu b$).

Als relevanten Untergrund sind die Ereignisse von Interesse, in denen die beiden W-Bosonen in jeweils ein Elektron und ein Neutrino zerfallen. Unterschied der beiden Samples ist der höhere Wirkungsquerschnitt der $t\bar{t}$ -Ereignisse. Bei den single-top-Ereignissen stammt das eine Elektron aus dem Zerfall des W-Boson, das andere aus einem weiteren Zerfall des b-Quarks oder einem falsch identifizierten Jet (\rightarrow Fake-Elektron). Zu Beachten ist auch hier, dass die Elektronen aus einem möglichen τ -Zerfall kommen können.

$t\bar{t}$ und single top					
Prozess	ID	Generator	Events	σ	$L(fb^{-1})$
$t\bar{t}(\text{no all had})$	105200	MC@NLO	1980389	205.48 pb	9.638
$Wt \rightarrow ll$	105503	AcerMC	44990	2.79 pb	16.125
tchan $\rightarrow e$	108340	MC@NLO	12000	14.46 pb	0.830
tchan $\rightarrow \tau$	108342	MC@NLO	12000	14.46 pb	0.830
schan $\rightarrow e$	108343	MC@NLO	10000	0.758 pb	13.193
schan $\rightarrow \tau$	108345	MC@NLO	9522	0.758 pb	12.562

Tab. 4.2: Datensätze mit top-Produktion ($t\bar{t}$, W+top, single top)

WW Ereignisse					
Prozess	ID	Generator	Events	σ	$L(fb^{-1})$
qq/qg $\rightarrow WW \rightarrow ee$	105921	MC@NLO	24981	828.38 fb	30.156
qq/qg $\rightarrow WW \rightarrow e\tau$	105923	MC@NLO	24984	828.38 fb	30.160
qq/qg $\rightarrow WW \rightarrow \tau\tau$	105927	MC@NLO	24962	828.38 fb	30.133
qq/qg $\rightarrow WW \rightarrow \tau e$	105928	MC@NLO	24922	828.38 fb	30.085
gg $\rightarrow WW \rightarrow ee$	106011	gg2WW	10000	30.94 fb	326.371
gg $\rightarrow WW \rightarrow e\tau$	106013	gg2WW	9950	28.69 fb	346.811
gg $\rightarrow WW \rightarrow \tau\tau$	106017	gg2WW	9991	10.23 fb	976.637
gg $\rightarrow WW \rightarrow \tau e$	106018	gg2WW	9964	28.69 fb	347.299

Tab. 4.3: WW-Datensätze (gg- und qq/qg-Fusion)

- Ein wichtiger Untergrundprozess für den Higgszerfall in zwei Elektronen ohne weitere Jets (Gluon-Gluon-Fusion) ist die Produktion zweier W-Bosonen, die

leptonisch zerfallen. Beide Prozesse haben die gleichen physikalischen Objekte im Endzustand. Der einzige Unterschied ist, dass bei dem Zerfall aus einem Higgsboson, die beiden W-Bosonen stark korreliert sind. Auf diese Korrelation wird später noch eingegangen.

In den Datensätzen (Tab. 4.3) wird unterschieden zwischen W-Boson-Paarproduktion aus Gluon-Gluon-Fusion und aus Quark-Gluon- bzw. Quark-Quark-Fusion. Letztere haben gegenüber der Gluon-Gluon-Fusion einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt. Der Wirkungsquerschnitt der W-Paar-Produktion aus Gluon-Gluon-Fusion ist sogar niedriger als der des Signals, und kann somit vernachlässigt werden. Alle leptonischen Zerfälle, die keine Myonen im Endzustand haben, werden als Untergrund-Ereignisse betrachtet.

Zu Beachten ist, dass bei den Gluon-Gluon-Datensätzen mindestens ein Elektron mit einem Transversalimpuls $p_T > 10$ GeV gefordert wird, deswegen haben diese Ereignisse unterschiedliche Wirkungsquerschnitte (Tab. 4.3).

weitere dibosonische Ereignisse					
Prozess	ID	Generator	Events	σ	$L(fb^{-1})$
$qq/qg \rightarrow W^+Z \rightarrow \tau\nu ll$	106024	MC@NLO	19675	132.37 fb	148.636
$qq/qg \rightarrow W^+Z \rightarrow l\nu\tau\tau$	106025	MC@NLO	9950	132.37 fb	75.168
$qq/qg \rightarrow W^+Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	106026	MC@NLO	20000	66.18 fb	302.206
$qq/qg \rightarrow W^+Z \rightarrow l\nu ll$	105941	MC@NLO	20000	264.73 fb	75.549
$qq/qg \rightarrow W^+Z \rightarrow qqll$	105942	MC@NLO	5000	828.52 fb	6.035
$qq/qg \rightarrow W^-Z \rightarrow \tau\nu ll$	106027	MC@NLO	19719	77.98 fb	252.873
$qq/qg \rightarrow W^-Z \rightarrow l\nu\tau\tau$	106028	MC@NLO	19935	77.98 fb	255.643
$qq/qg \rightarrow W^-Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	106029	MC@NLO	19144	38.99 fb	490.998
$qq/qg \rightarrow W^-Z \rightarrow l\nu ll$	105971	MC@NLO	15457	155.96 fb	99.109
$qq/qg \rightarrow W^-Z \rightarrow qqll$	105972	MC@NLO	5000	488.10 fb	10.244
$qq/qg \rightarrow ZZ \rightarrow ll ll$	105931	MC@NLO	20000	40.61 fb	492.490
$qq/qg \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$	105932	MC@NLO	19950	247.36 fb	80.652
$qq/qg \rightarrow ZZ \rightarrow ll\tau\tau$	105936	MC@NLO	19964	40.61 fb	491.603
$qq/qg \rightarrow ZZ \rightarrow \tau\tau\tau\tau$	105937	MC@NLO	19940	10.15 fb	1964.532

Tab. 4.4: MC@NLO-Datensamples weiterer dibosonischer Ereignisse

- Weitere Untergrundprozesse sind dibosonische Prozesse bei denen zwei Z-Bosonen, oder ein W- und ein Z-Boson entstehen. In der Tabelle 4.4 steht das "l" für Elektron oder Myonen, das τ -Lepton wird extra bezeichnet. In diesen Datensätzen gibt es mehrere Möglichkeiten, dass zu den produzierten Elektronen zusätzliche entstehen, entweder aus τ -Zerfällen oder aus Fake-Elektronen, falls das W-Boson hadronisch zerfällt. Zu beachten ist, dass auch Ereignisse mit mehr als zwei Elektronen im Endzustand ($WZ \rightarrow e\nu_e ee$) als Untergrund in Frage kommen, wenn einige Elektronen nicht rekonstruiert werden (Elektronrekonstruktionseffizienz ≈ 0.5 [10]). Der Zerfall $ZZ \rightarrow ee\nu\nu$ hat jedoch die gleichen Zerfallskomponenten wie das Higgs-Signal, hier spielt dann der

Öffnungswinkel $\Delta\phi$ der entstehenden Elektronen und deren rekonstruierte invariante Masse eine Rolle, um das Signal vom Untergrund hervorzuheben. Ereignisse, in denen die Z-Bosonen hadronisch zerfallen, werden aufgrund fehlender Datensätze nicht mit einbezogen.

- Der W+Jet-Untergrund ist in Kapitel 3 ausführlich untersucht worden. Hier bekommt man ein Elektron aus dem W-Zerfall und das andere ist ein Fake-Elektron. Zusätzlich wird noch der W-Zerfall in ein τ -Lepton und die W+Jet-Produktion mit b-Quarks als Untergrundereignisse (Tab. 4.5) untersucht. Bedeutend an diesen Ereignissen ist, dass sie einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu dem Signal haben und damit auch bei geringer Fakewahrscheinlichkeit (10^{-4}) einen nicht zu vernachlässigen Untergrund darstellen. Dieser kann durch eine gut gewählte Isolation unterdrückt werden.
- Der Z+Jet-Untergrund hat zwei isolierte Elektronen im Endzustand, die beide aus dem Zerfall des Z-Bosons kommen. Unterschied zu dem Signal sind die fehlenden Neutrinos und die damit verbundene Größe der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T , außerdem der Öffnungswinkel und die invariante Masse der beiden Elektronen. Auch der Z-Untergrund hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt, es ist also wichtig geeignete Schnittvariablen einzuführen, die den Z-Untergrund gegenüber dem Signal unterdrücken können. Diese physikalischen Größen werden im Abschnitt 4.2.2 erläutert. Die Datensätze (Tab. 4.6) enthalten Z-Ereignisse in denen das Z-Boson in zwei Elektronen oder in zwei τ -Leptonen zerfällt.

single W Ereignisse					
Prozess	ID	Generator	Events	x-section	$L(fb^{-1})$
Wbb+0 Parton $b(p_T)>20\text{GeV}$	106280	Alpgen	15500	5.13 pb	3.021
Wbb+1 Parton $b(p_T)>20\text{GeV}$	106281	Alpgen	15457	5.01 pb	3.085
Wbb+2 Parton $b(p_T)>20\text{GeV}$	106282	Alpgen	8953	2.89 pb	3.098
Wbb+>3 Parton $b(p_T)>20\text{GeV}$	106283	Alpgen	5000	1.61 pb	3.106
W $\rightarrow e\nu+0$ Parton	107680	Alpgen	1092217	10184.7 pb	0.107
W $\rightarrow e\nu+1$ Parton	107681	Alpgen	262424	2112.3 pb	0.124
W $\rightarrow e\nu+2$ Parton	107682	Alpgen	464965	676.0 pb	0.688
W $\rightarrow e\nu+3$ Parton	107683	Alpgen	179450	203.3 pb	0.883
W $\rightarrow e\nu+4$ Parton	107684	Alpgen	58872	56.1 pb	1.049
W $\rightarrow e\nu+>5$ Parton	107685	Alpgen	17492	16.6 pb	1.054
W $\rightarrow \tau\nu+0$ Parton	107700	Alpgen	1326080	10178.3 pb	0.130
W $\rightarrow \tau\nu+1$ Parton	107701	Alpgen	246827	2106.9 pb	0.117
W $\rightarrow \tau\nu+2$ Parton	107702	Alpgen	793108	672.8 pb	1.179
W $\rightarrow \tau\nu+3$ Parton	107703	Alpgen	223162	202.7 pb	1.101
W $\rightarrow \tau\nu+4$ Parton	107704	Alpgen	58872	55.3 pb	1.066
W $\rightarrow \tau\nu+>5$ Parton	107705	Alpgen	17492	17.0 pb	1.029

Tab. 4.5: Alpgen-Datensätze der W+Jet-Ereignissen

single Z Ereignisse					
Prozess	ID	Generator	Events	σ	$L(fb^{-1})$
Zbb $Z \rightarrow ee+0$ Parton	109300	Alpgen	299757	12220 fb	24.530
Zbb $Z \rightarrow ee+1$ Parton	109301	Alpgen	149262	4947 fb	30.172
Zbb $Z \rightarrow ee+2$ Parton	109302	Alpgen	39985	1960.2 fb	20.398
Zbb $Z \rightarrow ee+>3$ Parton	109303	Alpgen	10000	950 fb	10.526
Zbb $Z \rightarrow \tau\tau+0$ Parton	109310	Alpgen	299664	12370 fb	24.225
Zbb $Z \rightarrow \tau\tau+1$ Parton	109311	Alpgen	149558	4883 fb	30.628
Zbb $Z \rightarrow \tau\tau+2$ Parton	109312	Alpgen	39968	1927.5 fb	20.736
Zbb $Z \rightarrow \tau\tau+>3$ Parton	109313	Alpgen	10000	971.8 fb	10.290
$Z \rightarrow ee+0$ Parton	107650	Alpgen	269280	898.18 pb	0.300
$Z \rightarrow ee+1$ Parton	107651	Alpgen	61767	206.57 pb	0.299
$Z \rightarrow ee+2$ Parton	107652	Alpgen	216945	72.50 pb	2.992
$Z \rightarrow ee+3$ Parton	107653	Alpgen	63412	21.08 pb	3.008
$Z \rightarrow ee+4$ Parton	107654	Alpgen	18314	6.00 pb	3.052
$Z \rightarrow ee+>5$ Parton	107655	Alpgen	5500	1.73 pb	3.179
$Z \rightarrow \tau\tau+0$ Parton	107670	Alpgen	270649	902.71 pb	0.300
$Z \rightarrow \tau\tau+1$ Parton	107671	Alpgen	62678	209.26 pb	0.299
$Z \rightarrow \tau\tau+2$ Parton	107672	Alpgen	210234	70.16 pb	2.996
$Z \rightarrow \tau\tau+3$ Parton	107673	Alpgen	63434	21.07 pb	3.011
$Z \rightarrow \tau\tau+4$ Parton	107674	Alpgen	18500	6.04 pb	3.063
$Z \rightarrow \tau\tau+>5$ Parton	107675	Alpgen	5479	1.71 pb	3.204

Tab. 4.6: Alpgen-Datensätze der Z+Jet-Ereignissen

4.2 Analyse

4.2.1 Vorselektion

Für die folgende Analyse wurden mögliche Triggereffizienzen nicht betrachtet. Durch geeignete Wahl der Vorselektion und der damit verbundenen Objektdefinitionen sollen erste Untergründe schon unterdrückt werden. Die Schnittgrößen bei der Vorselektion sind noch meist relativ einfach, z.B. Anzahl der Elektronen oder deren Ladungsvorzeichen.

Damit nur physikalische Elektronen gezählt werden und nicht zum Beispiel Detektoruntergrund, müssen diese folgende Kriterien erfüllen:

- $p_T(el) > 15$ GeV
- $|\eta_{el}| < 2.5$ und zusätzlich nicht in der Crack-Region $1.37 > |\eta| > 1.52$
- Tight Elektronen mit zusätzlicher Kalorimeter- und-Spurisolation (siehe Abschnitt 3.2.2)
- Overlap Removal: Mindestabstand der rekonstruierten Elektronen von $\Delta R > 0.3$

Für die Jets gilt:

- TopoCluster-Jets, Cone-Algorithmus mit Cone-Radius (0.4), Definitionen in Kapitel 2.2 → Jetrekonstruktion
- $p_T(\text{jet}) > 20 \text{ GeV}$
- $|\eta_{\text{jet}}| < 4.0$
- jeder Jet, der zu einem selektierten Elektron einen Abstand von $\Delta R < 0.4$ hat, wird nicht als Jet gewertet

Der Higgszerfallskanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ hat zwei Elektronen im Endzustand. Deswegen sollen die selektierten Ereignisse exakt zwei Elektronen, die obigen Kriterien entsprechen, vorweisen. Da das Higgsboson elektrisch neutral ist, müssen diese zwei Elektronen unterschiedliche Ladungsvorzeichen haben. Die Forderung nach exakt zwei Elektronen unterdrückt vor allem dibosonische Ereignisse in denen mehr als zwei Elektronen entstehen, z.B. $W^+Z \rightarrow e^+\nu e^+e^-$. Da nur der Zerfallskanal in zwei Elektronen eine Rolle spielen soll, werden Ereignisse mit Myonen, die einen Transversalimpuls $p_T > 10 \text{ GeV}$ haben und in einer η -Region $|\eta_\mu| < 2.5$ liegen, verworfen.

Die gewählte Elektronenisolation soll die Ereignisse unterdrücken, bei denen eines der Elektronen entweder ein Fake-Elektron ist oder aus einem b-Quark-Zerfall stammt. Hier entsteht ein echtes Elektron, das relativ nah an einem Jet ist und nicht berücksichtigt werden soll.

Die Gluon-Gluon-Fusion hat keine Jets im Zentralbereich. Die Vektorbosonfusion hat zwei Jets in Vorwärtsrichtung. Diese sogenannten Tag-Jets kommen von den Quarks im Anfangszustand, welche die beiden Vektorbosonen erzeugen. Die folgende Analyse wird nun in drei Kanäle aufgespalten.

- Der **0-Jet-Kanal** mit Hauptsignal aus der Gluon-Gluon-Fusion. Zusätzlich erhält man noch sehr wenig Signal aus der Vektorbosonfusion, wenn beide Tag-Jets nicht rekonstruiert wurden
- Der **1-Jet-Kanal** mit Signal aus der Gluon-Gluon-Fusion. Der Jet kommt aus Gluonabstrahlung, diese "initial state radiation" ist die Abstrahlung eines oder mehrerer Gluonen im Anfangszustand. Signal aus der Vektorbosonfusion bekommt man, wenn nur ein Tag-Jet rekonstruiert wird.
- Der **2-Jet-Kanal**, hier werden alle Ereignisse mit zwei und mehr Jets im Endzustand betrachtet. Das Hauptsignal ist nun die Vektorbosonfusion mit den zwei Tag-Jets in Vorwärtsrichtung und möglichen zusätzlichen Jets aus Gluonabstrahlung. Man bekommt zusätzlich zu der "initial state radiation"

auch Gluonabstrahlung aus den Tag-Jets im Endzustand ("final state radiation"). Die Gluon-Gluon-Fusion spielt auch hier noch eine wesentliche Rolle, da sie einen höheren Wirkungsquerschnitt hat; alle zusätzlichen Jets kommen auch aus Gluonabstrahlung ("initial state radiation").

Die Elektronen und Neutrinos aus dem Higgszerfall haben in allen Kanälen die selben Eigenschaften, deshalb wird nun mit Hilfe der Elektroninformation vier Schnittvariablen eingeführt, deren physikalischer Aspekt im nächsten Abschnitt erläutert wird. Die nicht direkt zugängliche Neutrinoinformation geht auch in diese Variablen mit ein. Diese Schnitte werden auf alle drei Kanäle angewandt. Je nach Jetanzahl variiert die Anzahl der verschiedenen Untergrundprozesse, die die Vorselektion überleben. Die Effizienz dieser Schnitte sollte unabhängig von der Anzahl der Jets sein, außer wenn die Jets einen Einfluss auf die Schnittgrößen haben, zum Beispiel ist die auftretende fehlende transversale Energie bei Auftreten eines oder mehrere Jets schlechter aufzulösen. Dies hat einen Einfluss auf die Schnitteffizienz, vor nalem bei den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen.

In den Kanälen mit Jets im Endzustand kann durch zusätzliche Schnitte auf die Art oder Topologie der Jets der Untergrunds noch besser unterdrückt werden. Diese werden aber in den jeweiligen Abschnitten zu den Kanälen seperat vorgestellt.

4.2.2 Definition der verwendeten physikalischen Größen

Neben den zwei Elektronen hat das Higgssignal auch noch zwei Neutrinos im Endzustand. Da Neutrinos weder elektromagnetisch noch hadronisch wechselwirken, können diese nicht vom ATLAS-Detektor nachgewiesen werden. Bei der Rekonstruktion der Ereignisse wird jedoch mit Einführung der Variablen der **fehlenden transversalen Energie** \cancel{E}_T eine Größe eingeführt, die Ereignisse mit nicht nachweisbaren Teilchen selektieren kann. Die Summe der rekonstruierten Vierervektoren der auftretenden Objekte im Schwerpunktsystem verschwindet nicht, die Viererimpulse der Neutrinos fehlen.

$$\sum_{i=\text{alle } T.} (p_{x,i}, p_{y,i}) = \vec{0} \quad \sum_{i=\text{nachgewiesene } T.} (p_{x,i}, p_{y,i}) = -\vec{p}_{T,\text{miss}} \quad E_{T,\text{miss}} = |\vec{p}_{T,\text{miss}}|$$

Um diese fehlende transversale Energie \cancel{E}_T zu rekonstruieren sind viele Faktoren zu berücksichtigen, zum Beispiel auch die im Kalorimeter deponierte Energie, die keiner Teilchenspur zugeordnet werden kann. Die auftretende Jets haben über ihren Transversalimpuls direkten Einfluss auf diese Größe. Die schlechtere Auflösung des Transversalimpulses von Jets gegenüber dem der Elektronen führt zu einem insgesamt schlechteren Auflösungsvermögen der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T bei Ereignissen mit Jets im Endzustand.

Da das Higgsignal zwei Neutrinos im Endzustand hat, liegt es nahe auf diese Größe zu schneiden. Ereignisse ohne Neutrinos im Endzustand können dadurch sehr gut unterdrückt werden, zum Beispiel $Z \rightarrow ee$ -Ereignisse.

Die **Spinkorrelation** im Higgszerfallskanal [20] über zwei W-Bosonen in jeweils ein Neutrino und ein Elektron hat zu Folge, dass die beiden Elektronen die gleiche Flugrichtung bevorzugen, gleiches gilt für die Neutrinos. Deshalb wird in der Analyse einmal direkt auf den Öffnungswinkel $\Delta\phi$ der beiden Elektronen geschnitten und auf die sogenannte **invariante Masse**, die direkt mit dem Öffnungswinkel $\Delta\phi$ zusammenhängt.

Das Higgsboson ist ein elektrisch-neutrales Spin-0-Teilchen. Aufgrund der Impulserhaltung haben die beiden entstehenden W-Bosonen entgegengesetzte Flugrichtung, sie haben unterschiedliches Ladungsvorzeichen, und jeweils Spin=1 mit dritter Spinkomponente 1 bzw.-1. Das aus dem W^+ entstehende e^+ hat Spin=1/2 und ist als Antiteilchen rechtshändig. Das e^- aus dem W^- ist ein Teilchen mit ebenfalls Spin=1/2, ist aber linkshändig. Die gleiche Überlegung gilt für die Neutrinos.

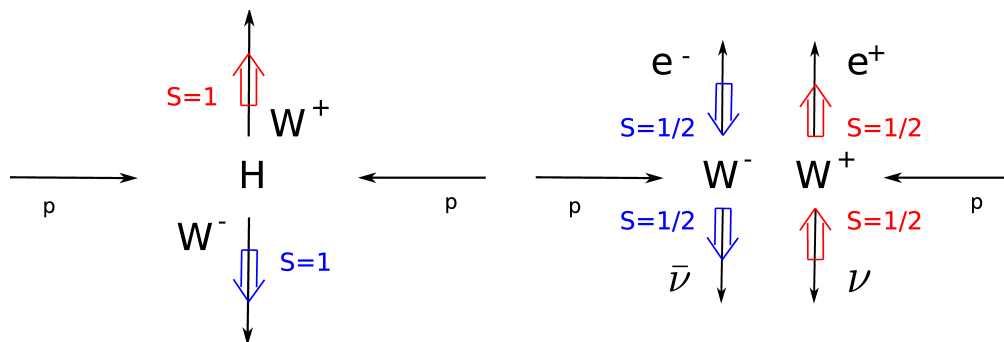


Abb. 4.1: Spinkorrelation beim Zerfall des Higgsbosons

Aus Abb. 4.1 kann man nachvollziehen, dass das Elektron e^- und das Positron e^+ die gleiche Flugrichtung bevorzugen, ihr Öffnungswinkel $\Delta\phi$ ist also relativ klein sein.

Die **invariante Masse** M_{ee} des e^+e^- -Paares beim Zerfall $Z \rightarrow ee$ entspricht der Masse des Z-Bosons. Für einen Zweikörperzerfall gilt:

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - |\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2|^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)$$

Um den Z-Untergrund zu unterdrücken, kann man ein Veto auf den Bereich um 90 GeV machen. Das auftretende Skalarprodukt $\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2$ lässt sich jedoch mit dem

Öffnungswinkel $\Delta\phi$ schreiben als $|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_1|\cos(\Delta\phi)$. Das bedeutet je kleiner der Öffnungswinkel $\Delta\phi$ wird, desto größer wird das Skalarprodukt und damit wird die invariante Masse kleiner. Der Öffnungswinkel $\Delta\phi$ der Elektronen und die invariante Masse sind also direkt miteinander korreliert. Es bietet sich an auf einen kleinen Wert der invarianten Masse, unter der Z-Masse, zu schneiden. Aufgrund der auftretenden, nicht nachweisbaren Neutrinos lässt sich im Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ die Masse des Higgsbosons mit Hilfe der invarianten Masse nicht rekonstruieren.

Ein Ansatz aus den Elektronen und der fehlenden transversalen Energie, die von den Neutrinos stammt, die Higgsmasse annähernd zu bestimmen, ist die Einführung der Größe der **Transversalen Masse**. Diese Methode [17] hat sich bei der Bestimmung der W-Boson-Masse über den Zerfall $W \rightarrow l\nu_l$ bewährt.

$$m_T^2 = m_l^2 + m_\nu^2 + 2(E_l^T E_\nu^T - \vec{p}_l^T \vec{p}_\nu^T)$$

Alle beinhalteten Parameter sind observabel und man bekommt eine scharfe Kante (\rightarrow Jacobi-Kante) bei der Masse des W-Bosons (Abb. 4.2). Die Auflösung der W-Masse erhöht sich mit der Anzahl der beobachteten Ereignisse.

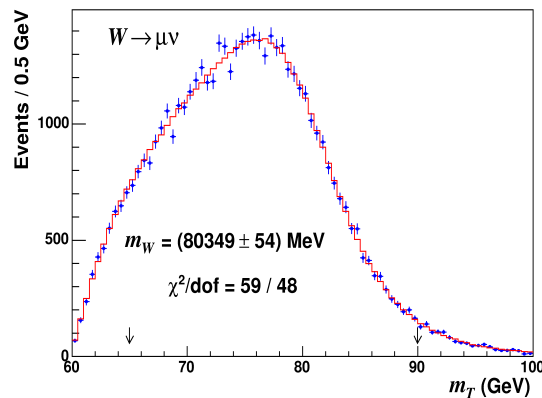


Abb. 4.2: Transversale Masse bei Messung der W-Boson Masse [17]

Bei Higgszerfall hat man das Problem, dass man zwei nicht nachweisbarer Neutrinos im Endzustand hat. Die Masse des Neutrino-Systems muss genähert werden. Die Indizes stehen jeweils für das Elektronensystem (ll) bzw. Neutrinosystem ($\nu\nu$). Die Masse des Elektronensystems entspricht der oben definierten invarianten Masse. Ein erster Vorschlag [18] war es, die Masse des Neutrinosystems dem des

Elektronensystems gleichzusetzen ($m_{\nu\nu} = m_{ll}$).

$$m_T^2 = m_T^2(m_{\nu\nu} = m_{ll}) = m_{ll}^2 + m_{ll}^2 + 2(E_{ll}\sqrt{m_{ll}^2 + \vec{p}_{\nu\nu}^2} - \vec{p}_{ll}\vec{p}_{\nu\nu})$$

Problem daran ist, dass diese Näherung nur gültig ist wenn die Higgsmasse ungefähr zweimal der Masse des W-Bosons entspricht, das heißt für Higgsbosonen an ihrer Produktionsschwelle. Sie hat auch nicht die Eigenschaft der scharfen Jacobi-Kante bei der Higgsmasse, dass die Auflösung der Higgsmasse mit steigender Zahl beobachteter Ereignisse besser aufgelöst werden kann. (Abb. 4.3). Es hat sich gezeigt, dass die Wahl $m_{\nu\nu} = 0$ genau diese Eigenschaften erfüllt. Deswegen wird die transversale Masse wie folgt gewählt [19]:

$$m_T^2 = m_T^2(m_{\nu\nu} = 0) = m_{ll}^2 + 0^2 + 2(E_{ll}\sqrt{0^2 + \vec{p}_{\nu\nu}^2} - \vec{p}_{ll}\vec{p}_{\nu\nu})$$

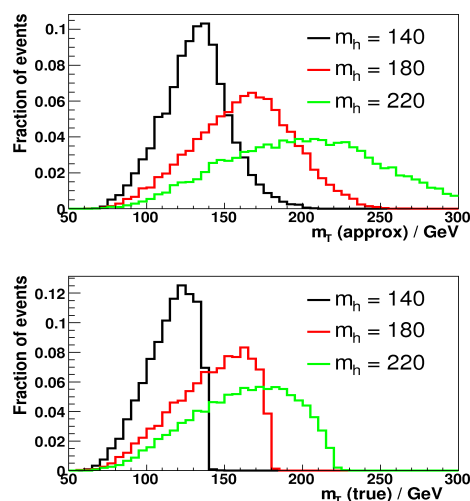


Abb. 4.3: Vergleich zweier Definitionen der transversaler Massen bei mehr als einem Neutrino [19]: mit ($m_{\nu\nu} = m_{ll}$) (oben) und ($m_{\nu\nu} = 0$) (unten)

Ein Vergleich dieser beiden Methoden zur Bestimmung der transversalen Massen für unterschiedliche Higgsmassen zeigt Abbildung 4.3. Mit dieser Rekonstruktion der transversalen Masse bekommt man nur Massen $m_T < m_H$. Ein schlechtes Auflösungsvermögen, etwa der fehlenden transversalen Energie, kann zu transversalen Massen größer als die Higgsmasse führen.

Die transversale Masse ist per Definition direkt abhängig von der fehlenden transversalen Energie und der invarianten Masse und damit vom Öffnungswinkel $\Delta\phi$,

das heißt also von allen vorher gesetzten Schnitten. Bei der Analyse sieht man, dass ein Schnitt auf diese transversale Masse nicht mehr effizient ist. Mit ihr lässt sich das Signal jedoch sehr gut darstellen.

In allen drei Kanälen wird zuerst auf die fehlender transversale Energie, dann auf die invariante Masse, auf den Öffnungswinkel und schliesslich auf die transversale Masse geschnitten.

4.2.3 0-Jet-Analyse

In der 0-Jet-Analyse wird nach Ereignissen gesucht, die keine Jets haben, die der Vorselektion entsprechen. Die Vorselektion hat vor allem die Ereignisse unterdrückt, deren zweites Elektron ein Fake-Elektron ist, zum Beispiel die W +Jet-Ereignisse, die einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt haben. Selbes gilt für die single-top-Ereignisse (siehe Tab. 4.7 und Tab. 4.8). Unterschiede der Effizienzen, der verschiedenen Datensätze, nach der Vorselektion, können auch auf unterschiedliche Zerfallskanäle oder Schnitte der Leptonen auf Generatorlevel zurückgeführt werden. Der Fehler der Ereignisse in den Schnitttabellen, ist jeweils der Binomial-Fehler.

Die erste Größe auf die geschnitten wird, ist die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T . In der Abbildung 4.4 (a) ist das auf eins normierte Signal, Summe der Gluon-Gluon-Fusion und der Vektorbosonfusion und der ebenso normierte Untergrund, Summe aller Untergrundprozesse, aufgetragen. In Abbildung 4.4 (b) wurden alle Untergrundprozesse einzeln gestapelt und die beiden Signalprozesse darüber gelegt. Man erkennt, dass der Z +Jet-Untergrund (single- Z) der dominierende ist. Er hat ein sehr hohen Wirkungsquerschnitt, und hat genau zwei isolierte Elektronen im Endzustand. Er überlebt deshalb die Vorselektion. Der Z +Jet-Prozess hat aber keine Neutrinos im Endzustand und sollte deshalb keine fehlende transversale Energie haben. Aus der Abbildung 4.4 (a) lässt sich gut erkennen, dass mit einem Schnitt $\cancel{E}_T > 35$ GeV sehr viel Untergrund unterdrücken werden kann. Der Schnitt auf die fehlende transversale Energie dient also dazu den Z +Jet-Untergrund zu minimieren.

Einige Z +Jet-Ereignisse überleben diesen Schnitt (Tabelle 4.8). Das kann daran liegen, dass die Meßgröße der fehlenden transversalen Energie nur schlecht aufgelöst werden kann und damit fehlerbehaftet ist. Ein physikalischer Grund ist, dass die τ -Leptonen der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse beim weiteren Zerfall in Elektronen sogar vier Neutrinos entstehen, $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau e\nu_e\nu_\tau$, und damit einen Betrag an fehlender transversaler Energie liefern. Mit einem Schnitt auf die invariante Masse können die

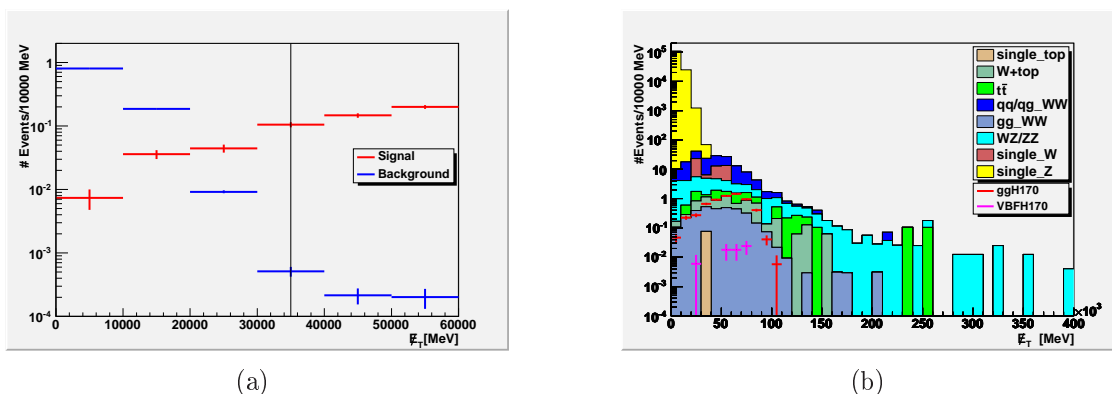


Abb. 4.4: Fehlende transversale Energie \cancel{E}_T : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und \cancel{E}_T der einzelne Signal- und Untergrundprozesse (b)

restlichen Z-Ereignisse unterdrückt werden. Da die Elektronen aus den τ -Leptonen nicht mehr die Z-Masse rekonstruieren, da ihre Transversalimpulse niedriger als die der τ -Leptonen sind wird ein Schnitt auf die invariante Masse deutlich unter der Z-Masse gesetzt. Die Wahl des Schnitts auf $M_{ee} < 50$ GeV (Abb. 4.5 (a)) unterdrückt

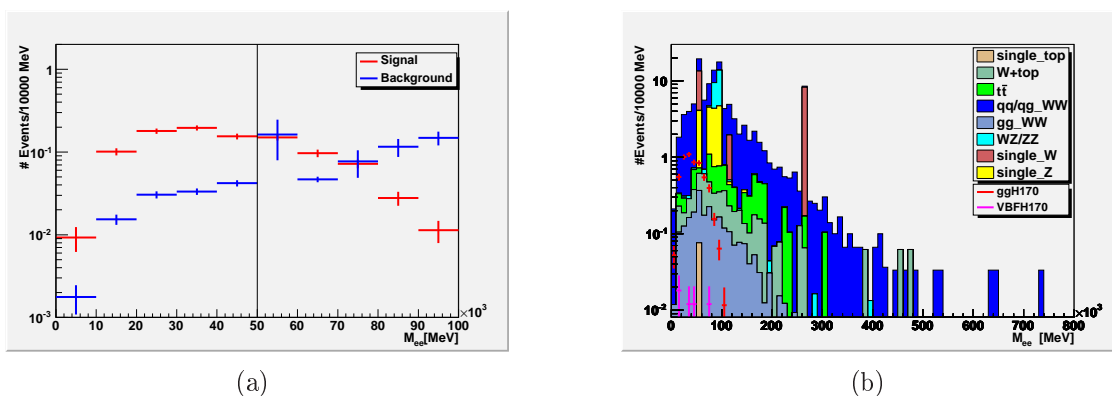


Abb. 4.5: Invariante Masse M_{ee} : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_{ee} der einzelne Signal- und Untergrundprozesse (b)

alle Z-Ereignisse und alle dibosonischen Z-Ereignisse, bei denen sich die Z-Masse rekonstruieren lässt, zum Beispiel $Z \rightarrow ee\nu\nu$ die den Peak bei ca 90 GeV bilden (Abb. 4.5 (b)). Mit dieser Wahl wird zwar auch sehr viel Signal weggeschnitten, doch die Effizienzen der Signals und des Untergrunds unterscheiden sich um einen Faktor fünf und die Signifikanz $\frac{S}{\sqrt{U}}$ geht auf 0.94 (Tabelle 4.8).

Die Verteilung des Öffnungswinkels $\Delta\phi$ in Abbildung 4.6 (a) zeigt, dass der Schnitt

auf die invariante Masse $M_{ee} < 50$ GeV zufolge hat, dass Signal und Untergrund schon eine sehr ähnliche Verteilung haben, das kommt daher, dass Elektronen mit kleinem Öffnungswinkel $\Delta\phi$ eine niedrige invariante Masse haben. Da eine niedrige invariante Masse auch aus niederenergetischen Elektronenpaaren stammen kann, wird jetzt direkt auf den Öffnungswinkel $\Delta\phi$ geschnitten. Da der restliche Untergrund nicht diese eindeutig definierte Spinkorrelation wie das Higgsignal hat, ist dieser Schnitt effektiv, um den Hauptuntergrund an WW-Produktion zu reduzieren. Die Signifikanz erhöht sich auf 0.98 (Tabelle 4.8). Da die Elektronen beim Higgszerfall und bei der WW-Produktion beide aus den W-Bosonen kommen, ist es schwierig das Signal noch besser vom Untergrund zu trennen.

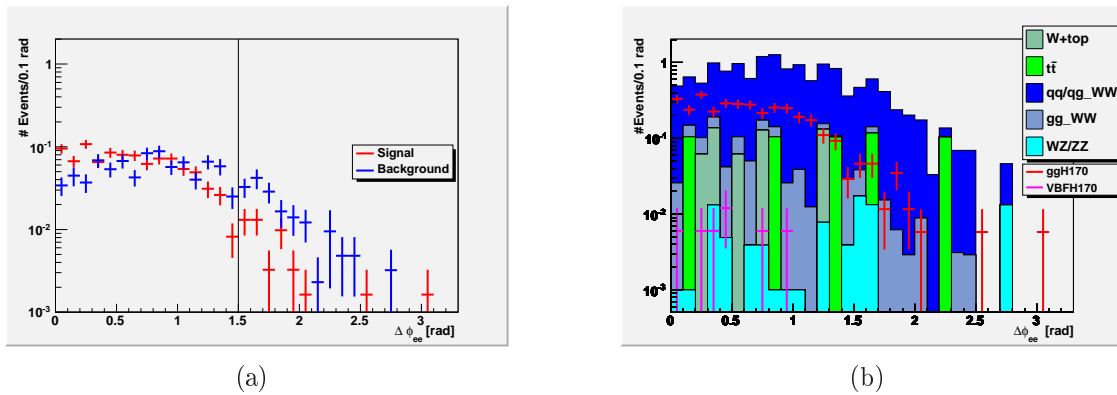


Abb. 4.6: Öffnungswinkels $\Delta\phi_{ee}$: Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und $\Delta\phi_{ee}$ der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

Im nächsten Schritt wird versucht mit Hilfe der transversalen Masse, die Masse des Higgsbosons zu rekonstruieren. Diese transversale Masse soll unter der Masse des Higgsbosons liegen $m_T < 170$ GeV. Da jedoch bei der Berechnung der transversalen Masse alle drei bisherigen Schnittparameter mit einfließen, sollten die Werte der transversalen Masse von Signal und Untergrund sich nicht mehr signifikant unterscheiden. Dies hat zufolge, dass der Schnitt die Signifikanz nicht mehr erhöht, im Gegenteil der Schnitt ist für Signal und Untergrund gleich effektiv, dies hat zufolge, dass Signal verlorengeht und die Signifikanz schlechter wird. Dass die transversale Masse des Signals größer als die Higgsmasse sein kann, liegt unter anderem an der schlechten Auflösung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T . Die Einführung dieser Größe macht jedoch dennoch Sinn, da man bei ihrer Darstellung (Abb. 4.7 (a)) sehr gut die Jacobi-Kante bei der Higgsmasse sehen kann.

Als Folgerung kann man sagen, dass durch die gewählten Schnitte das Signal aus dem Untergrund hervorgehoben werden konnte. Die Signifikanz dieser Analyse ist

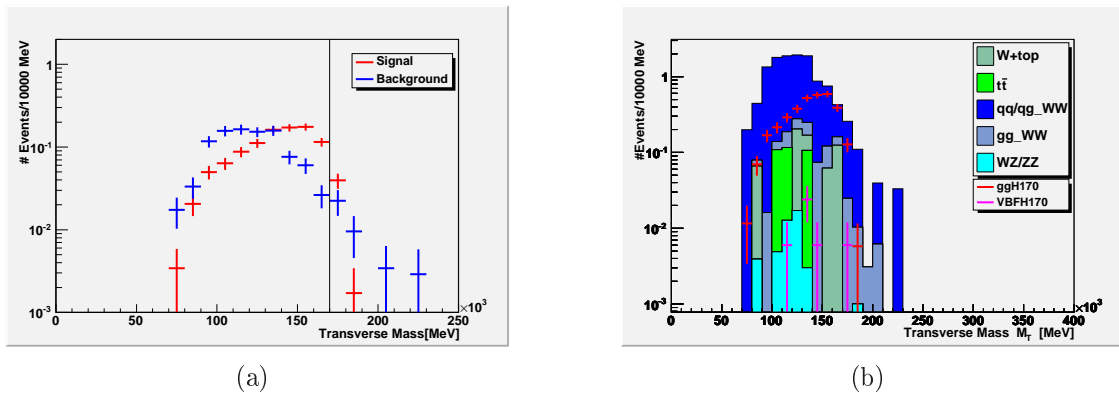


Abb. 4.7: Transversale Masse M_T : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_T der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

von 0.02 nach der Vorselektion auf etwa eins gestiegen (Tabelle 4.8). Als einziger weiterhin problematischer Untergrund bleibt die WW-Produktion (Tabelle 4.7), deren Zerfallssignatur dem des Signals sehr ähnlich ist. Es wird auch schwierig, diesen noch besser zu unterdrücken.

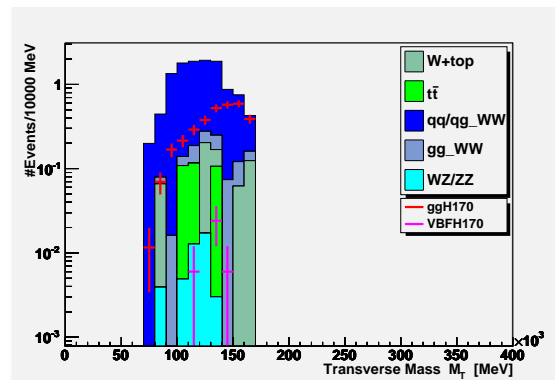


Abb. 4.8: Transversale Masse M_T der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse nach Schnitt $M_T < m_H$

Da die Schnitte nur nach den Verteilungen der Variablen gesetzt wurden, wäre es interessant, sich die Auswirkung und Effizienz der Analyse anzuschauen, wenn die Reihenfolge der gewählten Schnitte variiert wird, etwa erst direkt auf den Öffnungswinkel $\Delta\phi$ der Elektronen und dann erst auf die invariante Masse. Ausserdem sollte jeder Schnitt für sich optimiert werden, das heißt der effizienteste Schnitzwert wird gesucht. Bei dieser Analyse wurde nur anhand der normierten Signal- und Untergrundverteilungen auf den Schnitzwert geschlossen.

	gH170	VBFH170	W-top	$t\bar{t}$	qWW	gWW	WZ/ZZ
#Ereignisse	524	151	2790	205477	3314	190	2598
Vorselek. Eff.	6.22 ± 0.19 0.01	0.07 ± 0.02 0.46×10^{-4}	4.22 ± 0.51 0.15×10^{-2}	6.12 ± 0.80 0.30×10^{-4}	103.7 ± 1.9 0.03	3.13 ± 0.10 0.02	27.2 ± 0.9 0.01
Cut 1 $\cancel{E}_T > 35 GeV$ Eff.	5.57 ± 0.18 0.90	0.06 ± 0.02 0.86	3.41 ± 0.46 0.81	4.88 ± 0.71 0.80	60.6 ± 1.4 0.58	2.28 ± 0.08 0.73	14.8 ± 0.4 0.54
Cut 2 $M_{ee} < 50 GeV$ Eff.	3.51 ± 0.14 0.63	0.04 ± 0.02 0.67	0.50 ± 0.18 0.15	0.52 ± 0.21 0.11	12.8 ± 0.6 0.21	0.58 ± 0.04 0.25	0.09 ± 0.03 0.61×10^{-2}
Cut 3 $\Delta\phi_{ee} < 1.5$ Eff.	3.34 ± 0.14 0.95	0.04 ± 0.02 1	0.50 ± 0.18 1	0.31 ± 0.18 0.60	10.6 ± 0.6 0.83	0.50 ± 0.04 0.86	0.04 ± 0.02 0.44
Cut 4 $TM < 170 GeV$ Eff.	3.21 ± 0.14 0.96	0.04 ± 0.02 1	0.50 ± 0.18 1	0.31 ± 0.18 1	10.2 ± 0.6 0.96	0.45 ± 0.04 0.90	0.04 ± 0.02 1

Tab. 4.7: Schnitttabelle der 0-Jet-Analyse Teil 1

	single W	single Z	single top	Signal	Untergrund	$\frac{S}{\sqrt{U}}$
#Ereignisse	26548277	2456506	30432	675	29246986	
Vorselek. Eff.	36.4 ± 16.9 0.15×10^{-5}	134433 ± 665 0.05	0.08 ± 0.08 0.26×10^{-5}	6.28 ± 0.19 0.93×10^{-2}	134613 ± 665 0.46×10^{-2}	0.02
Cut 1 $\cancel{E}_T > 35 GeV$ Eff.	18.9 ± 12.4 0.52	14.4 ± 6.7 0.11×10^{-3}	0.08 ± 0.08 1.00	5.63 ± 0.18 0.90	119.2 ± 14.2 0.88×10^{-3}	0.52
Cut 2 $M_{ee} < 50 GeV$ Eff.	0 0	0 0	0 0	3.55 ± 0.14 0.63	14.4 ± 0.7 0.12	0.94
Cut 3 $\Delta\phi_{ee} < 1.5$ Eff.	0 0	0 0	0 0	3.38 ± 0.14 0.95	11.8 ± 0.6 0.82	0.98
Cut 4 $TM < 170 GeV$ Eff.	0 0	0 0	0 0	3.24 ± 0.14 0.96	11.5 ± 0.6 0.97	0.96

Tab. 4.8: Schnitttabelle der 0-Jet-Analyse Teil 2

4.2.4 1-Jet-Analyse

Im 1-Jet-Kanal spielt jetzt das Vektorbosonfusionssignal mit etwa einem Ereignis nach der Vorselektion (Tab.4.9) nicht mehr nur eine untergeordnete Rolle. Die Anzahl der Ereignisse des Gluon-Gluon-Fusions-Prozesses ist immer noch in gleichen der Größenordnung wie in der 0-Jet-Analyse. Der Jet stammt aus der "initial-state-radiation", die Gluonen können durch Gluonselfwechselwirkung Gluonen abstrahlen, die wiederum Jets bilden.

Fordert man einen Jet im Endzustand sieht man sofort, dass der Anteil an W+top- und $t\bar{t}$ -Ereignisse nach der Vorselektion zunimmt. Das W+top-Ereignis hat einen b-Jet im Endzustand, das $t\bar{t}$ -Ereignis zwei. Nach den Z-Ereignissen bilden sie den Hauptuntergrund. Vergleicht man die Effizienzen der Schnitte im 0-Jet-Kanal und

im 1-Jet-Kanal, gilt für die $W+top$ - und für die $t\bar{t}$ -Ereignisse, dass sie in beiden Kanälen jeweils gleiche Effizienzen haben. Der Unterschied der Ereignisanzahl liegt also nur an der Vorselektion, dass genau ein Jet gefordert wird. Im Ergebnis nach den vier Schnitten zeigt sich, dass man einen sehr hohen Anteil irreduziblen $W+top$ und $t\bar{t}$ -Ereignissen bekommt (Abb. 4.13). Ein nächster Schritt wäre ein Veto auf b-Quarks zu machen, da sowohl die $W+top$ - als auch die $t\bar{t}$ -Ereignisse b-Quarks aus dem top-Quark-Zerfall im Endzustand haben ($t \rightarrow Wb$), das Signal nicht. Jets mit einem b-Quark lassen sich methodisch von anderen leichten Quark-Jets unterscheiden, da b-Quarks eine wesentlich längere Lebenszeit als leichte Quarks haben.

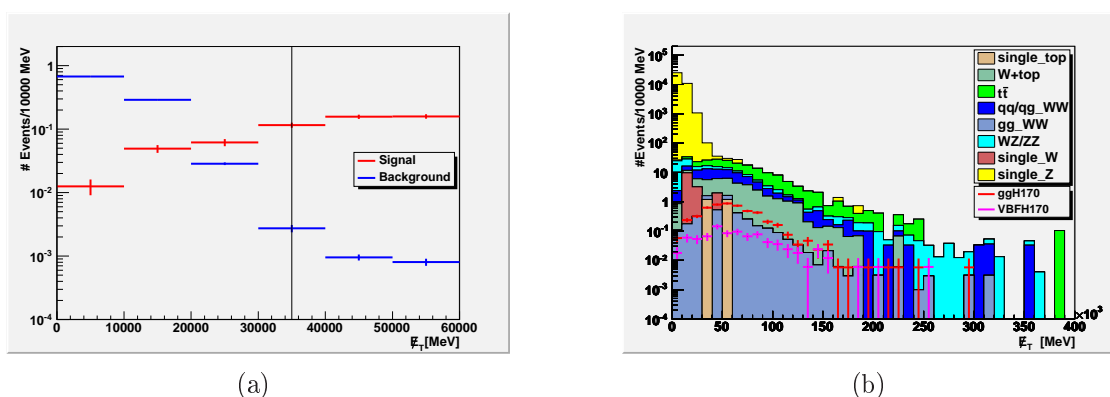


Abb. 4.9: Fehlende transversale Energie \cancel{E}_T : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und \cancel{E}_T der einzelne Signal- und Untergrundprozesse (b)

Die Anzahl der WZ/ZZ -Ereignisse nimmt zu, da die Ereignisse in denen das W -Boson hadronisch zerfällt im Vergleich zu den leptonenischen Zerfallskanälen einen deutlich höheres Verzweigungsverhältnis hat. Dieser hadronische Zerfall ($WZ \rightarrow qqee$) liefert den geforderten Jet.

Der Anteil der Z -Ereignisse nimmt ab, das liegt daran, dass die Ereignisse $Z+1$ -Parton einen niedrigeren Wirkungsquerschnitt haben. Wendet man nun dieselben Schnitte aus der 0-Jet-Analyse auf die Ereignisse des 1-Jet-Kanals an, sieht man, dass nach dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie (Abb. 4.9) und auf die invariante Masse (Abb. 4.10) immer noch Z -Ereignisse übrig bleiben. Vergleicht man Tabelle 4.8 und Tabelle 4.10 sieht man, dass der Schnitt auf die fehlende transversale Energie wesentlich ineffektiver als im 0-Jet-Kanal ist. Das selbe gilt auch für die invariante Masse. Die überlebenden Ereignisse sind $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse. Die physikalische Erklärung dafür ist, dass das Z -Boson bei Anwesenheit eines oder mehrere Jets geboostet ist. Die Zerfallsprodukte, die τ -Leptonen entstehen

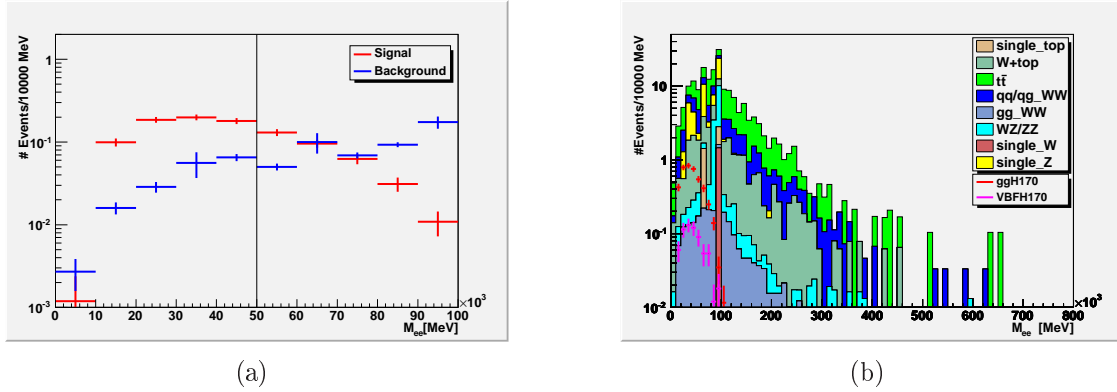


Abb. 4.10: Invariante Masse M_{ee} : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_{ee} der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

nicht mehr in entgegengesetzter Richtung, sondern sie haben einen Öffnungswinkel $\Delta\phi < \pi$. Das bei dem weiteren Zerfall entstehende Elektronenpaar hat nicht mehr in entgegengesetzte Flugrichtung und ihre Transversalimpulse sind niedriger als die der τ -Leptonen. Dies führt insgesamt zu einer noch niedrigeren (< 50 GeV) invarianten Masse. Dass auch die entstehenden Neutrinos sich nicht mehr entgegengesetzte Flugrichtung haben, führt zu einer in der Summe höheren fehlenden transversalen Energie (> 35 GeV). Der direkte Schnitt auf den Öffnungswinkel (Abb. 4.11) kann nicht mehr alle $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse unterdrücken, so dass diese Ereignisse durch die gewählten Schnitte nicht unterdrückt werden und den Peak der transversalen Masse (Abb. 4.13) bei unter 90 GeV liefern. Die transversale Masse liefert die Jacobi-Kante bei etwa 90 GeV, da sie mit Hilfe der fehlenden transversalen Energie der Neutrinos die Z-Masse rekonstruiert. Im Abschnitt "Kombination und Ergebnis" wird nochmal explizit auf die Verteilungen der Schnittgrößen der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse eingegangen.

Die WW-Produktion, die im 0-Jet-Kanal noch der Hauptuntergrund war, nimmt nach der Vorselektion im 1-Jet-Kanal ab, da mögliche Jets nur aus Gluonabstrahlung stammen können. Die Abnahme ist also mit der Wahrscheinlichkeit, dass ein Quark oder Gluon ein zusätzliches Gluon erzeugt korreliert. Die Effizienzen der Schnitte in beiden Kanälen sind ungefähr gleich.

Gleiches gilt auch für das Higgsignal aus der Gluon-Gluon-Fusion, da hier der Jet auch aus Gluonabstrahlung kommt. Das Vektorbosonsignal liefert hingegen Jets die nicht nur aus Gluonabstrahlung kommen. Einer der beiden Tag-Jets, die die Vektorbosonen produzieren, wird nicht rekonstruiert, man bekommt einen statt zwei Jets im Endzustand.

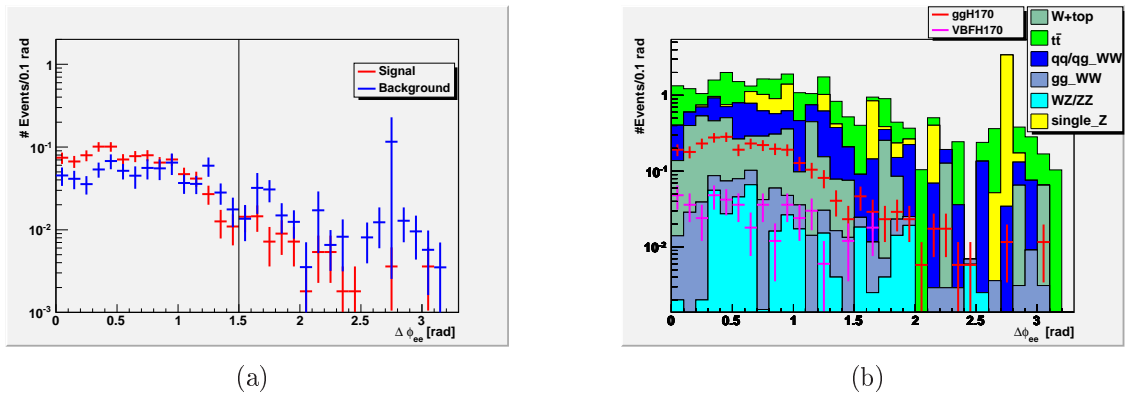


Abb. 4.11: Öffnungswinkels $\Delta\phi_{ee}$: Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und $\Delta\phi_{ee}$ der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

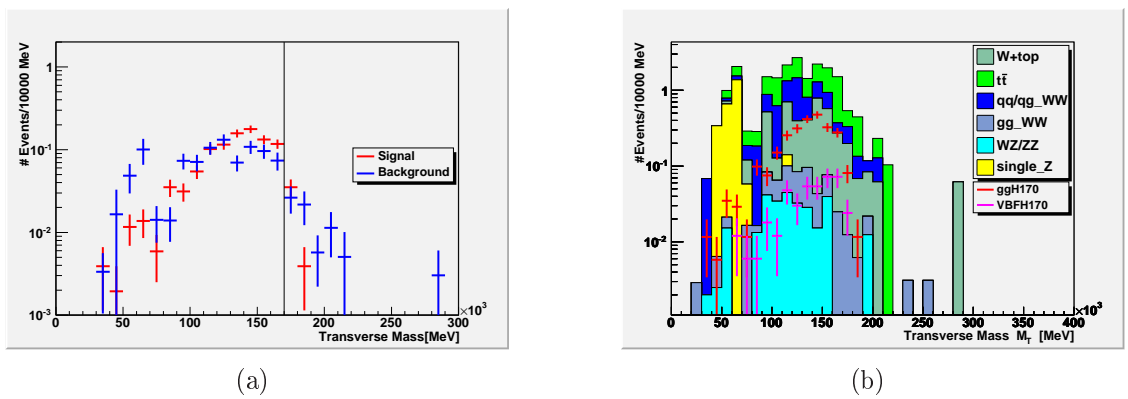


Abb. 4.12: Transversale Masse M_T : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_T der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

Allgemein zeigt sich, dass im 1-Jet-Kanal, die Schnitte ähnliche Effizienzen haben wie im 0-Jet-Kanal. Dies gilt für Signal und für den Untergrund, einzige Ausnahme bilden die Z+Jet-Ereignisse. Gründe für die ähnlichen Effizienzen liegen darin, dass die Schnitte nur auf der Information der Elektronen und Neutrinos basieren, einzig die Vorselektion verändert die Anzahl der Ereignisse. Der W+top und vor allem der $t\bar{t}$ -Untergrund bildet nun den Hauptanteil. Prozesse, bei dessen Zerfall keine Jets entstehen treten in den Hintergrund, vorallem die WW-Produktionen. Bei den Z+Jet-Ereignissen verhält es sich anders, hier hat das Auftreten eines Jets direkten Einfluss auf die Effizienzen der Schnitte. Das führt wiederum dazu, dass mehr Z-Ereignisse die Schnitte überleben und das obwohl der Wirkungsquerschnitt für Z-

Ereignisse mit der Anzahl zusätzlicher Jets abnimmt, was zu weniger Ereignissen nach der Vorselektion führt. Die W+Jet-Ereignisse und die single-top-Ereignisse lassen sich in beiden Kanälen kaum vergleichen, da beide nach der Vorselektion sehr stark unterdrückt werden und nur noch einzelne Ereignisse übrig bleiben, die meist einzelne Monte-Carlo-Ereignisse sind mit hohem statistischen Fehler. Das Signal aus Gluon-Gluon-Fusion nimmt ab, die gleichzeitige Zunahme des Vektorbosonfusionsprozesses kompensiert diese Abnahme nicht, da der Wirkungsquerschnitt der Vektorbosonfusion deutlich niedriger ist. Erst im 2-Jet-Kanal wird sich zeigen, dass die Vektorbosonfusion deutlich in den Vordergrund tritt.

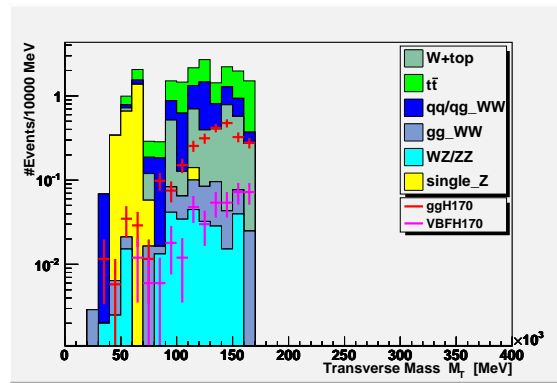


Abb. 4.13: Transversale Masse M_T der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse nach Schnitt $M_T < m_H$

Die Signifikanz im 1-Jet-Kanal (0.66) ist deutlich geringer als im 0-Jet-Kanal (0.96). Das liegt vor allem an den neu auftretenden $t\bar{t}$ und W+top-Ereignissen und den Z-Ereignissen. Die oben angeführten möglichen Vetos auf b-Jets und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse könnten diesen auftretenden Untergrund weiter reduzieren, was die Signifikanz weiter verbessern würde. Das Signal würde von diesen zusätzlichen Schnitten kaum beeinträchtigt, da es unter anderem keine b-Quarks im Endzustand hat. Im folgenden Abschnitt wird die 2-Jet-Analyse vorgestellt, die durch zusätzliche Schnitte auf die beiden Tag-Jets vorteilhaft die Signifikanz erhöhen kann.

	gH170	VBFH170	W-top	$t\bar{t}$	qWW	gWW	WZ/ZZ
#Ereignisse	524	151	2790	205477	3314	190	2598
Vorselek. Eff.	5.20 ± 0.17 0.01	0.85 ± 0.07 0.56×10^{-2}	33.4 ± 1.4 0.12×10^{-1}	97.1 ± 3.2 0.47×10^{-3}	47.4 ± 1.3 0.14×10^{-1}	3.20 ± 0.10 0.17×10^{-1}	53.6 ± 2.2 0.02
Cut 1 $\cancel{E}_T > 35 GeV$ Eff.	4.20 ± 0.16 0.81	0.67 ± 0.06 0.79	25.1 ± 1.3 0.75	77.0 ± 2.8 0.79	29.7 ± 1.0 0.63	2.28 ± 0.08 0.71	12.3 ± 0.4 0.23
Cut 2 $M_{ee} < 50 GeV$ Eff.	2.80 ± 0.13 0.67	0.43 ± 0.05 0.64	4.28 ± 0.50 0.17	11.6 ± 1.0 0.15	5.78 ± 0.42 0.20	0.47 ± 0.04 0.21	0.35 ± 0.06 0.03
Cut 3 $\Delta\phi_{ee} < 1.5$ Eff.	2.58 ± 0.12 0.95	0.41 ± 0.05 0.95	3.72 ± 0.48 0.87	8.93 ± 0.96 0.77	4.75 ± 0.40 0.82	0.40 ± 0.04 0.85	0.28 ± 0.06 0.80
Cut 4 $TM < 170 GeV$ Eff.	2.48 ± 0.12 0.96	0.38 ± 0.05 0.93	3.29 ± 0.45 0.88	8.20 ± 0.92 0.92	4.45 ± 0.38 0.94	0.37 ± 0.03 0.93	0.27 ± 0.06 0.96

Tab. 4.9: Schnitttabelle der 1-Jet-Analyse Teil 1

	single W	single Z	single top	Signal	Untergrund	$\frac{S}{\sqrt{U}}$
#Ereignisse	26548277	2456506	30432	675	29246986	
Vorselek. Eff.	13.9 ± 8.6 0.52×10^{-6}	37109 ± 331 0.02	2.41 ± 1.79 0.79×10^{-4}	6.05 ± 0.19 0.90×10^{-2}	37360 ± 331 0.13×10^{-2}	0.03
Cut 1 $\cancel{E}_T > 35 GeV$ Eff.	1.45 ± 1.45 0.10	28.3 ± 7.6 0.76×10^{-3}	2.41 ± 1.70 1.00	4.87 ± 0.19 0.80	178.6 ± 8.6 0.48×10^{-3}	0.36
Cut 2 $M_{ee} < 50 GeV$ Eff.	0 0	7.10 ± 2.02 0.25	0 0	3.23 ± 0.14 0.66	29.6 ± 1.6 0.17	0.59
Cut 3 $\Delta\phi_{ee} < 1.5$ Eff.	0 0	2.43 ± 0.83 0.34	0 0	2.98 ± 0.13 0.92	20.5 ± 1.4 0.69	0.66
Cut 4 $TM < 170 GeV$ Eff.	0 0	2.43 ± 0.83 1	0 0	2.87 ± 0.13 0.96	19.0 ± 1.38 0.93	0.66

Tab. 4.10: Schnitttabelle der 1-Jet-Analyse Teil 2

4.2.5 2-Jet-Analyse

Im 2-Jet-Kanal tritt das Signal der Vektorbosonfusion in den Vordergrund. Bei dieser entstehen die beiden Vektorbosonen durch Abstrahlung aus einem Quark q bzw. Antiquark \bar{q} . Das Quark wandelt sich nach der Abstrahlung in ein Antiquark um und umgekehrt, je nach entstehendem Vektorboson ändert sich der Typ der Quarks, u/d-Typ-Quark nach u/d-Typ-Antiquark bei Z-Bosonen (z.B. $u \rightarrow \bar{u}$), oder u/d-Typ-Quark nach d/u-Typ-Antiquark bei W-Bosonen (z.B. $d \rightarrow \bar{u}$). Da die Quarks aus den beiden entgegengesetzt laufenden Protonenstrahlen kommen, sollten sie, bzw die beiden daraus entstehenden Jets, in unterschiedlicher Hemispähre rekonstruiert werden. Diese quarkartigen Jets sollten zusätzlich hochenergetisch sein, die aus ihnen berechnete invariante Masse sollte damit sehr hoch sein. Durch

Schnitte auf diese Jeteigenschaften kann das Vektorbosonfusionsignal gegenüber den Untergrundprozessen hervorgehoben werden.

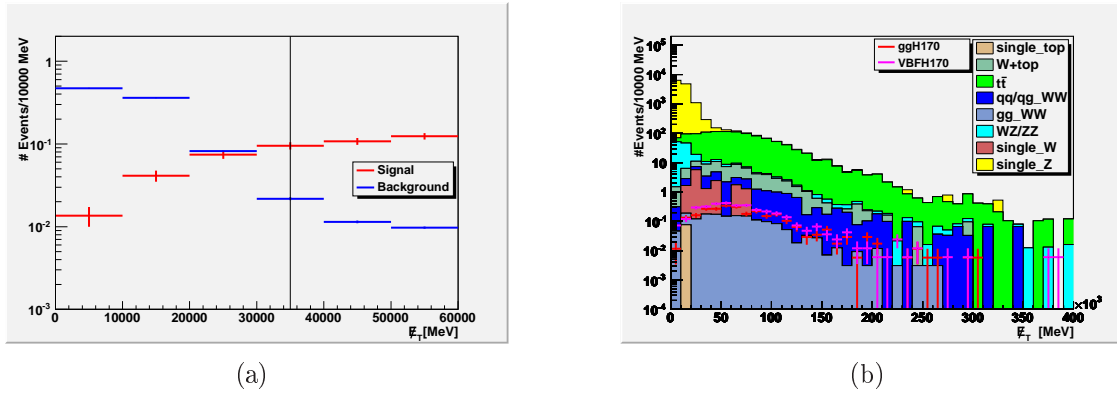


Abb. 4.14: Fehlende transversale Energie \cancel{E}_T : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und \cancel{E}_T der einzelne Signal- und Untergrundprozesse (b)

Zunächst werden jedoch die selben vier Schnitte wie in den anderen beiden Kanälen angewandt. Zusätzlich zu der schon erwähnten Vorselektion, fordert man im 2-Jet-Kanal, dass der Jet mit dem höchsten Transversalimpuls in jedem Ereignis, mindestens einen Transversalimpuls $p_T > 40$ GeV hat. Dieser Jet und der Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls sollen als die Tag-Jets identifiziert werden. Der Begriff "Tag-Jet" soll die beiden Jets der Vektorbosonfusion definieren. Es können auch zusätzlich Jets zugelassen werden, die den Jetkriterien genügen, jedoch nicht im Zentralbereich $|\eta| < 3.2$ liegen.

Nach dieser Vorselektion zeigt sich schon, dass der W+top- und $t\bar{t}$ -Untergrund deutlich in den Vordergrund treten, vor allem der $t\bar{t}$ -Untergrund, der ja zwei b-Jets im Endzustand hat. Da die Schnitte nur auf der Elektroneninformation basieren, sind in allen drei Kanälen die Effizienzen etwa die gleichen, die Vorselektion lässt jedoch mehr W+top- und $t\bar{t}$ -Untergrund zu. Dadurch werden diese beiden Ereignisse mit dem Z+Jet-Ereignissen zum Hauptuntergrund in diesem Kanal. Wie auch schon im 1-Jet-Kanal würde ein b-Jet-Veto diesen Untergrund weiter reduzieren.

Bei den Z+Jet (single-Z) -Ereignissen zeigt sich wiederum das selbe Verhalten wie im 1-Jet-Kanal. Obwohl Z-Ereignisse mit zwei Jets eine niedrigeren Wirkungsquerschnitt als die Z-Ereignisse mit einem zusätzlichen Jet haben und man nach der Vorselektion weniger Ereignisse bekommt, überleben in diesem Kanal mehr Ereignis-

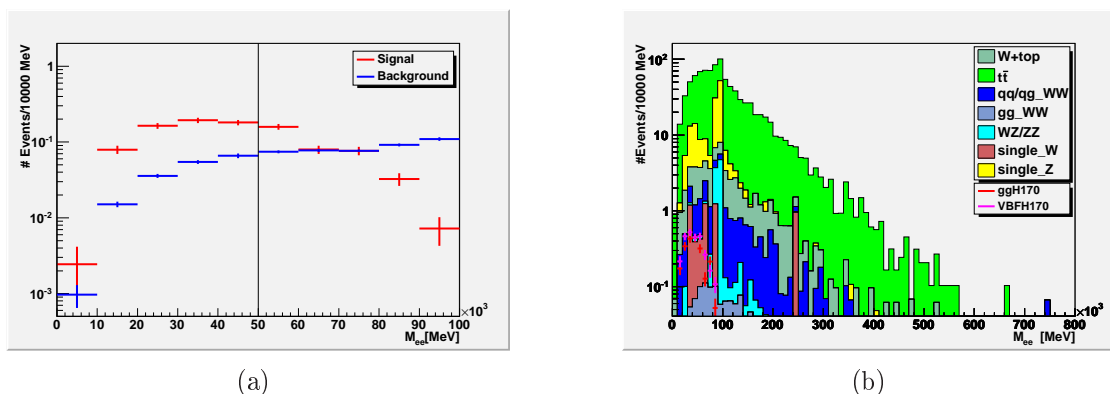


Abb. 4.15: Invariante Masse M_{ee} : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_{ee} der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

nisse die Schnittanalyse, ca 2.43 im 1-Jet-Kanal (Tabelle 4.10) gegenüber 12.7 im 2-Jet-Kanal (Tab. 4.12). Die Schnittanalyse ist als noch ineffizienter. Die Erklärung dafür ist, dass das Z-Boson bei der Anwesenheit zweier Jets noch stärker geboostet ist. Die Auswirkung davon ist, dass die Elektronen aus den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen einen noch kleineren Öffnungswinkel haben. Die entstehenden Neutrinos liefern ein höheren Betrag an fehlender transversaler Energie, was die Folge hat, dass verhältnismässig mehr Ereignisse den ersten Schnitt überleben. Ein Vergleich der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse im 1- und 2-Jet-Kanal folgt im Abschnitt 4.3. Ein Veto auf diese $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse würde wie schon im 1-Jet-Kanal angesprochen diesen Untergrund weiter reduzieren. Bei Betrachten der Abbildung 4.18 könnte man eine transversale Masse von größer 100 GeV fordern um diese $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse, die die Jacobi-Kante bei ca. 90 GeV liefern, zu unterdrücken.

Für WZ/ZZ-Ereignisse gilt das selbe wie im 1-Jet-Kanal, die hohe Zerfallswahrscheinlichkeit der Ereignisse, in denen das W-Boson hadronisch zerfällt ($WZ \rightarrow qqee$), führt zu den knapp über 100 Ereignissen. Die Anzahl ist höher als im 1-Jet-Kanal, was daran liegt, dass im 1-Jet-Kanal bei mindestens zwei entstehenden Jets mindestens ein Jet nicht rekonstruiert sein darf. Man sieht aber sofort, dass mit dem ersten Schnitt auf die fehlende transversale Energie sich dieser Untergrund sehr gut unterdrücken lässt (Abb. 4.14), da keine Neutrinos bei diesem Zerfall entstehen.

Die Zahl der Ereignisse in denen die Jets nur aus Gluonabstrahlung kommen nehmen weiter ab und spielen eine untergeordnete Rolle. Dies sind die beiden WW-Produktionen. Der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit einem Jet aus Gluonabstrahlung ("initial state radiation") ist größer als der für Ereigniss mit zwei oder

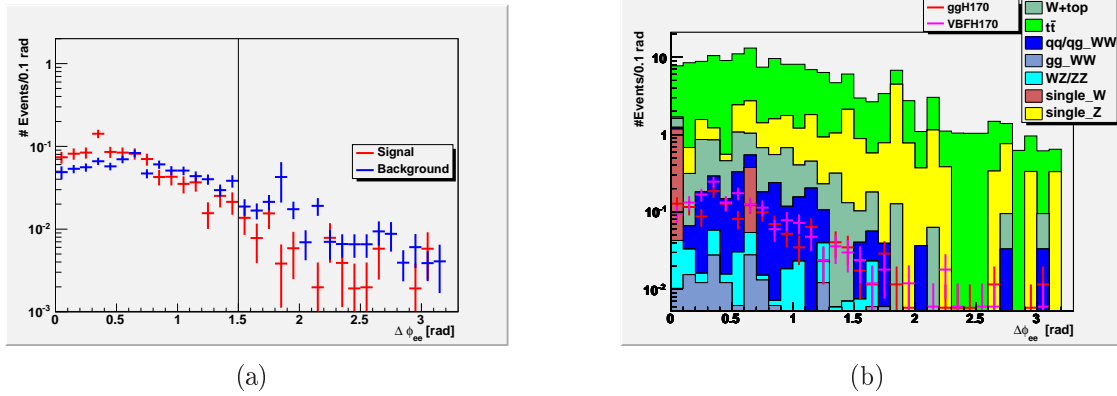


Abb. 4.16: Öffnungswinkels $\Delta\phi_{ee}$: Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und $\Delta\phi_{ee}$ der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

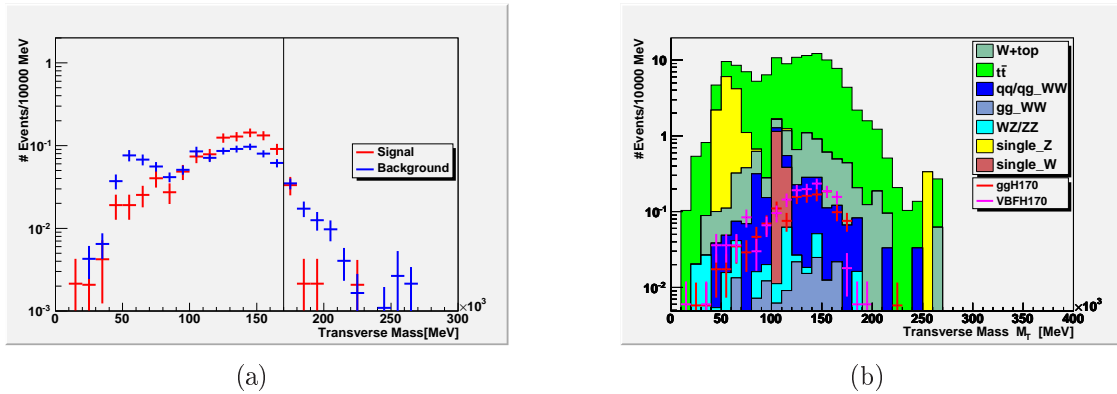


Abb. 4.17: Transversale Masse M_T : Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_T der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

mehr Jets. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte, dass genau ein Gluon abgestrahlt wird zu dem, dass genau zwei abgestrahlt werden, sollte in etwa gleich der starken Wechselwirkungskonstante α_S ¹ sein. Pro weiteren geforderten Jet aus Gluonabstrahlung muss α_S zum Wirkungsquerschnitt multipliziert werden. Die gleiche Abnahme gilt für das Signal durch Gluon-Gluon-Fusion, da hier die Jets auch nur aus Gluonabstrahlung kommen können.

Hauptsignal wird also die Vektorbosonfusion, die zwei zusätzliche Tag-Jets im

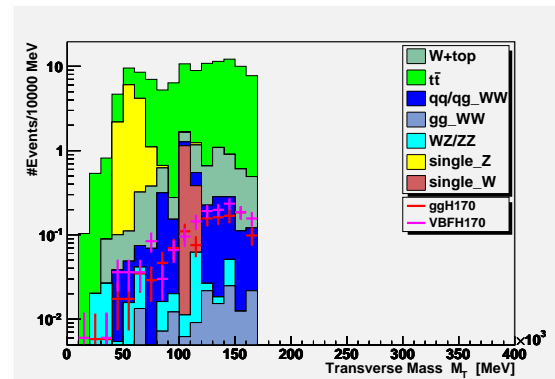


Abb. 4.18: Transversale Masse M_T der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse nach Schnitt $M_T < m_H$

Endzustand hat. Abbildung 4.18 zeigt jedoch, dass die Signifikanz (Tab. (4.12)) des Signals deutlich schlechter geworden ist, das liegt daran, dass das Signal der Vektorbosonfusion einen deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt hat als der Hauptuntergrund in diesem Kanal, nämlich die $t\bar{t}$ -Ereignisse, die auch zwei Jets im Endzustand haben. Nun gilt es also zusätzliche topologische Schnitte auf die beiden Tag-Jets zu machen, um die $t\bar{t}$ Ereignisse gegenüber dem Vektorbosonfusionssignal zu unterdrücken. In allen Untergrundereignissen sollen nun auch die beiden Jets mit dem höchsten Transversalimpuls als Tag-Jets identifiziert werden.

Wie am Anfang dieses Abschnittes schon erwähnt sollen die zwei Tag-Jets bei der Vektorbosonfusion in den unterschiedlichen Hemisphären rekonstruiert werden. Der erste Schnitt auf die Tag-Jets soll sicher stellen, dass beide Tag-Jets ein unterschiedliches Vorzeichen in der Pseudorapidität haben ($\eta_{TJ1} \times \eta_{TJ2} < 0$). In Abbildung 4.19 sieht man, dass in allen Untergrund- und in allen Signalereignissen der Gluon-Gluon-Fusion dieses Produkt symmetrisch um die null verteilt ist, die Jets stammen entweder aus Gluonabstrahlung, Partonen oder aus Zerfällen (z.B top-Quark oder W-Boson). Das Vektorbosonfusionssignal hat eindeutig mehr Ereignisse, in denen

¹ $\alpha_S \approx 0.118$

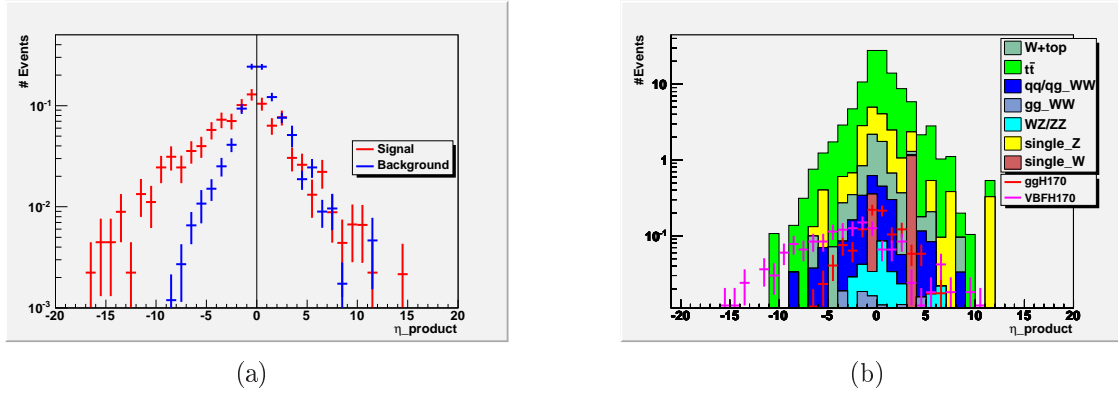


Abb. 4.19: η -Produkt der Tag Jets: Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und η -Produkt der Tag Jets der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

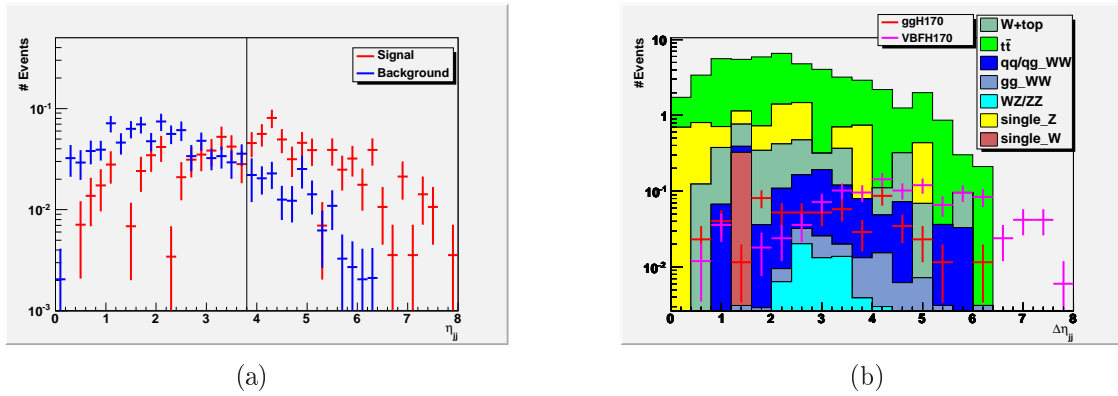


Abb. 4.20: $\Delta\eta_{JJ}$ der Tag Jets: Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und $\Delta\eta_{JJ}$ der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

das Produkt kleiner null ist, dass bedeutet die Chance ist größer, dass die Jets aus den Quarks der Primärreaktion der Vektorbosonfusion stammen. Die Effizienz für diesen Schnitt ist sehr hoch, da für alle Untergrundprozesse die Hälfte des Signals unterdrückt wird, für das Vektorbosonfusionssignal dagegen etwa ein Viertel. Da jedoch der Schnitt sehr viel Signal aus der Gluon-Gluon-Fusion abschneidet, nimmt in der Bilanz die Signifikanz (Tab.4.12) des Signals jedoch leicht ab.

Da sich die beiden Tag-Jets jeweils in Vorwärtsrichtung des Protonenstrahls, aus dem sie stammen, ausbreiten, das heisst relativ nah zur Strahlachse, sollten sie eine vom Betrag her große Pseudorapidität η haben. Da sie sich ausserdem in unterschiedlichen Hemispähren ausbreiten, muss die Differenz der Pseudorapidität der beiden Tag-Jets betragsmässig gross sein. In der Analyse wird ein Schnitt auf die Differenz $\Delta\eta > 3.8$ gemacht. In der Abbildung 4.20 sieht man, dass das Signal deutlich zu einer hohen η -Differenz hin verschoben ist. Die Signifikanz erhöht sich von 0.24 auf 0.35 (Tab. 4.12).

Der letzte Schnitt ist ein Schnitt auf die invariante Masse der beiden Tag-Jets.

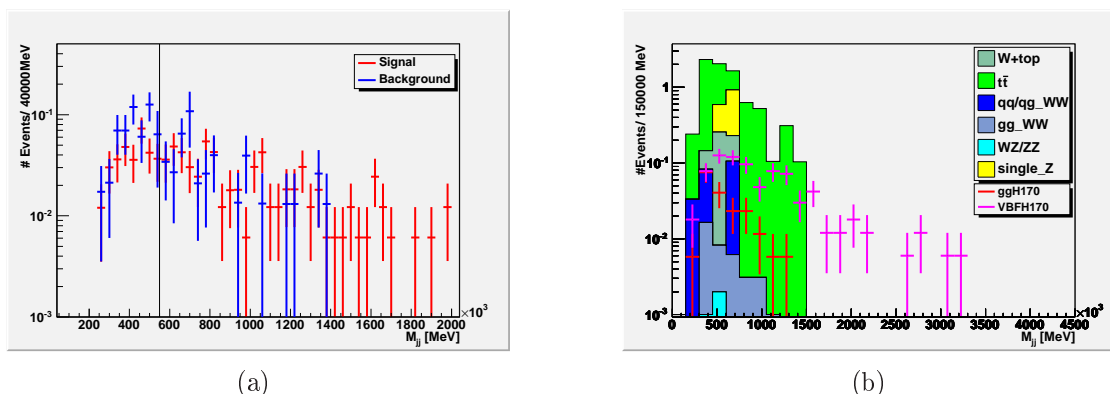


Abb. 4.21: Invariante Masse M_{jj} der Tag Jets: Normierte Signal- und Untergrundverteilung (a) und M_{jj} der einzelnen Signal- und Untergrundprozesse (b)

Bei deren Berechnung wird angenommen, dass die Masse der Jets vernachlässigbar klein ist gegenüber deren Energie.

$$M_{JJ}^2(m_{J_1} = m_{J_2} = 0) = (E_{J_1} + E_{J_2})^2 - |\mathbf{p}_{J_1} + \mathbf{p}_{J_2}|^2 = 2(E_{J_1}E_{J_2} - \mathbf{p}_{J_1} \cdot \mathbf{p}_{J_2})$$

Da die beiden Jets direkt aus den Quarks der kollidierenden Protonenstrahlen kommen sollten sie nahe an der Strahlachse und hochenergetisch sein. Ausserdem sollten sie auch einen großen Öffnungswinkel $\Delta\phi_{jj}$ haben. Beides führt dazu, dass sie eine relative hohe invariante Masse haben. Dies erkennt man in Abbildung 4.21. Ein

Schnitt auf eine invariante Masse $M_{JJ} > 550$ GeV erweist sich zwar als effizient, führt jedoch dazu, dass nochmal sehr viel Signal (\rightarrow vor allem Gluon-Gluon-Fusion) weggeschnitten wird und sich trotz besserer Effizienz für das Signal als für den Untergrund, sich die Signifikanz nicht mehr merklich verändert. Ausserdem stößt man an die Grenzen der Statistik der Monte-Carlo-Ereignisse des Signals und des Untergrunds. Dies führt zu Lücken in der Verteilung der Transversalen Masse (Abb. 4.22 (b)) nach Anwenden der Schnitte auf die Tag-Jets. Neben dem Schnitt auf die invariante Masse würde es sich anbieten in einem weiteren Schnitt direkt auf den Öffnungswinkel $\Delta\phi_{jj}$ zu schneiden.

Schlußfolgerungen dieser 2-Jet-Analyse sind, dass das Problem des fehlenden

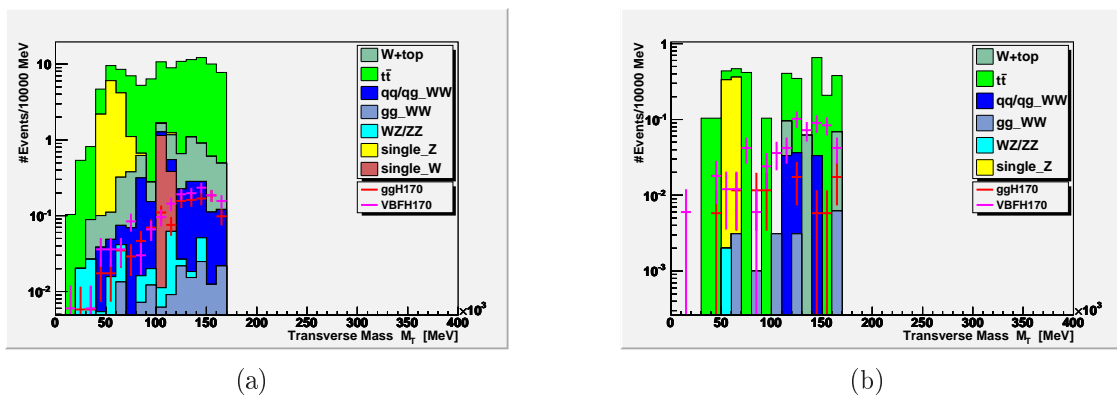


Abb. 4.22: Vergleich der Transversalen Massen vor (a) und nach (b) den zusätzlichen Schnitten auf die Topologie der Tag-Jets

b-Jet-Vetos und des $Z \rightarrow \tau\tau$ weiterhin bestehen bleibt, und mögliche Auswirkungen nicht betrachtet wurden. Spezielle Schnitte auf die Topologie der Tag-Jets sind sehr erfolgreich um vor allem den $t\bar{t}$ und den W+top-Untergrund stark zu reduzieren. Diese Schnitte sind zwar sehr effizient, schneiden jedoch, da sie auf der Physik der Tag-Jets der Vektorbosonfusion beruhen, auch sehr viel Signal der Gluon-Gluon-Fusion weg, welches noch vor den Schnitten auf die Tag-Jets in der selben Größenordnung wie das Signal der Vektorbosonfusion liegt. Diese Schnitte auf die Tag-Jets werden vor allem dann interessant, wenn man eine höhere integrierte Luminosität hat, bei der man dann genügend Vektorbosonfusion Signale bekommt, um dann speziell auf diese Ereignisse die Analyse zu optimieren.

	gH170	VBFH170	W-top	$t\bar{t}$	qWW	gWW	WZ/ZZ
#Ereignisse	524	151	2790	205477	3314	190	2598
Vorselek. Eff.	2.65 ± 0.12 0.51×10^{-2}	3.50 ± 0.15 0.02	46.3 ± 1.7 0.02	963 ± 10 0.47×10^{-2}	18.6 ± 0.8 0.56×10^{-2}	1.56 ± 0.07 0.82×10^{-2}	107 ± 4 0.04
Cut 1 $\cancel{E}_T > 35 GeV$ Eff.	2.12 ± 0.11 0.80	2.80 ± 0.13 0.80	34.1 ± 1.5 0.74	752 ± 9 0.78	14.2 ± 0.7 0.76	1.15 ± 0.06 0.74	8.36 ± 0.47 0.08
Cut 2 $M_{ee} < 50 GeV$ Eff.	1.39 ± 0.09 0.66	1.65 ± 0.10 0.59	6.32 ± 0.63 0.19	124 ± 4 0.17	2.19 ± 0.27 0.15	0.18 ± 0.02 0.16	0.24 ± 0.05 0.03
Cut 3 $\Delta\phi_{ee} < 1.5$ Eff.	1.26 ± 0.09 0.91	1.54 ± 0.10 0.93	5.83 ± 0.60 0.92	103 ± 3 0.83	1.99 ± 0.26 0.91	0.16 ± 0.02 0.89	0.22 ± 0.05 0.92
Cut 4 $TM < 170 GeV$ Eff.	1.18 ± 0.08 0.94	1.51 ± 0.10 0.98	4.90 ± 0.55 0.84	94 ± 3 0.91	1.79 ± 0.24 0.90	0.15 ± 0.02 0.94	0.20 ± 0.05 0.91
Cut 5 $\eta_{Produkt} < 1$ Eff.	0.57 ± 0.06 0.48	1.12 ± 0.08 0.74	2.54 ± 0.40 0.52	40.8 ± 2.1 0.44	0.90 ± 0.17 0.50	0.08 ± 0.02 0.53	0.06 ± 0.02 0.30
Cut 6 $\Delta\eta > 3.8$ Eff.	0.19 ± 0.03 0.33	0.79 ± 0.07 0.71	0.43 ± 0.16 0.17	6.23 ± 0.80 0.15	0.20 ± 0.08 0.22	0.04 ± 0.01 0.50	0 0
Cut 7 $M_{JJ} > 550 GeV$ Eff.	0.09 ± 0.02 0.47	0.59 ± 0.06 0.75	0.19 ± 0.11 0.44	2.70 ± 0.53 0.43	0.10 ± 0.06 0.50	0.02 ± 0.01 0.50	0 0

Tab. 4.11: Schnitttabelle der 2-Jet-Analyse Teil 1

	single W	single Z	single top	Signal	Untergrund	$\frac{S}{\sqrt{U}}$
#Ereignisse	26548277	2456506	30432	675	29246986	
Vorselek. Eff.	13.2 ± 3.8 0.50×10^{-6}	12302 ± 87 0.50×10^{-2}	0.08 ± 0.08 0.26×10^{-5}	6.14 ± 0.19 0.91×10^{-2}	13451 ± 87 0.46×10^{-3}	
Cut 1 $\cancel{E}_T > 35 GeV$ Eff.	5.00 ± 2.23 0.38	110 ± 7 0.89×10^{-2}	0 0	4.92 ± 0.17 0.80	924 ± 16 0.07	0.16
Cut 2 $M_{ee} < 50 GeV$ Eff.	1.45 ± 1.18 0.29	23.6 ± 4.2 0.21	0 0	3.04 ± 0.13 0.62	158 ± 6 0.17	0.24
Cut 3 $\Delta\phi_{ee} < 1.5$ Eff.	1.45 ± 1.18 1	13.1 ± 2.0 0.56	0 0	2.80 ± 0.13 0.92	125 ± 4 0.79	0.25
Cut 4 $TM < 170 GeV$ Eff.	1.45 ± 1.18 1	12.7 ± 2.0 0.97	0 0	2.69 ± 0.13 0.96	115 ± 4 0.92	0.25
Cut 5 $\eta_{Produkt} < 1$ Eff.	0.32 ± 0.32 0.22	5.81 ± 1.36 0.46	0 0	1.69 ± 0.10 0.63	50.5 ± 2.55 0.44	0.24
Cut 6 $\Delta\eta > 3.8$ Eff.	0 0	1.03 ± 0.57 0.18	0 0	0.98 ± 0.08 0.58	7.92 ± 1.00 0.16	0.35
Cut 7 $M_{JJ} > 550 GeV$ Eff.	0 0	0.69 ± 0.47 0.67	0 0	0.68 ± 0.06 0.69	3.69 ± 0.72 0.47	0.35

Tab. 4.12: Schnitttabelle der 2-Jet-Analyse Teil 2

4.3 Kombination und Ergebnis

Im Rahmen der in dieser Arbeit gemachten Analyse wurde der Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ bei einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} und einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ untersucht. Es wurden die Higgsproduktionsmechanismen der Gluon-Gluon-Fusion und der Vektorbosonfusion untersucht. Als Untergrund wurden dibosonische Prozesse (WZ/ZZ/WW), $t\bar{t}$ -Produktion, W+top-Produktion, und die Produktion von Standardmodellteilchen (W/Z/top) mit zusätzlichen Jets betrachtet. Nach Vorselektion wurde die Analyse in drei Kanäle aufgeteilt: den 0-Jet-Kanal, den 1-Jet-Kanal und den 2-Jet-Kanal. Eine gut gewählte Elektronenisolation in der Vorselektion konnte den Untergrund mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt, den W+Jet-Untergrund und den Untergrund der single-top-Quark-Zerfälle fast komplett unterdrücken.

Im 0-Jet-Kanal hat es sich gezeigt, dass das Signal mit den Schnitten auf die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T , die invariante Masse M_{ee} , den Öffnungswinkel der Elektronen $\Delta\phi$ und der transversalen Masse M_T gegenüber den Untergrundprozessen hervorgehoben werden konnte. Die Signifikanz $\frac{S}{\sqrt{U}}$ konnte auf fast eins erhöht werden. Weitere geeignete Schnitte zu finden, die den Hauptuntergrund der WW-Produktion unterdrücken ist schwierig, da bei der WW-Produktion die zwei Elektronen und die zwei Neutrinos auch aus W-Bosonen stammen. Sie hat aber einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt.

Im 1- und 2-Jet-Kanal tritt, der $t\bar{t}$ - und der W+top- Untergrund in den Vordergrund, da beide Ereignisse zwei bzw. einen Jet im Endzustand haben. Weitere Jets kommen aus Gluonabstrahlung im Anfangszustand ("initial state radiation") oder im Endzustand ("final state radiation"), was dazu führt, dass auch das Gluon-Gluon-Signal einen gewissen Beitrag zum Signal hat, ebenso verhält es sich mit Untergrundprozessen, die in der Primärreaktion auch keine Jets im Endzustand haben (z.B WW-Produktion). Ein b-Jet-Veto könnte den Anteil von $t\bar{t}$ - und W+top-Ereignissen im Untergrund reduzieren, da in beiden Prozessen die entstehenden Jets aus dem top-Zerfall b-Jets sind, dieses Veto wurde in dieser Arbeit nicht verwendet.

Ausserdem stellt man fest, dass die Schnitte auf die fehlende transversale Energie und auf die invariante Masse im 1- und 2-Jet-Kanal nicht so effizient wie im 0-Jet-Kanal sind, um den Z+Jet-Untergrunds zu unterdrücken. Diese Ereignisse sind $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse, bei denen die τ -Leptonen weiter in zwei Elektronen und vier Neutrinos zerfallen. Dies lässt sich mit den Auswirkungen der anwesenden Jets auf das Z-Boson in jedem Ereignis erklären. Im Endeffekt erhöht sich der Betrag der fehlenden transversalen Energie, so dass einige Ereignisse die jewei-

ligen Schnitte überleben. Abbildung 4.23 und 4.24 zeigen die Schnittgrößen der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse im 1-Jet und im 2-Jet-Kanal. Im 2-Jet-Kanal bekommt man

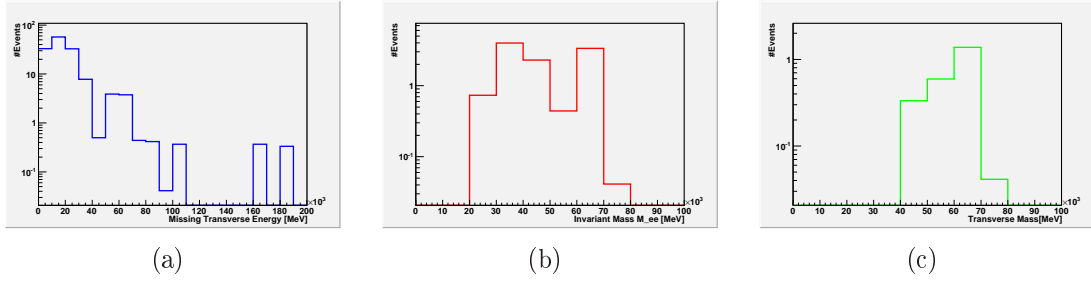


Abb. 4.23: $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse im 1-Jet-Kanal: Fehlende Transversale Energie \cancel{E}_T (a), Invariante Masse M_{ee} (b) und Transversale Masse M_T (c)

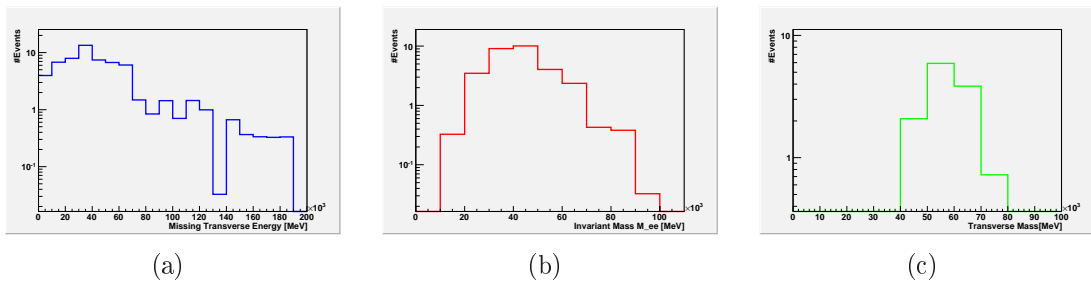


Abb. 4.24: $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse im 2-Jet-Kanal: Fehlende Transversale Energie \cancel{E}_T (a), Invariante Masse M_{ee} (b) und Transversale Masse M_T (c)

verhältnismäßig mehr fehlende transversale Energie als im 1-Jet-Kanal. Die invariante Masse der $Z\tau\tau$ -Ereignisse in beiden Kanälen ist im selben Bereich, sie ist also unabhängig von der Jetanzahl. Im 0-Jet-Kanal spielen die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse keine Rolle, sie sind nach dem Schnitt auf die invariante Masse vollständig unterdrückt. Da ausserdem die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse bei der Berechnung der transversalen Masse die Z -Masse (ca. 90 GeV) als Jacobi-Kante reproduzieren und die konstruierte Higgsmasse der Signal-Ereignissen bei etwa 170 GeV liegt, lassen sich beide sehr gut voneinander separieren, das heißt man könnte den Schnitt auf die transversale Masse erweitern, so dass man fordert $M_Z < M_T < M_H$.

Nach Anwendung der vier Schnitte auf den 1-Jet- und den 2-Jet-Kanal bekommt man ohne zusätzliche Schnitte eine wesentlich schlechtere Signifikanz als im 0-Jet-Kanal, sie liegt bei etwa 0.66 bzw. 0.25.

Die Signifikanz des 2-Jets-Kanals läßt sich noch durch zusätzliche Schnitte auf die zwei Tag-Jets verbessern. Diese Schnitte sollen auf der Grundlage der Physik des Prozesses der Vektorbosonfusion basieren. Folge davon ist, dass man auch

sehr viel Signal aus der Gluon-Gluon-Fusion verliert, dafür aber den Großteil des $t\bar{t}$ -Untergrunds, der in diesem Kanal der Hauptuntergrund ist, unterdrückt. Die Signifikanz erhöht sich zwar nur leicht von 0.25 auf 0.35, sie kann jedoch bei höherer integrierter Luminosität und vorher verbesserter Schnittanalyse (inklusive b-Jet-Veto) optimiert werden.

Als Ergebnis lässt sich zusammenfassen, dass die bisherige Analyse in allen drei Kanälen, das Signal gegenüber dem Untergrund hervorheben kann. Je nach Kanal müssen die einzelnen Schnitte für sich optimiert werden. Ausserdem könnten zusätzliche, noch nicht gemachte, Schnitte die Signifikanz des Signals verbessern.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Der Higgszerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ ist einer der interessantesten und erfolgversprechenden Kanäle bei einer Higgsmasse $m_H > 130$ GeV. Das Ziel einer Schnittanalyse ist es das Higgssignal gegenüber weiteren Standardmodellprozessen, die einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt haben, wie z.B WW-Produktion oder $t\bar{t}$, hervorzuheben. Basierend auf der Physik der Signalprozesse (Gluon-Gluon-Fusion und Vektorbosonfusion) werden geeignete Schnittvariablen gesucht, die den Untergrund möglichst gut unterdrücken.

Jedoch spielt nicht allein die Physik der Primärprozesse eine Rolle sondern auch Detektoreffekte und die Rekonstruktion der zu erwartenden physikalischen Objekte. In der vorliegenden Arbeit wurde im ersten Teil der Effekt, dass Jets fälschlicherweise als Elektronen identifiziert werden, betrachtet. Die Produktion von einem W-Boson und zusätzlichen Partonen hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt gegenüber dem Higgssignal. Die zusätzlichen Partonen erzeugen eine Vielzahl an Jets in diesen Prozessen. Wird einer der Jets in einem Ereignis fälschlicherweise als ein Elektron identifiziert, so bekommt man ein Ereignis, das neben dem echten Elektron aus dem W-Zerfall ein Fake-Elektron aus einem Jet hat. Dieses Ereignis hat nun die gleiche Signatur im Endzustand wie das Signal.

In einem ersten Schritt wurde die Wahrscheinlichkeit dass ein Jet als ein Elektron identifiziert wird in Abhängigkeit von p_T , η und ϕ des Jets bestimmt. Reine Dijet-Datensätze bieten sich aufgrund ihrer hohen Statistik an, um bei relativ kleinen Fake-Wahrscheinlichkeiten (10^{-3} bis 10^{-4}) genügend solcher Fake-Ereignisse zubekommen, und aussagekräftige Schlüsse zu ziehen. Es hat sich gezeigt, dass die Fake-Wahrscheinlichkeit vor allem von p_T und η abhängt. Diese Fake-Wahrscheinlichkeiten wurden nun auf ein W+Jet-Sample angewandt um zu überprüfen ob sich diese Methode zur Bestimmung des W+Jet-Untergrunds im Higgszerfallskanal bewährt.

Ein Ergebnis ist, dass die p_T , η und ϕ -Verteilungen der Fake-Elektronen in beiden Datensätzen im wesentlichen die gleiche Form haben. Es unterscheidet sich jedoch die absolute Zahl. Als zusätzliche Problematik hat sich herausgestellt, dass Unterschiede in den produzierten Monte-Carlo-Samples der beiden physikalischen Prozesse Einfluss auf das Ergebnis haben können, zum Beispiel das Verhältnis quarkartiger zu gluonartiger Jets. Mit genügend Statistik kann man das Problem der Korrelation der p_T - und η -Verteilungen der Fake-Elektronen lösen, in dem man eine zweidimensionale Fakewahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und der Pseudorapidität erstellt.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist, dass die Fake-Wahrscheinlichkeit mit Schärfe des Elektronselektionskriterium deutlich abnimmt, und man mit einer gut gewählten Kalorimeter- und Spurisolation der Elektronen den W +Jet-Untergrund im Higgszerfallskanal nach der Vorselektion deutlich reduzieren kann. Nach weiteren Schnitten trägt er im Rahmen der Monte-Carlo-Statistik nicht mehr zum Untergrund bei.

Die Analyse wurde in drei Kanäle aufgespaltet, den 0-Jet-Kanal, den 1-Jet-Kanal und den 2-Jet-Kanal.

Im 0-Jet-Kanal ist die Gluon-Gluon-Fusion das Hauptsignal, die Herausforderung in diesem Kanal ist es den irreduziblen WW -Produktionsuntergrund zu unterdrücken, da dieser auch zwei Elektronen und zwei Neutrinos aus dem W -Zerfall hat. Die Spinkorrelation und dessen Auswirkung ist der Unterschied der beiden Prozesse. In diesem Kanal erreicht man eine Signifikanz von $\frac{S}{\sqrt{U}}$ von etwa eins.

Im 1-Jet- und 2-Jet-Kanal spielt neben der Gluon-Gluon-Fusion auch die Vektorbosonfusion eine Rolle, der dominierende Untergrund wird die $t\bar{t}$ Produktion. Die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Prozesse können nicht vollständig unterdrückt werden, da die Effizienz des Schnitts auf die fehlende transversale Energie von der Jetanzahl abhängt. Durch das starke Ansteigen der $t\bar{t}$ Produktion wird die Signifikanz in den beiden Kanälen deutlich schlechter als im 0-Jet-Kanal, 0.66 im 1-Jet-Kanal und 0.24 im 2-Jet-Kanal. Weitere Schnitte (z.B. b-Jet-Veto, $Z \rightarrow \tau\tau$ -Veto) könnten die Signifikanz noch verbessern.

Im 2-Jet-Kanal lässt sich die Signifikanz von 0.24 auf 0.35 verbessern, wenn man spezielle Schnitte auf die Topologie der 2 Tag-Jets der Vektorbosonfusion anwendet. Man kann dadurch den $t\bar{t}$ -Untergrund deutlich reduzieren, verliert jedoch auch Gluon-Gluon-Fusion-Signal, so dass die Signifikanz nur leicht verbessert wird.

Abschliessend ist zu sagen, dass die Fake-Ereignisse auch in vielen weiteren Gebieten der Elementarteilchenphysik die am ATLAS Detektor studiert werden, eine

große Rolle spielen, das gilt für Myonen genauso wie für Elektronen. Ein Gebiet wäre die Supersymmetrie mit leptonischen Endzuständen. Darüber hinaus ist es wichtig die Spur- und Kalorimetersolutionskriterien für die Elektronen und Myonen zu optimieren, um diese Untergrundereignisse aufgrund von Fake-Leptonen unterdrücken zu können. Diese Studien sind wichtige Vorarbeiten für die Higgsuche bei LHC.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Perkins: *Hochenergiephysik* Addison-Wesley (1990)
- [2] W. Greiner, B. Müller: *Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung* Harri Deutsch 2. überarb. u. erw. Aufl. (1994)
- [3] Chris Quigg: *Unanswered Questions in the Electroweak Theory* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2009. 59:505-55 (2009)
- [4] A. Djouadi: *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking I: The Higgs-boson in the Standard Model* hep-ph/0503172 (2005)
- [5] The ATLAS homepage <http://www.atlas.ch/photos/index.html> (Letzter Zugriff November 2009)
- [6] M. Lamprecht: *Studien zu Effizienz und Akzeptanz des ATLAS-Myontriggers mit simulierten Messdaten* Diplomarbeit der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München (2007)
- [7] ATLAS Collaboration : *ATLAS Detector and Physics Performance* Technical Design Report Volume 1 ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14 (1999)
- [8] ATLAS Collaboration : *ATLAS Detector and Physics Performance* Technical Design Report Volume 2 ATLAS TDR 15, CERN/LHCC 99-15 (1999)
- [9] ATLAS Collaboration : *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider* JINST 3 S08003 (2008)
- [10] ATLAS Collaboration : *Expected Performance of the ATLAS Experiment* Detector, Trigger and Physics CERN-OPEN-2008-020 (2008)
- [11] The TEVNPH Working Group : *Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb^{-1} of Data* FERMILAB-PUB-09-060-E (2009)
- [12] G. Abbiendi : *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP* CERN-EP/2003-011 (2003)

- [13] R. Asfandiyarov et al.: *Production Cross Sections of the Higgs Boson and Other Standard Model Processes in pp Collisions at Different Center-of-Mass Energies* ATL-COM-PHYS-2009-051 (2009)
- [14] A. Ambruster et al.: *Higgs Boson Searches in Gluon Fusion and Vector Boson Fusion using the $H \rightarrow WW$ Decay Mode* ATL-COM-PHYS-2009-060 (2009)
- [15] ATLAS Computing Group: *ATLAS Computing Technical Design Report ATLAS TDR-017*, CERN-LHCC-2005-022 (2005)
- [16] R. Brun and F. Rademakers: *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework* <http://root.cern.ch/> (Letzter Zugriff November 2009)
- [17] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al.: *First Run measurement of the W boson mass at the Fermilab Tevatron* Phys. Rev. D 77, 112001 (2008)
- [18] D. Rainwater, D. Zeppenfeld *Observing $H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow e^{\pm}\mu^{\mp} p_T$ in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC* Phys. Rev. D 60, 113004 (1999)
- [19] Alan J. Barr, Ben Gripaios, Christopher Gorham Lester *Measuring the Higgs boson mass in dileptonic W-boson decays at hadron colliders* JHEP 0902.4863[hep-ph] (2009)
- [20] Charles A. Nelson *Correlation between decay planes in Higgs-boson decays into a W pair (into a Z pair)* Phys. Rev. D 37, 1220 - 1225 (1988)
- [21] R. Asfandiyarov et al.: *Estimates of the Standard Model Higgs Discovery Potential in the Channel $H \rightarrow WW$ as a Function of the Center of Mass Energy* ATL-COM-PHYS-2009-062 (2009)
- [22] The HSG3 Subgroup: *Analysis Strategies of the HSG3 Subgroup with the First Data*
<https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/HiggsWW/hwwfd.pdf>
(2009)

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die mit dazubeigetragen habe, dass ich das Studium mit Abgabe dieser Diplomarbeit erfolgreich beenden konnte:

- Prof. Dr. Dorothee Schaile für das Ermöglichen dieser Diplomarbeit als Teil der ATLAS-Kollaboration, desweiteren für das Erstellen des Erstgutachtens.
- Prof. Dr. Wolfgang Dünneberger für das Erstellen des Zweitgutachtens.
- Ein ganz besonderer Dank auch an Dr. Michiel Sanders für die nette und umfangreiche Betreuung dieser Diplomarbeit.
- Prof. Dr. Otmar Biebel, PD Dr. Thomas Nunnemann und PD Dr. Raimund Ströhmer für die Anregungen und Fragen im Rahmen des Abteilungsseminars.
- Dr. Johannes Elmsheuser, Dipl.-Phys. Benjamin Ruckert, Dipl.-Phys. Johannes Ebke und Dipl.-Phys. Jonas Will für Hilfestellungen bei Fragen zur Higgsphysik.
- Dr. Marie-Helene Genest für das Produzieren der benötigten Datensätze
- Dipl.-Phys. Albert Engl, Sebastian Becker, Dipl.-Phys. Markus Lichtnecker, Dipl.-Phys. Jonas Will und Dipl.-Phys. Christian Kummer für unsere sportliche Mittagspause und den interessante Gesprächen über die Physik hinaus.
- Desweiteren noch an alle weiteren Mitglieder am Lehrstuhl für die angenehme Arbeitsatmosphäre: Stefanie Adomeit, Jona Bortfeldt, Christoph Bußenius, Dr. Philippe Calfayan, Dr. Günter Duckeck, Herta Franz, Dr. Cristina Galea, Dipl.-Phys. Julien de Graat, David Heereman, Dr. Ralf Hertenberg, Dr. Federica Legger, Dr. Raphael Mameghani, Dipl.-Inf. (FH) Christoph Anton Mitterer, Dipl.-Phys. Thomas Müller, Dr. Cedric Serfon, Attila Varga, M.Sc. Dan Vladoiu, Dr. Rod Walker, Dr. Xuai Zhuang und Andre Zibell.
- ganz besonderen Dank an Anton Kopatsch der mich das ganz Studium begleitet hat und mit mir auch die angenehmen Seiten der Studienzeit genossen hat.

Nun noch allen Privatpersonen die mir das Studium mit ermöglicht haben und die mir während der gesamten Zeit beigestanden sind, der Dank an..

- Meine Freunden Boris Cramer, Matthias Eberl, Ervin Nikoliqi, Michael Reich und Benedikt Steierer dafür dass ihr immer für mich da wart. Desweiteren Benedikt Steierer für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Susanne Gildemeier, Danke für Alles.
- Meine Mutter Maria Langer für die bedingungslose Unterstützung und den unbändigen Glauben an mich. An meine beiden Brüdern Michael Langer und Stefan Langer für den Zusammenhalt und die gute Atmosphäre in unserer WG. Vielen Dank auch an den Rest der Familie vorallem an meine Oma Hildegard Bayer.
- und zuletzt der Dank an meinen verstorbenen Vater Roland Langer dafür das du immer für mich da warst, ohne dich wäre ich heute nicht da wo ich bin. Ich vermisse dich und denke jeden Tag an Dich.

Erklärung der Urheberschaft

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Unterschrift