

Higgs plus 2 Jet Produktion in Gluonfusion

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität (TH)
Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Gunnar Klämke
aus Cottbus

Tag der mündlichen Prüfung: 27.06.2008
Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Korreferent: Prof. Dr. U. Nierste

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Der Higgs-Mechanismus	5
2.3	Der Higgs-Sektor im MSSM	8
2.4	QCD und hadronische Reaktionen	10
2.5	Berechnung von Wirkungsquerschnitten	11
3	Die Gluonfusion	15
3.1	Einleitung	15
3.2	Eigenschaften der Hjj -Produktion in Gluonfusion	16
3.3	Die $m_{top} \rightarrow \infty$ Näherung	18
3.4	Physik jenseits des Standardmodells in der Gluonfusion	19
3.5	Numerische Berechnung	21
4	Die Azimutalwinkelverteilung der Jets	25
4.1	Motivation	25
4.2	Modifikation der $\Delta\Phi_{jj}$ -Variable	26
5	Der Kanal $H \rightarrow W^+W^-$	31
5.1	Einleitung	31
5.2	Der $H + jj$ Signalprozess	32
5.3	Die $t\bar{t}$ +Jets Untergründe	32
5.4	Der elektroschwache $WW + jj$ Untergrund	33
5.5	Der QCD-induzierte $WW + jj$ Untergrund	34
5.6	Unterscheidung von Signal und Untergründen	34
5.7	Analyse der Azimutalwinkelverteilung	41
5.8	Diskussion der Ergebnisse	43
6	Der Kanal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$	45
6.1	Einleitung	45
6.2	Der $H + jj$ Signalprozess	46

6.3	Der QCD-induzierte $\tau\tau + jj$ Untergrund	46
6.4	Der elektroschwache $\tau\tau + jj$ Untergrund	47
6.5	Der VBF $H + jj$ Untergrund	47
6.6	Detektoreffekte	48
6.7	Unterscheidung von Signal und Untergründen	49
6.8	Analyse der Azimutalwinkelverteilung	53
6.9	Diskussion der Ergebnisse	55
7	Der Kanal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ im MSSM	57
7.1	Einleitung	57
7.2	Parameter des MSSM-Szenarios	58
7.3	Der $H/A + jj$ Signalprozess	60
7.4	Der $b\bar{b}H$ - und $b\bar{b}A$ -Untergrund	60
7.5	Die $\ell^+\ell^-jj$ -Untergründe	60
7.6	Unterscheidung von Signal und Untergründen	61
7.7	Die Azimutalwinkelverteilung	64
7.8	Diskussion der Ergebnisse	66
8	Zusammenfassung	69
A	Feynmanregeln der Higgs-Gluon-Wechselwirkung	71
B	Die Berechnung der Matrixelemente	73
	Literaturverzeichnis	79
	Danksagung	87

Kapitel 1

Einleitung

In der modernen Physik ist der Symmetriebegriff von fundamentaler Bedeutung. Dies geht auf ein Theorem zurück, das die Mathematikerin Emmy Noether im Jahre 1918 formulierte. Danach ist mit jeder Symmetrie eines physikalischen Systems auch eine Erhaltungsgröße verbunden. So folgt zum Beispiel der Energieerhaltungssatz aus der Homogenität der Zeit und die Impulserhaltung aus der Homogenität des Raumes. Eine besondere Rolle für die Physik der Elementarteilchen spielen die sogenannten „lokalen Eichsymmetrien“. Dabei handelt es sich um die Invarianz einer physikalischen Größe unter einer lokalen Symmetrietransformation. Ein Beispiel hierfür ist die Quantenelektrodynamik (QED), welche die Wechselwirkung von Elektronen (und Positronen) mit dem elektromagnetischen Feld beschreibt [1]. In dieser Theorie kann die Phase der Wellenfunktion eines Elektrons an jedem Ort unabhängig gewählt werden. Diese Freiheit bei der Phasenwahl entspricht einer Eichsymmetrie unter lokalen Transformationen der Gruppe $U(1)$, kurz einer $U(1)$ -Eichsymmetrie. Die mit dieser Symmetrie verknüpfte Erhaltungsgröße ist die elektrische Ladung. Darüber hinaus legt die Forderung nach Eichinvarianz die Gestalt der Wechselwirkung des Elektrons mit dem elektromagnetischen Feld automatisch fest. Daher stellt die Eichinvarianz ein wichtiges Konstruktionsprinzip für moderne Quantenfeldtheorien dar.

Das heutige Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine auf der Symmetriegruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ basierende Eichtheorie, welche nicht nur die elektromagnetische, sondern auch die schwache und starke Wechselwirkung beschreibt. Experimentell ist das Standardmodell außerordentlich gut bestätigt. Der gemessene Wert des magnetischen Moments des Elektrons stimmt beispielsweise auf mehr als 10 Dezimalstellen mit der theoretischen Vorhersage überein [2]. Allerdings hat das Standardmodell auch einige Mängel. Beispielsweise reicht das Maß an CP-Verletzung im Standardmodell nicht aus, um die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum zu erklären. Ein weiteres Beispiel ist die dunkle Materie, für die im Standardmodell keine teilchenphysikalische Beschreibung existiert. Daher werden heutzutage auch Erweiterungen, wie das minimal-supersymmetrische Standardmodell (MSSM) diskutiert [3], in denen diese Probleme gelöst werden können.

Ein interessanter Aspekt des Standardmodells ist die Art und Weise, wie die Massen der Elementarteilchen erklärt werden. Die Teilchen sind zunächst masselos und werden erst

durch die Wechselwirkung mit einem Hintergrundfeld massiv. Dieser aus der Festkörperphysik bekannte Mechanismus, welcher im Jahre 1964 von Peter Higgs auf die Teilchenphysik übertragen wurde, basiert auf einer spontanen Brechung der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichsymmetrie. Mit dem Hintergrundfeld ist auch die Existenz eines skalaren Teilchens, dem Higgsboson, verknüpft. Allerdings wurde dieses Teilchen bislang noch nicht entdeckt. Tatsächlich ist es das einzige vom Standardmodell postulierte Elementarteilchen, für das noch kein experimenteller Nachweis existiert. Die bisherigen Suchen am LEP-Beschleuniger und am Tevatron waren erfolglos. Daraus lässt sich ableiten, dass das Higgsboson eine Masse von mehr als 114 GeV haben muss.

Der nächste große Teilchenbeschleuniger ist der Large Hadron Collider (LHC), der 2008 am CERN in Betrieb gehen wird. In einem Ring von 27 km Umfang werden Protonen auf eine Energie von 7 TeV beschleunigt und an mehreren Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An den beiden Experimenten CMS und ATLAS wird dann die Suche nach dem Higgsteilchen fortgesetzt werden [4,5]. Auf Grund der hohen Schwerpunktsenergie von 14 TeV ist es sehr wahrscheinlich, dass das Higgsboson - falls es denn existiert - produziert und letztlich auch entdeckt wird. Um jedoch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung im Standardmodell nachweisen oder falsifizieren zu können, wird es darüber hinaus notwendig sein, die Kopplungen des Higgsbosons genau zu untersuchen. Denn im Standardmodell ist die Masse des Higgsbosons der einzige verbleibende freie Parameter. Wenn also die Higgsmasse erst einmal bekannt ist, so sind auch die Stärke und Struktur der Higgskopplungen festgelegt. Anders sieht dies in Modellen wie dem MSSM aus, in denen mehrere Higgsbosonen existieren, welche sich in ihren Eigenschaften stark vom SM-Higgsboson unterscheiden können.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem speziellen Produktionsmechanismus für das Higgsboson am LHC, der Gluonfusion. Genauer handelt es sich um den Prozess der Higgsproduktion mit zwei zusätzlichen Jets im Endzustand, $pp \rightarrow HjjX$. Es wird untersucht, ob dieser Prozess für eine Analyse der Eigenschaften des Higgsbosons geeignet ist. Dazu wird zunächst geprüft, in wie weit dieser Kanal in Anwesenheit von Untergründen beobachtbar ist. Untergründe sind Prozesse, welche von der experimentellen Signatur her nur schwer vom Signal, d.h. vom Prozess der Higgsproduktion zu unterscheiden sind. Falls sich das Signal hinreichend gut von den Untergründen trennen lässt, so wird in einem zweiten Schritt untersucht, welche Rückschlüsse auf die Struktur der Higgskopplungen gezogen werden können. Dies geschieht an Hand einer speziellen Observablen, dem Azimutalwinkel zwischen den beiden Jets.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Kapitel 2 gibt einen kurzen Überblick über das Standardmodell, den Higgs-Mechanismus und den MSSM-Higgs-Sektor. Anschließend werden einige Grundlagen der QCD, sowie der Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit der Monte-Carlo-Methode zusammengefasst. In Kapitel 3 wird die Higgs-Produktion in Gluonfusion und deren phänomenologische Aspekte diskutiert. Darauf aufbauend wird in Kapitel 4 der Azimutalwinkel zwischen den Jets als geeignete Observable zur Analyse der Higgskopplungen vorgestellt. In den Kapiteln 5, 6 und 7 werden dann nacheinander Signal- zu Untergrundstudien zu verschiedenen Kanälen und Higgsmassen beschrieben. Schließlich wird in Kapitel 8 eine Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) hat seinen Ursprung in der Glashow-Weinberg-Salam Theorie der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zwischen Quarks und Leptonen. In Verbindung mit der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Kraft, hat es sich zu einem Modell entwickelt, welches alle elementaren Teilchen und deren Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation beschreibt. Die Materieteilchen werden in zwei Klassen von Fermionen unterteilt, Leptonen und Quarks. Die Quarks bilden die Bausteine der Protonen und Neutronen, während z.B. das Elektron oder das Neutrino Vertreter der Leptonen sind. In Quantenfeldtheorien werden Wechselwirkungen durch den Austausch von Bosonen vermittelt. Der Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das masselose Photon. Die massebehafteten Z - und W^\pm -Bosonen vermitteln die schwache Kraft, welche z.B. für den radioaktiven β -Zerfall verantwortlich ist. Die masselosen Gluonen sind die Träger der starken Wechselwirkung.

Das Standardmodell ist eine auf der Symmetriegruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ basierende Yang-Mills-Theorie. Dabei entsprechen die drei Untergruppen von links nach rechts der Farbgruppe der QCD, dem schwachen Isospin und der Hyperladung. Bevor im nächsten Abschnitt genauer auf den Higgsmechanismus und das Higgsteilchen eingegangen wird, werden im Folgenden zunächst einige Aspekte der fermionischen und bosonischen Felder im Standardmodell zusammengefasst. Die Darstellung basiert im Wesentlichen auf Ref. [6].

Die Materiefelder sind durch drei Generationen von links- und rechts-chiralen Quarks und Leptonen $f_{L,R}$ gegeben, welche als Eigenzustände des Chiralitätsoperators γ_5 aufgefasst werden können, $\gamma_5 f_{L,R} = \mp f_{L,R}$. Die links-chiralen Fermionen sind in schwachen Isospin-Doublets und die rechts-chiralen Fermionen in schwachen Isospin-Singlets angeordnet

$$\begin{aligned} L_1 &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, & e_{R1} &= e_R^-, & Q_1 &= \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, & u_{R1} &= u_R, & d_{R1} &= d_R \\ L_2 &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, & e_{R2} &= \mu_R^-, & Q_2 &= \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, & u_{R2} &= c_R, & d_{R2} &= s_R \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R3} = \tau_R^-, \quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_{R3} = t_R, \quad d_{R3} = b_R$$

Zu den Leptonen gehören das Elektron, das Müon und das Tau sowie jeweils ein Neutrino in jeder Generation. Die sechs Quarks sind der Reihe nach das Up-, Down-, Charm-, Strange-, Top- und Bottom-Quark. Die Hyperladung Y_f definiert sich über die elektrische Ladung Q_f (in Vielfachen der Elementarladung) und die dritte Komponente des schwachen Isospins I_f^3 ,

$$Y_f = 2Q_f - 2I_f^3. \quad (2.2)$$

Damit ergibt sich folgendes Bild für die Quantenzahlen der Fermionen in der 1. Generation,

	Q_f	I_f^3	Y_f		Q_f	I_f^3	Y_f
e_L^-	-1	$-\frac{1}{2}$	-1	e_R^-	-1	0	-2
ν_e	0	$+\frac{1}{2}$	-1				
d_L	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	d_R	$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$
u_L	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	u_R	$+\frac{2}{3}$	0	$+\frac{4}{3}$

und analog für die 2. und 3. Generation. Neutrinos werden als masselos angenommen und treten nur mit einer links-chiralen Komponente auf. Des Weiteren transformieren sich nur die Quarks als Triplets unter der $SU(3)_C$, während die Leptonen keine Farbladung tragen. Normale Materie, wie sie in der Natur vorkommt, besteht ausschließlich aus Teilchen der 1. Generation. Die Quarks und Leptonen aus den anderen Generationen sind schwerer und instabil, so dass sie stets in Teilchen der 1. Generation zerfallen.

Neben den Fermionen gibt es noch die Eichfelder, welche die Wechselwirkungen vermitteln. Es gibt das Feld B_μ , das zu der $U(1)_Y$ -Eichgruppe gehört. Die Felder $W_\mu^{1,2,3}$ stehen in Verbindung mit der $SU(2)_L$ -Gruppe des schwachen Isospins und die starke Wechselwirkung wird durch ein Oktett von Gluonfeldern $G_\mu^{1,\dots,8}$ vermittelt, welche mit den 8 Generatoren der $SU(3)_C$ in Zusammenhang stehen. Die Feldstärken sind gegeben durch

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnen g_s , g_2 und g_1 die Kopplungskonstanten der $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$. Die f^{abc} und ε^{abc} sind die Strukturkonstanten der $SU(3)_C$ bzw. $SU(2)_L$. Die Kopplung der Eichfelder an die Fermionfelder ψ wird über eine kovariante Ableitung D_μ beschrieben, welche im Falle der Quarks die folgende Form hat:

$$D_\mu \psi = (\partial_\mu - ig_s T_C^a G_\mu^a - ig_2 T_L^a W_\mu^a - \frac{1}{2} ig_1 Y B_\mu) \psi, \quad (2.4)$$

wobei T_L^a , T_C^a und Y die Generatoren der jeweiligen Eichgruppe bezeichnen¹.

¹Genauer gilt $T_L^a = \frac{1}{2}\tau^a$ und $T_C^a = \frac{1}{2}\lambda^a$, wobei τ^a die Paulimatrizen und λ^a die Gell-Mann-Matrizen sind.

Aus den Materie- und Eichfeldern lässt sich nun die Lagrangedichte des Standardmodells konstruieren. Ohne Massenterme ist diese gegeben durch

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu e_{R_i} \\ & + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu d_{R_i}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die erste Zeile enthält die kinetischen Terme der Eichfelder. Die Terme in der zweiten und dritten Zeile beschreiben die kinetische Energie der Fermionen und über die kovarianten Ableitungen auch deren Wechselwirkungen mit den Bosonen.

Die Lagrangedichte in Gl. (2.5) enthält keinerlei Massenterme. Explizite Massenterme für Eichbosonen würden die Eichinvarianz brechen. Diese ist jedoch eine wichtige Grundvoraussetzung für die Renormierbarkeit der Theorie, weshalb man sie ungern aufgeben möchte. Massenterme für Fermionen der Form $-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ würden hingegen die Invarianz unter der $SU(2)_L$ -Isospintransformation explizit brechen. In der Natur werden aber massive Eichbosonen W^\pm , Z sowie massive Fermionen beobachtet. Glücklicherweise kann das Problem gelöst werden, ohne die Eichinvarianz der Theorie aufgeben zu müssen. Dies geschieht durch den Higgs-Mechanismus², in dem die Massen über die Kopplung an ein zusätzliches Skalarfeld generiert werden.

2.2 Der Higgs-Mechanismus

Ausgangspunkt ist ein komplexes $SU(2)$ -Doublet skalarer Felder ϕ mit der Hyperladung $Y = +1$,

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

und der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_\Phi = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi). \quad (2.7)$$

Die hier auftretende kovariante Ableitung D^μ vermittelt eine Wechselwirkung mit den $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichfeldern,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 T_L^a W_\mu^a - \frac{1}{2} ig_1 B_\mu. \quad (2.8)$$

Weiterhin betrachte man ein Potenzial V der Form³

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.9)$$

welches ebenfalls die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetrie respektiert. Im Falle von $\mu^2 < 0$ liegt das globale Minimum des Potenzials bei

$$\Phi^\dagger \Phi = (\phi^+)^\dagger \phi^+ + (\phi^0)^\dagger \phi^0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \neq 0. \quad (2.10)$$

²Higgs-Brout-Englert-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus

³Es muss $\lambda > 0$ gelten, damit das Potenzial nach unten beschränkt ist.

Das bedeutet, dass das Doublet-Feld Φ einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert (vev) annimmt. Typischerweise wählt man

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad v \equiv \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2}. \quad (2.11)$$

Diese Form kann stets durch eine $SU(2)_L$ -Rotation erreicht werden. Nun kann man das Feld Φ um das Minimum herum entwickeln, wobei die einzelnen Komponenten durch die Felder $\theta_{1,2,3}(x)$ und das Higgsfeld $H(x)$ ausgedrückt werden:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2(x) + i\theta_1(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) - i\theta_3(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\theta_a(x)\tau^a/v} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Da Φ die $SU(2)_L$ -Symmetrie respektiert, können die Felder $\theta_{1,2,3}$, welche auch als Goldstone-Moden bezeichnet werden, mit einer Eichtransformation der Form

$$\Phi \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\tau^a/v} \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

eliminiert werden. Dies ist die sogenannte „Unitäre Eichung“. Der Vakuumzustand ist selbst nicht mehr invariant unter $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Transformationen. Er ist jedoch weiterhin invariant unter den $U(1)$ -Eichtransformationen der QED, d.h. die QED bleibt ungebrochen. Den Effekt einer Symmetriebrechung bei Annahme eines Vakuumerwartungswertes nennt man „spontane Symmetriebrechung“.

Man betrachte nun wieder die Wechselwirkung des Φ -Feldes mit den Eichfeldern. Setzt man die Entwicklung aus Gl. (2.13) in den kinetischen Term aus Gl. (2.7) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 &= \left| \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} i g_2 \tau^a W_\mu^a - \frac{1}{2} i g_1 B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2} (g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{i}{2} g_2 (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ -\frac{i}{2} g_2 (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2} (g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + i W_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Definiert man die physikalischen Felder W_μ^\pm , Z_μ und A_μ als

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu, \quad A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad (2.15)$$

wobei die Abkürzungen

$$\sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (2.16)$$

eingeführt wurden, so ergeben sich Massenterme für die W^\pm - und Z -Bosonen, während das Photon A masselos bleibt:

$$M_W = \frac{1}{2}g_2v, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad M_A = 0. \quad (2.17)$$

Für die Kopplungskonstante der QED gilt

$$e = g_1 \cos \theta_W = g_2 \sin \theta_W. \quad (2.18)$$

Zusammengefasst wurden durch die spontane Symmetriebrechung $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{QED}$ drei der Freiheitsgrade des $SU(2)_L$ -Doublets Φ absorbiert, um den W^\pm - und Z -Bosonen ihre Masse zu geben. Der vierte Freiheitsgrad stellt das physikalische Higgsfeld dar.

Bis jetzt wurden nur die Massen der Eichbosonen diskutiert. Mit Hilfe des Higgsfeldes Φ und dem Feld $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$ können aber auch Massenterme für die Fermionen generiert werden. Dazu betrachte man Yukawa-Kopplungen der Form

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_i^e \bar{L}_i \Phi e_{R_i} - \lambda_i^d \bar{Q}_i \Phi d_{R_i} - \lambda_i^u \bar{Q}_i \tilde{\Phi} u_{R_i} + h.c. \quad (2.19)$$

mit Kopplungskonstanten λ_i^e , λ_i^d , λ_i^u für jede Fermion-Generation. Nach der elektroschwachen Symmetriebrechung ergeben sich automatisch Massenterme für die Fermionen, welche von der Gestalt

$$m_e = \lambda_1^e \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \lambda_1^d \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \lambda_1^u \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad \text{usw.} \quad (2.20)$$

sind.

Die Wechselwirkungen des Higgsfeldes H mit den Eichbosonen sind über die kovariante Ableitung in Gl. (2.7) bestimmt, während sich die Selbstwechselwirkungen und die Higgsmasse aus dem Higgs-Potenzial $V(\Phi^\dagger\Phi)$ ergeben. Setzt man die Entwicklung um den Vakuumerwartungswert in das Potenzial ein, so folgt

$$\begin{aligned} V &= -\frac{1}{2}\lambda v^2(v+H)^2 + \frac{1}{4}\lambda(v+H)^4 \\ &= -\frac{1}{4}\lambda v^4 + \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{1}{4}\lambda H^4. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Somit ist die Higgsmasse gegeben durch

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2. \quad (2.22)$$

Der Vakuumerwartungswert v ist über die Fermi-Konstante G_F bestimmt, und hat einen Wert von $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246$ GeV. Damit verbleibt ein einziger freier Parameter im Higgs-Sektor des Standardmodells. Wenn also das Higgsboson an einem Beschleunigerexperiment entdeckt und dessen Masse gemessen wird, so sind im Rahmen des Standardmodells auch alle Kopplungen des Higgsbosons an Fermionen und Eichfelder festgelegt

$$g_{Hff} = i\frac{m_f}{v}, \quad g_{HVV} = -2i\frac{M_V^2}{v}, \quad g_{HHVV} = -2i\frac{M_V^2}{v^2}. \quad (2.23)$$

Bis jetzt wurde das Higgsboson jedoch noch nicht entdeckt. Aus direkten Suchen am LEP-Beschleuniger konnte lediglich eine untere Schranke an die Higgsmasse von 114 GeV abgeleitet werden [7]. Es kann jedoch auch indirekt auf die Higgsmasse geschlossen werden, da diese in Schleifenkorrekturen zu elektroschwachen Präzisionsobservablen eingeht. Globale Fits an eine Vielzahl von Observablen bevorzugen einen Wert von $M_H = 87_{-27}^{+36}$ GeV. Daraus lässt sich ableiten, dass das Higgsboson leichter als 190 GeV sein muss (auf einem Konfidenzniveau von 95%).

2.3 Der Higgs-Sektor im MSSM

In der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) werden nicht ein, sondern zwei komplexe Doublets skalarer Felder mit Hyperladungen -1 und $+1$ eingeführt [8].

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Der Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung verläuft wie im Standardmodell, und die neutralen Komponenten der Higgs-Doublets nehmen von Null verschiedene Vakuumerwartungswerte an.

$$\langle \phi_1^0 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle \phi_2^0 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} \quad (2.25)$$

Dabei gilt

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2 = 246 \text{ GeV}, \quad (2.26)$$

und es wird der Parameter

$$\tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1} = \frac{v \sin \beta}{v \cos \beta} \quad (2.27)$$

eingeführt. Die Entwicklung um den Vakuumerwartungswert

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 + H_1^0 + iP_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + H_2^0 + iP_2^0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

führt dann auf drei Goldstonebosonen G^0 , G^\pm und fünf physikalische Higgsfelder H^\pm , H , h , A . Der Zusammenhang ist im Falle des pseudoskalaren A -Bosons und der geladenen Higgs-Bosonen durch den Mischungswinkel β gegeben.

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1^0 \\ P_2^0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Im Falle der CP-geraden Higgsbosonen wird der Mischungswinkel α eingeführt,

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

welcher durch den Winkel β und die Higgsmassen bestimmt ist.

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{M_A^2 - M_Z^2}{M_H^2 - M_h^2} \quad \text{bzw.} \quad \sin 2\alpha = -\sin 2\beta \frac{M_H^2 + M_h^2}{M_H^2 - M_h^2} \quad (2.31)$$

Für die Massen der Higgsbosonen gelten in führender Ordnung die Beziehungen

$$M_{H^\pm}^2 = M_A^2 + M_W^2 \quad (2.32)$$

$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right]. \quad (2.33)$$

Diese werden jedoch durch Schleifenkorrekturen höherer Ordnung modifiziert. Insbesondere wird die sich aus Gleichung (2.33) ergebende obere Schranke an die Masse des leichten CP-geraden Higgsbosons von $M_h \leq M_Z$ auf einen deutlich größeren Wert von etwa $M_h \leq 140$ GeV angehoben. Von den sechs Parametern M_h , M_H , M_{H^\pm} , M_A , β und α sind nur zwei unabhängig. Üblicherweise werden die Parameter M_A und $\tan \beta$ gewählt, um den Higgs-Sektor im MSSM zu beschreiben.

Die Kopplungen der Higgsbosonen an die Eichfelder ergeben sich aus den kinetischen Termen der Felder Φ_1 , Φ_2

$$\mathcal{L}_{\text{kin.}} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) \quad (2.34)$$

über die kovariante Ableitung. Im Folgenden werden nur die HVV -Kopplungen angegeben. Diese sind ($V = W, Z$)

$$\begin{aligned} g_{VVh} &= -2i \frac{M_V^2}{v} \sin(\beta - \alpha), \\ g_{VVH} &= -2i \frac{M_V^2}{v} \cos(\beta - \alpha). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Das heißt, die Kopplungen der neutralen CP-geraden Higgsbosonen sind gegenüber dem Standardmodell mit Faktoren $\sin(\beta - \alpha)$ bzw. $\cos(\beta - \alpha)$ versehen. Da das Photon masselos ist, existieren keine Higgs- $\gamma\gamma$ - oder Higgs- $Z\gamma$ -Kopplungen. Des Weiteren verbietet CP-Invarianz Kopplungen der Form WWA , ZZA und WZH^\pm .

Die Fermionmassen und die Wechselwirkung der Higgsbosonen mit Fermionen werden wieder über den Mechanismus der Yukawa-Kopplungen eingeführt. Dabei werden die Massen der Fermionen mit Isospin $I_f^3 = -1/2$ vom Feld Φ_1 generiert und die Massen der Fermionen mit $I_f^3 = +1/2$ von Φ_2 . Dies führt auf folgende Higgs-Fermion-Kopplungen, wobei zwischen „Up“-artigen (u, c, t) und „Down“-artigen Fermionen ($d, s, b, e^-, \mu^-, \tau^-$) unterschieden wird:

$$\begin{aligned} g_{hdd} &= -i \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \cdot \frac{m_d}{v}, & g_{huu} &= i \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \cdot \frac{m_u}{v}, \\ g_{Hdd} &= i \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \cdot \frac{m_d}{v}, & g_{Hu u} &= i \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cdot \frac{m_u}{v}, \\ g_{Add} &= \tan \beta \cdot \frac{m_d}{v} \gamma_5, & g_{Auu} &= \cot \beta \cdot \frac{m_u}{v} \gamma_5 \end{aligned} \quad (2.36)$$

Die Kopplungen der geladenen Higgsbosonen sind hier nicht angegeben. Es fällt auf, dass für Werte $\tan\beta > 1$ die Kopplung des Pseudoskalars A an „Down“-artige Fermionen verstärkt und gleichzeitig die Kopplung an „Up“-artige Fermionen unterdrückt wird. Ähnliches gilt für die CP-geraden Higgsbosonen. Großes $\tan\beta$ entspricht kleinem $\cos\beta$ und so können auch die hdd - und Hdd -Kopplungen verstärkt sein.

2.4 QCD und hadronische Reaktionen

Die Quantenchromodynamik ist eine Eichtheorie, welche auf der nicht-abelschen $SU(3)_C$ -Eichgruppe basiert [9,10]. Die Ladung der starken Wechselwirkung wird als Farbe (griech. chroma) bezeichnet. Nicht-abelsch bedeutet dabei, dass die Generatoren der $SU(3)$ -Transformationen untereinander nicht vertauschen. Dies führt dazu, dass die Gluonen, die Träger der starken Kraft, ebenfalls eine Farbladung tragen. Das bedeutet, dass Gluonen nicht nur an die farbgeladenen Quarks, sondern auch an Gluonen koppeln. Dies ist ein Unterschied zur QED, in der die Photonen keine elektrische Ladung tragen und es daher auch keine Photon-Selbstwechselwirkungen gibt.

Die Stärke der Wechselwirkung ist in der QED durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ gegeben. Jedoch hängt die Größe der Ladung vom betrachteten Abstand ab. Die durch die Ladung verursachte Polarisation des Vakuums sorgt für einen Abschirmungseffekt. Das führt dazu, dass die beobachtete Ladung keine Konstante mehr ist, sondern vom Abstand bzw. von der Energieskala Q abhängt, bei welcher der Messprozess stattfindet. Dies wird als das „Laufen“ der Kopplung bezeichnet. In der QED nimmt die Stärke der Kopplung mit steigender Energieskala Q (bzw. zu kleineren Abständen hin) zu:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.37)$$

Dabei ist μ eine Referenzskala, bei welcher $\alpha(\mu^2)$ bekannt ist. In der QCD tritt wegen der Selbstwechselwirkung der Gluonen neben der Abschirmung noch ein entgegengesetzter Effekt auf. Dieser sorgt dafür, dass die Kopplungsstärke mit steigendem Q^2 abnimmt.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g_s^2(Q^2)}{4\pi} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} (11N_c - 2N_f) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.38)$$

Dabei ist N_C die Anzahl der Farben und N_f die Anzahl der Fermionen. Das heißt, dass für $Q^2 \rightarrow \infty$ die Kopplungsstärke gegen Null geht. Diese Besonderheit, welche nur in nicht-abelschen Eichtheorien auftritt, bezeichnet man als „asymptotische Freiheit“. Auf Grund der kleiner werdenden Kopplungsstärke können QCD-Berechnungen bei großen Energien ($Q \gtrsim 1$ GeV) störungstheoretisch durchgeführt werden. Umgedreht werden die Rechnungen bei kleinen Energien $Q^2 \rightarrow 0$ nicht-perturbativ. Die Energieskala, bei welcher $\alpha_s(Q^2)$ divergiert wird als Λ_{QCD} bezeichnet. Experimentelle Daten zur $\alpha_s(Q^2)$ Abhängigkeit lassen auf einen Wert von $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV schließen [2], was auch konsistent mit der räumlichen Ausdehnung des Protons von rund 1 fm ist.

Die Selbstwechselwirkung der Gluonen führt dazu, dass das Potenzial zwischen zwei Farbladungen für große Abstände proportional zum Abstand anwächst, $V(r) \sim r$. Das bedeutet, dass Quarks nicht in asymptotisch freien, sondern nur in „farblosen“ gebundenen Zuständen (Hadronen) existieren können. Dies wird als „Confinement“ bezeichnet und hat eine wichtige Konsequenz für die Untersuchung von Partonen (Quarks und Gluonen) in Teilchenkollisionen. In harten Streuprozessen können Partonen erzeugt werden, welche sich dann mit relativ großen Impulsen voneinander wegbewegen. Das Confinement verhindert aber, dass die Partonen über makroskopische Abstände propagieren. Stattdessen strahlen sie farblose Hadronen ab, wodurch sich nach und nach ihr Impuls verringert. Dieser Prozess nennt sich „Partonshower“, da dabei eine ganze Kaskade von Hadronen entsteht, welche als Jet bezeichnet wird. Wenn die Partonimpulse schließlich eine Skala von rund 1 GeV erreichen, wird die verbleibende kinetische Energie in potenzielle Energie umgewandelt, und die Partonen rekombinieren sich zu Hadronen. Partonshower und Hadronisierung sind phänomenologisch gut verstanden und können mit Programmen wie PYTHIA [11] oder HERWIG [12] simuliert werden.

Die Ergebnisse, welche in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind auf Parton-Niveau berechnet worden. Das heißt, dass Partonshower und Hadronisierung nicht simuliert wurden, und die Jets mit den Partonen im Endzustand des harten Streuprozesses gleichgesetzt worden sind. Für erste Machbarkeitsstudien zur Beobachtbarkeit eines Signals über den Untergründen ist diese Vereinfachung jedoch gerechtfertigt. Detaillierte Simulationen der Streuprozesse werden erst relevant, wenn es um direkte Vergleiche von experimentellen Daten mit theoretischen Vorhersagen geht.

Ein weiterer Aspekt tritt in der Berechnung von Proton-Kollisionen auf, wie sie am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV stattfinden. Das Proton ist als gebundener Zustand von Quarks und Gluonen einer perturbativen Beschreibung nicht zugänglich. Es stellt sich daher das Problem, wie die Physik des harten Streuprozesses mit der des Protons verbunden werden kann. Den Ausweg liefert ein Faktorisierungsansatz, in welchem die beiden physikalischen Regime unabhängig voneinander beschrieben werden. Die Trennung zwischen der Skala des harten Streuprozesses von einigen hundert GeV auf der einen Seite und der Skala des Protons von $O(1 \text{ GeV})$ auf der anderen Seite, erfolgt bei einer unphysikalischen Faktorisierungsskala μ_f . Die Protonstruktur kann dann durch universelle Partonverteilungsfunktionen modelliert werden, während der harte Streuprozess störungstheoretisch berechnet wird. Der Übergang zwischen den beiden Skalen geschieht ganz analog zum Partonshower perturbativ und ist durch die DGLAP-Gleichungen gegeben [13–15]. Es verbleibt eine unphysikalische Abhängigkeit des berechneten Wirkungsquerschnittes von der Wahl der Faktorisierungsskala. Jedoch verringert sich diese Abhängigkeit, wenn Korrekturen höherer Ordnung mit einbezogen werden.

2.5 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Für die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes muss das Betragsquadrat des Matrixelementes zu einem konkreten Streuprozess über den Phasenraum integriert werden. Dabei

wird auch über die möglichen Quantenzahlen wie Spin oder Farbe der Endzustandsteilchen summiert und über die der unpolarisierten Eingangsteilchen gemittelt. Der Gesamtwirkungsquerschnitt setzt sich dann aus der Summe der Wirkungsquerschnitte aller beteiligten Subprozesse zusammen. Vereinfacht kann dies wie folgt ausgedrückt werden:

$$\sigma = \int dx_1 dx_2 \sum_{\text{Subprozesse}} f_{a_1}(x_1) f_{a_2}(x_2) \frac{1}{F} \int d\Phi_n \Theta(\text{Selektion}) \sum_{\bar{}} |\mathcal{M}|^2(\text{Subprozess}) \quad (2.39)$$

Dabei bezeichnen a_1 und a_2 die Partonen im Eingangszustand. Der Flussfaktor F ist gegeben durch $F = 4x_1 x_2 s = 2\hat{s}$, wobei s die Schwerpunktsenergie des Streuprozesses ist. Die Summe der quadrierten Matrixelemente ist

$$\sum_{\bar{}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{4 \text{ Anz. Farben}(a_1, a_2)} \sum_{\text{Farben}} \sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}|^2, \quad (2.40)$$

wobei der Faktor $1/4$ von der Mittelung über die jeweils zwei Polarisationsfreiheitsgrade der Partonen a_1 und a_2 herrührt. Der Lorentz-invariante Phasenraum (LIPS) ist definiert durch

$$d\Phi_n(P; p_1 \dots p_n) = \prod_{i=1}^n \left(\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \right) (2\pi)^4 \delta^4 \left(P - \sum_i p_i \right), \quad (2.41)$$

dabei sind die p_i und E_i die Impulse bzw. Energien der Endzustandsteilchen und P der Impuls des Schwerpunktsystems. Der partonische Wirkungsquerschnitt wird mit den Partonverteilungsfunktionen $f_{a_i}(x_i)$ gefaltet, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit das Parton a_i mit Impulsbruchteil x_i im Proton anzutreffen ist. Die Akzeptanzfunktion Θ beschreibt Selektionsschnitte auf die Kinematik der Endzustandsteilchen, da nur über solche Phasenraumbereiche integriert werden soll, welche auch experimentell beobachtbar sind.

Das Integral in Gl. (2.39) ist im Allgemeinen von hoher Dimensionalität und muss daher mit der Monte-Carlo-Methode berechnet werden [16]. Diese Methode soll im Folgenden kurz skizziert werden:

Der Erwartungswert $E_\rho[f]$ einer Funktion $f(\vec{x})$ bezüglich einer Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\vec{x})$ ist gegeben durch

$$E_\rho[f] = \int_{\mathcal{D}} f(\vec{x}) \rho(\vec{x}) d^n x, \quad (2.42)$$

und die Varianz ist definiert als

$$V_\rho[f] = E_\rho[f^2] - E_\rho^2[f]. \quad (2.43)$$

Nun kann an Hand einer N -elementigen Stichprobe eine Schätzung des Erwartungswertes vorgenommen werden.

$$\langle f \rangle_\rho = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(\vec{x}_i), \quad (2.44)$$

wobei die \vec{x}_i gemäß $\rho(\vec{x}_i)$ verteilt sind. Für hinreichend große N sind die Schätzungen $\langle f \rangle_\rho$ Gauß-förmig um $E_\rho[f]$ verteilt, mit der Standardabweichung

$$\sigma^2 = V_\rho \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(\vec{x}_i) \right]. \quad (2.45)$$

Ein Integral der Form

$$I = \int_{\mathcal{D}} g(\vec{x}) d^n x = \int_{\mathcal{D}} \frac{g(\vec{x})}{\rho(\vec{x})} \rho(\vec{x}) d^n x \quad (2.46)$$

kann daher nach Erweiterung mit einer beliebigen Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\vec{x})$ durch

$$I \approx \left\langle \frac{g}{\rho} \right\rangle_\rho \quad (2.47)$$

approximiert werden. Der Fehler lässt sich über die Standardabweichung abschätzen zu

$$\sigma^2 = V_\rho \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{g(\vec{x}_i)}{\rho(\vec{x}_i)} \right] = \frac{1}{N^2} V_\rho \left[\sum_{i=1}^N \frac{g(\vec{x}_i)}{\rho(\vec{x}_i)} \right] = \frac{1}{N} V_\rho \left[\frac{g}{\rho} \right]. \quad (2.48)$$

Das bedeutet, dass sich der Fehler der Schätzung unabhängig von der Dimensionalität des Integrals proportional zu $1/\sqrt{N}$ verbessert. Deshalb ist die Monte-Carlo-Integration das einzige Verfahren, welches bei hochdimensionalen Integralen noch anwendbar ist. Direkte Verfahren brechen hingegen auf Grund der exponentiell zunehmenden Zahl an Stützstellen zusammen. Des Weiteren kann über eine geschickte Wahl der Wahrscheinlichkeitsdichte ρ die Varianz des Integranden und damit auch der Fehler in Gl. (2.48) reduziert werden. Eine wichtige Methode hierzu ist die Transformation der Integrationsvariablen. Dazu wird eine Funktion eingeführt, welche die physikalischen Phasenraumvariablen auf geeignetere Integrationsvariablen abbildet. Die Funktion bezeichnet man als Phasenraumgenerator. Sie wird so gewählt, dass die Varianz des Integranden in Bezug auf die neuen Variablen möglichst klein ist. Da die Struktur des Integranden vom betrachteten Prozess abhängt, gibt es keinen universellen Phasenraumgenerator. Vielmehr wird für jeden Prozess ein spezifisch optimierter Phasenraumgenerator verwendet.

Kapitel 3

Die Gluonfusion

3.1 Einleitung

Die Erzeugung des Higgsbosons kann am LHC über verschiedene Mechanismen erfolgen. In der Literatur unterscheidet man zwischen der Gluonfusion (GF) [6, 17, 18], der Vektorbosonfusion (VBF) [19], der Produktion in Verbindung mit zwei Top-Quarks ($t\bar{t}H$) [20, 21] und den Higgsstrahlungsprozessen (WH bzw. ZH) [22–24]. Innerhalb des Standardmodells weisen die Gluonfusion und die Vektorbosonfusion die größten Wirkungsquerschnitte auf. In Modellen wie dem MSSM können jedoch auch andere Prozesse, wie zum Beispiel die $b\bar{b}H$ -Produktion eine wichtige Rolle spielen [25, 26].

Ausgangspunkt für die Vektorbosonfusion sind die Quarks und Antiquarks im Proton. Sie können W - und Z -Bosonen abstrahlen, welche dann direkt an das Higgs koppeln (Abb. 3.1a). Bei der Gluonfusion streuen Gluonen aus den kollidierenden Protonen aneinander und fusionieren zu einem Higgsteilchen (Abb. 3.1b). Da das Higgsboson nur an massive Teilchen koppelt, die Gluonen jedoch masselos sind, kann die Higgs-Gluon-Kopplung nur über eine Schleife virtueller farbgeladener massiver Teilchen erfolgen. Im Standardmodell dominiert hierbei als schwerstes farbgeladenes Teilchen das Top-Quark. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte der Higgsproduktion liegen im Falle der Gluonfusion in der Größenordnung von 10 - 60 pb, wenn man Higgsmassen in einem Bereich von 100 GeV bis 300 GeV betrachtet. Der Wirkungsquerschnitt für die Vektorbosonfusion fällt mit 1 - 6 pb deutlich kleiner aus. Allerdings sind hier neben dem Higgsboson noch zwei Quarks im Endzustand vorhanden, was die experimentelle Untersuchung dieses Prozesses erleichtert und so den geringeren Wirkungsquerschnitt kompensiert. Darüber hinaus kann mit ihrer Hilfe die Natur der Higgskopplungen an die Eichbosonen genauer studiert werden [27–31].

Ein ähnlicher Endzustand mit einem Higgsboson und zwei zusätzlichen Partonen taucht jedoch auch in den QCD-Korrekturen 2. Ordnung zur Gluonfusion auf [32, 33]. Genauer gesagt im Falle einer reellen Abstrahlung von zwei Quarks bzw. Gluonen (Abb. 3.1c). Damit ergeben sich zwei zusätzliche Jets im Endzustand, welche wie in den Studien zur Vektorbosonfusion im Folgenden als „Tagging-Jets“ bezeichnet werden. Da es sich um eine Korrektur 2. Ordnung handelt, ist damit zu rechnen, dass der Wirkungsquerschnitt

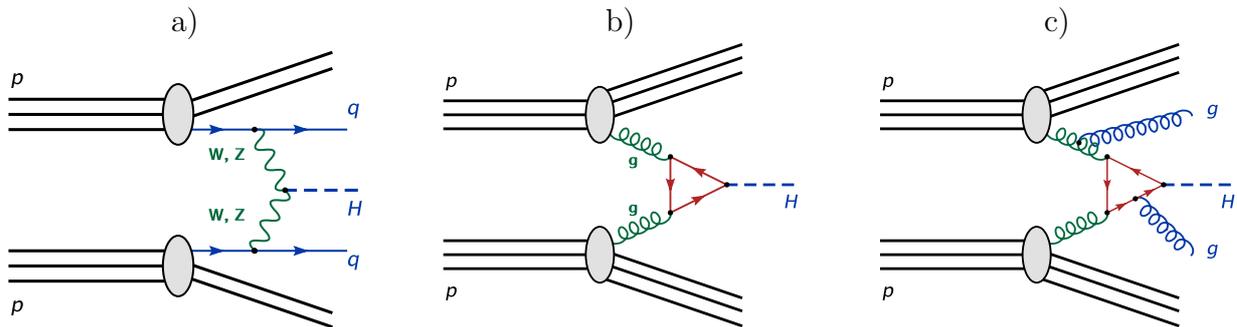


Abbildung 3.1: Diagramme zu den verschiedenen Produktionsmechanismen: Higgs+2 Jet Produktion in Vektorbosonfusion (a) sowie Higgs-Produktion (b) und Higgs+2 Jet Produktion (c) in Gluonfusion.

deutlich unter dem des $pp \rightarrow H + X$ Prozesses liegt. Wenn man verlangt, dass die beiden Partonen genügend Impuls für experimentell beobachtbare Jets davontragen, so liegt der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses im Bereich von etwa 5 - 10 pb, und damit noch über dem der Vektorbosonfusion.

Damit ergeben sich zwei Fragestellungen: Zum einen, ob die Higgs + 2 Jet Produktion in Gluonfusion experimentell mit ausreichender Signifikanz nachgewiesen werden kann. Zum anderen, ob dieser Prozess in der selben Weise als Werkzeug zur Untersuchung der Higgskopplungen benutzt werden kann wie die Vektorbosonfusion. Die Untersuchung dieser beiden Fragen stellt den Hauptgegenstand dieser Arbeit dar. Im Folgenden werden zunächst einige allgemeine Eigenschaften der Gluonfusion zusammengefasst.

3.2 Eigenschaften der Hjj -Produktion in Gluonfusion

Die Produktion des Higgsbosons durch Gluonfusion mit zwei zusätzlichen Jets im Endzustand ist ein QCD-Prozess der Ordnung α_s^4 in der starken Kopplung. Es tragen drei verschiedene Subprozesse bei: Quark-Quark-Streuung sowie die Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Streuung. In Abbildung 3.2 ist für jeden dieser drei Subprozesse beispielhaft ein Feynman-Diagramm dargestellt. Die Kopplung des Higgsbosons an die Gluonen erfolgt im Standardmodell über eine Schleife virtueller Top-Quarks, was in der Berechnung zu 3-, 4- und 5-Punkt-Schleifenintegralen führt. Die drei Subprozesse tragen recht unterschiedlich zum Wirkungsquerschnitt des Higgs + 2 Jet Prozesses bei: Gluon-Gluon-Streuung und Quark-Gluon-Streuung liefern den Hauptbeitrag, während die Quark-Quark-Streuung nur einen geringen Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt hat. Abbildung 3.3 zeigt dies. Auf der linken Seite sind die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Subprozesse in Abhängigkeit der Higgsmasse, und auf der rechten Seite der entsprechende Gesamtwirkungsquerschnitt gezeigt. Hierbei ist zu beachten, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt immer dann divergiert, wenn die Impulse der Quarks oder Gluonen aus dem Endzustand untereinander-

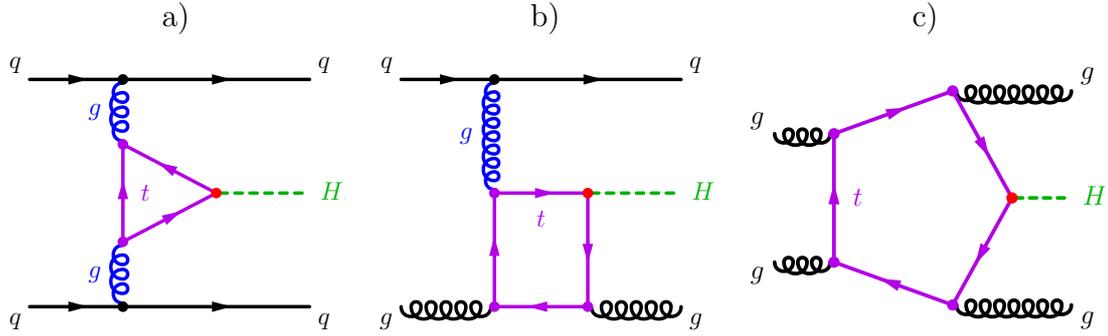


Abbildung 3.2: Beispiele für Feynman-Diagramme, welche zum $pp \rightarrow HjjX$ Prozess beitragen. Von links nach rechts: Quark-Quark-, Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Streuung.

der oder in Bezug auf die Strahlachse parallel verlaufen (kollineare Divergenz). Gleiches geschieht, wenn die Energie eines Gluons im Endzustand gegen Null geht (infrarote Divergenz). Diese Phasenraumregionen sind aber ohnehin nicht experimentell zugänglich, und so definiert man für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes sogenannte „inklusive Schnitte“ auf die Kinematik der beobachtbaren Teilchen im Endzustand. Für die Abbildungen in diesem Kapitel wurden diese zu

$$p_{T,j} > 25 \text{ GeV}, \quad |y_j| < 4.5, \quad \Delta R_{jj} > 0.7 \quad (3.1)$$

gewählt. Es wird also verlangt, dass die beiden Jets einen Transversalimpuls von mehr als 25 GeV tragen und in einem Rapiditätsbereich von -4.5 bis +4.5 liegen. Weiterhin müssen sie einen ausreichenden Winkelabstand voneinander aufweisen, um als einzelne Jets aufgelöst zu werden. Dies lässt sich mit Hilfe der R-Separation ΔR_{jj} ausdrücken, welche den Abstand in der Rapiditäts-Azimutalwinkel-Ebene beschreibt

$$\Delta R_{jj} = \sqrt{\Delta y_{jj}^2 + \Delta \Phi_{jj}^2}. \quad (3.2)$$

Mit den Einschränkungen aus Gl. (3.1) liegt der Wirkungsquerschnitt der Higgs + 2 Jet Produktion in der Größenordnung von 3 - 11 pb für Higgsmassen im Bereich von 100 GeV - 500 GeV. Wie in Abb. 3.3 dargestellt, fällt der Wirkungsquerschnitt für größer werdende Higgsmassen ab, was an der geringeren Partonluminosität bei größerem \hat{s} und dem Flussfaktor $1/(2\hat{s})$ in Gl. 2.39 liegt. Auffällig ist auch, dass der Wirkungsquerschnitt bei $m_H \approx 350 \text{ GeV}$ noch einmal anwächst. Dies ist ein Effekt der $t\bar{t}$ -Schwelle, bei der die Amplitude des Prozesses einen Imaginärteil bekommt.

Es sollen nun die Eigenschaften der zwei Tagging-Jets, welche im Allgemeinen als die beiden Jets mit dem größten Transversalimpuls in einem Ereignis definiert sind, etwas näher beleuchtet werden. Dazu sind in Abbildung 3.4 für jeden der drei Subprozesse die normierten Verteilungen der Rapiditätsdifferenz zwischen den Jets Δy_{jj} und der Azimutalwinkeldifferenz $\Delta \Phi_{jj}$ dargestellt. Der Abfall der Verteilungen unterhalb von $\Delta y_{jj} \approx 0.7$ bzw. $\Delta \Phi_{jj} \approx 40^\circ$ ist auf die Bedingung $\Delta R_{jj} > 0.7$ in Gl. (3.1) zurückzuführen. In der

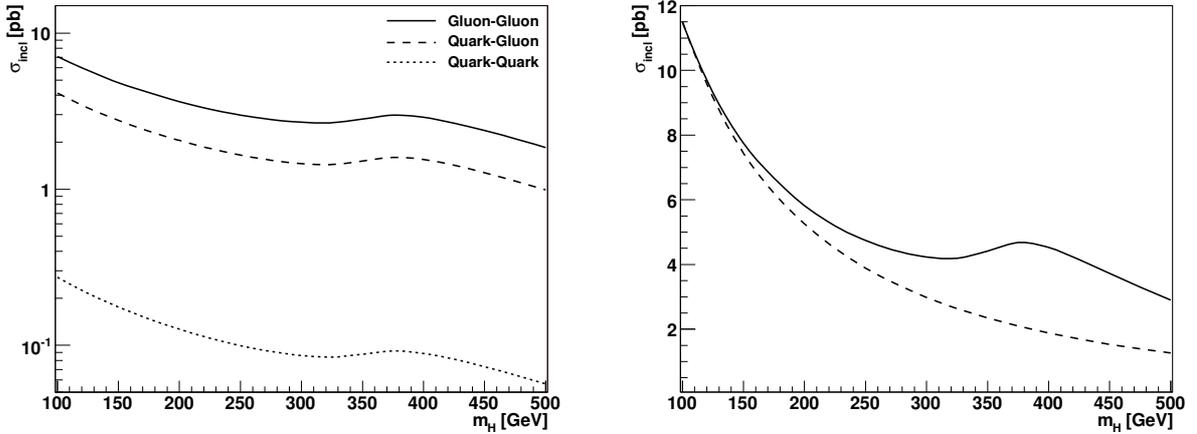


Abbildung 3.3: *Links:* Der H+2 Jet Wirkungsquerschnitt in pp -Kollisionen am LHC bei $\sqrt{s} = 14$ TeV für die einzelnen Subprozesse als Funktion der Higgsmasse. *Rechts:* Der Gesamtwirkungsquerschnitt (durchgezogene Linie) verglichen mit der $m_{\text{top}} \rightarrow \infty$ Näherung (gestrichelte Linie). Es wurden die Schnitte aus Gl. (3.1) angewendet.

Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Streuung konzentriert sich die Rapiditätsdifferenz der Jets bei kleinen Werten, was typisch für QCD-Prozesse mit Gluonen im Eingangszustand ist. Demgegenüber treten in der Quark-Quark-Streuung größere Werte von im Mittel $\Delta y_{jj} \approx 4$ auf. Ein besonderes Merkmal der Tagging-Jets in diesem Prozess ist in der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung zu sehen. Bei allen drei Subprozessen weist diese ein Minimum bei 90° auf, welches in der Quark-Quark-Streuung am ausgeprägtesten ist. Dieses Minimum in der Azimutalwinkelverteilung ist charakteristisch für die Higgs + 2 Jet Produktion in Gluonfusion und unterscheidet diese sowohl von der Vektorbosonfusion als auch von anderen QCD-Prozessen mit 2 Jets. Darüber hinaus ist das Auftreten dieses Minimums ein Hinweis auf die CP-Natur der Higgskopplung, worauf in Kapitel 4 noch genauer eingegangen werden wird.

3.3 Die $m_{\text{top}} \rightarrow \infty$ Näherung

Die Existenz der Top-Quark-Schleifen im Gluonfusionsprozess macht dessen Berechnung verglichen mit einer typischen LO-Rechnung¹ deutlich aufwändiger. Daher wurde die Methode des $m_{\text{top}} \rightarrow \infty$ Limes entwickelt. Im Limes unendlicher Top-Quark-Masse kann man die Top-Schleifenintegrale „ausintegrieren“. Dabei wird das Schleifenintegral durch eine effektive Higgs-Gluon-Wechselwirkung ersetzt. Diese Wechselwirkung lässt sich durch eine Lagrangedichte der Form

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{\alpha_s}{12\pi v} \cdot H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (3.3)$$

¹LO - Leading Order bezeichnet eine Rechnung in führender Ordnung.

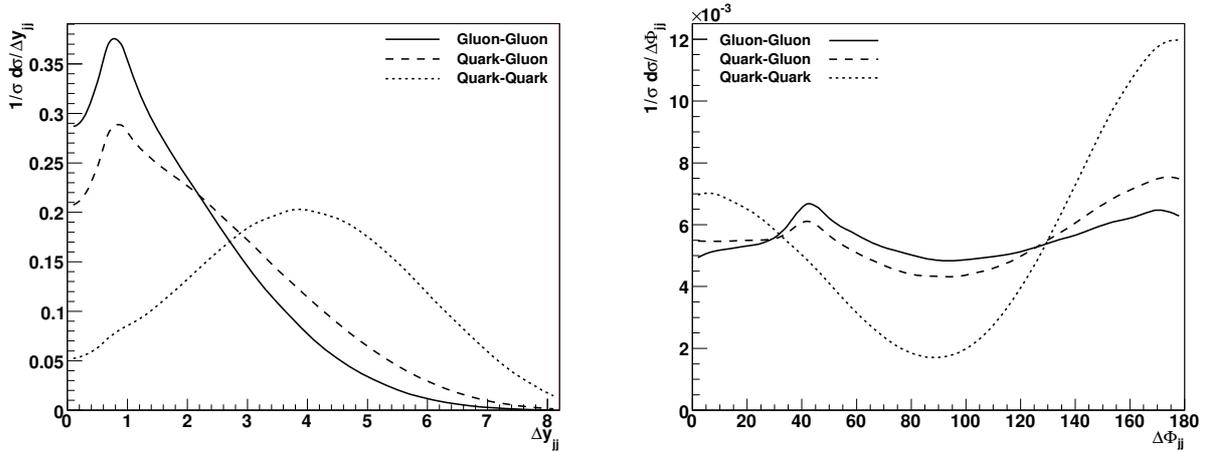


Abbildung 3.4: Die Rapiditydifferenz Δy_{jj} (*links*) und die Azimutalwinkeldifferenz $\Delta\Phi_{jj}$ der Tagging-Jets (*rechts*). Dargestellt sind die individuellen Verteilungen der einzelnen Subprozesse. Es wurden die Schnitte aus Gl. (3.1) angewendet.

ausdrücken [34]. Dabei ist H das Higgsfeld, $G_{\mu\nu}^a$ der Gluonfeldstärketensor und v der Vakuumerwartungswert des Higgspotenzials. Der Wirkungsquerschnitt in dieser Näherung ist in Abb. 3.3 dargestellt und mit dem exakten Resultat verglichen. Für Higgsmassen kleiner als 175 GeV ist die Approximation recht gut. Die Näherung kann jedoch nicht den Anstieg des Wirkungsquerschnitts um $m_H = 350$ GeV herum nachbilden, was verständlich ist, da dies ein reiner Effekt der Top-Schleife ist. Eine weitere Einschränkung ist, dass der $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes bei großen Transversalimpulsen der Jets $p_{Tj} > m_{top}$ zusammenbricht [32, 33]. Insgesamt ist diese Approximation gut für phänomenologische Studien geeignet, solange man nur niedrige Higgsmassen $m_H < m_{top}$ betrachtet. Im Rahmen dieser effektiven Theorie wurden auch bereits die Korrekturen der nächst höheren Ordnung zum $pp \rightarrow HjjX$ Prozess in Gluonfusion berechnet [35–37].

3.4 Physik jenseits des Standardmodells in der Gluonfusion

Die bisher gezeigten Ergebnisse bezogen sich auf die Produktion eines Higgsbosons, wie es im Standardmodell vorhergesagt wird. Es ist jedoch wichtig, mögliche Modifikationen des Higgssektors wie sie in Modellen jenseits des Standardmodells auftreten, zu untersuchen und mit der Standardmodell-Erwartung zu vergleichen. Schließlich wird es eine wichtige Aufgabe der Experimente am LHC sein, zu prüfen, ob die gemessenen Eigenschaften des Higgsbosons kompatibel mit der Standardmodell-Vorhersage sind, oder ob sie auf neue Physik schließen lassen. Physik jenseits des Standardmodells kann dabei zum einen die Stärke der Higgskopplungen verändern, aber auch deren Struktur. Dies bezüglich sind in

dieser Arbeit die CP-Eigenschaften der Higgs-Wechselwirkung mit Fermionen von besonderem Interesse.

Die einfachste Annahme, die man im Hinblick auf eine Analyse der CP-Eigenschaften machen kann, ist eine CP-ungerade Kopplung des Higgsbosons an Fermionen. Diese unterscheidet sich von der CP-geraden Yukawa-Kopplung im Standardmodell, welche durch

$$\mathcal{L}_Y = -y_f \bar{\psi}_f H \psi_f \quad (3.4)$$

gegeben ist, durch einen zusätzlichen Chiralitätsoperator:

$$\tilde{\mathcal{L}}_Y = -\tilde{y}_f \bar{\psi}_f A i \gamma_5 \psi_f, \quad (3.5)$$

Das CP-ungerade Higgsfeld wird hier mit A bezeichnet und die Fermionfelder mit ψ_f bzw. $\bar{\psi}_f$. Die Kopplungsstärke wird im Folgenden der Einfachheit halber gleich der Standardmodell Yukawa-Kopplung gesetzt: $\tilde{y}_f = y_f = m_f/v$. Auch hier kann wie im Standardmodell-Fall eine effektive Beschreibung im $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes abgeleitet werden. Die dazugehörige Lagrangedichte lautet [38]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{\alpha_s}{16\pi} \cdot \frac{\tilde{y}_t}{m_t} \cdot A G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}. \quad (3.6)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Higgsproduktion ist in Abbildung 3.5 unter der Bezeichnung „ $\tan\beta = 1$ “ dargestellt [39]. Die Abhängigkeit von der Higgsmasse verhält sich analog zum CP-geraden Fall (Abb. 3.3). Ein Unterschied besteht darin, dass der Wirkungsquerschnitt rund doppelt so groß wie im Standardmodell ist, was sich auf die zusätzliche γ_5 -Matrix in der Kopplung zurückführen lässt.

In Erweiterungen des Standardmodells kann auch die Stärke der Higgskopplungen verändert sein. Dies betrifft insbesondere die Erweiterung des Higgssektors im Rahmen des MSSM. Die Kopplungen der drei neutralen Higgsbosonen h , H und A sind hier durch $\tan\beta$ und den h/H -Mischungswinkel α modifiziert. Die entsprechenden Verhältnisse gegenüber der Kopplungsstärke im Standardmodell ($y_f = m_f/v$) sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \chi_h^d &= -\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}, & \chi_h^u &= \frac{\cos\alpha}{\sin\beta}, \\ \chi_H^d &= \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}, & \chi_H^u &= \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}, \\ \chi_A^d &= -i \tan\beta, & \chi_A^u &= -i \cot\beta, \end{aligned} \quad (3.7)$$

wobei zwischen der Wechselwirkung mit „Down“-artigen und „Up“-artigen Fermionen unterschieden wird. Für große $\tan\beta$ ist zum Beispiel die Kopplung des pseudoskalaren Higgsbosons A an Bottom-Quarks verstärkt, während sie für die Top-Quarks unterdrückt ist. Dies wirkt sich direkt auf den Wirkungsquerschnitt der Higgsproduktion aus. Abbildung 3.5 illustriert dies an Hand dreier verschiedener Werte für $\tan\beta$. Für $\tan\beta = 1$ dominiert der Beitrag der Top-Schleife, zu erkennen an dem charakteristischen Anstieg des Wirkungsquerschnittes an der $t\bar{t}$ -Schwelle. Für $\tan\beta = 30$ spielt hingegen der Bottom-Beitrag die

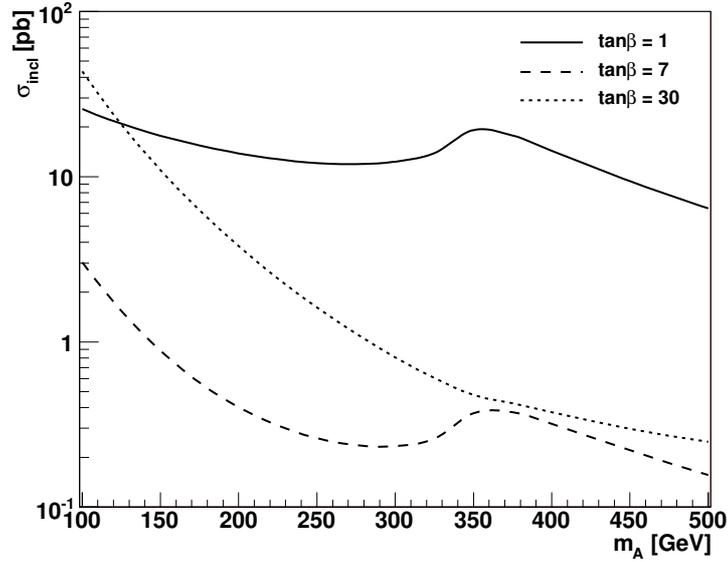


Abbildung 3.5: Der Higgs + 2 Jet Wirkungsquerschnitt in Gluonfusion für den Fall eines CP-ungeraden Higgsbosons in Abhängigkeit der Higgsmasse und für 3 verschiedene Werte von $\tan\beta$. Es wurden die Beiträge der Top- und Bottom-Schleifen berücksichtigt, und die Schnitte aus Gl. (3.1) angewendet.

dominierende Rolle. Werte um $\tan\beta \approx 7$ führen zu einem minimalen Wirkungsquerschnitt, da in diesem Falle die Top-Kopplung bereits relativ stark unterdrückt ist, und die Bottom-Kopplung noch nicht ausreichend verstärkt ist, um dies zu kompensieren. Schließlich bleibt noch festzustellen, dass der $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes keine ausreichende Näherung mehr darstellt, wenn man die Higgsproduktion im MSSM mit $\tan\beta$ -verstärkten Bottom-Kopplungen untersuchen möchte.

3.5 Numerische Berechnung

Die Berechnung des Gluonfusionsprozesses erfolgte mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens in einem FORTRAN-Programm, dessen grundlegende Struktur auf VBFNLO basiert [40–44]. VBFNLO ist ein Programm zur Berechnung von Vektorbosonfusion-Prozessen auf partonischem Niveau in führender und nächst-führender Ordnung QCD. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch einige Änderungen und Erweiterungen an dem VBFNLO-Code vorgenommen. Hauptziel war eine verbesserte Benutzerfreundlichkeit und Flexibilität des Programmes. Als wichtigste Neuerung ist hierbei die Verallgemeinerung der globalen Programmstruktur zu nennen, die nun einheitliche Schnittstellen zur Beschreibung von verschiedenen Prozess-Typen bietet. Im Detail wurden dazu flexible Module zu den folgenden Aspekten implementiert:

- Einlesen von Parametern aus Eingabedateien (`readinput.f`)
- Phasenraumgeneratoren (`phasespace.f`, `ps_tools.f`)
- Selektionsschnitte (`cuts.f`)
- Berechnung der Prozess-spezifischen Matrixelemente (`amplitudes.F`)
- Verwendung von dynamischer Faktorisierungs- und Renormierungsskala (`scales.F`)
- Erstellen von Histogrammen für differenzielle Verteilungen (`histograms.F`)
- Ausgabe von ungewichteten Ereignissen im LHA-Format [45, 46] (`leshouches.f`)

Ursprünglich existierten mehrere Programm-Codes, die jeweils auf einen Prozess-Typ (wie z.B. Hjj in Gluonfusion) spezialisiert waren. Das jetzige Programm fasst alle bisherigen Programm-Codes zusammen. Die in den nächsten Kapiteln vorgestellten Signal- und Untergrundprozesse konnten daher, mit Ausnahme der Top-Quark-Prozesse, alle im Rahmen des neuen VBFNLO-Programmes berechnet werden. Im Folgenden soll kurz der prinzipielle Programmablauf im Falle einer LO-Rechnung beschrieben werden.

Am Beginn steht eine Initialisierungsphase. Dabei werden zunächst verschiedene Parameter aus einer Eingabedatei (`vbfnlo.dat`) eingelesen. Diese betreffen im Wesentlichen die Wahl des zu berechnenden Prozesses, die numerische Genauigkeit des Ergebnisses, die Definition der dynamischen Skalen sowie einige grundlegende Standardmodell-Parameter (M_Z , M_W , G_F usw.). Aus den Eingabewerten werden dann alle benötigten Kopplungsstärken, Massen und Zerfallsbreiten berechnet. Anschließend erfolgen Prozess-spezifische Initialisierungen wie zum Beispiel die Festlegung der Dimension des Phasenraums oder die Berechnung von universellen Faktoren in den Matrixelementen. Im nächsten Schritt werden die vom Nutzer eingestellten Selektionsschnitte eingelesen (`cuts.dat`) und es wird der für den Prozess verwendete Phasenraumgenerator initialisiert. Schließlich werden noch die benötigten Partonverteilungen geladen.

Es folgt die Hauptphase zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes. Die Integration erfolgt mit Hilfe von `monaco`, einer modifizierten Version von VEGAS [47]. Dabei wird eine Schleife mit einer großen Anzahl an Durchläufen ausgeführt. Jede Iteration setzt sich aus den folgenden Schritten zusammen:

- Es wird eine Anzahl an Zufallszahlen von `monaco` angefordert, die der Dimension des Phasenraums entspricht.
- Die Zufallszahlen werden an den Phasenraumgenerator übergeben, welcher diese in konkrete Impulse für die Teilchen im Anfangs- und Endzustand umrechnet. Gleichzeitig wird die mit dieser Transformation verbundene Jakobi-Determinante ermittelt.
- Es wird geprüft, ob die Phasenraumkonfiguration den geforderten Selektionsbedingungen genügt. Ist dies nicht der Fall, werden die beiden folgenden Schritte übersprungen.

- Mit den Impulsinformationen wird eine Prozess-spezifische Matrixelement-Routine aufgerufen. In dieser wird die Summe der quadrierten Matrixelemente von allen beteiligten Subprozessen berechnet. Dabei werden die Ergebnisse der individuellen Subprozesse mit den entsprechenden Partonverteilungsfunktionen gewichtet. An dieser Stelle sei erwähnt, dass beim Gluonfusion-Prozess das Matrixelement des Higgs-Zerfalls (z.B. $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$) unabhängig vom Higgs-Produktionsprozess berechnet wird. Die Ergebnisse von Produktion und Zerfall werden erst nach der Summation über die Subprozesse miteinander multipliziert. Einige weiterführende Informationen zur Berechnung der GF-Matrixelemente sind in Anhang B zu finden.
- Alle berechneten Daten werden an eine Routine weitergeleitet, welche daraus Histogramme zu verschiedenen differentiellen Verteilungen erstellt. Wahlweise kann auch die vollständige Information des Ereignisses für spätere Untersuchungen in einer Datei abgespeichert werden. Diese Vorgehensweise hat sich bei komplizierteren Analysen als vorteilhaft erwiesen.
- Die Ergebnisse werden an `monaco` übergeben, wo die eigentliche Summation zu einem Wirkungsquerschnitt durchgeführt wird.

Das Programm endet mit der Ausgabe des Wirkungsquerschnittes und der Speicherung der generierten Histogramme in einigen wählbaren Formaten (`gnuplot`, `ROOT`, `HBOOK`, `topdrawer`) [48, 49].

Kapitel 4

Die Azimutalwinkelverteilung der Jets

4.1 Motivation

Wird am LHC eine skalare Resonanz gefunden, so wird es von großer Bedeutung sein, deren CP-Natur zu bestimmen. Schließlich gilt es festzustellen, ob es sich um das Higgsboson des Standardmodells handelt. Derartige Messungen basieren im Allgemeinen auf komplexen Ereignisstrukturen. Diese bieten Messgrößen, deren Verteilungen dann eine Unterscheidung von CP-geraden und CP-ungeraden Kopplungen erlauben. Hierfür können zum einen die Eigenschaften der Higgszerfallsprodukte betrachtet werden, wie zum Beispiel die Winkelkorrelationen der Leptonen im Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ [50–52]. Eine andere Möglichkeit ist die Untersuchung des Produktionsprozesses. Hierbei hat sich der Azimutalwinkel zwischen den zwei Jets in Vektorbosonfusion-Ereignissen als aussichtsreiches Werkzeug herausgestellt [30,44]. Daher ist es ein natürlicher Schritt, das Potenzial einer solchen Observablen auch für Gluonfusion-induzierte Hjj -Ereignisse genauer zu studieren.

Wie hängt nun diese Azimutalwinkelverteilung mit den CP-Eigenschaften des Higgsbosons zusammen? Die CP-Eigenschaften eines skalaren Feldes definieren sich durch dessen Kopplungen. Es werden hier nur die Wechselwirkungen mit Fermionen betrachtet. Diese sind in renormierbaren Modellen durch die Yukawa-Kopplungen

$$\mathcal{L}_Y = -y_f \bar{\psi}_f H \psi_f - \tilde{y}_f \bar{\psi}_f A i \gamma_5 \psi_f , \quad (4.1)$$

gegeben, wobei H und A (pseudo)skalare Higgsfelder beschreiben. Die Fermionfelder sind hier symbolisch mit ψ_f und $\bar{\psi}_f$ abgekürzt mit $f = t, b, \tau$ usw. Über Quark-Schleifen induzieren diese Yukawa-Kopplungen eine effektive Wechselwirkung des Higgsfeldes mit Gluonen. Im Folgenden werden Kopplungen mit SM-Stärke $y_t = \tilde{y}_t = y_t^{SM} = m_t/v$ betrachtet. In diesem Falle werden die Quark-Schleifen durch das Top-Quark dominiert, und die Higgs-Gluon-Kopplung kann durch eine effektive Lagrangedichte der Form

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{y_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{12\pi v} \cdot H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \frac{\tilde{y}_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{16\pi v} \cdot A G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} , \quad (4.2)$$

beschrieben werden [34, 38]. Aus Gleichung (4.2) lassen sich die Feynman-Regeln der Higgs-Gluon-Kopplung ableiten (siehe Anhang A). Interessant für eine CP-Messung ist die Tensorstruktur der effektiven Hgg -Kopplung. Diese ist gegeben durch

$$T^{\mu\nu} = a_2 (q_1 \cdot q_2 g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu) + a_3 \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma}, \quad (4.3)$$

wobei q_1, q_2 die Viererimpulse der Gluonen sind. Die skalaren Formfaktoren a_2 und a_3 , stehen in direkter Beziehung zu den Yukawa-Kopplungen in Gl. (4.1),

$$a_2 = \frac{y_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{3\pi v}, \quad a_3 = -\frac{\tilde{y}_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{2\pi v} \quad (4.4)$$

Auffällig ist, dass $|a_3| = \frac{3}{2} \cdot |a_2|$ gilt, wenn man die Stärke der beiden Kopplungen $y_t = \tilde{y}_t$ gleich setzt. Dies resultiert in einen $1.5^2 = 2.25$ mal größeren Wirkungsquerschnitt für den Fall einer CP-ungeraden Kopplung gegenüber dem Standardmodell. Neben der Hgg -Kopplung gibt es noch Beiträge von Higgs-Kopplungen mit 3 bzw. 4 Gluonen. Diese beeinträchtigen die experimentelle Sensitivität auf die Struktur des Hgg -Vertex. Für eine Untersuchung wird man sich daher auf Phasenraumregionen beschränken, in denen CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen am besten unterschieden werden können.

Die zwei Beiträge zur Tensorstruktur in Gleichung (4.3) führen zu einer jeweils sehr charakteristischen Azimutalwinkelverteilung der beiden Jets in Hjj -Ereignissen. Der Azimutalwinkel ist dabei definiert als der Winkel zwischen den Impulsrichtungen der beiden Jets projiziert auf die Ebene orthogonal zur Strahlachse

$$\cos \Delta\phi_{jj} = \frac{\vec{p}_{T1} \cdot \vec{p}_{T2}}{|\vec{p}_{T1}| |\vec{p}_{T2}|}. \quad (4.5)$$

Der so definierte Winkel ist stets positiv und kleiner als 180° . Wie in Abb. 4.1 gezeigt, führt eine rein CP-gerade Kopplung zu einem ausgeprägtem Minimum bei $\Delta\phi_{jj} = 90^\circ$, wohingegen sich für eine CP-ungerade Kopplung ein Maximum an dieser Stelle ergibt.

4.2 Modifikation der $\Delta\Phi_{jj}$ -Variable

In Abb. 4.1 ist auch der Fall $a_2 = a_3$ gezeigt, d.h. CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen sind gleichzeitig vorhanden bzw. der Masseneigenzustand ist kein CP-Eigenzustand. Offensichtlich addieren sich die beiden Verteilungen für CP-gerade bzw. -ungerade Kopplungen zu einer mehr oder weniger flachen Kurve und es werden keinerlei Interferenzeffekte sichtbar. Das Problem hierbei ist, dass sich eine solche flache Verteilung nicht von der Azimutalwinkelverteilung der Higgs+2 Jet Produktion in Vektorbosonfusion unterscheiden lässt [31]. Nun ist bekannt, dass paritätsungerade Winkelvariablen sensitiv auf CP-Effekte sein können. Im Falle des Azimutalwinkels gibt es eine Möglichkeit einer Umdefinition hin zu einer paritätsungeraden Variablen, die damit auch sensitiv auf die vermissten Interferenzeffekte ist.

Die Idee ist, die Impulsrichtungen der beiden Jets, welche sich bei den typischerweise angewandten Selektionsschnitten in verschiedenen Hemisphären befinden, zu benutzen, um

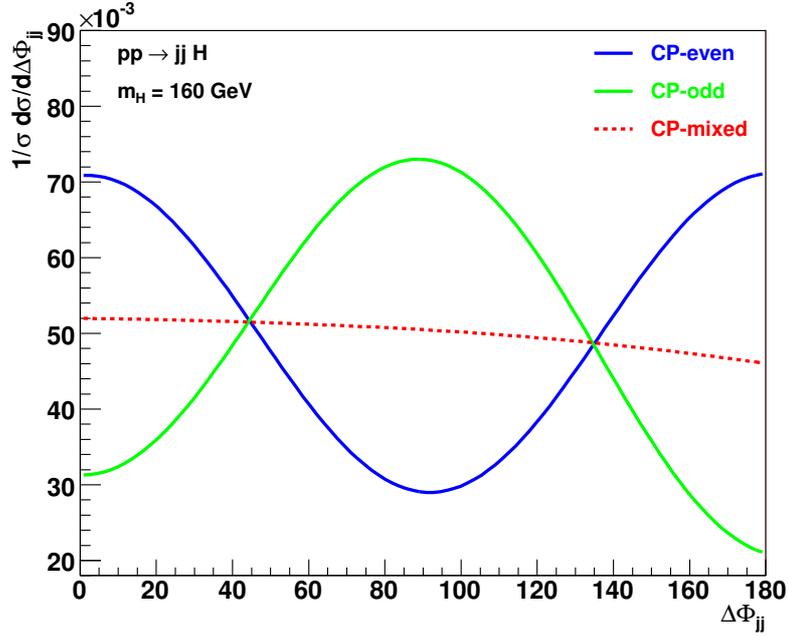


Abbildung 4.1: Normierte Verteilungen des Jet-Jet-Azimalwinkels, wie in Gl. (4.5) definiert. Die drei Kurven entsprechen dem Standardmodell-Fall ($a_3 = 0$), einem rein CP-ungeraden ($a_2 = 0$) und einem CP-gemischten Fall ($a_2 = a_3 \neq 0$). Die Schnitte aus Gl. (3.1) und (4.8) wurden angewendet.

der $\Delta\Phi_{jj}$ -Variablen eine Orientierung bzw. ein Vorzeichen zu geben. Im Folgenden seien b_+ , b_- Einheitsvektoren in positiver bzw. negativer Richtung der Strahlachse. Des Weiteren seien p_+ , p_- die Impulse der Jets, wobei p_+ in der gleichen Detektorhemisphäre liegt wie b_+ . Dann lässt sich ein vorzeichenbehafteter Azimalwinkel durch

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} b_+^\mu p_+^\nu b_-^\rho p_-^\sigma = 2p_{T+}p_{T-} \sin(\phi_+ - \phi_-) = 2p_{T+}p_{T-} \sin \Delta\Phi_{jj} \quad (4.6)$$

definieren. Dies ist nun eine paritätsungerade Observable und die entsprechende differentielle Verteilung $d\sigma/d\Delta\Phi_{jj}$ sollte sensitiv auf die gesuchten Interferenzeffekte sein. Abbildung 4.2 zeigt die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung für die gleichen Szenarien CP-gerader und CP-ungerader Kopplungen wie in Abb. 4.1. Alle drei Fälle sind gut unterscheidbar, insbesondere zeigt der CP-gemischte Fall nun deutlich den Einfluss von Interferenzen. Die Maxima in der Verteilung stehen in direkter Verbindung zu den Größen der Parameter a_2 und a_3 aus Gleichung (4.3). Für

$$a_2 = a \cos \alpha, \quad a_3 = a \sin \alpha, \quad (4.7)$$

liegen die Maxima bei $\Delta\phi_{jj} = \alpha$ und $\Delta\phi_{jj} = \alpha \pm 180^\circ$. Dies veranschaulicht auch warum die alte Azimalwinkeldefinition keine Informationen über den CP-gemischten Fall enthielt: Wenn man den Absolutbetrag von $\Delta\phi_{jj}$ bildet, löschen sich in Abb. 4.2 die Maxima und Minima bei $\pm 45^\circ$ gegenseitig aus.

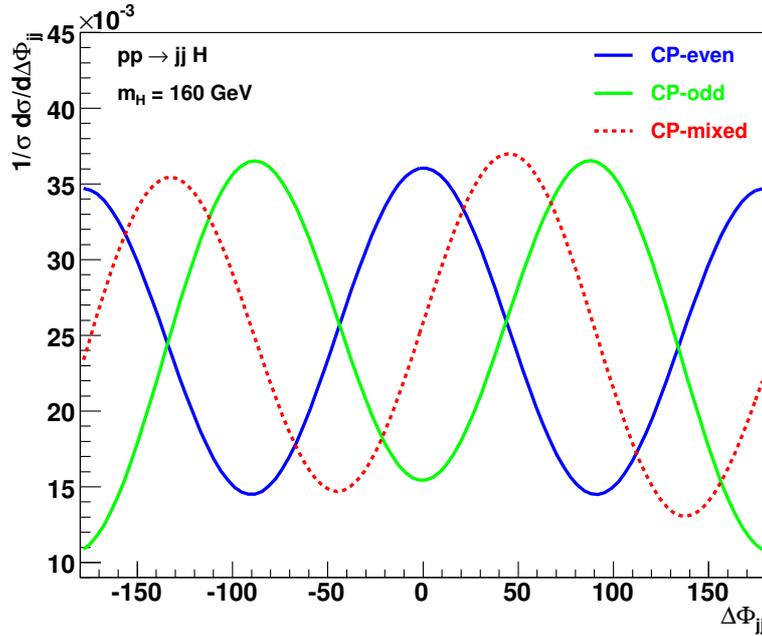


Abbildung 4.2: Normierte Verteilungen der Jet-Jet-Azimutalwinkeldifferenz, wie in Gl. (4.6) definiert. Die dargestellten Kurven entsprechen dem CP-geraden Fall ($a_3 = 0$), einem rein CP-ungeraden ($a_2 = 0$) und einem CP-gemischtem Fall ($a_2 = a_3 \neq 0$). Es wurden die Schnitte aus Gl. (3.1) und (4.8) angewendet.

Wie bereits erwähnt, ist $\Delta\phi_{jj}$ eine paritätsungerade Observable. Das Vorhandensein einer $\Delta\phi_{jj}$ -Asymmetrie wie in Abb. 4.2 würde bedeuten, dass die Parität im Prozess $pp \rightarrow HjjX$ verletzt ist. Da alle QCD-Kopplungen paritätserhaltend sind, heißt dies, dass die Paritätsverletzung von einer paritätsungeraden Higgskopplung, also dem a_3 im effektiven Hgg -Vertex, herrühren muss. Dieser Term ist aber auch CP-ungerade. Wenn solch eine Kopplung gleichzeitig mit der CP-geraden Kopplung a_2 vorhanden ist, impliziert dies eine CP-Verletzung im Higgs-Sektor. In diesem Sinne würde also eine beobachtete Asymmetrie in der $\Delta\phi_{jj}$ -Verteilung direkt auf eine CP-Verletzung im Higgs-Sektor schließen lassen.

Für die Berechnung der in den Abbildungen 4.1 und 4.2 gezeigten Verteilungen wurde neben den inklusiven Schnitten aus Gl. (3.1) noch ein weiterer Schnitt auf die Jet-Jet-Rapiditätsdifferenz der Form

$$\Delta y_{jj} = |y_{j_1} - y_{j_2}| > 3.0 \quad (4.8)$$

angewandt. Nur unter einer solchen Zusatzbedingung weist die Azimutalwinkelverteilung eine stark ausgeprägte Variation auf. Der Grund dafür ist in Abb. 4.3 illustriert, welche die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung für verschiedene Δy_{jj} -Intervalle zeigt: Sowohl im CP-geraden als auch im CP-ungeraden Fall ist bei kleinen Δy_{jj} -Werten keine charakteristische Modulation vorhanden. Offenbar ist dies ein Phasenraumbereich, in dem die Beiträge des t-Kanal-Gluon-Austausches wie in Abb. 3.2a noch nicht dominieren. Für größere Δy_{jj} -Werte wird die

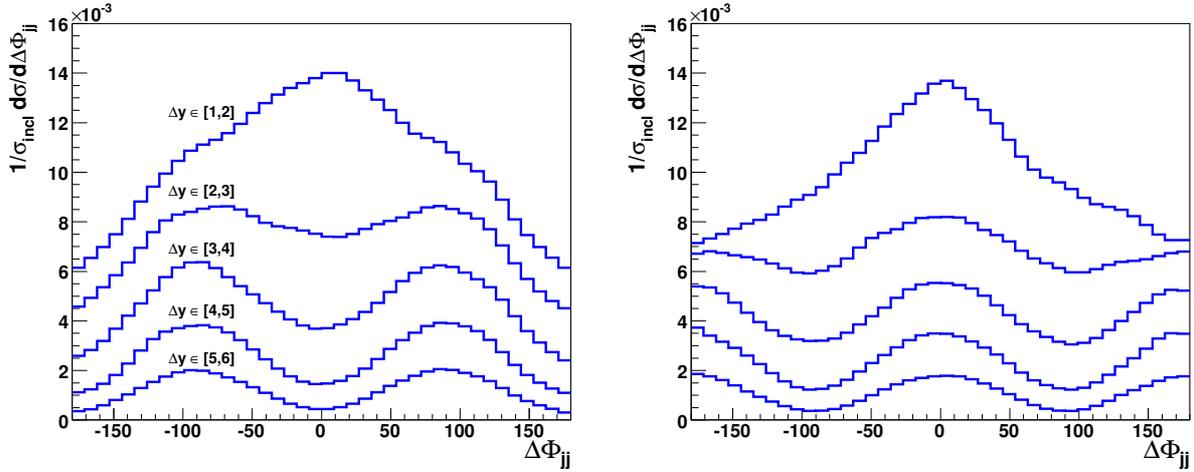


Abbildung 4.3: Die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung in verschiedenen Δy_{jj} -Intervallen. *Links*: CP-gerade Kopplung. *Rechts*: CP-ungerade Kopplung.

Variation stärker, aber andererseits wird auch der integrierte Wirkungsquerschnitt in den Phasenraumbereichen zu größeren Δy_{jj} -Intervallen hin kleiner. Damit steht man vor dem Problem, dass ohne einen Schnitt auf die Δy_{jj} -Variable die Analysestärke der Azimutalwinkelverteilung zu gering ist. Mit einem zusätzlichen Δy_{jj} -Schnitt wird zwar die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung ausgeprägter, aber der Wirkungsquerschnitt und somit die Zahl der untersuchbaren Ereignisse sinkt und damit auch die Signifikanz einer Messung. Der in Gl. (4.8) angegebene Wert stellt einen Kompromiss zwischen Analysestärke und hinreichender Statistik dar, welcher auch in den folgenden Kapiteln bei den Untersuchungen zu CP-Eigenschaften verwendet wird.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Analysen wurden in führender Ordnung auf partonischem Niveau durchgeführt. Daher stellt sich die Frage, wie sich die Azimutalwinkelverteilung verändert, wenn man die Abstrahlung weiterer Gluonen in höherer Ordnung und den Einfluß von Partonshower-Simulationen berücksichtigt. Für den prinzipiell recht ähnlichen Fall von Zwei-Jet-Ereignissen in $p\bar{p}$ -Kollisionen am Tevatron, wurden auf partonischem Niveau bereits Dekorrelationseffekte in der Azimutalwinkelverteilung vorhergesagt [53–57]. Ähnliches wurde sowohl unter Berücksichtigung von Partonshowern und Hadronisationsmodellen [58, 59] als auch bei direkten Messungen am Tevatron [60] festgestellt. Gäbe es eine starke Dekorrelation, wie es in Ref. [61] auf Grundlage eines reinen Partonshower-Ansatzes behauptet wurde, so wäre die hier vorgestellte Methode zur Untersuchung von CP-Eigenschaften nicht anwendbar. Nun wurde diese Fragestellung unter Berücksichtigung von Matrixelementen zur H+2 bzw. H+3 Parton Produktion in führender Ordnung QCD in Kombination mit einer Partonshower Simulation neu analysiert [62]. Dabei wurde eine Dekorrelation in der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung von etwa 25% für eine Rapiditydifferenz von $\Delta y_{jj} > 4.2$ gefunden. Ein noch kleinerer Effekt wurde in der NLO-Rechnung von Campbell et al. festgestellt [35–37]. Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass ein Teil der in Ref. [62] gefundenen Dekorrelation auf Tagging-Jets zurückzuführen

ist, die vom Partonshower erzeugt wurden. Der Partonshower kann die charakteristische Azimutalwinkelkorrelation nicht wiedergeben, sondern generiert den Azimutalwinkel der Jets einer flachen Verteilung entsprechend. Daher kann man schlussfolgern, dass Effekte höherer Ordnung die Analysestärke der Azimutalwinkelverteilung um 25% oder weniger verschlechtern. Eine genauere Quantifizierung ist hier nicht möglich und erfordert weitere Studien. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der in Gleichung (4.6) definierte Azimutalwinkel eine ideale Observable zur Untersuchung von CP-Eigenschaften der Higgs-Kopplungen darstellt, wobei die charakteristische Korrelation in der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung auch unter Berücksichtigung von Effekten höherer Ordnung erhalten bleibt.

Kapitel 5

Der Kanal $H \rightarrow W^+W^-$

5.1 Einleitung

Die Gluonfusion in Higgs + 2 Jets weist einen großen Wirkungsquerschnitt auf und bietet zudem ein Werkzeug zur Untersuchung der effektiven Higgs-Gluon-Kopplung. Es stellt sich daher die Frage, wie aussichtsreich eine derartige Untersuchung am LHC in Anwesenheit von Untergrundprozessen ist. Dies kann mit Hilfe einer Signal- zu Untergrund-Studie beantwortet werden. Hierbei werden der Signalprozess und alle relevanten Untergrundprozesse simuliert. Anschließend werden geeignete Selektionsschnitte auf beobachtbare Ereignisvariablen gesucht, um eine hohe statistische Signifikanz der zu erwartenden Signalereignisse gegenüber dem Untergrund zu erreichen. Ein möglicher Kanal für eine solche Studie ist die Higgs-Produktion mit anschließendem Zerfall des Higgsbosons in zwei W-Bosonen, die ihrerseits leptonisch in Elektronen bzw. Müonen ($\ell^\pm = e^\pm, \mu^\pm$) zerfallen $pp \rightarrow HjjX$, $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$. Besonders aussichtsreich ist dieser Prozess, wenn die Higgsmasse etwa das doppelte der W-Masse, also $m_h \approx 160$ GeV, beträgt. Der Hauptuntergrund zu diesem Kanal ist die Top-Quark-Paarproduktion, $pp \rightarrow t\bar{t}X$, und die $t\bar{t}$ -Produktion mit zusätzlichen Jets, $pp \rightarrow t\bar{t}jX$, $pp \rightarrow t\bar{t}jjX$. Ein weiterer Untergrund ist durch die W-Paarproduktion mit zwei assoziierten Jets, $pp \rightarrow W^+W^-jjX$, gegeben. Diese kann ein QCD-induzierter Prozess der Ordnung $\alpha^2\alpha_s^2$ oder ein elektroschwacher Prozess der Ordnung α^4 sein. Weitere Untergründe sind die Z-Boson-Produktion mit anschließendem Zerfall in Tau-Leptonen: $pp \rightarrow ZjjX$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ sowie die $b\bar{b}jj$ Produktion mit leptonisch zerfallenden Bottom-Quarks. Die beiden letzten Untergründe werden in der folgenden Studie nicht explizit berücksichtigt, da in der Analyse aus Ref. [19, 63] bereits gezeigt wurde, dass ihr Beitrag vernachlässigbar ist.

Alle Signal- und Untergrundprozesse wurden in führender Ordnung auf partonischem Niveau berechnet und werden im Folgenden näher vorgestellt. In dieser Analyse wurden zudem keine Detektoreffekte miteinbezogen, da davon auszugehen ist, dass diese die Ergebnisse nur unwesentlich beeinflussen. Für die folgenden numerischen Resultate wurden Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV simuliert. Die Standardmodellparameter wurden auf $\sin^2\theta_W = 0.23105$, $M_Z = 91.187$ GeV und $G_F =$

$1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ gesetzt. Wendet man die bekannten Relationen zwischen den Standardmodellparametern in niedrigster Ordnung an, ergibt sich daraus $M_W = 79.962 \text{ GeV}$ und $\alpha(M_Z) = 1/128.92$. Die Masse des Top-Quarks wurde zu $M_{top} = 175 \text{ GeV}$ gewählt. Das Laufen der starken Kopplungskonstanten wurde in führender Ordnung ausgewertet, wobei $\alpha_s(M_Z) = 0.1298$ gesetzt wurde. Dieser Wert richtet sich nach den verwendeten CTEQ6L1-Partonverteilungen für die Beschreibung der Protonstruktur [64].

5.2 Der $H + jj$ Signalprozess

Der betrachtete Signalprozess ist, wie bereits erwähnt die Gluonfusion in Higgs + 2 Jets mit anschließendem Zerfall des Higgs in W-Bosonen, die wiederum leptonisch zerfallen. Der Endzustand ist somit durch zwei entgegengesetzt geladene Leptonen plus zwei Jets plus fehlendem Transversalimpuls¹ gegeben. Für die Berechnung wurde das Programm zur Gluonfusion mit dem Matrixelement des Higgszerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ erweitert. Dabei ergab sich für $m_H = 160 \text{ GeV}$ und den verwendeten Standardmodell-Kopplungen ein Verzweigungsverhältnis von $B(H \rightarrow W^+W^-) = 91\%$. Die Beschreibung der Higgs-Gluon-Wechselwirkung erfolgte im $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes. Die Faktorisierungsskala wurde zu $\mu_f = \sqrt{p_{T1} \cdot p_{T2}}$ gewählt, wobei $p_{T1/2}$ die Transversalimpulse der beiden Jets bezeichnen. Für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wurde eine dynamische Skala der Form $\alpha_s^4 = \alpha_s^2(m_H) \cdot \alpha_s(p_{T1}) \cdot \alpha_s(p_{T2})$ verwendet.

5.3 Die $t\bar{t}$ +Jets Untergründe

Bei der gegebenen Signatur des Higgszerfalls wird klar, dass die Hauptuntergründe zum $\ell^\pm\ell^\mp jj\not{p}_T$ -Signal durch die $t\bar{t}$ +Jets Produktion gegeben sind. Diese Prozesse haben einen sehr großen Produktionswirkungsquerschnitt und das Verzweigungsverhältnis $B(t \rightarrow Wb)$ ist annähernd 100%. Der zu Grunde liegende Prozess ist $pp \rightarrow t\bar{t}$, welcher entweder Gluon-Gluon oder Quark-Antiquark induziert sein kann, wobei ersterer am LHC dominant ist. Reelle Emission von Quarks oder Gluonen führt dann zu $t\bar{t} + j$ und $t\bar{t} + jj$ Ereignissen. Die relevanten Subprozesse hierbei sind

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}g, \quad qg \rightarrow t\bar{t}q, \quad \bar{q}g \rightarrow t\bar{t}\bar{q}, \quad gg \rightarrow t\bar{t}g$$

für den $t\bar{t} + j$ Prozess und

$$\begin{aligned} q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}gg, \quad qg \rightarrow t\bar{t}qg, \quad \bar{q}g \rightarrow t\bar{t}\bar{q}g, \quad gg \rightarrow t\bar{t}q\bar{q}, \\ q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}q\bar{q}, \quad qq' \rightarrow t\bar{t}qq', \quad \bar{q}\bar{q}' \rightarrow t\bar{t}\bar{q}\bar{q}', \quad gg \rightarrow t\bar{t}gg \end{aligned}$$

für den $t\bar{t} + jj$ Prozess, wobei die Top-Quarks weiter in ein Bottom-Quark und ein W-Boson zerfallen. Die Berechnung wurde mit Hilfe des Programmes aus Referenz [65] durchgeführt.

¹Die beiden Neutrinos sind nicht experimentell beobachtbar und führen daher zu unausgeglichener Transversalimpulsbilanz.

Dabei sind die Zerfälle der Top-Quarks und der W -Bosonen in den Matrixelementen enthalten, wobei Off-Shell-Effekte, Spinkorrelationen im Zerfall und die Effekte der endlichen Breite der Top-Quark- bzw. W -Boson-Resonanzen vollständig berücksichtigt werden [66]. Die Prozesse werden in führender Ordnung berechnet, daher müssen im Falle von $t\bar{t}$ +Jets die Phasenraumregionen gemieden werden, in denen der masselose Jet weich oder kollinear mit den b -Quarks wird, um einen endlichen Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Zudem muss bei der Kombination der drei Top-Untergründe eine Doppelzählung gleichartiger Beiträge vermieden werden. Dies wird in folgender Weise erreicht: Im $t\bar{t}jj$ -Fall wird verlangt, dass beide Tagging-Jets von masselosen Partonen stammen. Analog wird bei der $t\bar{t}j$ -Produktion verlangt, dass nur einer der beiden Tagging-Jets von einem b -Quark herrührt. Im $t\bar{t}$ -Fall werden dann schließlich beide Tagging-Jets von b -Quarks gebildet. Mit diesem Verfahren gibt es keine Doppelzählung und die Wirkungsquerschnitte sind für die weiter unten in Abschnitt 5.6 angegebenen Selektionsschnitte endlich. In allen Fällen wurde für die Faktorisierungsskala das Minimum der transversalen Energien $\mu_f = \min(E_T)$ der Top-Quarks und zusätzlicher Jets gewählt. Die Kopplungskonstante α_s ist mit $(\alpha_s)^{n+2} = \prod_{i=1}^{n+2} \alpha_s(E_{T_i})$ berechnet worden, wobei das Produkt über alle n masselosen Partonen und die beiden Top-Quarks läuft.

5.4 Der elektroschwache $WW + jj$ Untergrund

Der nächste Untergrund kann als Quark-(Anti)Quark-Streuung mit t -Kanal-Austausch elektroschwacher Eichbosonen (W, Z, γ) und Abstrahlung zweier W -Bosonen verstanden werden, die anschließend leptonic zerfallen, $W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell^- \cancel{p}_T$. Relevante Subprozesse sind

$$qq' \rightarrow qq'W^+W^-, \quad q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}W^+W^-, \quad \bar{q}q' \rightarrow \bar{q}q'W^+W^-.$$

Dieser Prozess wurde mit dem Programm VBFNLO berechnet [40–44], welches im Prinzip auch die NLO-Korrekturen liefern kann. Hier wird jedoch nur die niedrigste Ordnung verwendet. In Ref. [42, 43] wurde gezeigt, dass die Korrekturen der nächst höheren Ordnung minimal werden, wenn $\mu_f = Q$ als Faktorisierungsskala für die Rechnung in niedrigster Ordnung gewählt wird. Dabei bezeichnet Q den Impulsübertrag des t -Kanal-Austausches. Mit dieser Wahl sind die QCD-Effekte höherer Ordnung deutlich kleiner als 10%. Der hier betrachtete elektroschwache $WWjj$ -Untergrund beinhaltet auch die Higgsproduktion in Vektorbosonfusion. Für $m_H = 160$ GeV liefert diese sogar den Hauptbeitrag, und ist daher als Untergrund zur Higgsproduktion in Gluonfusion zu betrachten. Im Folgenden sei die VBF-induzierte Higgsproduktion zusammen mit den WW -Abstrahlungsprozessen als der „EW- $WWjj$ “-Untergrund bezeichnet².

²„EW“ für „elektroweak“

5.5 Der QCD-induzierte $WW + jj$ Untergrund

Reelle QCD-Korrekturen zur W-Paarproduktion führen ebenfalls zu $W^+W^- + jj$ Ereignissen. Diese Prozesse sind durch [67]

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\rightarrow W^+W^-q\bar{q}, & qq' &\rightarrow W^+W^-qq', & \bar{q}\bar{q}' &\rightarrow W^+W^-\bar{q}\bar{q}', \\ q\bar{q} &\rightarrow W^+W^-gg, & qq &\rightarrow W^+W^-qq, & \bar{q}\bar{q} &\rightarrow W^+W^-\bar{q}\bar{q}, & gg &\rightarrow W^+W^-q\bar{q} \end{aligned}$$

gegeben, welche von t -Kanal-Gluonaustausch dominiert werden. Die Berechnung wurde im Rahmen des VBFNLO-Programmes durchgeführt, wobei die benötigten Matrixelemente mit MadGraph [68, 69] generiert worden sind. Im Folgenden seien diese Prozesse als der „QCD- $WWjj$ “-Untergrund bezeichnet. Die Faktorisierungsskala wurde zu $\mu_f = \min(p_{T_1}, p_{T_2})$ der beiden Partonen im Endzustand gewählt. Die Skala der starken Kopplungskonstante ist dynamisch über $\alpha_s^2 = \alpha_s(p_{T_1}) \cdot \alpha_s(p_{T_2})$ definiert worden, wobei p_{T_1}, p_{T_2} die Transversalimpulse der beiden Jets bezeichnen.

5.6 Unterscheidung von Signal und Untergründen

Das Gluonfusion-induzierte Signal, $pp \rightarrow HjjX$, $H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \nu \bar{\nu}$ ist durch zwei hochenergetische Tagging-Jets und die W-Zerfallsleptonen (e^\pm, μ^\pm) gegeben. Diese Charakteristik ist somit dem des VBF-Higgs-Signals ganz ähnlich [19, 63, 70]. Leider kann man in diesem Fall nicht einfach der gleichen Selektionsstrategie wie bei der Vektorbosonfusion folgen. Der Grund dafür ist in Abbildung 5.1 illustriert. Gezeigt sind die Verteilungen der Rapiditätsdifferenz $\Delta y_{jj} = |y_{j_1} - y_{j_2}|$ der beiden Tagging-Jets und deren invariante Masse m_{jj} für das Signal und die Untergründe. Die drei $t\bar{t}$ +Jets Prozesse sind der Übersichtlichkeit halber zusammengefasst. Betrachtet man die Form der Verteilungen, so unterscheidet sich der $H + jj$ Prozess in Vektorbosonfusion deutlich vom Gluonfusion-Signal, welches sich kaum von den Untergrundprozessen abhebt. Dies erklärt sich dadurch, dass das Signal die allgemeinen Eigenschaften eines QCD-Prozesses, der am LHC hauptsächlich durch Gluonstreuung bestimmt ist, mit den Untergründen teilt. Obgleich also diese Observablen sehr nützlich in den VBF-Analysen sind, sind sie für die Separation des Gluonfusion-Signals von den QCD-Untergründen nicht zu gebrauchen. Daher ist hier, verglichen mit den VBF-Analysen, mit einem deutlich schlechteren Signal zu Untergrundverhältnis zu rechnen. Die im Weiteren vorgestellten Selektionsschnitte wurden für eine maximale statistische Signifikanz bei einer Higgsmasse von $m_H = 160$ GeV optimiert.

In der Berechnung der Signal- und Untergrundprozesse wurden zunächst die folgenden minimalen Schnitte angewendet:

$$\begin{aligned} p_{T_j} &> 30 \text{ GeV}, & |y_j| &< 4.5, & |y_{j_1} - y_{j_2}| &> 1.0 \\ p_{T_\ell} &> 10 \text{ GeV}, & |y_\ell| &< 2.5, & \Delta R_{j\ell} = \sqrt{(y_j - y_\ell)^2 + (\Phi_j - \Phi_\ell)^2} &> 0.7 \end{aligned} \quad (5.1)$$

Es wird verlangt, dass beide Jets einen Transversalimpuls von wenigstens 30 GeV und eine Rapidität unter 4.5 haben, um im hadronischen Kalorimeter detektiert werden zu

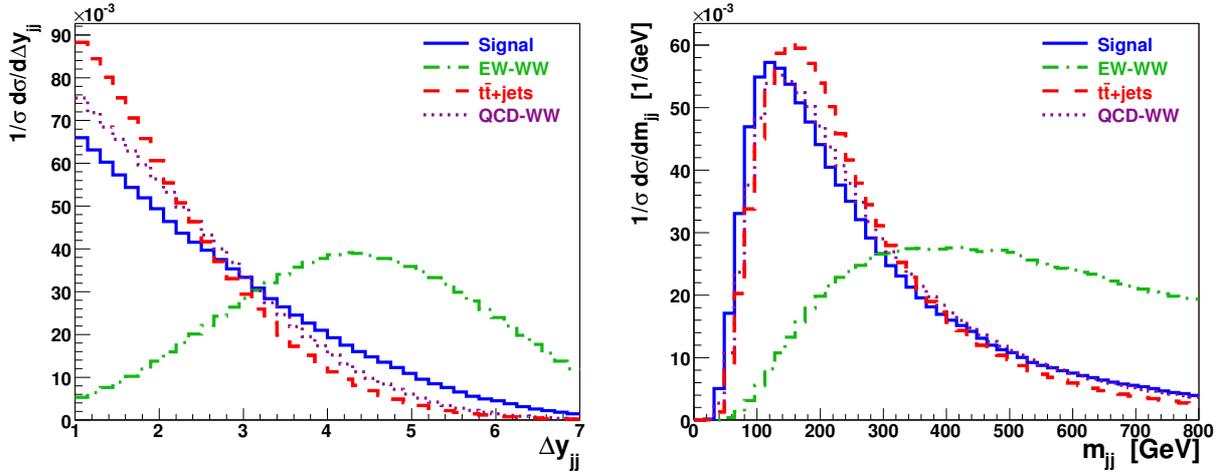


Abbildung 5.1: Normierte Verteilungen der Rapiditydifferenz (*links*) und der Zwei-Jet invarianten Masse (*rechts*) der beiden Tagging-Jets für Signal und Untergründe. Es wurden die Schnitte aus Gl. (5.1) angewendet.

können. In gleicher Weise müssen die geladenen Leptonen einen Transversalimpuls von mehr als 10 GeV und eine Rapidity von weniger als 2.5 haben. Zudem wird verlangt, dass die Jets und die Leptonen ausreichend gut voneinander separiert sind.

Auf dem Niveau der inklusiven Schnitte von Gl. (5.1) wird eine relativ geringe Rapiditydifferenz von $\Delta y_{jj} > 1$ für die Tagging-Jets verlangt. Im Gegensatz zu den VBF-Analysen werden die Leptonen nicht gezwungen, bezüglich ihrer Rapidity zwischen den beiden Tagging-Jets zu liegen. Stattdessen werden im Folgenden Schnitte auf Winkel- und Massenvariablen der Higgszerfallsprodukte genutzt, um das Signal zu isolieren.

Die resultierenden Wirkungsquerschnitte für die Schnitte aus Gl. (5.1) sind in der ersten Zeile von Tabelle 5.2 aufgelistet. Der Signal-Wirkungsquerschnitt (welcher das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls in Leptonen einschließt) ist mit 115 fb recht ordentlich. Dies entspricht in der Anfangsphase des LHC immerhin mehr als 1000 Higgsereignissen pro Jahr und Experiment ($10 fb^{-1}$). Der QCD-WW jj -Wirkungsquerschnitt ist jedoch ungefähr 3 mal größer, während der VBF-Prozess 2/3 der Signalrate erreicht. Die stärkste Untergrundquelle sind die $t\bar{t}$ -Prozesse, mit einem Wirkungsquerschnitt von insgesamt rund 18 pb.

Um diesen großen $t\bar{t}$ -Untergrund zu reduzieren ist es notwendig, ein b -Veto zu benutzen. Das bedeutet, man verwirft alle Ereignisse bei denen einer oder beide Jets als b -Jets identifiziert wurden. Im Falle der $t\bar{t}j$ - und $t\bar{t}jj$ -Prozesse werden dazu auch jene Jets mit einbezogen, welche nicht als Tagging-Jet markiert wurden. Bei dem experimentellen Verfahren der b -Jet-Identifikation gibt es immer eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Jet aus leichten Quarks oder Gluonen fälschlicherweise als b -Jet markiert wird. Im Folgenden wird für diese Wahrscheinlichkeit ein Wert von 10% für leichte Partonen mit $p_T > 30$ GeV und $|\eta| < 2.4$ angenommen, was zu einer akzeptablen Reduktion der Raten von Signal und nicht- $t\bar{t}$ -Prozessen von 20% führt. Um die Identifikationseffizienz abzuschätzen wurden

Resultate einer CMS-Studie benutzt [71]. Für eine 10%ige Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit pro Jet findet man, abhängig von Transversalimpuls und Pseudorapidität (p_T, η), b -Veto-Effizienzen im Bereich von 60% - 75%. Die verwendeten Effizienzen sind in Tabelle 5.1 gezeigt.

Tabelle 5.1: Die angenommenen b -Veto-Effizienzen in Abhängigkeit von Jet- p_T und Pseudorapidität. (Nach Ref. [71])

	$30 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$	$p_T > 50 \text{ GeV}$
$1.4 < \eta < 2.4$	60%	70%
$ \eta < 1.4$	65%	75%

Mit dem b -Veto werden die Top-Untergründe um Faktoren vom minimal 3 bis maximal 8 reduziert, wie in Zeile 2 von Tabelle 5.2 gezeigt ist. Das b -Veto ist dabei für die $t\bar{t}jj$ - und $t\bar{t}j$ -Prozesse weniger effektiv als für den $t\bar{t}$ -Prozess, denn das p_T des b -Quarks wird umso kleiner, je mehr masselose Jets abgestrahlt werden. Dies ist in der linken Grafik aus Abb. 5.2 illustriert. Die Kurve des $t\bar{t}$ -Prozesses zeigt den Schnitt bei 30 GeV von Gleichung (5.1), da in diesem Falle beide b -Jets als Tagging-Jets fungieren. Bei den $t\bar{t}j$ - und $t\bar{t}jj$ -Prozessen ist einer bzw. sind beide b -Jets nicht unter den Tagging-Jets, und so setzen sich die p_T -Verteilungen auch unterhalb von 30 GeV fort.

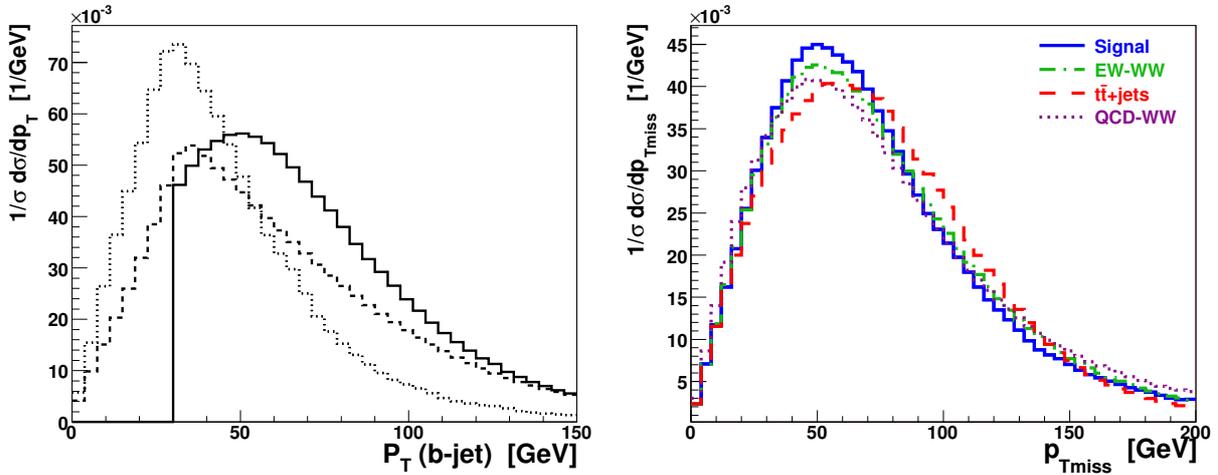


Abbildung 5.2: *Links:* Normierte Transversalimpulsverteilung des b -Quarks für $t\bar{t}$ (durchgehend), $t\bar{t} + j$ (gestrichelt) und $t\bar{t} + jj$ (gepunktet). *Rechts:* Normierte Verteilung des fehlenden Transversalimpulses für Signal und Untergründe. Die Schnitte aus Gl. (5.1) sind angewendet.

Ein recht deutlicher Unterschied zwischen Signal und Untergrund ist durch den Winkel zwischen den beiden geladenen Leptonen gegeben [72]. Wenn das W -Bosonpaar über

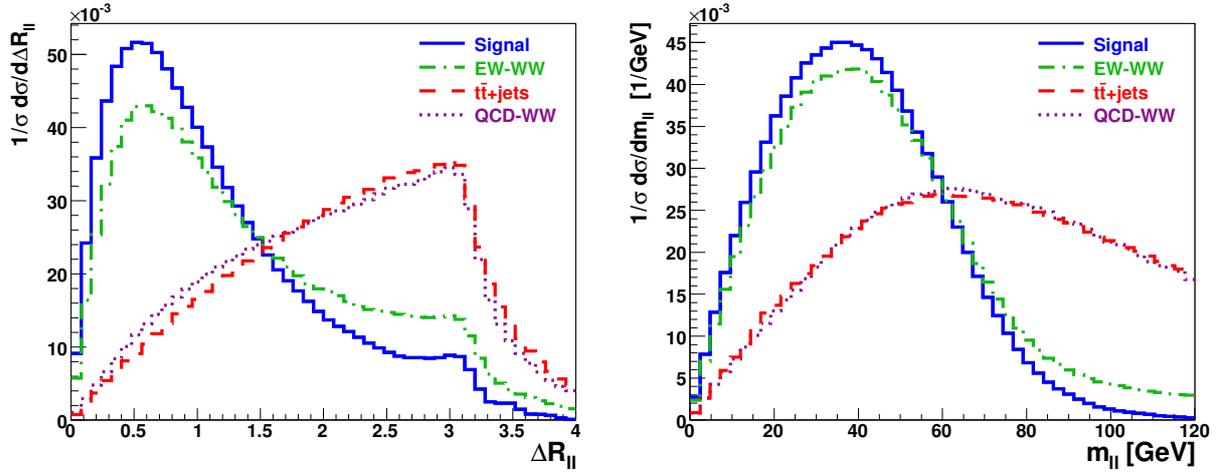


Abbildung 5.3: Normierte Verteilungen der R-Separation der geladenen Leptonen (*links*) und der Zwei-Lepton invarianten Masse (*rechts*) nach den Schnitten von Gl. (5.1) für Signal und Untergründe.

den Higgszerfall produziert wird, sind die W -Spins antikorreliert, so dass die Leptonen vorzugsweise in die gleiche Raumrichtung, also mit geringem Winkelabstand, emittiert werden. Ein Großteil der Untergründe hat jedoch keine antikorrelierten W -Spins. Dies ist in Abb. 5.3 illustriert, welche die R-Separation $\Delta R_{\ell\ell}$ und die Zwei-Lepton invariante Masse $m_{\ell\ell}$ darstellt. Die invariante Masse kann ausgedrückt werden durch

$$m_{\ell\ell} = 2E_{\ell_1}E_{\ell_2}(1 - \cos\theta_{\ell\ell}) \quad (5.2)$$

wobei $E_{\ell_{1/2}}$ und $\theta_{\ell\ell}$ die Leptonenergie und den Winkel zwischen den Leptonen bezeichnet. Das verdeutlicht, dass ein kleiner Winkel auch zu kleinem $m_{\ell\ell}$ führt, was beim Higgs-Signal im Gegensatz zu den Untergründen der Fall ist [73]. Die Verteilungen des EW- W^+W^-jj -Untergrundes und des Signals sind hingegen sehr ähnlich, da der EW- W^+W^-jj -Prozess hauptsächlich über Higgsproduktion verläuft. Diese Besonderheiten in den Variablen $\Delta R_{\ell\ell}$ und $m_{\ell\ell}$ werden durch die folgenden Selektionsschnitte ausgenutzt:

$$\Delta R_{\ell\ell} < 1.1, \quad m_{\ell\ell} < 75 \text{ GeV} \quad (5.3)$$

Die Wirkungsquerschnitte nach diesen Schnitten sind in der dritten Zeile der Tabelle 5.2 gezeigt. Die Raten von Signal und EW- W^+W^-jj -Prozess sind etwa halbiert, dafür werden die restlichen Untergründe um ungefähr eine ganze Größenordnung reduziert.

Betrachtet man die Lepton- p_T -Verteilungen, so stellt sich heraus, dass Untergrundergebnisse, welche die Winkelschnitte aus Gleichung (5.3) überstehen, ein signifikant kleineres Lepton- p_T aufweisen als Signal- oder VBF-Ereignisse. Abbildung 5.4 verdeutlicht dies: Auf der linken Seite sind die Verteilungen des minimalen Lepton- p_T für Signal und Untergrund auf dem Niveau der inklusiven Schnitte aus Gl. (5.1) dargestellt. Die Kurven liegen alle aufeinander und es scheint keine Unterschiede zwischen den verschiedenen Prozessen zu geben. Die rechte Seite zeigt die gleichen Verteilungen nachdem die $R_{\ell\ell}$ - und $m_{\ell\ell}$ -Schnitte

Tabelle 5.2: Signalraten für $m_H = 160$ GeV und Wirkungsquerschnitte der untersuchten Untergründe in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV. Die Ergebnisse sind für verschiedene Schnittniveaus, entsprechend den im Text gegebenen Gleichungen, gezeigt. Alle Rates sind in fb gegeben. Die beiden letzten Spalten geben das Signal zu Untergrundverhältnis S/B und das S/\sqrt{B} Verhältnis für 30 fb^{-1} integrierte Luminosität an.

Selektionsschnitte	EW			QCD			S/B	S/\sqrt{B}
	GF	$WWjj$	$t\bar{t}$	$t\bar{t}j$	$t\bar{t}jj$	$WWjj$		
inklusiv (5.1)	115.2	75.1	6832	9518	1676	363	1/160	4.6
+ b -Veto	99.2	67.4	833	1822	564	307	1/36	9.1
+ $R_{\ell\ell}, m_{\ell\ell}$ (5.3)	55.8	30.7	104	218	86.4	42.7	1/8.6	13.9
+ $p_{T\ell}$ (5.4)	41.5	22.3	38.3	87.7	29.2	20.5	1/4.8	16.2
+ m_T^{WW} (5.7, 5.8)	37.1	19.9	30.1	63.4	19.3	13.4	1/3.8	16.8
+ \cancel{p}_T (5.9)	31.5	16.5	23.3	51.1	11.2	11.4	1/3.6	16.2

angewendet wurden. Dies legt einen härteren Lepton- p_T -Schnitt nahe:

$$P_{T\ell} > 30 \text{ GeV} \quad (5.4)$$

An dieser Stelle sei angemerkt, dass ein solch harter Schnitt auf die geladenen Leptonen exzellente Triggereffizienzen sogar in der High-Luminosity-Phase des LHC impliziert.

Es ist bekannt, dass die transversale Masse des Zwei-Lepton- \cancel{p}_T -Systems dazu benutzt werden kann, die Masse des Higgsbosons zu rekonstruieren. Dies funktioniert besonders gut für Massen unterhalb der W -Paar-Schwelle. Die Definition der transversalen Masse ist nach Ref. [19, 63, 70] gegeben durch

$$m_T^{WW} = \sqrt{(\cancel{E}_T + E_{T,\ell\ell})^2 - (\vec{p}_{T,\ell\ell} + \vec{\cancel{p}}_T)^2} \quad (5.5)$$

mit der invarianten Masse der zwei geladenen Leptonen und den transversalen Energien

$$E_{T,\ell\ell} = (p_{T,\ell\ell}^2 + m_{\ell\ell}^2)^{1/2}, \quad \cancel{E}_T = (\cancel{p}_T^2 + m_{\ell\ell}^2)^{1/2}. \quad (5.6)$$

In Abb. 5.5 weisen das GF-Signal und der VBF-Prozess einen ausgeprägten „Jacobian-peak“ in der m_T^{WW} -Verteilung auf, während die $t\bar{t}$ +Jets- und QCD- W^+W^-jj -Untergrundereignisse breit verteilt sind.

Die Higgs + 2 Jet Produktion in Gluonfusion wird kein Entdeckungskanal für das Higgsboson am LHC sein. Man kann davon ausgehen, dass die Higgsmasse in einem anderen Kanal gemessen wird. Deshalb können die Schnitte im folgenden auf die betrachtete Higgsmasse hin optimiert werden. Dies impliziert einen recht strengen Schnitt auf die m_T^{WW} -Observable:

$$m_T^{WW} < 170 \text{ GeV} \quad (5.7)$$

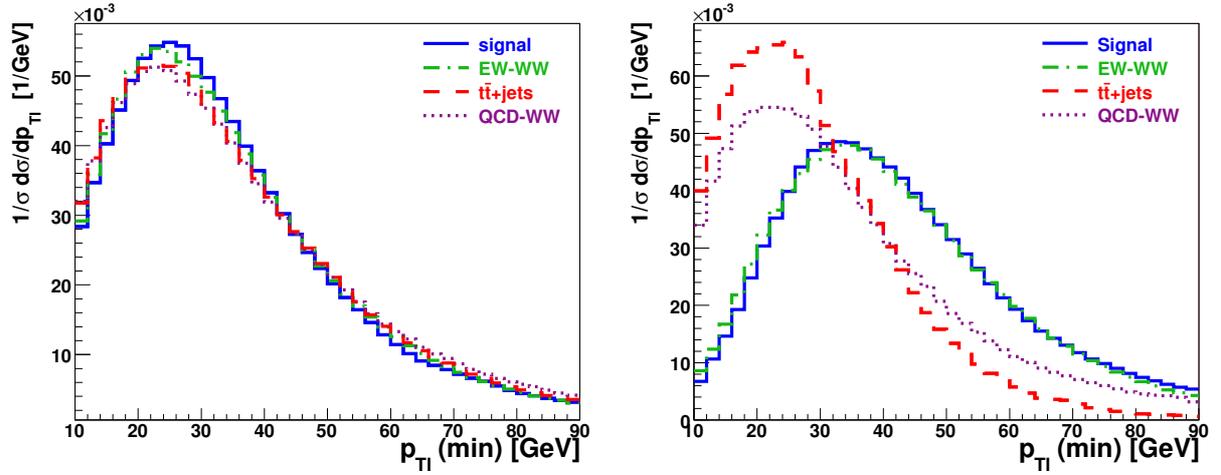


Abbildung 5.4: Normierte Verteilungen des minimalen p_T der geladenen Leptonen für die inklusiven Schnitte aus Gl. (5.1) (*links*) und nach den zusätzlichen $\Delta R_{\ell\ell}$ - und $m_{\ell\ell}$ -Schnitten aus Gl. (5.3) (*rechts*).

Betrachtet man die Gleichungen (5.5) und (5.6), so sind m_T^{WW} und $m_{\ell\ell}$ offensichtlich miteinander korreliert. Es hat sich herausgestellt, dass das Verhältnis $m_{\ell\ell}/m_T^{WW}$, welches rechts in Abb. 5.5 dargestellt ist, für einen weiteren Selektionsschnitt der Form

$$m_{\ell\ell} < 0.44 \cdot m_T^{WW} \quad (5.8)$$

geeignet ist. Durch diese Schnitte werden die Untergründe weiter stark reduziert, während die Higgsprozesse nur geringfügig beeinflusst werden. Die Ergebnisse für die Schnitte der Gleichungen (5.4), (5.7) und (5.8) sind in den Zeilen 4 und 5 der Tabelle 5.2 angegeben.

Tabelle 5.3: Signal- und Untergrundwirkungsquerschnitte und zu erwartende Ereignisraten für $\mathcal{L}_{int} = 30 \text{ fb}^{-1}$ auf verschiedenen Selektionsstufen. Die Selektionsschnitte sind über die Gleichungen (5.3), (5.4), (5.7), (5.8) und (5.9) gegeben.

Prozess	inklusiv	Selektion		Selektion + Eq. (5.11)	
	σ [fb]	σ [fb]	Ereignisse	σ [fb]	Ereignisse
GF $pp \rightarrow H + jj$	115	31.5	945	10.6	318
EW $pp \rightarrow W^+W^- + jj$	75	16.5	495	13.9	417
$pp \rightarrow t\bar{t}$	6830	23.3	699	1.5	45
$pp \rightarrow t\bar{t} + j$	9520	51.1	1530	13.4	402
$pp \rightarrow t\bar{t} + jj$	1680	11.2	336	3.8	114
QCD $pp \rightarrow W^+W^- + jj$	363	11.4	342	3.0	90
Summe der Untergründe	18500	114	3410	35.6	1070

Mit den bisherigen Selektionsschnitten ist die Signallrate um einen Faktor 3 kleiner als

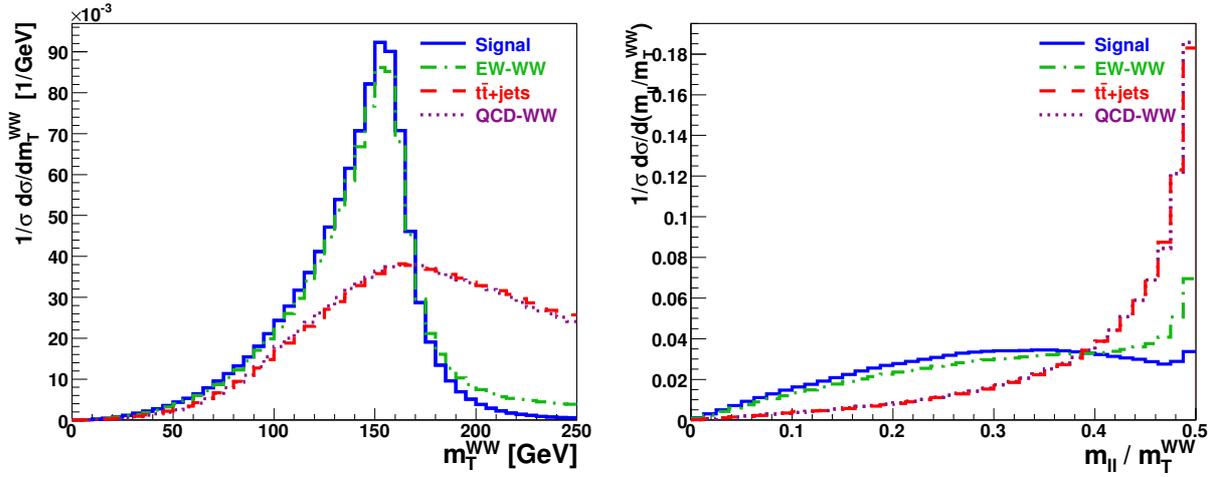


Abbildung 5.5: *Links:* Normierte Verteilungen der transversalen Masse des Zwei-Lepton Systems, wie in Gl. (5.5) definiert. *Rechts:* Das Verhältnis aus Zwei-Lepton invarianter Masse $m_{\ell\ell}$ und transversaler Masse m_T^{WW} . Die inklusiven Schnitte aus Gl. (5.1) wurden angewendet.

für die inklusiven Schnitte, dafür liegen die Untergrundraten nun in der gleichen Größenordnung wie das Signal. Der gewichtigste Untergrund kommt immer noch von den $t\bar{t}$ -Prozessen, insbesondere $t\bar{t}j$, wo ein Tagging-Jet von einem (unidentifizierten) b -Quark aus dem t - oder \bar{t} -Zerfall herrührt und der andere auf die Emission eines leichten Quarks oder Gluons in der $t\bar{t}$ -Produktion zurückgeht. Bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 30 \text{ fb}^{-1}$, entsprechen die Raten einer rein statistischen Signifikanz des Signals über dem Untergrund von $S/\sqrt{B} \approx 17$.

Bislang wurde vernachlässigt, dass zusätzliche Untergründe aus $\ell\ell jj$ -Ereignissen hervorgehen, in denen der fehlende Transversalimpuls \cancel{p}_T durch Detektoreffekte entsteht. In Ref. [19, 63, 70] wurde gezeigt, dass diese Art von Untergründen unter Kontrolle ist, wenn man ein fehlendes p_T von mehr als 30 GeV verlangt:

$$\cancel{p}_T > 30 \text{ GeV} \quad (5.9)$$

Die \cancel{p}_T -Verteilung ist auf der rechten Seite von Abb. 5.2 gezeigt. Das GF-Signal und die betrachteten Untergründe werden durch den obigen Schnitt auf ähnliche Weise beeinträchtigt. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte sind in der letzten Zeile von Tabelle 5.2 aufgelistet. Es bleibt ein Signal zu Untergrundverhältnis von 1 zu 3.6. Für $\mathcal{L}_{int} = 30 \text{ fb}^{-1}$ sind 945 Signal- auf rund 3400 Untergrundereignissen zu erwarten (Tabelle 5.3). Dies entspricht einer statistischen Signifikanz von $S/\sqrt{B} \approx 16$. Umgerechnet bedeutet dies, dass für eine 5σ -Signifikanz nur eine integrierte Luminosität von rund 3 fb^{-1} erforderlich ist. Es ist allerdings zu beachten, dass die Top-Untergründe mit einer Genauigkeit von rund 7% oder weniger verstanden sein müssen, um ein 5σ -Higgs-Signal aus einer reinen Ratenmessung zu etablieren. Wenn die Unsicherheiten auf die Untergründe am Ende jedoch größer sind, muss das Selektionsverfahren angepasst werden. Ein deutlich größeres Signal zu Un-

tergrundverhältnis, und damit ein kleinerer Einfluß der Untergrundunsicherheiten, lässt sich einfach durch aggressivere Schnitte auf die in den Abbildungen 5.3 bis 5.5 vorgestellten Observablen erreichen. Da keine verlässlichen Abschätzungen der systematischen Fehler existieren, wurde im Rahmen dieser Studie auf statistische Signifikanz hin optimiert. Weitere Verfeinerungen bleiben zukünftigen Studien überlassen. In jedem Fall sind die in Tabelle 5.3 zusammengefassten Ereignisraten ausreichend groß, um eine Analyse von differentiellen Verteilungen zu gestatten.

5.7 Analyse der Azimutalwinkelverteilung

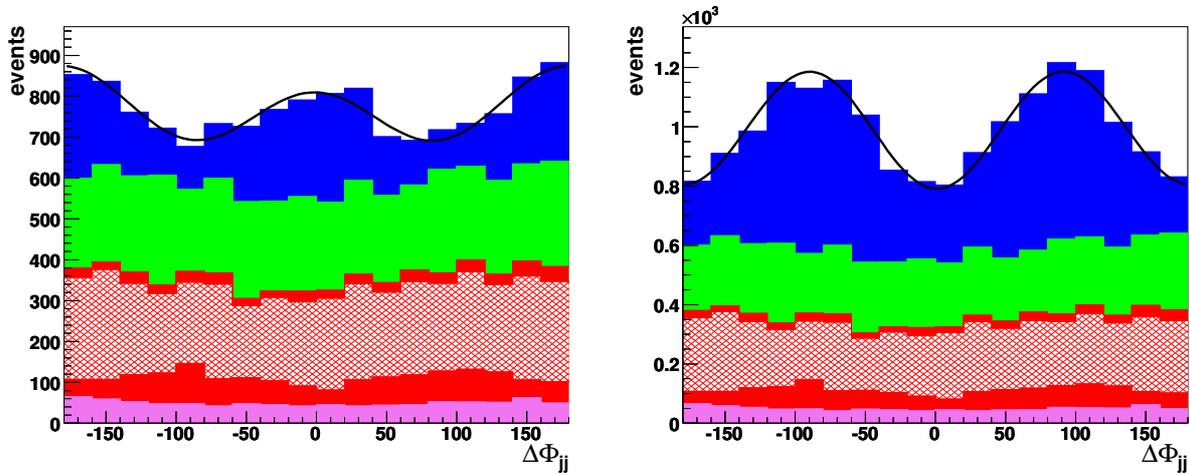


Abbildung 5.6: Die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilungen für eine rein CP-gerade Kopplung (*links*) und eine rein CP-ungerade Kopplung (*rechts*) für $\mathcal{L}_{int} = 300 \text{ fb}^{-1}$. Gezeigt ist das Signal auf den verschiedenen Untergründen. Von oben nach unten: GF-Signal, EW- W^+W^-jj , $t\bar{t}$ -, $t\bar{t}jj$ - und QCD- W^+W^-jj -Untergründe.

Der Azimutalwinkel $\Delta\Phi_{jj}$ zwischen den Tagging-Jets stellt eine sehr geeignete Observable dar, um Informationen über die CP-Eigenschaften der Htt -Kopplung zu erhalten. Nachdem nun das S/\sqrt{B} -Verhältnis mit Hilfe von Selektionsschnitten so weit wie möglich vergrößert wurde, gilt es diese Informationen aus der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung zu extrahieren. Zu diesem Zweck sei die Fit-Funktion

$$f(\Delta\Phi) = N(1 + A \cos[2(\Delta\Phi - \Delta\Phi_{max})] - B \cos(\Delta\Phi)), \quad (5.10)$$

mit Parametern A , $\Delta\Phi_{max}$, B und N definiert. Dabei ist N ein Normierungs- und B ein allgemeiner Formfaktor. Physikalisch interessant sind die Parameter A und $\Delta\Phi_{max}$: A beschreibt die relative Stärke der Winkelkorrelation und damit die Signifikanz der Messung in Bezug auf die Untergrundfluktuationen. $\Delta\Phi_{max}$ misst die Position des Maximums der Verteilung, welches ein Maß für die relative Stärke von CP-gerader und CP-ungerader Kopplung ist.

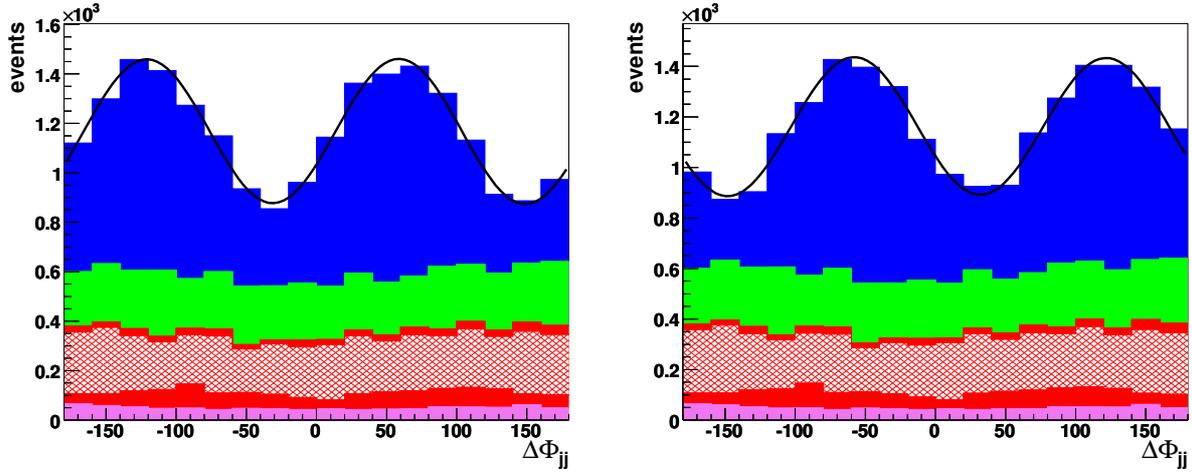


Abbildung 5.7: Die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilungen für CP-gemischte Kopplungen wie in Abb. 5.6 für $\mathcal{L}_{int} = 300 \text{ fb}^{-1}$. Links: $y_t = \tilde{y}_t = y_t^{SM}$. Rechts: $y_t = -\tilde{y}_t = y_t^{SM}$.

Abbildung 5.6 zeigt $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilungen für die Fälle einer rein CP-geraden ($y_t = y_t^{SM}$, $\tilde{y}_t = 0$) bzw. rein CP-ungeraden Htt -Kopplung ($y_t = 0$, $\tilde{y}_t = y_t^{SM}$) für eine integrierte Luminosität von 300 fb^{-1} . Dargestellt sind die Signalereignisse über den verschiedenen Untergründen. Des Weiteren wurde ein zusätzlicher Schnitt auf die Rapiditätsdifferenz der Jets

$$\Delta y_{jj} > 3.0 \quad (5.11)$$

angewendet, um die charakteristische Form der Azimutalwinkelverteilung zu verstärken. Die schwarze Kurve ist der Fit an die Verteilung mit der Funktion aus Gl. (5.10). Vergleicht man dies mit Abb. 4.2, so wird deutlich, dass die wesentlichen Merkmale der Winkelkorrelation, wenn auch durch die Untergründe erheblich beeinträchtigt, erhalten geblieben sind. Mit Hilfe der Fit-Funktion können nun die Parameter A und $\Delta\Phi_{max}$ extrahiert werden. Um die statistische Signifikanz der Messung abzuschätzen, wurde das vorhandene Monte-Carlo-Sample in 10 unabhängige Samples unterteilt, wobei jedes einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} entsprach. Nach Mittelung der einzelnen Ergebnisse und deren statistischer Fehler, ergab sich $A = 0.115 \pm 0.039$, $\Delta\Phi_{max} = -3.0 \pm 10.7$ im Falle der CP-geraden Kopplung und $A = 0.210 \pm 0.034$, $\Delta\Phi_{max} = 90.4 \pm 4.7$ bei der CP-ungeraden Kopplung. Die theoretischen Erwartungswerte sind $\Delta\Phi_{max} = 0$ bzw. $\Delta\Phi_{max} = 90^\circ$. Man kann den Unterschied zwischen CP-gerader und CP-ungerader Kopplung auch als ein Umdrehen des Vorzeichens von A (bei festgehaltenem $\Delta\Phi_{max} = 0$) auffassen. So interpretiert bedeutet dieses Ergebnis, dass eine CP-ungerade Htt Kopplung vom Standardmodell-Fall mit einer Signifikanz von etwa 6σ für 30 fb^{-1} unterschieden werden kann. Da die Untergründe allesamt eine recht flache $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung aufweisen, werden Unsicherheiten auf die Normierung der Untergründe im wesentlichen von den Fit-Parametern N und B absorbiert. Die hier angegebene Abschätzung der Signifikanz einer Bestimmung von A , würde somit durch solch systematische Fehler nur kleine Änderungen erfahren.

Abbildung 5.7 zeigt die Azimutalwinkelverteilungen für den Fall einer CP-gemischten

Kopplung $y_t = \pm \tilde{y}_t = y_t^{SM}$. Mit obiger Methode ergeben sich Werte von $A = 0.260 \pm 0.031$, $\Delta\Phi_{max} = 59.3 \pm 3.5$ für die linke Seite von Abb. 5.7 und $A = 0.246 \pm 0.031$, $\Delta\Phi_{max} = -58.4 \pm 3.7$ für die rechte Seite. Die theoretischen Erwartungswerte für die CP-Phase sind $\Delta\Phi_{max} = \pm \arctan(\frac{3}{2}) = \pm 56.3$. Das bedeutet, dass es nicht nur möglich ist eine rein CP-gerade Kopplung von einer rein CP-ungeraden Kopplung zu unterscheiden, sondern auch eine CP-verletzende Kopplung experimentell nachzuweisen. Prinzipiell lässt sich zudem der Wert der CP-Phase selbst aus der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung bestimmen.

5.8 Diskussion der Ergebnisse

Die Higgs + 2 Jet Produktion in Gluonfusion ist ein vielversprechender Kanal am LHC. Mit diesem kann die effektive Higgs-Gluon-Kopplung vermessen werden, welche im Standardmodell proportional zur Htt -Yukawa-Kopplung ist. Bei einer Higgsmasse von 160 GeV bietet der Zerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow l^+l^- \cancel{p}_T$ ein signifikantes Signal über den Untergründen, welche hauptsächlich durch die Top-Quark-Paarproduktion und die Higgsproduktion in Vektorbosonfusion gegeben sind. Eine Differenzierung zwischen Gluonfusion und VBF-Prozess könnte mit Hilfe der Jet-Multiplizitäten erfolgen [62]. Die Gluonfusion weist als QCD-Prozess naturgemäß eine höhere Wahrscheinlichkeit auf, zusätzliche Jets in den zentralen Detektorbereich zu emittieren, als die Vektorbosonfusion. Die geringe Jet-Aktivität der Vektorbosonfusion im Zentralbereich wurde in den VBF-Studien stets in Form eines Jet-Vetos ausgenutzt, mit dem QCD-Untergründe sehr effektiv unterdrückt werden können [74]. Eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Gluonfusion und Vektorbosonfusion liegt in charakteristischen Verteilungen der Tagging-Jets, wie die Zwei-Jet invariante Masse und die Rapiditätsseparation, welche für die beiden Prozesse sehr unterschiedlich ausfallen [32, 75].

Eine tiefere Analyse der Htt -Yukawa-Kopplung, insbesondere in Bezug auf die Frage ob diese CP-gerade, CP-ungerade oder CP-verletzend ist, ist mit Hilfe der Azimutalwinkelkorrelation der Tagging-Jets möglich. Die vorzeichenbehaftete Definition des Azimutalwinkels zwischen den Jets erlaubt auf Grund einer Phasenverschiebung in der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung eine direkte Messung der relativen Stärke von CP-gerader und CP-ungerader Kopplung. Diese Observable ist damit sensitiv auf das Vorhandensein von CP-Verletzung im Higgs-Sektor.

In dieser Analyse wurde der Fall einer Higgsmasse von 160 GeV betrachtet, und der Wirkungsquerschnitt der Gluonfusion sowie das Verzweigungsverhältnis $H \rightarrow W^+W^-$ wie im Standardmodell angenommen. Unter diesen Voraussetzungen kann eine signifikante Messung mit einer integrierten Luminosität von weniger als 100 fb^{-1} erwartet werden. Eine genaue Bestimmung des Analysepotenzials erfordert eine detaillierte Detektorsimulation, was im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich war. Des Weiteren lässt sich die Analyse der GF-Ereignisse mit Hilfe von ausgefeilteren Techniken wie zum Beispiel die Verwendung von neuronalen Netzwerken sicherlich noch um einiges verbessern.

Die hier vorgestellten Methoden für den speziellen Fall $m_H = 160 \text{ GeV}$ können auch bei anderen Higgsmassen angewendet werden. Für $150 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 2m_Z$ sollte die be-

schriebene Analyse ebenfalls funktionieren, wobei eventuell kleine Modifikationen, wie zum Beispiel beim Schnitt auf die transversale Masse in Gleichung (5.7), notwendig sind. Kleinere Higgsmassen könnten weniger starke Schnitte auf das p_T der Leptonen erfordern. Für zu kleine Higgsmassen wird man aber letztlich auf Grund des geringen Verzweigungsverhältnisses für $H \rightarrow WW$ Probleme mit der Statistik bekommen.

Die Korrelationen in Azimutalwinkelverteilung sind unabhängig vom betrachteten Higgs-Zerfallsmodus. Daher sind auch andere Zerfallskanäle wie $H \rightarrow \tau\tau$ oder $H \rightarrow \gamma\gamma$ für eine ähnliche Studie interessant. Aus diesem Grund wird im nächsten Kapitel der Zerfall in Tau-Leptonen betrachtet werden. Allerdings ist in diesem Falle wegen des wesentlich schwierigeren QCD-Untergrundes mit einem deutlich ungünstigeren Resultat zu rechnen.

Kapitel 6

Der Kanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$

6.1 Einleitung

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass $pp \rightarrow HjjX \rightarrow W^+W^-jjX$ ein vielversprechender Kanal für Higgsmassen von zirka 160 GeV ist, mit dessen Hilfe auch Rückschlüsse auf die CP-Natur der Higgskopplungen gezogen werden können. Elektroschwache Präzisionsdaten legen jedoch den Schluss nahe, dass die Higgsmasse nur knapp oberhalb der Ausschlussgrenze von 114 GeV aus direkten Suchen am LEP liegt [7, 76]. In diesem Massenbereich ist der Kanal $H \rightarrow W^+W^-$ auf Grund des geringen Verzweigungsverhältnisses nicht mehr gut geeignet. Studien zur Higgsproduktion in Vektorbosonfusion bevorzugen für Massen im Bereich um 120 GeV herum vielmehr die Zerfallskanäle $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$ [19, 77–79]. Daraus ergibt sich sofort die Fragestellung, welches Potenzial diese Kanäle in Bezug auf die Higgsproduktion in Gluonfusion haben.

In diesem Kapitel soll daher die Produktion eines 120 GeV schweren Higgsbosons in Gluonfusion in Kombination mit dem Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ untersucht werden. Der Zerfall in zwei Photonen wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet und bleibt zukünftigen Studien vorbehalten. Die Tau-Leptonen sind ihrerseits instabil und können hadronisch in Pionen oder leptonisch in Elektronen und Müonen zerfallen. Auf Grund der einfacheren Signatur beschränkt sich die im Folgenden vorgestellte Studie auf den doppelt leptonischen Zerfallskanal $\tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ($\ell^\pm = e^\pm, \mu^\pm$), dessen Verzweigungsverhältnis insgesamt 12.25% beträgt.

Der Endzustand des Gesamtprozesses ist folglich gegeben durch zwei Jets, zwei geladene Leptonen und vier Neutrinos: $jj\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$. Der Hauptuntergrund ist die Z-Produktion mit anschließendem Zerfall $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, welche sowohl QCD-induziert, d.h. von der Ordnung $\alpha^2\alpha_s^2$, als auch elektroschwach von der Ordnung α^4 sein kann. Weitere Untergründe sind die Top-Quark-Paarproduktion und die W-Paarproduktion, die bereits im letzten Kapitel vorgestellt wurden. Im Falle der elektroschwach-induzierten W-Paarproduktion ist diesmal jedoch kein großer Higgsbeitrag vorhanden. Schließlich ist noch die Higgsproduktion in Vektorbosonfusion mit anschließendem $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Zerfall als Untergrund zu berücksichtigen.

Auch hier wurden die Signal- und Untergrundprozesse in führender Ordnung auf partonischem Niveau berechnet. Im Gegensatz zur $H \rightarrow W^+W^-$ Analyse mussten diesmal Detektoreffekte berücksichtigt werden, da diese einen starken Einfluss auf die rekonstruierte Higgsmasse und somit auf die Effizienz der Selektionsschnitte haben. Dies ist mit Hilfe einer einfachen Parametrisierung geschehen. Für die in diesem Kapitel vorgestellten Resultate wurden wiederum Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV simuliert. Die Standardmodellparameter wurden auf $\sin^2\theta_W = 0.22217$, $M_Z = 91.188$ GeV und $G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5}$ GeV⁻² gesetzt. Dies entspricht einer W-Bosonmasse von $M_W = 80.423$ GeV und einem Wert von $\alpha(M_Z) = 1/132.54$ für die Kopplungskonstante der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Masse des Higgsbosons wurde zu $M_H = 120$ GeV und die des Top-Quarks zu $M_{top} = 175$ GeV gewählt. Das Laufen der starken Kopplungskonstanten wurde in führender Ordnung ausgewertet, wobei $\alpha_s(M_Z) = 0.1298$ gesetzt wurde. Für die Beschreibung der Protonstruktur sind die CTEQ6L1-Partonverteilungen verwendet worden [64].

6.2 Der $H + jj$ Signalprozess

Für den Signalprozess $pp \rightarrow HjjX \rightarrow \tau^+\tau^-jjX \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau\bar{\nu}_\tau jjX$ wurde das Gluonfusionsprogramm um das Matrixelement für den $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Zerfall erweitert. Das Verzweigungsverhältnis beträgt hierbei $B(H \rightarrow \tau^+\tau^-) = 5.6\%$. Die Higgs-Gluon-Wechselwirkung wurde in der $m_{top} \rightarrow \infty$ Approximation beschrieben. Dabei wurde auch die Produktion eines Higgsbosons mit einer CP-ungeraden Kopplung an Top-Quarks untersucht, um die Unterscheidbarkeit vom Standardmodell-Higgs mit Hilfe der Azimutalwinkelverteilung beurteilen zu können. Die Zerfälle der Taus in Leptonen wurden in der kollinearen Näherung berechnet, welche durch die im Vergleich zur Higgsmasse relativ kleine Taumasse von $m_\tau = 1.78$ GeV gerechtfertigt ist. In dieser Näherung wird die Impulsrichtung des geladenen Leptons aus dem Tauzerfall parallel zu der des Taus angenommen. Der relative Energiebruchteil z des entsprechenden Leptons wird dann in Abhängigkeit der Tau-Chiralität χ_τ gemäß der folgenden Verteilung generiert [80].

$$\frac{1}{\Gamma_\ell} \frac{d\Gamma_\ell}{dz} = \frac{1}{3}(1-z) [(5+5z-4z^2) + \chi_\tau(1+z-8z^2)] \quad (6.1)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, dass die $\tau^+\tau^-$ -Paare aus dem Higgszerfall stets entgegengesetzte Chiralität tragen. Die Faktorisierungsskala und das Laufen der starken Kopplung wurden wie in Abschnitt 5.2 zu $\mu_f = \sqrt{p_{T_1} \cdot p_{T_2}}$ und $\alpha_s^4 = \alpha_s^2(m_H) \cdot \alpha_s(p_{T_1}) \cdot \alpha_s(p_{T_2})$ gewählt.

6.3 Der QCD-induzierte $\tau\tau + jj$ Untergrund

Der neben der Top-Quark-Paarproduktion wichtigste Untergrund ist die QCD-induzierte $\tau^+\tau^-jj$ -Produktion der Ordnung $\alpha^2\alpha_s^2$. Diese kann als ein $2 \rightarrow 2$ QCD-Prozess mit Abstrahlung eines Photons oder Z-Bosons und anschließendem Zerfall $Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ aufgefasst

werden. Allerdings dominiert der Z -Beitrag deutlich. Im Weiteren wird dieser Prozess als der „QCD- $\tau\tau$ -Untergrund“ bezeichnet. Die relevanten Subprozesse auf partonischem Niveau sind [81–86]

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}, & qq' &\rightarrow \tau^+\tau^-qq', & \bar{q}\bar{q}' &\rightarrow \tau^+\tau^-\bar{q}\bar{q}', \\ q\bar{q} &\rightarrow \tau^+\tau^-gg, & qq' &\rightarrow \tau^+\tau^-qq, & \bar{q}\bar{q}' &\rightarrow \tau^+\tau^-\bar{q}\bar{q}', & gg &\rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}, \end{aligned}$$

welche im Wesentlichen über t -Kanal-Gluonaustausch verlaufen. Die Rechnungen zu diesem Prozess gehen auf die Arbeiten von Ref. [87, 88] zurück und sind Teil des Programms VBFNLO. Die Tauzerfälle wurden wie im Falle des Signals in der kollinearen Approximation berechnet. Auf Grund der (Axial-)Vektorkopplung der Z -Bosonen und Photonen an die Tau-Leptonen sind in diesem Falle die Chiralitäten des τ^+ und τ^- stets identisch. Als Faktorisierungsskala wurde $\mu_f = \min(p_{T_1}, p_{T_2})$ gewählt. Des Weiteren wurden die Transversalimpulse der Jets als dynamische Skalen für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung verwendet, d.h. $\alpha_s^2 = \alpha_s(p_{T_1}) \cdot \alpha_s(p_{T_2})$.

6.4 Der elektroschwache $\tau\tau + jj$ Untergrund

Der rein elektroschwache Prozess $pp \rightarrow \tau^+\tau^-jjX$ ist ebenfalls als potenzieller Untergrund zu berücksichtigen, welcher im Folgenden als „EW- $\tau\tau$ -Untergrund“ bezeichnet sei. Dieser ist von der Ordnung α^4 und unterscheidet sich von dem oben genannten QCD-Prozess nur durch den Austausch elektroschwacher Eichbosonen (W^\pm, Z, γ) im t -Kanal anstelle von Gluonen. Die relevanten Subprozesse sind [89]

$$qq' \rightarrow qq'\tau + \tau^-, \quad q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-, \quad \bar{q}\bar{q}' \rightarrow \bar{q}\bar{q}'\tau^+\tau^-,$$

wobei das $\tau^+\tau^-$ -Paar hauptsächlich aus dem Zerfall eines abgestrahlten Z -Bosons hervorgeht. Auch dieser Prozess konnte mit VBFNLO berechnet werden, wobei die Behandlung der Taus analog zum Signalprozess bzw. QCD- $\tau\tau$ -Untergrund erfolgte. Als Faktorisierungsskala wurde mit $\mu_f = Q$ der Impulsübertrag im t -Kanal verwendet.

6.5 Der VBF $H + jj$ Untergrund

Auch die Higgsproduktion in Vektorbosonfusion muss als Untergrund mit einbezogen werden, da diese zu einem identischen Endzustand führt wie das Gluonfusion-Signal. In diesem Prozess koppelt das Higgs an W - und Z -Bosonen, welche den t -Kanal-Impulsübertrag vermitteln. Wie bei der elektroschwachen Z -Produktion sind in den beitragenden Subprozessen nur Quarks bzw. Antiquarks und keine Gluonen im Anfangs- und Endzustand vorhanden

$$qq' \rightarrow qq'H, \quad q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H, \quad \bar{q}\bar{q}' \rightarrow \bar{q}\bar{q}'H.$$

Der Zerfall des Higgsbosons in Tau-Leptonen wurde wie beim Signal gehandhabt und als Faktorisierungsskala wurde wie im EW- $\tau\tau$ -Fall $\mu_f = Q$ gewählt. In den folgenden Tabellen und Grafiken wird dieser Prozess als der „VBF-H-Untergrund“ bezeichnet werden.

6.6 Detektoreffekte

Für die Analyse des $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Zerfalls ist die Rekonstruktion der invarianten $\tau^+\tau^-$ -Masse und damit der Higgsmasse von großer Wichtigkeit. Diese hängt jedoch sehr von der experimentellen Genauigkeit ab, mit der der fehlende Transversalimpuls \cancel{p}_T eines Ereignisses gemessen werden kann. Um daher nicht unrealistisch optimistische Ergebnisse zu erhalten, musste in dieser Studie die begrenzte Detektorauflösung zumindest in einer einfachen parametrisierten Form berücksichtigt werden. Dazu wurden die Energien der Jets und Leptonen im Endzustand einer Gauß-Verteilung entsprechend verschmiert. Dies kann mit Hilfe von Gauß-förmig verteilten Zufallszahlen geschehen. Ebenso wurde mit den x- und y-Komponente des fehlenden Transversalimpulses verfahren. Es wurden die folgenden Parametrisierungen verwendet:

Die Energie eines einzelnen Jets wurde gemäß der Formel

$$\frac{\Delta E_j}{E_j} = \left(\frac{a}{E_{Tj}} \oplus \frac{b}{\sqrt{E_{Tj}}} \oplus c \right) \quad (6.2)$$

modifiziert (die einzelnen Terme werden quadratisch addiert). Hierbei bezeichnet E_{Tj} die transversale Energie eines Jets¹. Die Parameter a, b, c wurden in Abhängigkeit der Pseudorapazität η_j des Jets wie in Tabelle 6.1 gewählt. Diese Parametrisierung basiert auf den

Tabelle 6.1: Die in Gl. (6.2) verwendeten Parameter für die Auflösung der Jet-Energie.

	a	b	c
$\eta_j < 1.4$	5.6	1.25	0.033
$1.4 < \eta_j < 3$	4.8	0.89	0.043
$\eta_j > 3$	3.8	0	0.085

Ergebnissen einer CMS-Studie [90]. Prinzipiell ist die erwartete Auflösung der Jet-Energien im ATLAS-Experiment etwas besser als bei CMS. Der Konsistenz halber wurden hier dennoch die CMS-Werte angenommen, da auch die verwendeten b-Tagging-Effizienzen auf CMS-Ergebnissen beruhen. Für die geladenen Leptonen wurde eine Energieauflösung von 2% angenommen.

$$\frac{\Delta E_\ell}{E_\ell} = 2\% \quad (6.3)$$

Die angenommene Ungenauigkeit in der experimentellen Bestimmung des fehlenden Transversalimpulses wurde über

$$\Delta \cancel{p}_{x,y} = 0.63 \cdot \sqrt{\sum E_{Tj}} \quad (6.4)$$

berechnet, wobei $\sum E_{Tj}$ die Summe aller transversalen Jet-Energien bezeichnet. Dazu wurde zunächst der physikalisch exakte \cancel{p}_T -Vektor berechnet. Anschließend wurden dessen x-

¹Die transversale Energie ist definiert als $E_T = E \cdot \sin \theta$, wobei θ der Polarwinkel der Impulsrichtung ist.

und y -Komponente unabhängig voneinander gemäß Gleichung (6.4) verschmiert. Diese Parametrisierung basiert auf den Ergebnissen von Ref. [91].

6.7 Unterscheidung von Signal und Untergründen

Die Signatur des betrachteten Signalprozesses ist durch zwei Jets, zwei geladene Leptonen aus den Tauzerfällen und fehlenden Transversalimpuls charakterisiert. Wie schon in der $H \rightarrow W^+W^-$ Analyse eignen sich Jet-Observablen wie die Zwei-Jet invariante Masse m_{jj} oder die Rapiditätsdifferenz Δy_{jj} nicht für Selektionsschnitte. Somit kommen für eine Schnitt-basierte Analyse nur die Eigenschaften der geladenen Leptonen als Werkzeug in Betracht. Startpunkt für die Analyse sind zunächst die inklusiven Schnitte, welche die grundlegenden Einschränkungen durch den Detektor reflektieren.

$$\begin{aligned} p_{Tj} > 30 \text{ GeV}, \quad |y_j| < 4.5, \quad |y_{j_1} - y_{j_2}| > 1.0 \\ p_{T\ell} > 10 \text{ GeV}, \quad |y_\ell| < 2.5, \quad \Delta R_{j\ell} > 0.7 \end{aligned} \quad (6.5)$$

Die Jets und Leptonen müssen einen hinreichend großen Impuls aufweisen um im hadronischen bzw. elektromagnetischen Kalorimeter detektiert werden zu können. Dabei decken die Kalorimeter nur einen begrenzten Rapiditätsbereich ab. Weiterhin sollen die Jets und Leptonen voneinander wohl separiert sein. Die Wirkungsquerschnitte auf diesem inklusiven Niveau sind in der ersten Spalte von Tabelle 6.2 aufgelistet. In der zweiten Zeile dieser Tabelle ist zusätzlich der Wirkungsquerschnitt für den Fall eines CP-ungerade koppelnden Higgsbosons A angegeben. Wie schon in Kapitel 4 erläutert, ist dieser rund 2.25 mal größer als der des CP-geraden Falles. Der Wirkungsquerschnitt des Standardmodell-Signals beträgt nur rund 11 fb und ist damit drei Größenordnungen kleiner als der Gesamtwirkungsquerschnitt der Untergrundprozesse von etwa 19 pb.

Der erste Schritt zur Reduktion der Untergrundprozesse ist die Anwendung eines b -Vetos. Dies geschieht auf die gleiche Weise wie in Abschnitt 5.6 zur $H \rightarrow W^+W^-$ Analyse. Die Wirkungsquerschnitte der Top-Quark-Prozesse werden dadurch deutlich reduziert, während vom Signal nur rund 15% verloren geht (2. Spalte in Tabelle 5.6).

Es ist möglich, die Viererimpulse der Tau-Leptonen zu rekonstruieren. In der kollinearen Approximation und unter Vernachlässigung der Taumasse gilt für die Viererimpulse der Taus $p_{\tau_{1/2}}^\mu$ und der entsprechenden geladenen Zerfallsleptonen $p_{\ell_{1/2}}^\mu$

$$p_{\ell_i}^\mu = x_i \cdot p_{\tau_i}^\mu. \quad (6.6)$$

Dabei ist x_i der relative Energiebruchteil, den das Lepton davonträgt. Nun wird der fehlende Transversalimpuls durch die Neutrinos aus den Tauzerfällen generiert. Damit lässt sich die Impulsbilanz in der transversalen Ebene in der Form

$$\vec{p}_T = \left(\frac{1}{x_1} - 1 \right) \vec{p}_{\ell_1, T} + \left(\frac{1}{x_2} - 1 \right) \vec{p}_{\ell_2, T} \quad (6.7)$$

ausdrücken. Dies ist ein lineares System zweier Gleichungen in den Unbekannten x_1 und x_2 , welches in einfacher Weise gelöst werden kann. Mit den so gewonnenen Energiebruchteilen x_i kann die invariante $\tau^+\tau^-$ -Masse und somit die Higgsmasse rekonstruiert werden²:

$$m_H^2 = m_{\tau\tau}^2 = \frac{2p_{\ell_1} \cdot p_{\ell_2}}{x_1 x_2} = \frac{m_{\ell\ell}^2}{x_1 x_2} \quad (6.8)$$

Im nächsten Schritt der Analyse wird verlangt, dass die x_i in dem physikalisch sinnvollen Intervall

$$0 < x_{1,2} < 1 \quad (6.9)$$

liegen. Durch diese Forderung werden alle Untergründe, bei denen die geladenen Leptonen nicht aus Tauzerfällen entstammen, stark reduziert. Allerdings geht auch rund 10% des Signals verloren, da durch die experimentelle Unsicherheit im \cancel{p}_T ein Teil der Ereignisse so schlecht rekonstruiert wird, dass die x_i nicht mehr in dem physikalischen Bereich liegen. Die entsprechenden Werte für die Wirkungsquerschnitte sind in der 3. Spalte von Tabelle 6.2 gezeigt.

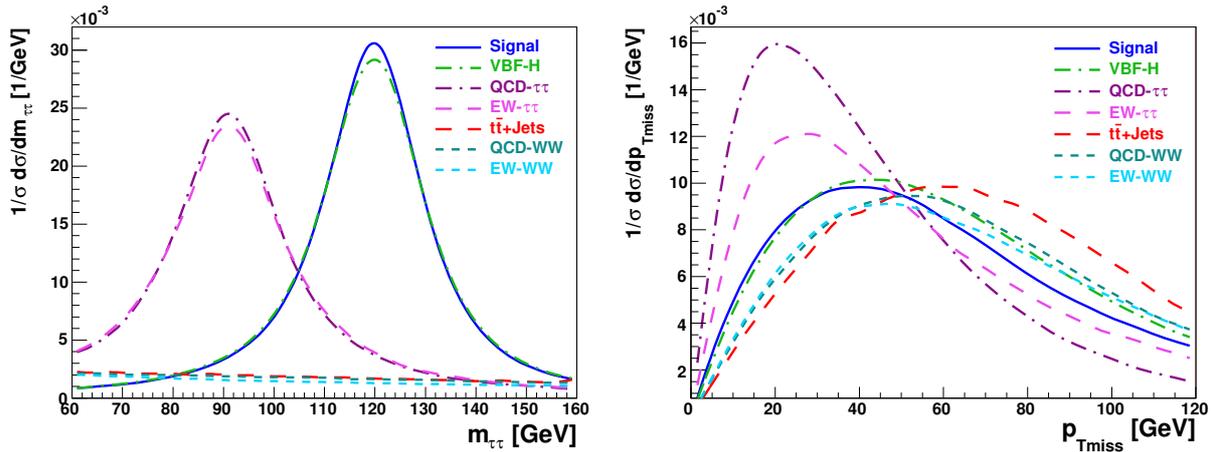


Abbildung 6.1: Normierte Verteilungen der rekonstruierten $\tau^+\tau^-$ invarianten Masse (*links*) und des fehlenden Transversalimpulses \cancel{p}_T (*rechts*) nach den Schnitten von Gl. (6.5) für Signal und Untergründe.

Abbildung 6.1 zeigt auf der linken Seite die Verteilungen der rekonstruierten $\tau^+\tau^-$ -Masse für das Signal und die Untergründe. Die drei $t\bar{t}$ +Jets Prozesse wurden in diesem und in den folgenden Diagrammen zusammengefasst. Bei den Prozessen, welche $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ bzw. $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ Zerfälle beinhalten ist die rekonstruierte Masse Gauß-förmig um einen Wert von 91 GeV bzw. 120 GeV verteilt. Die Genauigkeit der rekonstruierten Higgs- bzw. Z-Masse lässt sich zu ± 12 GeV ablesen, was sich mit den Ergebnissen aus ATLAS- bzw. CMS-Analysen deckt: In der ATLAS-Studie aus Ref. [92] wird ebenfalls ein Wert von 12 GeV für die Higgsmassenaufösung angegeben. In einer CMS-Studie [93] wird eine ganz

²Die Massen der Zerfallsleptonen werden dabei ebenfalls vernachlässigt.

ähnliche Massenauflösung von 9% bei einer Higgsmasse von 135 GeV, allerdings für den semileptonischen Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^\pm + jet + \cancel{p}_T$ angegeben. Die W^+W^-jj - und Top-Untergründe weisen in der $m_{\tau\tau}$ -Variablen eine flache Verteilung auf. Durch einen Selektionschnitt der Form

$$112 \text{ GeV} < m_{\tau\tau} < 140 \text{ GeV} \quad (6.10)$$

um die mittlere Higgsmasse herum werden alle Untergründe sehr stark reduziert, wie in der 4. Spalte von Tabelle 6.2 zu sehen ist. Vom Signal geht allerdings auch rund 1/3 verloren.

Wie schon in der $H \rightarrow W^+W^-$ Analyse ist es sinnvoll sich Variablen anzuschauen, die ausschließlich auf den Eigenschaften der Higgszerfallsprodukte, also den Leptonen basieren. Daher soll im Folgenden die invariante Masse der Zerfallsleptonen $m_{\ell\ell}$ und deren R-Separation $\Delta R_{\ell\ell}$ betrachtet werden. Abbildung 6.2 zeigt die differentiellen Verteilungen dieser beiden Observablen. Für die Prozesse mit Higgs- bzw. Z -Zerfall ist wegen Gl. (6.8) die invariante Zwei-Lepton-Masse durch $m_{\ell\ell} < m_Z$ bzw. $m_{\ell\ell} < m_H$ beschränkt. Für die anderen Untergründe erstreckt sich die $m_{\ell\ell}$ -Verteilung im Gegensatz dazu auch zu größeren $m_{\ell\ell}$ hin. Dies wird mit einem Schnitt der Form

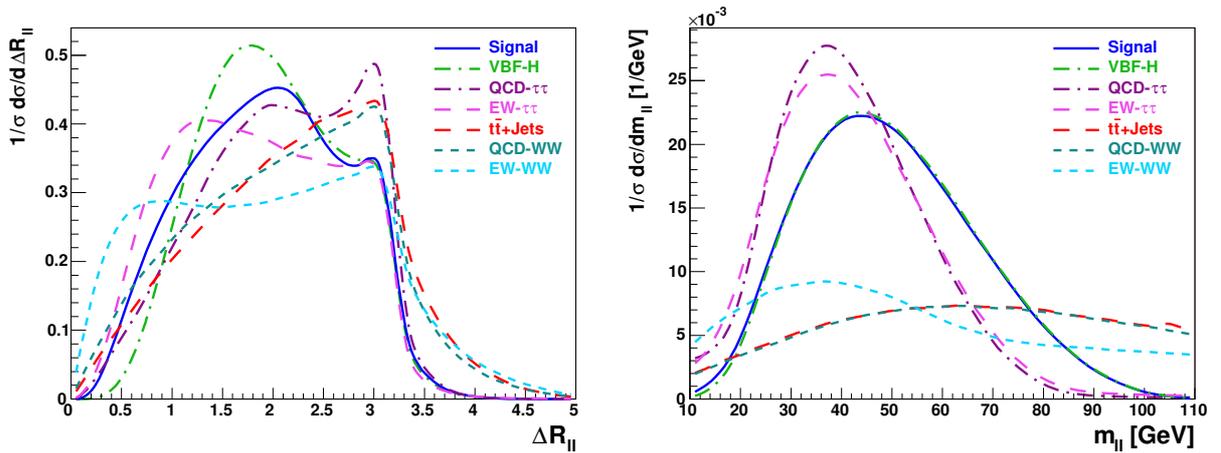


Abbildung 6.2: Normierte Verteilungen der R-Separation der geladenen Leptonen (*links*) und der Zwei-Lepton invarianten Masse (*rechts*) nach den Schnitten von Gl. (6.5) für Signal und Untergründe.

$$m_{\ell\ell} < 84 \text{ GeV} \quad (6.11)$$

ausgenutzt. In der Folge werden die Top-Untergründe stark reduziert, wie in der 5. Spalte von Tabelle 6.2 zu sehen ist. Das Signal, aber auch die Z -Untergründe werden von dieser Bedingung kaum beeinflusst. Eine weitere Reduktion der Z -Untergründe lässt sich mit der Forderung

$$\Delta R_{\ell\ell} < 2.4 \quad (6.12)$$

erreichen (6. Spalte in Tabelle 6.2). Vom Signal geht dadurch etwa 1/5 verloren, während die Z -Untergründe um einen Faktor 3 unterdrückt werden. Dies ist darauf zurückzuführen,

dass jene Z -Ereignisse, welche die Bedingung (6.10) erfüllen, und somit ein rekonstruiertes $m_{\tau\tau}$ in großem Abstand zur Z -Masse aufweisen, im Allgemeinen auch durch einen großen Winkel zwischen den Leptonimpulsen gekennzeichnet sind.

Tabelle 6.2: Signalraten für CP-gerade und CP-ungerade koppelndes Higgsboson (H bzw. A) für $m_H = 120$ GeV sowie die Wirkungsquerschnitte der Untergründe in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV. Die Ergebnisse entsprechen unterschiedlichen Schnittniveaus, welche über die im Text angegebenen Gleichungen definiert sind. Alle Raten sind in fb angegeben. Die beiden letzten Zeilen zeigen das Signal- zu Untergrundverhältnis S/B und das S/\sqrt{B} -Verhältnis für den CP-geraden Fall bei einer integrierten Luminosität von 600 fb^{-1} .

Prozess	inkl. (6.5)	b-Veto	τ -Rek. (6.9)	$m_{\tau\tau}$ (6.10)	$m_{\ell\ell}$ (6.11)	$\Delta R_{\ell\ell}$ (6.12)	\cancel{p}_T (6.13)	Δy_{jj} (6.14)
GF $pp \rightarrow Hjj$	11.283	9.702	8.557	5.467	5.303	4.384	4.295	1.360
GF $pp \rightarrow Ajj$	25.00	21.49	19.11	12.54	12.16	10.17	9.961	3.266
VBF $pp \rightarrow Hjj$	5.527	4.974	4.384	2.759	2.675	2.238	2.194	1.834
QCD $pp \rightarrow \tau^+\tau^-jj$	1653	1399	1157	115.0	114.0	38.6	36.8	8.93
EW $pp \rightarrow \tau^+\tau^-jj$	15.70	13.70	11.10	1.189	1.170	0.627	0.604	0.362
$pp \rightarrow t\bar{t}$	6490	826	160.8	9.87	6.39	4.79	4.50	0.363
$pp \rightarrow t\bar{t}j$	9268	1794	391	20.4	13.4	11.1	10.6	2.51
$pp \rightarrow t\bar{t}jj$	1629	529	139	5.2	3.2	2.8	2.7	0.81
QCD $pp \rightarrow WWjj$	334.2	283.7	68.6	3.65	2.37	1.83	1.75	0.422
EW $pp \rightarrow WWjj$	24.78	21.99	5.034	0.259	0.204	0.170	0.166	0.128
Σ (Untergründe)	19420	4872	1937	158.3	143.4	62.2	59.3	15.4
S/B	1/1720	1/500	1/230	1/29	1/27	1/14	1/14	1/11
S/\sqrt{B} für 600 fb^{-1}	1.98	3.40	4.76	10.6	10.8	13.6	13.7	8.5

In dieser Studie wurden einige Untergründe nicht explizit berücksichtigt. Dies betrifft insbesondere die $Z+jj$ Produktion mit anschließendem leptonischen Zerfall $Z \rightarrow e^+e^-$ oder $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Diese Ereignisse weisen keinen fehlenden Transversalimpuls auf, da sich keine Neutrinos im Endzustand befinden. Daher wird der gemessene fehlende Transversalimpuls ausschließlich durch die begrenzte Detektoraufösung verursacht. Die Bedingung

$$\cancel{p}_T > 30 \text{ GeV} \quad (6.13)$$

in Kombination mit dem Schnitt von Gl. (6.11) reduziert diese Untergründe auf ein vernachlässigbares Niveau. Die differentielle Verteilung des fehlenden Transversalimpulses ist auf der rechten Seite von Abb. 6.1 gezeigt. Wie zu sehen, sind alle betrachteten Prozesse in ähnlicher Weise von dem \cancel{p}_T -Schnitt betroffen, wobei der QCD- $\tau\tau$ -Untergrund sogar etwas stärker reduziert wird als das Signal.

Nach den Selektionsschnitten der Gleichungen (6.9) bis (6.13) und dem b -Veto ist vom Signal weniger als 40% übrig geblieben. Dafür hat sich aber das Signal- zu Untergrundverhältnis von anfänglich 1/1720 auf 1/14 verbessert. Bei einer integrierten Luminosität

von 600 fb^{-1} sind dies etwa 2580 Signalereignisse auf 35600 Untergrundereignissen, was einer rein statistischen Signifikanz von $S/\sqrt{B} \approx 14$ entspricht. Eine 5σ -Signifikanz würde demnach eine integrierte Luminosität von etwa 80 fb^{-1} erfordern. Allerdings spielen bei dem immer noch recht schlechten Signal- zu Untergrundverhältnis die systematischen Unsicherheiten der Untergründe die dominierende Rolle, obgleich es Möglichkeiten gibt, das Untergrundniveau aus den Daten selbst zu bestimmen. Dazu zählen zum Beispiel die Nutzung von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen zur Vorhersage des $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ Untergrundes und die Extrapolation der Untergrundrate innerhalb des $m_{\tau\tau}$ -Massenfensters aus dessen Seitenbändern. Daher müssen gegebenenfalls aggressivere Schnitte auf die $m_{\tau\tau}$ -Masse oder die R-Separation $\Delta R_{\ell\ell}$ angewendet werden, um das S/B -Verhältnis zu verbessern. In dieser Studie wurden die Selektionsschnitte dennoch auf ein möglichst gutes S/\sqrt{B} -Verhältnis optimiert. Dies ist im Hinblick auf die Analyse der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung gerechtfertigt, da systematische Unsicherheiten auf die Normierung der Untergründe teilweise von der Fit-Funktion absorbiert werden.

Im Falle des CP-ungerade koppelnden Higgsbosons ist der Wirkungsquerschnitt des Signals deutlich größer, was zu einer besseren statistischen Signifikanz von $S/\sqrt{B} \approx 32$ führt (bei 600 fb^{-1}). Dies entspricht einer 5σ -Luminosität von nur rund 15 fb^{-1} . Auch das Signal- zu Untergrundverhältnis fällt günstiger aus: es beträgt $1/6$.

6.8 Analyse der Azimutalwinkelverteilung

Es soll nun untersucht werden, welche Rückschlüsse sich aus der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung im Hinblick auf die CP-Eigenschaften der Higgskopplungen ziehen lassen. Dazu wird zunächst ein zusätzlicher Schnitt der Form

$$\Delta y_{jj} = |y_{j1} - y_{j2}| > 3.0 \quad (6.14)$$

angewendet. Dieser reduziert zwar die Zahl der untersuchbaren Ereignisse um etwa einen Faktor 3, verbessert aber dafür die Stärke der Variation in der Azimutalwinkelverteilung. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte sind in der letzten Spalte von Tabelle 6.2 dargestellt. In Abbildung 6.3 sind die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilungen für den CP-geraden Fall und den CP-ungeraden Fall gegenübergestellt. Gezeigt sind jeweils Signalereignisse auf den verschiedenen Untergründen für eine integrierte Luminosität von 600 fb^{-1} . Wie man sieht ist beim CP-geraden, also dem Standardmodell-Fall, die charakteristische Form der Winkelverteilung fast nicht zu erkennen. Nur beim CP-ungeraden Szenario tritt diese Eigenschaft deutlich hervor, was sich durch den in diesem Falle rund doppelt so großen Wirkungsquerschnitt des Signals erklärt. Um zu quantifizieren, wie gut sich die beiden Fälle von einander unterscheiden lassen, wird die Azimutalwinkelverteilung mit folgender Funktion gefittet:

$$f(\Delta\Phi) = N(1 + A \cos(2\Delta\Phi) - B \cos(\Delta\Phi)) \quad (6.15)$$

Dabei beschreibt der Parameter A die Stärke der Winkelkorrelation. Positive Werte von A entsprechen einer CP-geraden, negative Werte einer CP-ungeraden Kopplung. In Abbildung 6.3 ist das jeweilige Ergebnis des Fits als schwarzen Kurve den Histogrammen überlagert. Im CP-geraden Fall wurde $A = 0.012 \pm 0.014$ extrahiert und beim CP-ungeraden Fall

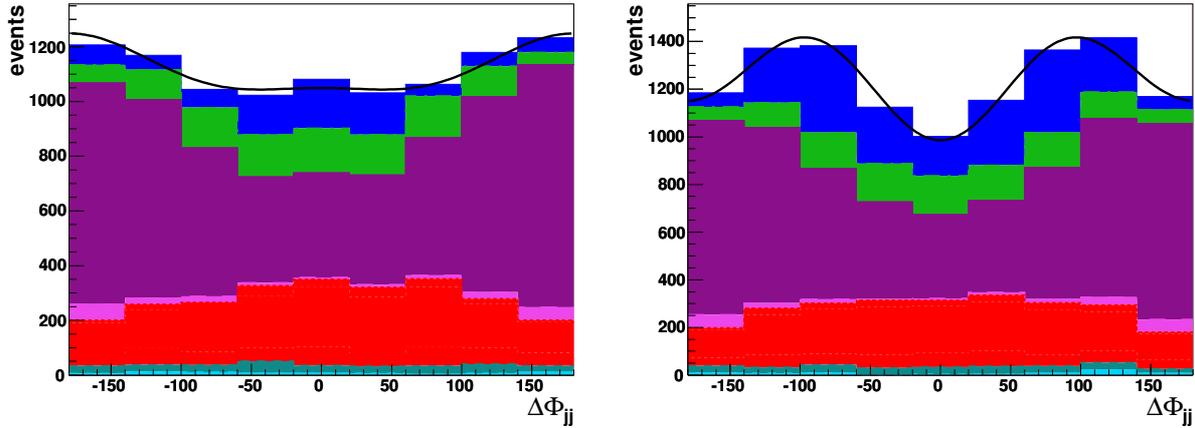


Abbildung 6.3: Die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilungen für eine CP-gerade Kopplung (*links*) und eine CP-ungerade Kopplung (*rechts*) für $\mathcal{L}_{int} = 600 \text{ fb}^{-1}$. Gezeigt ist das Signal auf den verschiedenen Untergründen. Von oben nach unten: GF-Signal, VBF-H, QCD- $\tau\tau$, EW- $\tau\tau$, $t\bar{t}$ +Jets, QCD-WW und EW-WW.

ergab sich $A = -0.116 \pm 0.013$, wobei über 10 verschiedene Samples gemittelt wurde. Die angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur. Dies bedeutet, dass sich eine CP-ungerade Kopplung vom Standardmodell mit einer Signifikanz von rund 6.7 Standardabweichungen unterscheiden ließe, wozu allerdings eine integrierte Luminosität von 600 fb^{-1} erforderlich ist.

Im Gegensatz zur $H \rightarrow W^+W^-$ Studie ist hier die Form der Untergrundverteilung nicht flach, was die Analyse der $\Delta\Phi_{jj}$ -Korrelation erheblich beeinträchtigt. Fittet man zum Beispiel nur den Untergrund ohne die Signalereignisse, so ergibt sich ein leicht negativer Wert von $A = -0.025 \pm 0.015$. Darüber hinaus haben die Verteilungen der einzelnen Untergrundprozesse unterschiedliche Formen. So fällt z.B. die Verteilung der Top-Untergründe zu den Rändern hin ab, während die des QCD- $\tau\tau$ -Untergrundes zunimmt. Daher könnten die systematischen Unsicherheiten der Untergründe eine wichtige Rolle spielen, da nicht klar ist, wie sich diese auf den Fit auswirken. Um dies besser beurteilen zu können, wurde die Normierung des QCD- $\tau\tau$ -Untergrundes beispielhaft um einen relativ großen Wert von $\pm 10\%$ variiert und die Fit-Prozedur jeweils wiederholt. Tabelle 6.3 fasst die Resultate zusammen. Die Variation des QCD- $\tau\tau$ -Untergrundes wirkt sich direkt auf die Ergebnisse des Fits aus. Dies war zu erwarten, entscheidend ist jedoch, dass die verursachte Änderung im A -Parameter in allen Fällen innerhalb des statistischen Fehlers aus dem Fit liegt. Damit bestätigt sich, dass in der Analyse der Azimutalwinkelverteilung die systematischen Fehler der Untergrundnormierung eine untergeordnete Rolle spielen und die statistischen Unsicherheiten dominieren.

Tabelle 6.3: Die Ergebnisse der Fits für den Parameter A , wenn die Normierung des QCD- $\tau\tau$ -Untergrundes um $\pm 10\%$ variiert wird.

	CP-gerade	CP-ungerade	nur Untergrund
nominal, wie in Tabelle 6.2	0.012 ± 0.014	-0.116 ± 0.013	-0.025 ± 0.015
+10% QCD- $\tau\tau$ -Untergrund	0.009 ± 0.014	-0.108 ± 0.013	-0.020 ± 0.014
-10% QCD- $\tau\tau$ -Untergrund	0.018 ± 0.014	-0.123 ± 0.014	-0.023 ± 0.015

6.9 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde das Potenzial des Zerfallskanals $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^-\cancel{\not{p}}_T$ für die Higgsbosonproduktion in Gluonfusion untersucht. Beim Vergleich mit der vorherigen Studie aus Kapitel 5 wird schnell klar, dass dieser Kanal experimentell um einiges schwieriger ist. Die Etablierung des Signals auf 5σ -Niveau erfordert hier eine integrierte Luminosität von mindestens 80 fb^{-1} , während es beim $H \rightarrow W^+W^-$ Kanal nur 3 fb^{-1} waren. Allerdings wurde hier nur der doppelt leptonische Tauzerfall betrachtet. Es kann jedoch zusätzlich auch noch der semileptonische Kanal, in dem ein Tau leptonisch und das andere hadronisch zerfällt, untersucht werden. Vergleicht man entsprechende Studien zur Higgsbosonproduktion in Vektorbosonfusion [77,79], so lässt sich abschätzen, dass dadurch noch einmal ungefähr das doppelte an Statistik hinzugewonnen werden kann.

Wie schon im $H \rightarrow WW$ Fall kann die Untersuchung der Azimutalwinkelverteilung mit Hilfe einer Fit-Funktion geschehen. Systematische Unsicherheiten der Untergründe wirken sich hierbei nur in geringem Maße auf die Extraktion der Amplitude A der charakteristischen Variation aus. Dennoch stellt hier die Analyse der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung eine experimentelle Herausforderung dar: Für eine integrierten Luminosität von 600 fb^{-1} lässt sich die Hypothese einer CP-ungeraden Higgskopplung mit einer rein statistischen Signifikanz von $\approx 6.7\sigma$ gerade noch vom Standardmodell unterscheiden.

Die vorgestellten Selektionsschnitte wurden für eine Higgsmasse von 120 GeV optimiert. Bei anderen Massen ist mit schlechteren Ergebnissen zu rechnen: Für kleinere Higgsmassen wird es immer schwieriger den QCD- $\tau\tau$ -Untergrund zu unterdrücken, da der Schnitt auf die rekonstruierte $\tau^+\tau^-$ -Masse umso ineffektiver wird, je kleiner die Massendifferenz zwischen Higgs- und Z -Boson wird. Für Higgsmassen oberhalb von 130 GeV geht das Verzweigungsverhältnis $B(H \rightarrow \tau^+\tau^-)$ schnell gegen Null, bei $M_H = 150 \text{ GeV}$ beträgt es beispielsweise nur noch 1.7% .

Eine wichtige Rolle für die Untersuchung des $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Kanals spielt das Auflösungsvermögen des Detektors im Experiment, welches in parametrisierter Form berücksichtigt wurde. Dieses wirkt sich direkt auf die Breite der $m_{\tau\tau}$ -Verteilung und damit auch auf die Zahl von Signal- und Untergrundeignissen nach Anwendung der Selektionsschnitte aus. Dies bezüglich konnte festgestellt werden, dass eine Veränderung der $\cancel{\not{p}}_T$ -Auflösung um $\pm 10\%$ zu einer Änderung des S/\sqrt{B} -Verhältnisses von ebenfalls rund $\pm 10\%$ führt.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse für die Signal- und Untergrundraten ba-

sieren auf Rechnungen in führender Ordnung Störungstheorie. Das bedeutet, dass die Resultate mit zum Teil recht großen theoretischen Unsicherheiten belastet sind, was bei der Interpretation der angegebenen Zahlenwerte beachtet werden muss. Typischerweise werden diese Unsicherheiten abgeschätzt, in dem die Renormierungs- und Faktorisierungsskala variiert wird. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von diesen unphysikalischen Skalen dient dann als Maß für den theoretischen Fehler. In Bezug auf den Gluonfusionsprozess wurde in Ref. [32] beispielsweise eine Abhängigkeit von der Renormierungsskala von über 100% gefunden. Bei den VBF-Prozessen beträgt die theoretische Unsicherheit hingegen nur etwa 10%. Für eine ausführlichere Diskussion der Skalenabhängigkeiten sei auf die zu den einzelnen Untergrundprozessen angegebenen Referenzen verwiesen.

Kapitel 7

Der Kanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ im MSSM

7.1 Einleitung

Bisher wurde nur die Produktion eines Higgsbosons im Standardmodell untersucht und die CP-gerade Kopplung an Fermionen mit einer CP-ungeraden Kopplung im Hinblick auf die Azimutalwinkelverteilung der Jets verglichen. Im Folgenden soll die Produktion der neutralen Higgsbosonen A , H im Rahmen des MSSM betrachtet werden, welches das populärste Modell mit erweitertem Higgssektor ist [8]. Da das MSSM eine Vielzahl von Parametern beinhaltet, wird dies an Hand eines ausgewählten Szenarios geschehen.

Als Szenario wurde mit $\tan\beta = 50$ und $M_A = 200$ GeV ein Punkt im Parameterraum gewählt, bei welchem das leichte Higgsboson h ähnliche Kopplungen wie im Standardmodell hat. Im MSSM koppelt das Pseudoskalar A aus Gründen der CP-Erhaltung nicht direkt an Vektorbosonen W^\pm , Z . Daraus folgt, dass die Zerfälle $A \rightarrow W^+W^-$ und $A \rightarrow ZZ$ höchstens schleifeninduziert möglich sind, wenn man CP-verletzende Phasen im Sfermion-Sektor annimmt. In diesem Szenario sind darüber hinaus auch noch die Kopplungen an das Top-Quark sowie die HWW - und HZZ -Kopplungen unterdrückt. Daher zerfallen die beiden schweren neutralen Higgsbosonen H und A dominant in Bottom-Quarks und Tau-Leptonen. Des Weiteren sind die Massen der H - und A -Teilchen entartet, $M_H \approx M_A$. Dies bedeutet, dass beiden Teilchen zusammen mit überlappenden Breit-Wigner-Resonanzen produziert werden und daher experimentell nicht von einander getrennt werden können. Mit Hilfe der Azimutalwinkelverteilung und Informationen über die Helizitäten der Zerfallsprodukte können allerdings Rückschlüsse auf die H/A -Zusammensetzung der Resonanz gewonnen werden. In der im Folgenden vorgestellten Studie soll zunächst erst einmal nur die Frage untersucht werden, ob ein solches H/A -Signal experimentell über den Untergründen beobachtbar ist.

Der betrachtete Prozess ist also die kombinierte A - und H -Produktion in Gluonfusion $pp \rightarrow \Phi jjX$ ($\Phi = A, H$) mit anschließendem Zerfall in Tau-Leptonen $\Phi \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Wie im letzten Kapitel werden hier nur die leptonischen Tau-Zerfälle in kollinearere Näherung berücksichtigt. Die Hauptuntergründe wurden bereits vorgestellt: QCD- und elektroschwach-induzierte Zjj -Produktion mit anschließendem $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Zerfall, $t\bar{t}$ -, $t\bar{t}j$ -

und $t\bar{t}jj$ -Produktion sowie W^+W^-jj -Produktion mit leptonisch zerfallenden W -Bosonen. Die Higgsproduktion in Vektorbosonfusion kann hier als Untergrund vernachlässigt werden. Da die Kopplung des schweren CP-geraden Higgsbosons H an Vektorbosonen stark unterdrückt ist, wird dieses nicht in Vektorbosonfusion erzeugt. Das leichte Higgsboson h wird zwar produziert, aber die entsprechenden Ereignisse werden letztlich durch einen Selektionsschnitt auf die rekonstruierte Higgsmasse eliminiert. Auf Grund der $\tan\beta$ -verstärkten Kopplung an Bottom-Quarks wird dafür jedoch die $b\bar{b}H$ -Produktion als Untergrund relevant, welche einen relativ hohen Produktionswirkungsquerschnitt aufweist [25, 26]. Des Weiteren wurde nun auch die Zjj -Produktion mit Zerfällen $Z \rightarrow e^+e^-$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ als Untergrund berücksichtigt, da a priori nicht klar gewesen ist, ob die später vorgestellten Selektionsschnitte diesen auf ein vernachlässigbares Niveau reduzieren würden.

Signal- und Untergrundprozesse wurden auf partonischem Niveau in führender Ordnung berechnet. Detektoreffekte wurden so wie in Abschnitt 6.6 beschrieben berücksichtigt. Die verwendeten Modellparameter werden im nächsten Abschnitt angegeben. Die Simulationen erfolgten wieder bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV unter Verwendung von CTEQ6L1-Partonverteilungen.

7.2 Parameter des MSSM-Szenarios

Für die Berechnung der benötigten Kopplungsstärken, Massen und Zerfallsbreiten wurde das Programm FeynHiggs¹ verwendet [94–96]. Dieses Programm ermöglicht ausgehend von wenigen Eingabeparametern die Berechnung von allen relevanten Größen des MSSM-Higgssektors auf 1-Schleifen-Niveau. Darüber hinaus werden in diesem Programm auch alle bekannten 2-Schleifen-Korrekturen berücksichtigt. Die Verwendeten Eingabeparamete-

Tabelle 7.1: Die in FeynHiggs verwendeten Eingabeparameter.

SM-Parameter		SUSY-Parameter	
M_Z	91.188 GeV	$\tan\beta$	50
M_W	80.423 GeV	M_A	200 GeV
G_F	$1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	μ	200 GeV
$\alpha(M_Z)$	1/132.54	M_{SUSY}	1000 GeV
$\alpha_s(M_Z)$	0.188	A_t	2000 GeV
M_{top}	175 GeV	M_2	200 GeV
M_{bottom}	4.4 GeV	M_3	800 GeV

ter sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Die Standardmodell-Parameter wurden auf den gleichen Werten wie in Kapitel 6 belassen. Für den Higgsmassen-Parameter μ , die Skala der Supersymmetrie-Brechung M_{SUSY} , die trilineare Kopplung des Stop-Sektors A_t und die

¹Version 2.6.1

Massenparameter des Gaugino-Sektors M_2, M_3 wurden die in FeynHiggs voreingestellten Werte verwendet. Dies gilt ebenso für alle anderen Parameter des MSSM, welche nicht in Tabelle 7.1 aufgeführt sind.

Für die Berechnung des Signalprozesses werden nur die Massen und Zerfallsbreiten der Higgsbosonen H, A und deren Kopplungsstärken an Bottom- und Top-Quarks benötigt. Die entsprechenden mit FeynHiggs gewonnenen Werte sind in Tabelle 7.2 angegeben. Das leichte Higgsboson h wird im Weiteren vernachlässigt, daher ist der Wert für dessen Masse nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. Ebenfalls vernachlässigt wurden alle Zerfälle außer $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ und $\phi \rightarrow b\bar{b}$ ($\phi = H, A$), da deren gesamtes Verzweigungsverhältnis nur im Promille-Bereich liegt. Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle in Tau-Leptonen und Bottom-Quarks sind einfach durch die Massen der Zerfallsprodukte bestimmt.

$$\frac{B(H, A \rightarrow \tau^+\tau^-)}{B(H, A \rightarrow b\bar{b})} \approx \frac{m_\tau^2}{3m_b^2(m_H)} \approx \frac{14\%}{86\%}. \quad (7.1)$$

Die Masse des schweren CP-geraden Higgsbosons H ist mit der des pseudoskalaren Feldes A beinahe identisch. Auch die totalen und partiellen Zerfallsbreiten sind nahezu gleich groß. Daher wird im Folgenden in guter Näherung $M_H \approx M_A = 200$ GeV, sowie $\Gamma_H \approx \Gamma_A \approx 7.6$ GeV und $B(H \rightarrow \tau\tau) \approx B(A \rightarrow \tau\tau) \approx 13.6\%$ gesetzt, was die Berechnung des Signalprozesses und des $b\bar{b}H$ -Untergrundes stark vereinfacht. Auf der rechten Seite

Tabelle 7.2: Die benötigten Größen des MSSM-Higgssektors, die mit FeynHiggs berechnet wurden. Es wird unterschieden zwischen der Kopplung an links-chirale Fermionen C_L und rechts-chirale Fermionen C_R .

M_h	131.44 GeV	$C_L(Abb) = -C_R(Abb)$	0.524199
M_H	200.07 GeV	$C_L(Att) = -C_R(Att)$	0.014215
$\Gamma(H)$	7.565 GeV	$C_L(A\tau\tau) = -C_R(A\tau\tau)$	0.360864
$\Gamma(A)$	7.625 GeV	$C_L(Hbb) = C_R(Hbb)$	-0.523806 <i>i</i>
$\Gamma(H \rightarrow \tau\tau)$	1.032 GeV (13.65%)	$C_L(Htt) = C_R(Htt)$	0.02896 <i>i</i>
$\Gamma(H \rightarrow b\bar{b})$	6.518 GeV (86.16%)	$C_L(H\tau\tau) = C_R(H\tau\tau)$	-0.360637 <i>i</i>
$\Gamma(A \rightarrow \tau\tau)$	1.036 GeV (13.59%)		
$\Gamma(A \rightarrow b\bar{b})$	6.554 GeV (85.94%)		

von Tabelle 7.2 sind die Kopplungsparameter aufgelistet. Dabei hängt das Vorzeichen der Kopplung von der Chiralität der Fermionen ab: Das CP-gerade Higgsboson H koppelt mit gleichem und das CP-ungerade Boson A mit unterschiedlichem Vorzeichen an rechts- und links-chirale Fermionen. Weiterhin zeigt sich, dass auf Grund des $\tan\beta$ -Faktors die Kopplung an Top-Quarks in der Tat deutlich kleiner ist als die Kopplung an Bottom-Quarks.

7.3 Der $H/A + jj$ Signalprozess

Der Signalprozess $pp \rightarrow \Phi jjX \rightarrow \tau^+\tau^- jjX \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau\bar{\nu}_\tau jjX$ ($\Phi = A, H$; $\ell^\pm = e^\pm, \mu^\pm$) ist durch zwei Tagging-Jets und zwei geladene Leptonen im Endzustand sowie fehlenden Transversalimpuls \cancel{p}_T charakterisiert. Die Berechnung des Prozesses erfolgte diesmal nicht im effektiven $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes, sondern unter Verwendung der vollen Top- und Bottom-Schleifen. Dies ist wegen der starken Higgskopplung an Bottom-Quarks erforderlich. Die Massen und Breiten der Higgsbosonen wurden, wie in der Einleitung beschrieben, gleich gesetzt: $m_H = m_A = 200$ GeV und $\Gamma_H = \Gamma_A = 7.6$ GeV. Dadurch kann das Matrixelement für den Zerfall abfaktorisiert werden, was die Berechnung vereinfacht. Allerdings muss bei der Addition der Amplituden zur H/A -Produktion die unterschiedliche Kopplung des A -Bosons an rechts- und links-chirale Taus berücksichtigt werden. Die Faktorisierungs- und Renormierungsskala wurden wieder über $\mu_f = \sqrt{p_{T_1} \cdot p_{T_2}}$ und $\alpha_s^4 = \alpha_s^2(m_H) \cdot \alpha_s(p_{T_1}) \cdot \alpha_s(p_{T_2})$ berechnet.

7.4 Der $b\bar{b}H$ - und $b\bar{b}A$ -Untergrund

Die $b\bar{b}\Phi$ -Produktion ($\Phi = H, A$) ist in MSSM-Szenarien mit großem $\tan\beta$ selbst ein wichtiger Signalprozess zum Studium des Higgssektors. Für diese Analyse stellt sie jedoch einen ernstzunehmenden Untergrund dar. Der einzige beitragende Subprozess ist $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^-$. Die Berechnung wurde im Rahmen des VBFNLO-Programmes durchgeführt, wobei das Matrixelement zu $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi$ mit MadGraph generiert wurde. Der Zerfall in Tau-Leptonen wurde abfaktorisiert und wie im Signalprozess behandelt. Die chiralitätsabhängige Kopplung des pseudoskalaren Higgsbosons und die H/A -Interferenz konnte mit Hilfe der in den HELAS-Routinen verwendeten komplexen Kopplungskonstanten berücksichtigt werden. Für die Abb - und Hbb -Kopplungen wurden wiederum die Werte aus Tabelle 7.2 benutzt. Die Faktorisierungsskala ist wie im Signalprozess gewählt worden. Die Skala der starken Kopplungskonstante wurde dynamisch über $\alpha_s^2 = \alpha_s(p_{T_1}) \cdot \alpha_s(p_{T_2})$ definiert.

7.5 Die $\ell^+\ell^-jj$ -Untergründe

Die Berechnung des Zjj -Untergrundes mit dem Z -Zerfall in Elektronen und Müonen kann auf die in den Abschnitten 6.3 und 6.4 vorgestellten Prozesse zur $\tau^+\tau^-jj$ -Produktion zurückgeführt werden. Dazu müssen lediglich die ohnehin als masselos angenommenen Leptonen aus dem $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ Zerfall als stabile Elektronen bzw. Müonen behandelt werden, $\ell^\pm = e^\pm, \mu^\pm$. Die entsprechenden elektroschwach- bzw. QCD-induzierten Prozesse werden im Folgenden analog zum $\tau\tau$ -Fall als die EW- $\ell\ell$ - und QCD- $\ell\ell$ -Untergründe bezeichnet. Genaugenommen sind diese Prozesse nur für die $e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau jj$ und $\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau jj$ Endzustände relevant. Für die Endzustände $e^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau jj$ und $\mu^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau jj$ spielt dieser Untergrund keine Rolle, da nur die Zerfälle $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ erlaubt sind. Der Einfachheit halber wird dies aber in der folgenden Analyse nicht weiter unterschieden,

das heißt es wird stets über alle möglichen Kombinationen von Elektronen und Müonen im Endzustand summiert. Die grundlegenden Ergebnisse werden dadurch nicht wesentlich beeinflusst, insbesondere da die $\ell\ell$ -Untergründe mit Selektionsschnitten recht effektiv eliminiert werden können.

7.6 Unterscheidung von Signal und Untergründen

Es werden nun die Selektionsschnitte vorgestellt, welche zur Separation des Signals vom Untergrund verwendet wurden. Die Analyse verläuft dabei analog zu Kapitel 6, es mussten lediglich die Parameter der Schnitte an die größere Higgsmasse angepasst werden. Die Selektion wurde hierbei wieder auf ein möglichst gutes S/\sqrt{B} -Verhältnis hin optimiert. Der Einfluss der begrenzten Detektorauflösung wurde auf die gleiche Weise mit einbezogen, wie es in Abschnitt 6.6 erläutert wurde. Die Analyse beginnt mit den inklusiven Selektionsschnitten

$$\begin{aligned} p_{Tj} > 30 \text{ GeV}, & \quad |y_j| < 4.5, & \quad |y_{j_1} - y_{j_2}| > 1.0 \\ p_{T\ell} > 10 \text{ GeV}, & \quad |y_\ell| < 2.5, & \quad \Delta R_{j\ell} > 0.7, \end{aligned} \quad (7.2)$$

welche sicherstellen, dass die Jets und Leptonen im Detektor beobachtbar sind. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte für Signal und Untergründe sind in Spalte 1 von Tabelle 7.3 angegeben. Der Signalwirkungsquerschnitt ist mit rund 20 fb knapp doppelt so groß, wie es für die Standardmodell-Higgsproduktion bei $m_H = 120 \text{ GeV}$ der Fall war. Der wegen der größeren Higgsmasse kleinere Produktionswirkungsquerschnitt wird dabei durch das rund 2.5 mal größere Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ausgeglichen. Der Wirkungsquerschnitt der $b\bar{b}H$ -Produktion fällt im Vergleich deutlich größer aus. Dies ist verständlich, denn in dem betrachteten MSSM-Szenario stellt dieser Prozess den wichtigsten Produktionsmechanismus für das Higgsboson dar. Die $b\bar{b}H$ -Produktion unterscheidet sich, abgesehen von den Bottom-Quarks im Endzustand, in ihrer Charakteristik kaum vom Signal. Daher werden sich die Selektionsschnitte, welche ausschließlich auf den Tau-Zerfallsprodukten basieren, auf diesen Untergrund nur in ähnlicher Weise wie auf das Signal selbst auswirken. Der QCD- $\ell\ell$ -Prozess liefert auf diesem inklusiven Schnitt-Niveau mit 81 pb den absolut dominierenden Beitrag zu den Untergründen, wodurch ein Unterschied zwischen Signal- und Untergrundraten von 4 Größenordnungen zu Stande kommt. Dies stellt jedoch kein Problem dar, weil sich dieser Untergrund mit den folgenden Selektionsschnitten extrem stark reduzieren lässt.

Wie in Kapitel 6 wird zunächst ein b -Veto zur Reduktion der Top-Untergründe und jetzt auch des $b\bar{b}H$ -Untergrundes angewendet. Des Weiteren werden die Impulse der Tau-Leptonen rekonstruiert und es wird verlangt, dass die relativen Energien der Zerfallsleptonen in einem physikalisch sinnvollen Bereich liegen,

$$0 < x_{1,2} < 1. \quad (7.3)$$

Die Auswirkungen dieser beiden Anforderungen auf die Wirkungsquerschnitte sind in den Spalten 2 und 3 von Tabelle 7.3 zu sehen. Durch das b -Veto werden die $t\bar{t}$ -Prozesse deutlich

unterdrückt und auch der $b\bar{b}H$ -Untergrund wird um einen Faktor 4 reduziert. Alle anderen Prozesse verlieren nur rund 15% ihres Wirkungsquerschnittes. Die Forderung einer physikalisch sinnvollen Tau-Rekonstruktion führt zu einem Signalverlust von weiteren 10%. Gleiches trifft für den $b\bar{b}H$ - und die $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergründe zu. Von den $Z \rightarrow \ell\ell$ Untergründen verbleiben jedoch nur rund 30%. Dies erklärt sich dadurch, dass in diesen Prozessen gar keine Tau-Lepton vorhanden sind und die Endzustandsleptonen direkt aus dem Z -Zerfall stammen. Somit konzentrieren sich die Ereignisse nach der Tau-Rekonstruktion um $x_i \approx 1$, wobei die Abweichung von 1 ausschließlich auf das durch Detektoreffekte verursachte \cancel{p}_T zurückzuführen ist. Der Gesamtbeitrag der Top-Untergründe ist auf 4% und die $WWjj$ -Untergründe sind auf $1/5$ des entsprechenden inklusiven Wirkungsquerschnittes gesunken.

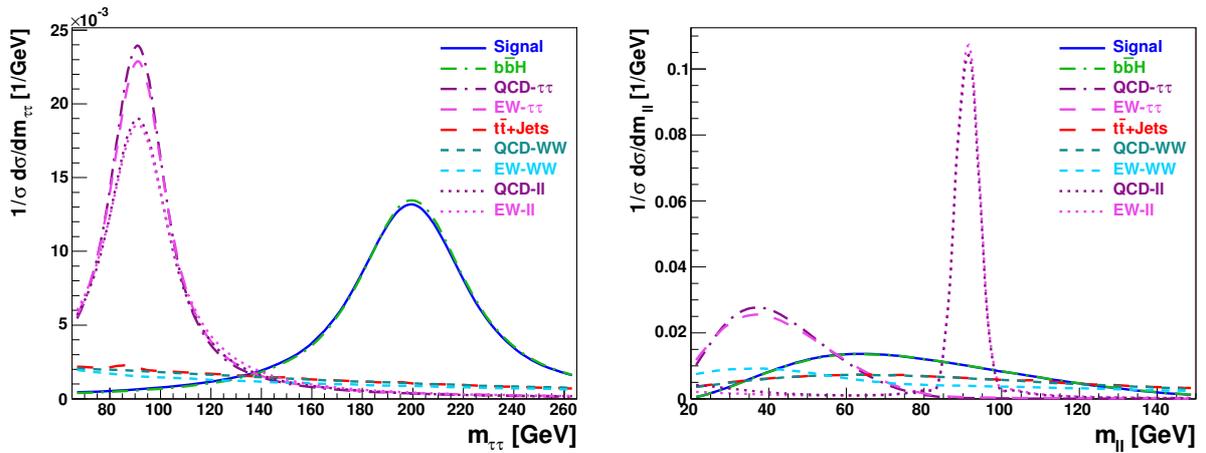


Abbildung 7.1: Normierte Verteilungen der rekonstruierten $\tau^+\tau^-$ invarianten Masse (*links*) und der invarianten Zwei-Lepton-Masse $m_{\ell\ell}$ (*rechts*) nach den Schnitten von Gl. (7.2) für Signal und Untergründe.

In Abbildung 7.1 ist links die Verteilung der rekonstruierten $m_{\tau\tau}$ -Masse für den Signalprozess und die verschiedenen Untergründe gezeigt. Die Signal- und $b\bar{b}H$ -Ereignisse sind Gauß-förmig um 200 GeV verteilt, während sich die $Z \rightarrow \tau\tau$ und auch die $Z \rightarrow \ell\ell$ Untergründe um $M_Z = 91.2$ GeV konzentrieren. Die restlichen Untergrundprozesse sind in $m_{\tau\tau}$ relativ flach verteilt. Durch einen Schnitt der Form

$$175 \text{ GeV} < m_{\tau\tau} < 245 \text{ GeV} \quad (7.4)$$

werden die Untergrundraten drastisch reduziert, was sich in einer Verbesserung des S/B -Verhältnisses von einer ganzen Größenordnung bemerkbar macht (4. Spalte in Tabelle 7.3). Dabei wird der QCD $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergrund um einen Faktor 40 unterdrückt, und bei den $Z \rightarrow \ell\ell$ Prozessen ist es rund ein Faktor 15. Auf Grund ihrer sehr ähnlichen $m_{\tau\tau}$ -Verteilung sind die Top- und $WWjj$ -Untergründe gleichermaßen betroffen: Nur etwa $1/7$ der Ereignisse erfüllt das Kriterium von Gl. (7.4). Die Raten vom Signal und vom $b\bar{b}H$ -Prozess werden hierbei um ein Drittel reduziert.

Eine weitere wichtige Observable ist die invariante Zwei-Lepton-Masse, deren differenzielle Verteilung auf der rechten Seite von Abbildung 7.1 dargestellt ist. Auffällig ist die ausgeprägte Z-Resonanz in den $Z \rightarrow \ell\ell$ Ereignissen. Die Halbwertsbreite von rund 7 GeV entsteht dabei durch das Zusammenspiel der natürlichen Z-Breite von $\Gamma_Z = 2.5$ GeV mit der 2%igen Unsicherheit auf die gemessenen Leptonenergien. Es hat sich ein relativ strenger Selektionsschnitt

$$m_{\ell\ell} < 88 \text{ GeV} \quad (7.5)$$

als günstig erwiesen. Der Vorteil ist, dass dies neben der starken Unterdrückung der $\ell\ell$ -Untergründe auch die Top-Untergründe weiter einschränkt, denn diese werden sich am Ende der Analyse als die größte verbleibende Untergrundquelle herausstellen. Eine alternative Vorgehensweise wäre ein weniger harter Schnitt ($m_{\ell\ell} < 110$ GeV) in Verbindung mit einem Veto auf Ereignisse im M_Z -Massenfenster ($M_Z \pm 3$ GeV) gewesen. Wie in Spalte 5 von Tabelle 7.3 zu sehen ist, werden die $\ell\ell$ -Untergründe um eine Größenordnung und die Top- bzw. $WWjj$ -Untergründe um einen Faktor 3 reduziert. Die $Z \rightarrow \tau\tau$ Prozesse sind nicht so stark betroffen, da die Zwei-Lepton-Masse in diesen Ereignissen ohnehin durch $m_{\ell\ell} < M_Z$ beschränkt ist. Auf diesem Niveau der Selektion beträgt der Signalwirkungsquerschnitt 7 fb. Die stärkste Untergrundquelle stellt mit 160 fb immer noch der QCD- $\ell\ell$ -Prozess dar. Dieser wird jetzt mit einem Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls endgültig eliminiert

$$\cancel{p}_T > 30 \text{ GeV}. \quad (7.6)$$

Die \cancel{p}_T -Verteilungen sind links in Abbildung 7.2 gezeigt. Nach den Schnitten von Gl. (7.3)

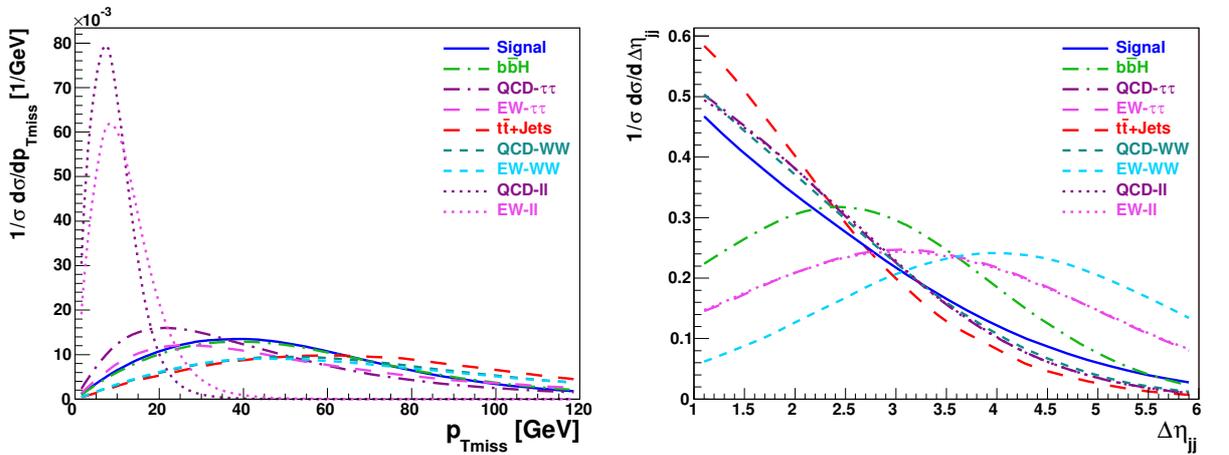


Abbildung 7.2: Normierte Verteilungen des fehlenden Transversalimpulses \cancel{p}_T (links) und der Rapiditätsdifferenz der Tagging-Jets $\Delta\eta_{jj}$ (rechts) nach den Schnitten von Gl. (6.5) für Signal und Untergründe.

bis (7.6) ist der Signalwirkungsquerschnitt auf 6.4 fb gesunken, was etwa 30% des inklusiven Wertes entspricht (siehe 6. Spalte in Tabelle 7.3). Der Gesamtuntergrund beträgt dafür nur noch insgesamt 54 fb. Dies übersetzt sich in ein Signal zu Untergrundverhältnis

von $S/B = 1/8.4$ und eine statistische Signifikanz von $S/\sqrt{B} = 21.4$ bei 600 fb^{-1} integrierter Luminosität. Umgerechnet entspricht dies einer 5σ -Luminosität von nur 35 fb^{-1} . Die $t\bar{t}$ -Prozesse stellen mit insgesamt 29 fb den größten verbleibenden Untergrund dar.

Tabelle 7.3: Signalaraten für das betrachtete MSSM-Szenario mit $m_A = 200 \text{ GeV}$ sowie die Wirkungsquerschnitte der Untergründe. Die Ergebnisse entsprechen den im Text erläuterten unterschiedlichen Schnittniveaus. Alle Raten sind in fb angegeben. Die beiden letzten Zeilen zeigen das Signal- zu Untergrundverhältnis S/B und das S/\sqrt{B} -Verhältnis für eine integrierte Luminosität von 600 fb^{-1} .

Prozess	inkl. (7.2)	b-Veto	τ -Rek. (7.3)	$m_{\tau\tau}$ (7.4)	$m_{\ell\ell}$ (7.5)	\cancel{E}_T (7.6)	Δy_{jj} (7.7)
GF $pp \rightarrow H/A + jj$	20.37	17.57	15.82	10.67	7.11	6.40	2.00
$pp \rightarrow Hb\bar{b}$	92.78	22.76	20.43	13.57	9.02	7.95	4.44
QCD $pp \rightarrow \tau^+\tau^- + jj$	1648	1398	1156	29.5	27.1	11.4	2.97
EW $pp \rightarrow \tau^+\tau^- + jj$	15.67	13.70	11.10	0.327	0.267	0.162	0.106
$pp \rightarrow t\bar{t}$	6488	826	161	24.6	7.63	7.22	0.766
$pp \rightarrow t\bar{t} + j$	9272	1794	390	56.6	17.6	17.0	4.3
$pp \rightarrow t\bar{t} + jj$	1622	528	139	19.2	5.1	4.8	1.26
QCD $pp \rightarrow W^+W^- + jj$	334	283.6	68.6	9.88	3.212	3.03	0.76
EW $pp \rightarrow W^+W^- + jj$	24.78	21.99	5.03	0.599	0.253	0.244	0.183
QCD $pp \rightarrow \ell^+\ell^- + jj$	81000	68800	20900	1349	159	1.8	0.05
EW $pp \rightarrow \ell^+\ell^- + jj$	634.3	555.1	155.1	11.51	1.18	0.05	0.02
Summe der Untergründe	101000	74200	23000	1515	231	53.6	14.8
S/B	1/5000	1/4200	1/1450	1/142	1/32	1/8.4	1/7.4
S/\sqrt{B} für 600 fb^{-1}	1.6	1.6	2.6	6.7	11.5	21.4	12.7

Daher müssten diese mit einer Genauigkeit von wenigstens 4% verstanden sein, um ein 5σ -Higgs-Signal aus einer Ratenmessung etablieren zu können. Ein besseres Signal- zu Untergrundverhältnis kann aber gegebenenfalls durch aggressivere Schnitte auf die $m_{\ell\ell}$ - und $m_{\tau\tau}$ -Variablen erreicht werden.

7.7 Die Azimutalwinkelverteilung

Die sich nach den Selektionsschnitten ergebende Azimutalwinkelverteilung ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Auf der linken Seite sind die Signalereignisse über den verschiedenen Untergründen bei 600 fb^{-1} gezeigt, während rechts noch einmal nur die Signalverteilung zu sehen ist. Dabei wurde wieder ein zusätzlicher Schnitt der Form

$$\Delta y_{jj} = |y_{j1} - y_{j2}| > 3.0 \quad (7.7)$$

angewandt. Die daraus resultierenden Wirkungsquerschnitte sind in der letzten Spalte von Tabelle 7.3 aufgeführt. Der Anteil des $b\bar{b}H$ -Untergrundes ist durch den Schnitt erhöht worden, da die $b\bar{b}H$ -Ereignisse im Mittel eine größere Rapiditätsdifferenz aufweisen als das Signal (rechts in Abbildung 7.2). Der Grund dafür ist, dass die Bottom-Quarks im Wesentlichen aus „Gluon-Splittings“ $g \rightarrow b\bar{b}$ hervorgehen, was zu vorwärts gerichteten b -Jets führt. Wie in Abb. 7.3 zu sehen, weist die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung keine ausgeprägte Variation auf.

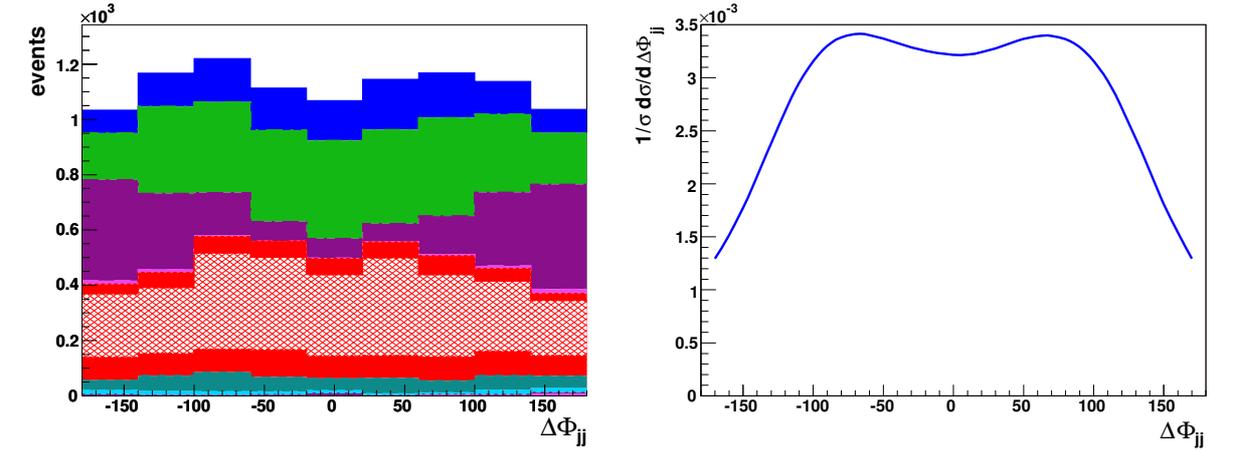


Abbildung 7.3: *Rechts:* Die Azimutalwinkelverteilung der Tagging-Jets. Gezeigt sind die Signalereignisse auf den verschiedenen Untergründen für 600 fb^{-1} . Von oben nach unten: Signal, $b\bar{b}H$, QCD- $\tau\tau$, $t\bar{t}$, $t\bar{t}j$, $t\bar{t}jj$, QCD- WW , EW- WW , QCD- ll und EW- ll . *Rechts:* Die Azimutalwinkelverteilung für den Signalkanal allein.

Das Abfallen der Kurve zu den Rändern hin ist ein Effekt der Selektionsschnitte. In Ereignissen mit $|\Delta\Phi_{jj}| \approx 180^\circ$ sind die Transversalimpulse der Tagging-Jets entgegengesetzt ausgerichtet. In der p_T -Bilanz führt dies auf einen relativ kleinen Transversalimpuls für das Higgsboson und in der Folge auch auf ein kleines \cancel{p}_T . Durch den \cancel{p}_T -Schnitt aus Gleichung 7.6 werden solche Ereignisse jedoch unterdrückt. Der Grund für die Abwesenheit der charakteristischen Variation liegt in der Überlagerung der Produktion von skalarem und pseudoskalarem Higgsboson. Dies kann folgendermaßen verstanden werden:

Die Gesamtamplitude zum $H/A + jj$ Prozess lässt sich vereinfacht darstellen als

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & \mathcal{M}(Hjj) \frac{1}{Q^2 - M_H^2 + iM_H\Gamma_H} \mathcal{M}(H \rightarrow \tau^+\tau^-) \\ & + \mathcal{M}(Ajj) \frac{1}{Q^2 - M_A^2 + iM_A\Gamma_A} \mathcal{M}(A \rightarrow \tau^+\tau^-), \end{aligned} \quad (7.8)$$

wobei Q den Viererimpuls des Higgsbosons beschreibt. Wie in Abschnitt 7.2 argumentiert wurde, können die Massen und Breiten der beiden Higgsfelder in guter Näherung gleich gesetzt werden: $M_A = M_H$ und $\Gamma_A = \Gamma_H$, was auf einen gemeinsamen Propagatorfaktor führt. Betrachtet man weiterhin die Kopplung des A -Bosons an Taus, so unterscheidet sich diese von der $H\tau\tau$ -Kopplung lediglich um ein Vorzeichen bei links-chiralen Taus (siehe

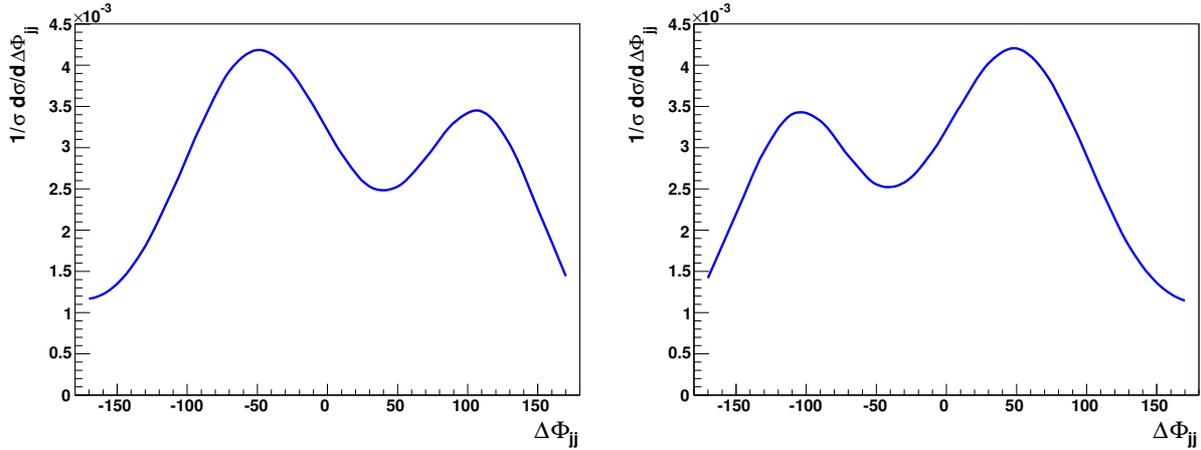


Abbildung 7.4: Azimutalwinkelverteilung des Signals nach den Schnitten von Gl. (7.2) bis (7.7). *Links*: Nur linkshändig polarisierte Taus im Endzustand. *Rechts*: Nur rechtshändig polarisierte Taus im Endzustand.

Tabelle 7.2). Daher ergibt sich $\mathcal{M}(A \rightarrow \tau^+\tau^-) = \chi_\tau \cdot \mathcal{M}(H \rightarrow \tau^+\tau^-)$, wobei χ_τ die Chiralität des τ^- beschreibt. Daraus folgt

$$\mathcal{M} = [\mathcal{M}(Hjj) + \chi_\tau \mathcal{M}(Ajj)] \frac{1}{Q^2 - M_H^2 + iM_H\Gamma_H} \mathcal{M}(H \rightarrow \tau^+\tau^-). \quad (7.9)$$

Dabei gilt $\chi_\tau = -1$ für links-chirale τ^- und rechts-chirale τ^+ . Das quadrierte Matrixelement kann somit geschrieben werden als

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}(Hjj) + \chi_\tau \mathcal{M}(Ajj)|^2 \frac{|\mathcal{M}(H \rightarrow \tau^+\tau^-)|^2}{(Q^2 - M_H^2)^2 + M_H^2 \Gamma_H^2}. \quad (7.10)$$

Der hintere Faktor kann nun separat betrachtet und in Form eines Verzweigungsverhältnisses berücksichtigt werden. Betrachtet man nun die H/A -Interferenz

$$|\mathcal{M}(Hjj) + \chi_\tau \mathcal{M}(Ajj)|^2 = |\mathcal{M}(Hjj)|^2 + |\mathcal{M}(Ajj)|^2 + 2\chi_\tau \Re[\mathcal{M}(Hjj)\mathcal{M}(Ajj)^*], \quad (7.11)$$

so hängt das Vorzeichen des Interferenzterms von der Tau-Chiralität ab. Dies wird in Abbildung 7.4 illustriert. Dargestellt ist die Azimutalwinkelverteilung des Signals, wenn man zwischen linkshändigen bzw. rechtshändigen Taus im Endzustand unterscheidet. In jeder der beiden Verteilungen ist eine charakteristische Variation und damit der Einfluss der Interferenzen zu sehen. Die Positionen der Maxima bei etwa $\pm 50^\circ$ spiegeln dabei genau die $H \pm A$ Interferenz wieder. Überlagert man die beiden Verteilungen, so heben sich Maxima und Minima gegenseitig auf und es entsteht die in Abb. 7.3 dargestellte Gesamtverteilung.

7.8 Diskussion der Ergebnisse

Für das hier betrachtete MSSM-Szenario mit $\tan\beta = 50$ und $M_A = 200$ GeV hat sich herausgestellt, dass die Produktion der Higgsbosonen H und A mit anschließendem Zerfall in

Tau-Leptonen ein signifikantes Signal über den Untergründen bietet. Für eine statistische Signifikanz von 5σ ist eine integrierte Luminosität von rund 35 fb^{-1} erforderlich. Jedoch nimmt die Signalrate für kleinere Werte von $\tan\beta$ proportional zu $\tan^2\beta$ ab. Bei einem Wert von $\tan\beta = 30$ ist der Wirkungsquerschnitt beispielsweise um etwa einen Faktor 3 kleiner, womit folglich das 9-fache an integrierter Luminosität für ein 5σ -Signal erforderlich wäre. Allerdings nimmt in gleicher Weise auch die Zahl der $b\bar{b}H$ -Ereignisse ab, was die Signifikanz aber nur geringfügig verbessert, da diese lediglich rund 15% des Gesamtuntergrundes ausmachen. Eine weitere Differenzierung zwischen dem Gluonfusion- und dem $b\bar{b}H$ -Beitrag kann über das b -Veto erfolgen. Abhängig davon, ob man ein Veto auf Ereignisse mit identifizierten Bottom-Quarks anwendet oder nicht, ändert sich das Verhältnis der Beiträge von Gluonfusion und $b\bar{b}H$ -Produktion. Bei bekannten Effizienzen der b -Identifikation, lässt sich somit der relative Anteil der beiden Prozesse am gesamten Higgs-Signal bestimmen. Insbesondere ließe sich der Gluonfusion-Beitrag effektiv eliminieren, wenn man statt des b -Vetos ein „ b -tag“, also positiv identifizierte b -Jets in den Ereignissen verlangt.

Auf Grund der überlagerten H - und A -Produktion weist die $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung keine ausgeprägte Variation auf. Dies geht letztlich darauf zurück, dass in dem betrachteten Szenario die Hbb - und Abb -Kopplung ungefähr gleich stark sind, was wiederum am großen $\tan\beta$ und an dem kleinen h - H -Mischungswinkel α liegt. In anderen Bereichen des MSSM-Parameterraumes ist dies nicht mehr der Fall, was sich dann in der Azimutalwinkelverteilung bemerkbar machen sollte. Diese Vermutung muss jedoch erst noch durch weitere Studien belegt werden. In diesem Zusammenhang wäre es interessant, das Gluonfusionsprogramm so zu erweitern, dass sich auch Szenarien mit stärkerer h - H -Mischung oder mit zusätzlichen CP-verletzenden Phasen untersuchen ließen.

Bezieht man Informationen über die Polarisation der Taus mit ein, so lässt sich die vorhandene H/A -Interferenz in der Azimutalwinkelverteilung nachweisen. Daher können im Prinzip alle drei möglichen Fälle unterschieden werden: eine rein skalare, eine rein pseudoskalare und eine überlagerte H/A -Resonanz. Eine direkte und fehlerfreie Messung der Tau-Polarisation ist experimentell aber nicht möglich. Nur in den hadronischen Tau-Zerfallskanälen kann von den Winkelkorrelationen der Zerfallsprodukte auf den Spin des Taus zurückgeschlossen werden. Für eine genauere Untersuchung der CP-Eigenschaften der Higgskopplungen wäre daher eine mehrdimensionale Analyse von Spin-sensitiven Variablen in Kombination mit der $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung das geeignetste Verfahren.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Eine wichtige Aufgabe des LHC wird die Suche nach dem Higgsboson sowie die Bestimmung von dessen Eigenschaften sein. Die beiden wichtigsten Kanäle für die Produktion des Higgsbosons sind die Gluonfusion und die Vektorbosonfusion. Gegenstand dieser Arbeit war die Higgs + 2 Jet Produktion in Gluonfusion. Mit den zwei zusätzlichen Jets im Endzustand ähnelt die Signatur dieses Prozesses der Vektorbosonfusion. Es gibt jedoch einen wesentlichen Unterschied. Ereignisse der Vektorbosonfusion sind durch relativ große Rapiditätsdifferenzen der Jets gekennzeichnet, während dies für die Gluonfusion und andere QCD-induzierte Prozesse nicht zutrifft. Aus diesem Grund lässt sich die Gluonfusion vergleichsweise deutlich schlechter von den Untergrundprozessen trennen.

Ein geeignetes Werkzeug für die Untersuchung der Eigenschaften des Higgsbosons ist der Azimutalwinkel zwischen den beiden Tagging-Jets. In der Gluonfusion ist dieser sensitiv auf die Struktur der Higgs-Top-Kopplung bzw. der effektiven Higgs-Gluon-Kopplung, wenn man den Limes $M_{\text{Top}} \gg M_{\text{Higgs}}$ betrachtet. In Kapitel 4 wurde eine vorzeichenbehaftete Definition des Azimutalwinkels vorgestellt. Durch eine Analyse der differentiellen Verteilung dieser Observablen kann zwischen einer CP-geraden und einer CP-ungeraden Higgskopplung unterschieden werden. Zudem lassen sich im Falle einer CP-gemischten Kopplung prinzipiell auch die relativen Anteile von CP-gerader und CP-ungerader Kopplung bestimmen. Ob die Gluonfusion experimentell zur Untersuchung der CP-Natur der Higgskopplungen benutzt werden kann, hängt in erster Linie davon ab, wie gut sich der Prozess von den Untergründen trennen lässt. Um dies besser beurteilen zu können, wurden Signal- zu Untergrundstudien für drei ausgewählte Szenarien durchgeführt.

In Kapitel 5 wurde für eine Masse von $M_H = 160$ GeV der Zerfall $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ betrachtet. Die Hauptuntergründe zu diesem Prozess sind durch die Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren gegeben. Es wurde nach Selektionsschnitten gesucht, um diese Untergründe zu reduzieren und die Signifikanz des Signals zu verbessern. Allerdings sind die differentiellen Verteilungen der Jets für das Signal und die QCD-Untergründe sehr ähnlich. Daher wurde sich hauptsächlich auf Observablen der Higgszerfallsprodukte konzentriert. Für eine integrierte Luminosität von 30 fb^{-1} ergaben sich rund 950 Signalereignisse auf rund 3400 Untergrundereignissen, was einer statistischen Signifikanz von $S/\sqrt{B} \approx 16$ entspricht. Die große Anzahl an verfügbaren Ereignissen erlaubt eine genaue Analyse der Azimutalwin-

kelverteilung der Jets. Insbesondere konnte gezeigt werden, dass sich die CP-gerade Natur der Higgskopplung im Standardmodell mit einer Signifikanz von etwa 6σ von einer CP-ungeraden Kopplung unterscheiden lässt.

Ein weiterer Kanal ist der Zerfall $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Dieser wurde in Kapitel 6 für eine Higgsmasse von $M_H = 120$ GeV und leptonisch zerfallende Taus untersucht. Hauptuntergründe sind in diesem Fall die Top-Quark-Paarproduktion sowie die $Z + 2$ Jet Produktion mit $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. In der Analyse wurden Detektoreffekte in einer einfachen parametrisierten Form berücksichtigt, da diese einen starken Einfluss auf die Rekonstruktion der Tau-Impulse und damit der Higgsmasse haben. Im Vergleich zur $H \rightarrow W^+W^-$ Studie erwies sich die Extraktion des Signals als deutlich schwieriger. Bei 600 fb^{-1} integrierter Luminosität verbleiben nach allen Selektionsschnitten noch rund 2500 Signal- und 35600 Untergrundereignisse. Dies entspricht einer statistischen Signifikanz von $S/\sqrt{B} \approx 14$. Aus der Analyse der Azimutalwinkelverteilung ergab sich, dass damit eine Unterscheidung zwischen CP-gerader und CP-ungerader Higgskopplung auf einem Niveau von etwas mehr als 6σ möglich ist.

Der Higgszerfall in Tau-Leptonen spielt auch in MSSM-Szenarien mit großem $\tan\beta$ eine wichtige Rolle. Um das Potenzial der Gluonfusion in diesem Bereich abzuschätzen, wurde in Kapitel 7 die Produktion der schweren neutralen MSSM-Higgsbosonen betrachtet. In dem gewählten Szenario mit $\tan\beta = 50$ und $M_A = 200$ GeV sind die Massen der beiden neutralen Higgsbosonen H und A entartet, so dass sich die H - und A -Produktion überlagern. Die Hauptuntergründe sind wieder durch $t\bar{t}$ - und Zjj -Produktion gegeben, wobei als neuer Untergrund noch die $b\bar{b}H$ -Produktion hinzu kommt. Im Vergleich zur vorherigen Studie ist die Signifikanz des Signals etwas besser. Für 600 fb^{-1} ergaben sich rund 3800 Signal- auf 32000 Untergrundereignissen, was sich in eine statistische Signifikanz von $S/\sqrt{B} \approx 21$ übersetzt. In der Azimutalwinkelverteilung tritt wegen der H/A -Interferenz keine charakteristische Variation zu Tage. Es gibt jedoch eine Korrelation mit den Polarisierungen der Taus. Gelingt eine Messung der Tau-Polarisationen, so ließe sich prinzipiell die Zusammensetzung einer H/A -Resonanz vollständig aufklären.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Higgs + 2 Jet Produktion in Gluonfusion ein interessanter Kanal am LHC ist. Für den Nachweis der elektroschwachen Symmetriebrechung müssen die Eigenschaften der Higgskopplungen genau studiert werden. Dazu kann dieser Prozess einen wichtigen Beitrag leisten. Die schwierigen Untergründe werden die Untersuchung jedoch zu einer experimentellen Herausforderung machen.

Anhang A

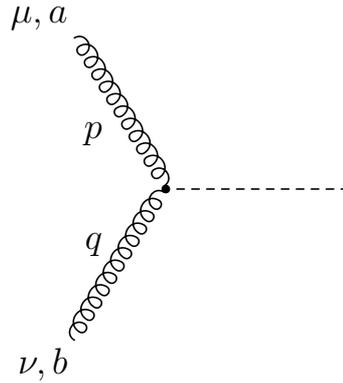
Feynmanregeln der Higgs-Gluon-Wechselwirkung

Die Feynmanregeln für die Higgs-Gluon-Kopplungen im $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes ergeben sich aus der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{y_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{12\pi v} H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \frac{\tilde{y}_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{16\pi v} A G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}. \quad (\text{A.1})$$

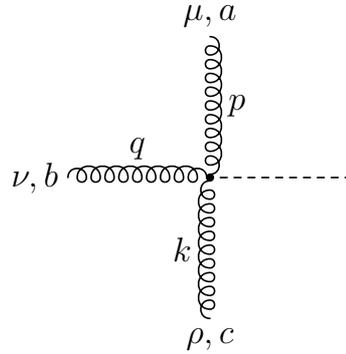
Der erste Term beschreibt eine CP-gerade und der zweite Term eine CP-ungerade Kopplung. Im Folgenden bezeichnen p, q, k einlaufende Gluonimpulse, und μ, ν, ρ, σ sowie a, b, c, d deren Lorentz- bzw. Farbindices.

- die Higgs+2 Gluon Kopplung



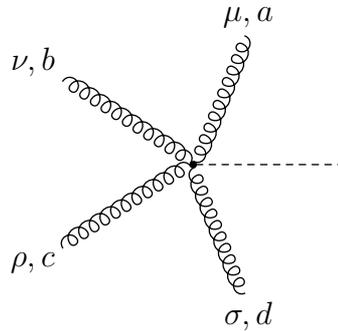
$$V_2^{\mu\nu}(p, q) = -i \frac{y_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{3\pi v} \delta^{ab} \{ (p \cdot q) g^{\mu\nu} - p^\nu q^\mu \} + i \frac{\tilde{y}_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s}{2\pi v} \delta^{ab} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha q_\beta \quad (\text{A.2})$$

- die Higgs+3 Gluon Kopplung



$$\begin{aligned}
 V_3^{\mu\nu\rho}(p, q, k) = & \frac{y_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s g}{3\pi v} f^{abc} \{ (p-k)^\nu g^{\mu\rho} + (k-q)^\mu g^{\nu\rho} + (q-p)^\rho g^{\mu\nu} \} \\
 & - \frac{\tilde{y}_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{\alpha_s g}{2\pi v} f^{abc} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (p+q+k)_\sigma
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

- die Higgs+4 Gluon Kopplung. Wegen der Jacobi-Identitäten für die $SU(3)$ -Strukturkonstanten existiert diese nur für den CP-geraden Fall.



$$\begin{aligned}
 V_4^{\mu\nu\rho\sigma} = & i \frac{y_t}{y_t^{SM}} \cdot \frac{4\alpha_s^2}{3v} \{ f^{abe} f^{cde} (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\nu\rho} g^{\mu\sigma}) \\
 & + f^{ace} f^{bde} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\nu\rho} g^{\mu\sigma}) \\
 & + f^{ade} f^{bce} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma}) \}
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Anhang B

Die Berechnung der Matrixelemente

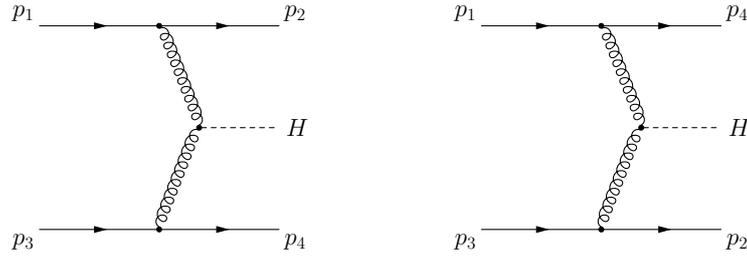
Die Berechnung der Matrixelemente zum Gluonfusion-Prozess basiert auf der Arbeit von Ref. [32]. Allerdings wurde der Programm-Code neu strukturiert. Einerseits, um verschiedene Higgskopplungen (CP-gerade bzw. CP-ungerade) betrachten zu können, und andererseits, um auch die Beiträge von Bottom-Quarks in den Schleifenintegralen zu berücksichtigen [39]. Die Berechnungen wurden im Helizitätsformalismus durchgeführt. Dabei werden, basierend auf einer konkreten Impulskonfiguration, zunächst explizite numerische Werte für die Amplituden über die Feynmanregeln ermittelt. Anschließend wird das Betragsquadrat der Gesamtamplitude berechnet und ausgewertet. Für jeden der einzelnen Subprozesse (qq -, qg -, gg -Streuung) wurde dazu eine eigene Matrixelement-Routine implementiert.

```
SUBROUTINE HiggsQQ (pbar,sign,phbar,hsign,res12,res14,resfi)
...

SUBROUTINE HiggsQG (pbar,fsign,fpol,kbar,gsign,phbar,hsign,rh)
...

SUBROUTINE HiggsGG (Qphy,gpol,gsign,rh,amp,tri,box,pen)
...
```

Das quadrierte Matrixelement wird in der Variablen `rh` gespeichert. Im Falle der qq -Streuung sind es mehrere Variablen (`res12`, `res14`, `resfi`), um auch die Interferenzen bei identischen Quarks im Endzustand behandeln zu können. Dabei ist `res12` das Amplitudenquadrat des Diagramms links in Abb. B.1, während `res14` dem rechten Diagramm mit vertauschten Impulsen $p_2 \leftrightarrow p_4$ entspricht. Für den Fall identischer Quarks im Endzustand ist das Betragsquadrat der Summe der beiden Diagramme in `resfi` gespeichert. Eingabewerte zu diesen Routinen sind die Impulse der am Prozess beteiligten Teilchen (`pbar`, `phbar`, `kbar`, `Qphy`) sowie „sign“-Faktoren (`hsign`, `fsign`, usw.), welche angeben, ob es sich um einen ein- oder auslaufenden Teilchenimpuls handelt. Dadurch kann die gleiche Routine zur Berechnung von allen Prozessen verwendet werden, welche über

Abbildung B.1: Beitragende Diagramme zum $qq \rightarrow qqH$ Prozess.

Kreuzungsrelationen miteinander zusammenhängen¹. Weitere Eingabevariablen sind im Falle der Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Streuung noch die Polarisierungen der Fermionen (`fpol`) bzw. Gluonen (`gpol`), welche zufällig generiert werden. Mit anderen Worten heißt dies, dass in der Quark-Quark-Streuung explizit über die Polarisierungen der Quarks, und in der qg -Streuung nur über die Gluonpolarisationen summiert wird. In den anderen Fällen werden zufällige Polarisierungen verwendet, und die Summation geschieht automatisch über die Monte-Carlo-Integration.

In der Berechnung der Amplituden ist ein modularer Ansatz verfolgt worden. Dazu wurden effektive Vertex-Routinen für die Wechselwirkung des Higgsbosons mit Gluonen implementiert. Im $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes entsprechen diese einfach den Vertex-Regeln aus Anhang A. In den anderen Fällen stellen sie eine Schnittstelle zur eigentlichen Schleifenintegralberechnung dar. Beispielsweise berechnet die Funktion

```

FUNCTION A2G_effective(q1,q2,J1,J2)

IMPLICIT NONE
complex*16 A2G_effective
real*8 q1(0:3),q2(0:3)
complex*16 J1(0:3),J2(0:3)
complex*16 Jaux(0:3)
complex*16 EPSCRR
EXTERNAL EPSCRR

A2G_effective = EPSCRR(J1,J2,q2,q1)

RETURN
END

```

den effektiven CP-ungeraden Agg -Vertex, wobei über die angekoppelten Ströme J_1 , J_2 kontrahiert wird:

$$F_{Agg_eff} = \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} J_{1,\mu} J_{2,\nu} q_{1,\alpha} q_{2,\beta} \quad (\text{B.1})$$

¹Beispielsweise hängen $q_1\bar{q}_2 \rightarrow g_3g_4H$ und $q_1g_3 \rightarrow q_2g_4H$ durch vertauschen (kreuzen) des Antiquarks \bar{q}_2 mit dem Gluon g_3 zusammen.

Demgegenüber berechnet die folgende Funktion die CP-ungerade *Agg*-Kopplung über ein Schleifenintegral mit einem massiven Quark,

$$F_{\text{Agg_Loop}} = \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} J_{1,\mu} J_{2,\nu} q_{1,\alpha} q_{2,\beta} \cdot C_0(m, q_1, q_2). \quad (\text{B.2})$$

```

FUNCTION A2G_Loop(q1,q2,J1,J2,mass)

IMPLICIT NONE
complex*16 A2G_Loop
real*8 q1(0:4), q2(0:4), mass, dotrr
real*8 mA, mq1, mq2
complex*16 J1(0:3), J2(0:3), CO_1M, EPSCRRR
EXTERNAL CO_1M, EPSCRRR

mq1 = q1(4)
mq2 = q2(4)
mA = 2*dotrr(q1,q2)+ mq1 + mq2
A2G_Loop=EPSCRRR(J1,J2,q2,q1) * CO_1M(mass,mq1,mq2,mA)

RETURN
END

```

Die dabei auftretende Funktion C_0 ist nach Ref. [97] das skalare 3-Punkt-Integral

$$C_0(m, q_1, q_2) = - \int \frac{d^4}{i\pi^2} \frac{1}{[k^2 - m^2][(k + q_1)^2 - m^2][(k + q_1 + q_2)^2 - m^2]}. \quad (\text{B.3})$$

Die `A2G_Loop` Routine wird sowohl für Top-Quarks als auch für Bottom-Quarks in der Schleife verwendet, denn die Kopplungskonstanten werden getrennt berücksichtigt und zu einem globalen Faktor zusammengefasst. Die beiden gezeigten Beispiele zur *Agg*-Kopplung stellen die einfachsten Fälle dar. Bei der *Hgg*-Kopplung des CP-geraden Higgsbosons und bei den $H/A + 3$ bzw. $H/A + 4$ Gluon Kopplungen sind die Ausdrücke komplizierter. Sie sind aber in gleicher Weise implementiert, d.h. es gibt entsprechende Funktionen `H2G_Loop`, `H3G_Loop`, `A3G_Loop` usw. Details zu den darin auftretenden Schleifenintegralen sind in Ref. [32, 39] zu finden.

Ein weiteres Element ist die Verwendung von effektiven Polarisationsvektoren in den Fällen, wo das Higgsboson von einem externen Gluon abgestrahlt wird. Diese können wie folgt definiert werden (siehe Abb. B.2).

$$e_{eff}^\mu = \frac{1}{(P + k)^2} T^{\mu\nu}(k, P) e_\nu \quad (\text{B.4})$$

Dabei bezeichnet k den Impuls und e^ν den (komplexen) Polarisationsvektor des externen Gluons, während P der Higgsimpuls ist. Der Tensor $T^{\mu\nu}(k, P)$ steht abkürzend für die effektive oder Schleifen-induzierte Higgs-Gluon-Kopplung. Die entsprechenden Subroutinen

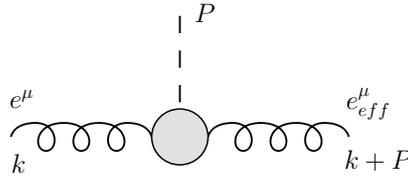


Abbildung B.2: Effektiver Polarisationsvektor.

(EpsH_Loop, EpsH_effective, EpsA_Loop usw.) sind in ihrer Struktur den oben genannten Vertex-Funktionen sehr ähnlich. Der einfachste Fall ist wieder die Abstrahlung des CP-ungeraden Higgsbosons im $m_{top} \rightarrow \infty$ Limes,

```

SUBROUTINE EpsA_effective(K,eps,p_H,K_H,eps_H)

IMPLICIT NONE
real*8 K(0:3), p_H(0:3), K_H(0:3)
real*8 qsqr, dotrr
complex*16 eps(0:3), eps_H(0:3)
integer mu
external dotrr

do mu=0,3
  K_H(mu)=K(mu)+p_H(mu)
enddo

CALL EPSCRH(eps_H,eps,p_h,K)

qsqr=dotrr(k_h,k_h)
do mu=0,3
  eps_H(mu)= eps_H(mu)/qsqr
enddo

RETURN
END

```

welcher durch

$$e_{eff}^\mu = \frac{1}{(P+k)^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha P_\beta e_\nu \quad (\text{B.5})$$

gegeben ist.

Die Modularisierung erlaubt einen klaren und einfachen Aufbau der einzelnen Amplituden. Zudem kann auch der Fall studiert werden, wenn z.B. CP-gerade und CP-ungerade Kopplung gleichzeitig auftreten. Es werden dann einfach die entsprechenden Amplituden

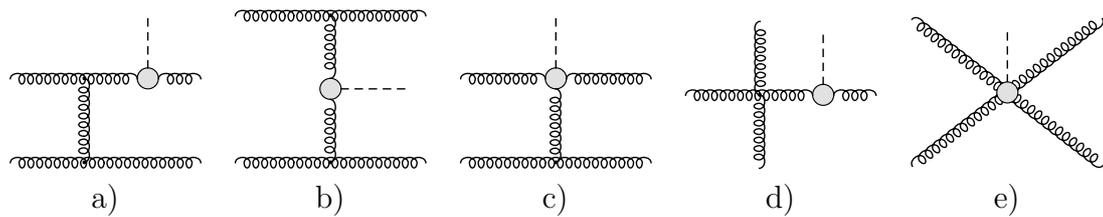


Abbildung B.3: Die fünf unterschiedlichen Topologien, die im $gg \rightarrow ggH$ Prozess auftreten.

aufaddiert. Dabei wird ausgenutzt, dass sich die Ausdrücke für die einzelnen Amplituden nur durch die Natur der Higgs-Gluon-Kopplungen unterscheiden. Der Rest ist stets gleich und lässt sich in universellen Topologien zusammenfassen. In Abb. B.3 sind beispielhaft die verschiedenen Topologien der gg -Streuung dargestellt, die sich direkt in Form von entsprechenden Subroutinen im Programm-Code wiederfinden. Für die Topologien a und d werden effektive Polarisationsvektoren eingesetzt, während bei Topologie b die Hgg - bzw. Agg -Vertex-Routinen verwendet werden. Die Topologien c und e sind Beispiele für das Auftreten von Higgs + 3 bzw. Higgs + 4 Gluon Kopplungen.

Literaturverzeichnis

- [1] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, 1986.
- [2] W. M. Yao et al., Review of particle physics, *J. Phys.* **G33**, 1–1232 (2006).
- [3] S. P. Martin, A supersymmetry primer, (1997), [hep-ph/9709356].
- [4] G. L. Bayatian et al., CMS technical design report, volume II: Physics performance, *J. Phys.* **G34**, 995–1579 (2007).
- [5] ATLAS detector and physics performance. Technical design report. Vol. 2, CERN-LHCC-99-15.
- [6] A. Djouadi, The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model, *Phys. Rept.* **457**, 1–216 (2008), [hep-ph/0503172].
- [7] R. Barate et al., Search for the standard model Higgs boson at LEP, *Phys. Lett.* **B565**, 61–75 (2003), [hep-ex/0306033].
- [8] A. Djouadi, The anatomy of electro-weak symmetry breaking. II: The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model, *Phys. Rept.* **459**, 1–241 (2008), [hep-ph/0503173].
- [9] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley & Sons, 1984.
- [10] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*, Westview Press, Boulder, 1995.
- [11] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, *JHEP* **05**, 026 (2006), [hep-ph/0603175].
- [12] M. Bahr et al., Herwig++ Physics and Manual, (2008), [0803.0883].
- [13] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Deep inelastic e p scattering in perturbation theory, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15**, 438–450 (1972).
- [14] G. Altarelli and G. Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, *Nucl. Phys.* **B126**, 298 (1977).

-
- [15] Y. L. Dokshitzer, Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. (In Russian), Sov. Phys. JETP **46**, 641–653 (1977).
- [16] V. Blobel, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner Verlag, 1998.
- [17] S. Dawson, The standard model intermediate mass Higgs boson, (1997), [hep-ph/9703387].
- [18] M. Spira, QCD effects in Higgs physics, Fortsch. Phys. **46**, 203–284 (1998), [hep-ph/9705337].
- [19] D. L. Rainwater, Intermediate-mass Higgs searches in weak boson fusion, (1999), [hep-ph/9908378].
- [20] W. J. Marciano and F. E. Paige, Associated production of Higgs bosons with t anti- t pairs, Phys. Rev. Lett. **66**, 2433–2435 (1991).
- [21] J. F. Gunion, Associated top anti-top Higgs production as a large source of $W H$ events: Implications for Higgs detection in the lepton neutrino gamma gamma final state, Phys. Lett. **B261**, 510–517 (1991).
- [22] A. Stange, W. J. Marciano, and S. Willenbrock, Associated production of Higgs and weak bosons, with $H \rightarrow b$ anti- b , at hadron colliders, Phys. Rev. **D50**, 4491–4498 (1994), [hep-ph/9404247].
- [23] R. Kleiss, Z. Kunszt, and W. J. Stirling, Discovering a light intermediate mass Higgs in proton proton collisions using associated production with W bosons, Phys. Lett. **B253**, 269–274 (1991).
- [24] H. Baer, B. Bailey, and J. F. Owens, O (α_s) Monte Carlo approach to $W +$ Higgs associated production at hadron supercolliders, Phys. Rev. **D47**, 2730–2734 (1993).
- [25] D. A. Dicus and S. Willenbrock, Higgs Boson Production from Heavy Quark Fusion, Phys. Rev. **D39**, 751 (1989).
- [26] M. Kramer, Associated Higgs production with bottom quarks at hadron colliders, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135**, 66–70 (2004), [hep-ph/0407080].
- [27] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko, and E. Richter-Was, Measuring Higgs boson couplings at the LHC, Phys. Rev. **D62**, 013009 (2000), [hep-ph/0002036].
- [28] D. Zeppenfeld, Higgs couplings at the LHC, (2002), [hep-ph/0203123].
- [29] M. Dührssen et al., Extracting Higgs boson couplings from LHC data, Phys. Rev. **D70**, 113009 (2004), [hep-ph/0406323].

-
- [30] T. Plehn, D. L. Rainwater, and D. Zeppenfeld, Determining the structure of Higgs couplings at the LHC, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 051801 (2002), [hep-ph/0105325].
- [31] V. Hankele, G. Klämke, and D. Zeppenfeld, Higgs + 2 jets as a probe for CP properties, (2006), [hep-ph/0605117].
- [32] V. Del Duca, W. Kilgore, C. Oleari, C. Schmidt, and D. Zeppenfeld, Gluon-fusion contributions to H + 2 jet production, *Nucl. Phys.* **B616**, 367–399 (2001), [hep-ph/0108030].
- [33] V. Del Duca, W. Kilgore, C. Oleari, C. Schmidt, and D. Zeppenfeld, H + 2 jets via gluon fusion, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 122001 (2001), [hep-ph/0105129].
- [34] R. P. Kauffman, S. V. Desai, and D. Risal, Production of a Higgs boson plus two jets in hadronic collisions, *Phys. Rev.* **D55**, 4005–4015 (1997), [hep-ph/9610541].
- [35] R. K. Ellis, W. T. Giele, and G. Zanderighi, Virtual QCD corrections to Higgs boson plus four parton processes, *Phys. Rev.* **D72**, 054018 (2005), [hep-ph/0506196].
- [36] R. K. Ellis, W. T. Giele, and G. Zanderighi, Semi-numerical evaluation of one-loop corrections, *Phys. Rev.* **D73**, 014027 (2006), [hep-ph/0508308].
- [37] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and G. Zanderighi, Next-to-leading order Higgs + 2 jet production via gluon fusion, *JHEP* **10**, 028 (2006), [hep-ph/0608194].
- [38] R. P. Kauffman and S. V. Desai, Production of a Higgs pseudoscalar plus two jets in hadronic collisions, *Phys. Rev.* **D59**, 057504 (1999), [hep-ph/9808286].
- [39] M. Kubocz, Produktion des CP-ungeraden Higgs-Bosons im Prozess $pp \rightarrow A^0 jjX$, (2006), Diplomarbeit.
- [40] T. Figy, C. Oleari, and D. Zeppenfeld, Next-to-leading order jet distributions for Higgs boson production via weak-boson fusion, *Phys. Rev.* **D68**, 073005 (2003), [hep-ph/0306109].
- [41] C. Oleari and D. Zeppenfeld, Next-to-leading order QCD corrections to W and Z production via vector-boson fusion, *Phys. Rev.* **D69**, 093004 (2004), [hep-ph/0310156].
- [42] B. Jäger, C. Oleari, and D. Zeppenfeld, Next-to-leading order QCD corrections to Z boson pair production via vector-boson fusion, *Phys. Rev.* **D73**, 113006 (2006), [hep-ph/0604200].
- [43] B. Jäger, C. Oleari, and D. Zeppenfeld, Next-to-leading order QCD corrections to W^+W^- production via vector-boson fusion, *JHEP* **07**, 015 (2006), [hep-ph/0603177].
- [44] V. Hankele, G. Klämke, D. Zeppenfeld, and T. Figy, Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC, *Phys. Rev.* **D74**, 095001 (2006), [hep-ph/0609075].

- [45] M. Worek, private Kommunikation.
- [46] J. Alwall et al., A standard format for Les Houches event files, *Comput. Phys. Commun.* **176**, 300–304 (2007), [hep-ph/0609017].
- [47] G. P. Lepage, VEGAS: An adaptive multidimensional integration program, CLNS-80/447.
- [48] R. Brun and F. Rademakers, ROOT: An object oriented data analysis framework, *Nucl. Instrum. Meth.* **A389**, 81–86 (1997).
- [49] R. Brun and D. Lienart, HBOOK user guide: CERN computer center program library long writeup: version 4, CERN-Y250.
- [50] S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Mühlleitner, and P. M. Zerwas, Identifying the Higgs spin and parity in decays to Z pairs, *Phys. Lett.* **B553**, 61–71 (2003), [hep-ph/0210077].
- [51] C. P. Buszello, I. Fleck, P. Marquard, and J. J. van der Bij, Prospective analysis of spin- and CP-sensitive variables in $H \rightarrow Z Z \rightarrow l(1)+ l(1)- l(2)+ l(2)-$ at the LHC, *Eur. Phys. J.* **C32**, 209–219 (2004), [hep-ph/0212396].
- [52] R. M. Godbole, D. J. Miller, and M. M. Mühlleitner, Aspects of CP violation in the H ZZ coupling at the LHC, *JHEP* **12**, 031 (2007), [0708.0458].
- [53] V. Del Duca and C. R. Schmidt, Dijet production at large rapidity intervals, *Phys. Rev.* **D49**, 4510–4516 (1994), [hep-ph/9311290].
- [54] W. J. Stirling, Production of jet pairs at large relative rapidity in hadron hadron collisions as a probe of the perturbative pomeron, *Nucl. Phys.* **B423**, 56–79 (1994), [hep-ph/9401266].
- [55] V. Del Duca and C. R. Schmidt, Azimuthal angle decorrelation in large rapidity Dijet production at the Tevatron, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **39BC**, 137–140 (1995), [hep-ph/9408239].
- [56] V. Del Duca and C. R. Schmidt, BFKL versus $O(\alpha_s^{*3})$ corrections to large rapidity dijet production, *Phys. Rev.* **D51**, 2150–2158 (1995), [hep-ph/9407359].
- [57] L. H. Orr and W. J. Stirling, Dijet production at hadron hadron colliders in the BFKL approach, *Phys. Rev.* **D56**, 5875–5884 (1997), [hep-ph/9706529].
- [58] G. Marchesini and B. R. Webber, Monte Carlo Simulation of General Hard Processes with Coherent QCD Radiation, *Nucl. Phys.* **B310**, 461 (1988).
- [59] G. Marchesini et al., HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991, *Comput. Phys. Commun.* **67**, 465–508 (1992).

- [60] S. Abachi et al., The Azimuthal decorrelation of jets widely separated in rapidity, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 595–600 (1996), [hep-ex/9603010].
- [61] K. Odagiri, On azimuthal spin correlations in Higgs plus jet events at LHC, *JHEP* **03**, 009 (2003), [hep-ph/0212215].
- [62] V. Del Duca et al., Monte Carlo studies of the jet activity in Higgs + 2jet events, *JHEP* **10**, 016 (2006), [hep-ph/0608158].
- [63] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, Observing $H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow e^\pm \mu^\mp \cancel{p}_T$ in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC, *Phys. Rev.* **D60**, 113004 (1999), [hep-ph/9906218].
- [64] J. Pumplin et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, *JHEP* **07**, 012 (2002), [hep-ph/0201195].
- [65] N. Kauer, Top pair production beyond double-pole approximation: $p p$, p anti- $p \rightarrow 6$ fermions and 0, 1 or 2 additional partons, *Phys. Rev.* **D67**, 054013 (2003), [hep-ph/0212091].
- [66] N. Kauer and D. Zeppenfeld, Finite-width effects in top quark production at hadron colliders, *Phys. Rev.* **D65**, 014021 (2002), [hep-ph/0107181].
- [67] V. D. Barger, T. Han, J. Ohnemus, and D. Zeppenfeld, Pair production of W^\pm , gamma and Z in association with jets, *Phys. Rev.* **D41**, 2782 (1990).
- [68] F. Maltoni and T. Stelzer, MadEvent: Automatic event generation with MadGraph, *JHEP* **02**, 027 (2003), [hep-ph/0208156].
- [69] J. Alwall et al., MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation, *JHEP* **09**, 028 (2007), [0706.2334].
- [70] N. Kauer, T. Plehn, D. L. Rainwater, and D. Zeppenfeld, $H \rightarrow W W$ as the discovery mode for a light Higgs boson, *Phys. Lett.* **B503**, 113–120 (2001), [hep-ph/0012351].
- [71] C. Weiser, A combined secondary vertex based B-tagging algorithm in CMS, CERN-CMS-NOTE-2006-014.
- [72] M. Dittmar and H. K. Dreiner, How to find a Higgs boson with a mass between 155-GeV to 180-GeV at the LHC, *Phys. Rev.* **D55**, 167–172 (1997), [hep-ph/9608317].
- [73] V. D. Barger, G. Bhattacharya, T. Han, and B. A. Kniehl, Intermediate mass Higgs boson at hadron supercolliders, *Phys. Rev.* **D43**, 779–788 (1991).
- [74] K. Iordanidis and D. Zeppenfeld, Searching for a heavy Higgs boson via the $H \rightarrow l \nu j j$ decay mode at the CERN LHC, *Phys. Rev.* **D57**, 3072–3083 (1998), [hep-ph/9709506].

- [75] E. L. Berger and J. Campbell, Higgs boson production in weak boson fusion at next-to-leading order, *Phys. Rev.* **D70**, 073011 (2004), [hep-ph/0403194].
- [76] The LEP collaborations (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model, (2004), [hep-ex/0412015].
- [77] T. Plehn, D. L. Rainwater, and D. Zeppenfeld, A method for identifying $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ missing $p(T)$ at the CERN LHC, *Phys. Rev.* **D61**, 093005 (2000), [hep-ph/9911385].
- [78] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, Searching for $H \rightarrow \gamma\gamma$ in weak boson fusion at the LHC, *JHEP* **12**, 005 (1997), [hep-ph/9712271].
- [79] D. L. Rainwater, D. Zeppenfeld, and K. Hagiwara, Searching for $H \rightarrow \tau\tau$ in weak boson fusion at the LHC, *Phys. Rev.* **D59**, 014037 (1999), [hep-ph/9808468].
- [80] K. Hagiwara, A. D. Martin, and D. Zeppenfeld, Tau Polarization Measurements at LEP and SLC, *Phys. Lett.* **B235**, 198–202 (1990).
- [81] S. D. Ellis, R. Kleiss, and W. J. Stirling, W's, Z's and Jets, *Phys. Lett.* **B154**, 435 (1985).
- [82] R. Kleiss and W. J. Stirling, Spinor Techniques for Calculating $p\bar{p} \rightarrow W^+Z + \text{Jets}$, *Nucl. Phys.* **B262**, 235–262 (1985).
- [83] R. Kleiss and W. J. Stirling, Standard model expectations for large transverse momentum $W + \text{two jet}$ events at the cern collider, *Phys. Lett.* **B180**, 171 (1986).
- [84] J. F. Gunion, Z. Kunszt, and M. Soldate, A Background to Higgs Detection, *Phys. Lett.* **B163**, 389 (1985).
- [85] J. F. Gunion and M. Soldate, Overcoming a Critical Background to Higgs Detection, *Phys. Rev.* **D34**, 826 (1986).
- [86] R. K. Ellis and R. J. Gonsalves, Compact covariant cross-sections for vector boson production, To appear in Proc. of Supercollider Physics Topical Conf., Eugene, OR, Aug 9-10, 1985.
- [87] V. D. Barger, T. Han, J. Ohnemus, and D. Zeppenfeld, Large $p(t)$ Weak Boson Production at the Tevatron, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1971 (1989).
- [88] V. D. Barger, T. Han, J. Ohnemus, and D. Zeppenfeld, Perturbative QCD calculations of weak boson production in association with jets at hadron colliders, *Phys. Rev.* **D40**, 2888 (1989).
- [89] H. Chehime and D. Zeppenfeld, Single W and Z boson production as a probe for rapidity gaps at the SSC, *Phys. Rev.* **D47**, 3898–3905 (1993).

- [90] A. Heister et al., Measurement of jets with the CMS detector at the LHC, CERN-CMS-NOTE-2006-036.
- [91] H.-F. Pi, P. Avery, D. Green, J. Rohlf, and C. Tully, Measurement of missing transverse energy with the CMS detector at the LHC, Eur. Phys. J. **C46S1**, 45–56 (2006).
- [92] S. Asai et al., Prospects for the search for a standard model Higgs boson in ATLAS using vector boson fusion, Eur. Phys. J. **C32S2**, 19–54 (2004), [hep-ph/0402254].
- [93] C. Foudas, A. Nikitenko, and M. Takahashi, Observation of the Standard Model Higgs boson via $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \text{lepton}+\text{jet}$ Channel, Technical Report CMS-NOTE-2006-088. CERN-CMS-NOTE-2006-088, CERN, Geneva, Apr 2006.
- [94] S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein, FeynHiggs: A program for the calculation of the masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM, Comput. Phys. Commun. **124**, 76–89 (2000), [hep-ph/9812320].
- [95] S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein, The masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM: Accurate analysis at the two-loop level, Eur. Phys. J. **C9**, 343–366 (1999), [hep-ph/9812472].
- [96] G. Degrassi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich, and G. Weiglein, Towards high-precision predictions for the MSSM Higgs sector, Eur. Phys. J. **C28**, 133–143 (2003), [hep-ph/0212020].
- [97] G. Passarino and M. J. G. Veltman, One Loop Corrections for $e^+ e^-$ Annihilation Into $\mu^+ \mu^-$ in the Weinberg Model, Nucl. Phys. **B160**, 151 (1979).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld bedanken, der mir viel Freiraum ließ und sich stets Zeit für meine Fragen nahm. Prof. Dr. Ulrich Nierste danke ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferats.

Besonders danken möchte ich Michael Kubocz für die gute und wichtige Zusammenarbeit zur Weiterentwicklung des Gluonfusion-Programmes. Großer Dank gilt auch Dr. Christian Schappacher, der uns bei der Verifikation unserer Rechnungen sehr geholfen hat. Weiterhin möchte ich Dr. Nikolas Kauer danken, der mir sein Programm zu den $t\bar{t}$ -Prozessen zur Verfügung gestellt hat und bei dessen Anwendung behilflich war. Ich danke Dr. Barbara Jäger für ihre große Hilfe zum Verständnis von Monte-Carlo-Programmen in der Anfangsphase meiner Doktorarbeit.

Ganz besonders danken möchte ich meinen beiden Zimmerkollegen Vera Hankele und Manuel Bähr für zahlreiche Diskussionen und einen regen Ideenaustausch. In unserem Büro herrschte stets ein außerordentlich gutes Arbeitsklima, welches sicherlich ganz erheblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Bei allen Mitgliedern des ITP möchte ich mich für die gute wissenschaftliche und gleichzeitig freundschaftliche Atmosphäre bedanken. Herzlich danken möchte ich auch Dr. Stefan Gieseke und Simon Plätzer, die sich prima um das reibungslose Funktionieren des Computernetzwerkes gekümmert haben.

Für die finanzielle Unterstützung danke ich dem Graduiertenkolleg „Hochenergiephysik und Teilchenastrophysik“.

Ich möchte mich bei Dr. Michael Spannowsky, Christoph Englert, Michael Kubocz, Manuel Bähr und insbesondere Vera Hankele für das Korrekturlesen der Arbeit bedanken.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern, die mich nicht nur in den letzten drei Jahren, sondern während des gesamten Studiums sehr unterstützt haben.