Schranken an anomale Higgs-Kopplungen

Diplomarbeit
von
Vera Hankele

Institut für Theoretische Physik
Universität Karlsruhe

September 2005

Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Koreferent: Prof. Dr. J. H. Kühn

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe.

Karlsruhe, den 29. September 2005

Als Diplomarbeit akzeptiert:

Karlsruhe, den 29. September 2005

Inhalt

Kapitel 1:

Einleitung

In der Vergangenheit sind viele Vorhersagen des Standardmodells der Elementarteilchen (SM) durch Experimente an Teilchenbeschleunigern wie dem e^+e^-- Beschleuniger LEP am CERN bestätigt worden. Trotz der zum Teil sehr genauen Übereinstimmung zwischen den Experimenten und dem SM geht man heutzutage davon aus, dass es keine fundamentale Theorie ist. Das liegt zum Einen daran, dass es die Gravitation nicht enthält und zum Anderen daran, dass auch innerhalb des SMs bereits Schwierigkeiten wie das sogenannte "fine-tuning" Problem auftreten.

Der Bereich des SMs, der experimentell noch am schlechtesten überprüft wurde, ist der Higgs-Mechanismus. Er sagt ein skalares Teilchen, das sogenannte Higgs-Boson, vorher und stellt den Ursprung der elektroschwachen Symmetriebrechung dar. Da das Higgs-Boson bisher noch nicht entdeckt wurde, sind experimentelle Informationen über dieses Teilchen und seine Kopplungen an die Eichbosonen nur indirekt zugänglich und lassen damit Raum für mögliche Abweichungen vom SM. Am wahrscheinlichsten ist es aus heutiger Sicht, dass ein Higgs-Boson, falls es existiert, am sogenannten "Large Hadron Collider" (LHC) gefunden wird. Das LHC ist der große Hadronenbeschleuniger, der zur Zeit am CERN gebaut wird.

Elektroschwache Präzisionsmessungen, die auf virtuelle Higgs-Beiträge sensitiv sind, bevorzugen den mittleren Higgs-Massenbereich, also den Bereich zwischen 100 und 200 GeV [1]. Sollte ein skalares Teilchen am LHC gefunden werden, so ist es sehr wichtig seine Eigenschaften genau zu untersuchen um sicherzustellen, dass es sich wirklich um das gesuchte Higgs-Boson handelt. Sowohl die Kopplungsstärke als auch die Tensorstruktur der Kopplungen des skalaren Teilchens an die Eichbosonen sind dabei von entscheidender Bedeutung. Die Schwache-Eichboson-Fusion ist sowohl für einen Higgs-Massenbereich zwischen ungefähr 100 und 190 GeV als auch für schwere Higgs-Bosonen ein sehr vielversprechender Produktionsmechanismus am LHC [2, 3, 4]. Überdies kann sie Aufschluss über viele der Eigenschaften des skalaren Teilchens geben [5].

In dieser Diplomarbeit wird das SM als eine effektive Theorie für niedrige Energien aufgefasst, bei der die schweren Felder ausintegriert wurden. Neue Physik, die erst bei einer Skala Λ explizit auftritt, zeigt sich dann bei Energien unterhalb von Λ durch kleine Abweichungen vom SM. Diese können durch eine effektive Lagrangedichte beschrieben werden, die nicht renormierbare SU(3) $\times$ SU(2) $\times$ U(1)-invariante

Operatoren enthält, welche die Überreste der vollständigen Hochenergietheorie beschreiben. Der Vorteil dieses Ansatzes ist, dass er weitgehend allgemein und unabhängig vom zugrundeliegenden Modell und vom betrachteten Prozess ist. Solch eine effektive Theorie liefert nach Buchmüller und Wyler [6] Beiträge zu 4-Fermionen-Vertizes, wenn die Operatoren ausschließlich aus fermionischen Feldern aufgebaut sind. Nimmt das skalare Feld seinen Vakuumerwartungswert an, so führen die Operatoren, die aus Eichfeldern, skalaren Feldern und fermionischen Feldern bestehen, zu anomalen magnetischen Momenten der Leptonen und Quarks. Außerdem treten noch Operatoren auf, die Fermionen und Eichfelder oder Fermionen und skalare Felder enthalten.

Von besonderer Bedeutung für diese Arbeit sind die Operatoren, die nur Bosonen und skalare Felder enthalten. Diese werden in Kapitel 2 explizit angegeben. Einige dieser Operatoren verändern in niedrigster Ordnung der Störungstheorie, also auf "Tree-Level", die Massen der Eichbosonen und zerstören dadurch die Beziehungen zwischen den Massen und den Kopplungskonstanten, die im SM existieren. Solche Beziehungen, wie zum Beispiel diejenige zwischen dem Weinbergwinkel und den Massen der Z- und W-Bosonen sind experimentell gut zugänglich und in der Vergangenheit sehr genau gemessen worden. Die daraus resultierenden Einschränkungen an die Operatoren werden in Kapitel 2 angegeben. Andere Operatoren wiederum führen nicht zu so gut messbaren Auswirkungen, sondern zu anomalen Kopplungen des Higgs-Bosons an die Eichbosonen der Form HVV mit V $= \gamma, Z, W^{\pm}$. Für diese Operatoren werden die Feynman-Regeln, die aus der effektiven Lagrangedichte abgeleitet werden können, angegeben. Dabei werden jeweils sowohl CP-gerade als auch CP-ungerade Beiträge der effektiven Lagrangedichte zu den Kopplungen des Higgs-Bosons an die Eichbosonen betrachtet.

In Kapitel 3 werden die Feynman-Regeln aus Kapitel 2 verwendet um die Wirkungsquerschnitte für Prozesse an e^+e^--Beschleunigern, bei denen anomale Kopplungen auftreten können, auszurechnen. Anschließend werden diese Prozesse mit dem Schwachen-Eichboson-Fusions Prozess an einem Hadronenbeschleuniger verglichen. Für die Operatoren, die keine Schranken aus elektroschwachen Präzisionsmessungen erhalten, können Messungen der Triple-Eichboson-Kopplungen und der anomalen Higgs-Kopplungen Einschränkungen liefern. In Kapitel 4 wird ein Überblick über die besten Schranken, die zur Zeit für die anomalen Kopplungen existieren, gegeben.

In Kapitel 5 und 6 werden die Schranken aus Kapitel 4 verwendet um Vorhersagen darüber zu machen, wie groß die Auswirkungen dieser Kopplungen am LHC in der Schwachen-Eichboson-Fusion maximal noch sein können. Dabei werden zwei unterschiedliche Fälle betrachtet. In Kapitel 5 wird angenommen, dass ein Higgs-Boson, wie es das SM vorhersagt, existiert und die anomalen Kopplungen zu kleinen Abweichungen vom SM führen. Kapitel 6 dagegen behandelt den Fall, in dem das skalare Teilchen, das in den anomalen Kopplungen vorkommt, kein SM Higgs-Boson, sondern ein skalares SU(2)-Singulett ist. Solch ein Teilchen kommt in einigen supersymmetrischen Erweiterungen des SMs vor [7].

Den Abschluss dieser Diplomarbeit bildet eine Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse. Insbesondere wird darin diskutiert inwieweit das LHC die anomalen Higgs-Kopplungen weiter einschränken kann und ob es in der Schwachen-Eichboson-Fusion am LHC möglich ist ein SM Higgs-Boson von einem skalaren SU(2)-Singulett-Teilchen zu unterscheiden.

Kapitel 2:
Anomale Higgs-Kopplungen

Das vorliegende Kapitel behandelt die anomalen Kopplungen eines Higgs-Bosons an die Eichbosonen. Im ersten Teil erfolgt die Herleitung des allgemeinen HVV-Vertex mit V $= \gamma, Z, W^{\pm}$. Beginnend mit dem SM-Beitrag in niedrigster Ordnung der Störungstheorie wird dann anhand der effektiven Kopplung eines Higgs-Bosons an zwei Gluonen die Form der anomalen Kopplungen plausibel gemacht. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden explizit die effektive Lagrangedichte für die anomalen Higgs-Kopplungen und die Schranken an einige der Operatoren angegeben. Der letzte Teil beinhaltet die Feynman-Regeln für die anomalen Higgs-Kopplungen.

2.1 Allgemeiner HVV-Vertex

2.1.1 SM HVV-Kopplung

Im SM erhält man Kopplungen des Higgs-Bosons an die Eichbosonen aus dem kinetischen Term für das skalare Feld,

$$\mathscr{L}_{\Phi,kin} = (D_\mu \Phi)^+ (D^\mu \Phi),$$

mit dem skalaren SU(2)-Dublett in der unitären Eichung,

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix},$$

und der kovarianten Ableitung,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} g'\, B_\mu + ig\, \frac{\sigma_a}{2}\, W_\mu^a.$$

B_μ und W_μ sind die U(1)- und SU(2)-Eichfelder, g' und g die dazugehörigen Kopplungen. Die σ_a sind die Pauli-Matrizen.

Man erhält dann mit $g \sin\theta_w = g' \cos\theta_w$

$$
\begin{aligned}
D_\mu \Phi &= (\partial_\mu + \frac{i}{2} g'\ B_\mu + ig\ \frac{\sigma_a}{2}\ W_\mu^a)\ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\ \partial_\mu H\ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
&+ \frac{i}{2\sqrt{2}}\ (v+H)\ \big(\ g' B_\mu + g \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \big)\ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}\ \partial_\mu H \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{ig}{2\sqrt{2}}\ (v+H)\ \big(\frac{-1}{\cos\theta_w} Z_\mu\ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \sqrt{2}\, W_\mu^+\ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \big),
\end{aligned}
$$

wobei die physikalischen Felder A_μ, Z_μ und $W_\mu^\pm$,

$$
\begin{aligned}
A_\mu &= B_\mu \cos\theta_w + W_\mu^3 \sin\theta_w \\
Z_\mu &= W_\mu^3 \cos\theta_w - B_\mu \sin\theta_w \\
W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}\ (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2),
\end{aligned}
$$

Kombinationen aus den ursprünglichen Eichfeldern darstellen. Der vollständige kinetische Term ist somit gegeben durch

$$
(D_\mu \Phi)^+ (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}\ (\partial_\mu H)^2 + \frac{g^2}{8}\ (v+H)^2\ \big(\frac{1}{\cos^2\theta_w}\ Z_\mu Z^\mu + 2\ W_\mu^+ W^{\mu -}\big).
$$

Aus dem Term proportional zu v^2,

$$
\mathscr{L}_{SM}^{VV} = \frac{1}{2}\ \frac{g^2\ v^2}{4}\ \frac{1}{\cos^2\theta_w}\ Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2\ v^2}{4}\ W_\mu^+ W^{\mu -} = \frac{1}{2}\ m_Z^2\ Z_\mu Z^\mu + m_W^2\ W_\mu^+ W^{\mu -},
$$

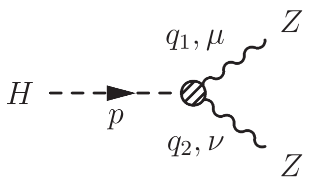
erhält man die Massen der W- und Z-Bosonen,

$$
m_W = \frac{1}{2}\ vg \qquad \text{und} \qquad m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_w}.
$$

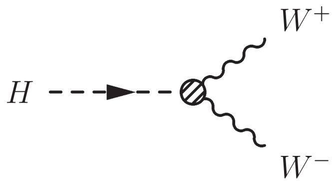
Der Term proportional zu $2vH$ führt zu den HVV-Kopplungen, die im SM in niedrigster Ordnung der Störungstheorie aus den Termen

$$
\mathscr{L}_{SM}^{HVV} = \frac{1}{2}\ \frac{g}{\cos\theta_w}\ m_Z\ HZ_\mu Z^\mu + g\ m_W\ HW_\mu^+ W^{\mu -} \tag{2.1}
$$

bestehen.
Die Feynman-Regeln für die Kopplungen des Higgs-Bosons an die Eichfelder im SM sind dann direkt aus der Lagrangedichte in Gleichung (2.1) abzulesen. Sie lauten:



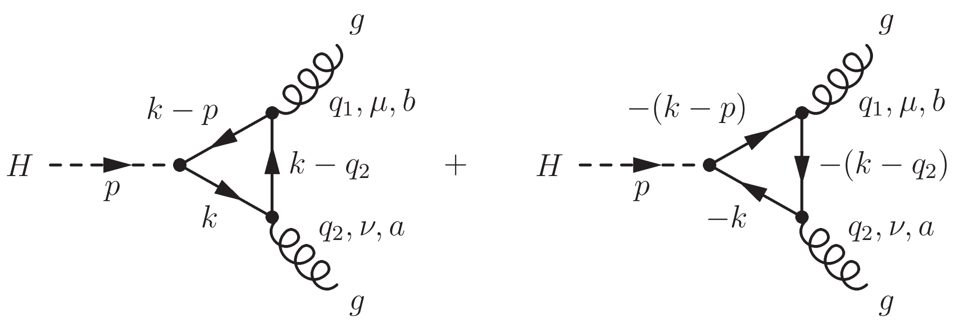
$$= \frac{i\, m_Z\, g}{\cos\theta_w}\, g^{\mu\nu}$$



$$= i\, m_W\, g\, g^{\mu\nu}.$$

2.1.2 Effektive Hgg-Kopplung im SM

Im SM treten in niedrigster Ordnung der Störungstheorie keine $H\gamma\gamma$- und keine $HZ\gamma$-Kopplungen auf. Dies bedeutet, dass zwei Photonen bzw. ein Photon und ein Z-Boson im SM erst auf 1-Schleifen-Niveau an ein Higgs-Boson koppeln.
Solch ein 1-Schleifen-Vertex tritt auch auf, wenn ein Higgs-Boson über einen Top-Quark-Loop an zwei Gluonen koppelt.



Aus den Feynman-Regeln erhält man für beide Graphen den gleichen Beitrag und damit insgesamt

$$T^{\mu\nu}(H \to gg) = -g_s^2 \frac{m}{v}\, \delta^{ab} \int \frac{d^dk}{(2\pi)^d}\, \frac{Tr\{(\not{k}+m)\ \gamma^\nu\ (\not{k}-\not{q}_2+m)\ \gamma^\mu\ (\not{k}-\not{p}+m)\}}{(k^2-m^2)\ ((k-q_2)^2-m^2)\ ((k-p)^2-m^2)}.$$

Berechnet man die Spur, führt Feynman-Parameter ein und substituiert $l = k - (xq_2 + yp)$, so erhält man für masselose Teilchen im Endzustand, also $q_1^2 = q_2^2 = 0$, und mit $\Delta = m^2 + (y^2 + xy - y)\ p^2$

$$
\begin{aligned}
&= -\,8\ g_s^2 \frac{m^2}{v}\ \delta^{ab} \int \frac{d^d l}{(2\pi)^d} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy\ \frac{1}{(\ l^2 - \Delta)^3}\ \big\{ g^{\mu\nu}\ l^2 (\frac{4}{d} - 1) \\
&\quad + g^{\mu\nu} \big(m^2 + p^2 (y - y^2 - xy - \frac{1}{2}) \big) + 4x\ (x-1)\ q_2^\nu q_2^\mu + 2y\ (2y-1)\ p^\nu p^\mu \\
&\quad + (4xy - 2y - 2x + 1)\ q_2^\nu p^\mu + (4xy - 2y + 1)\ p^\nu q_2^\mu \big\}.
\end{aligned}
$$

Anschließendes Ausführen der l-Integration ergibt unter Benutzung der Integrale in [8] Anhang A4

$$
\begin{aligned}
&= -\,\frac{i g_s^2}{v\ 4\pi^2}\ \delta^{ab} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy\ \big\{ g^{\mu\nu} \big(m^2 - m^2\ \frac{m^2}{\Delta} - p^2\ \frac{m^2}{\Delta}\ (y - xy - y^2 - \frac{1}{2}) \big) \\
&\quad - \frac{m^2}{\Delta}\ \big(4x\ (x-1)\ q_2^\nu q_2^\nu + 2y\ (2y-1)\ p^\nu p^\mu + (4xy - 2y - 2x + 1)\ q_2^\nu p^\mu \\
&\quad + (4xy - 2y + 1)\ p^\nu q_2^\mu \big) \big\}.
\end{aligned}
$$

Durch Taylorentwicklung von $\frac{m^2}{\Delta}$ in $\frac{p^2}{m^2}$,

$$
\frac{m^2}{\Delta} = \frac{m^2}{m^2 + p^2\ (y^2 + xy - y)} = 1 + (y - xy - y^2)\ \frac{p^2}{m^2} + \mathscr{O}\big((\frac{p^2}{m^2})^2 \big),
$$

ergibt sich dann der Ausdruck

$$
\begin{aligned}
&= -\,\frac{i g_s^2}{v\ 4\pi^2}\ \delta^{ab} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy\ \big\{ g^{\mu\nu} p^2\ (2y^2 + 2xy - 2y + \frac{1}{2}) \\
&\quad - \big(4x\ (x-1)\ q_2^\nu q_2^\mu + 2y\ (2y-1)\ p^\nu p^\mu + (4xy - 2y - 2x + 1)\ q_2^\nu p^\mu \\
&\quad + (4xy - 2y + 1)\ p^\nu q_2^\mu \big) + \mathscr{O}\big(\frac{p^2}{m^2} \big) \big\}.
\end{aligned}
$$

Die verbleibenden Integrale über die Feynman-Parameter können nun ausgerechnet werden. Gleichzeitig können unter der Annahme, dass die Higgs-Masse kleiner als die Masse des Top-Quarks ist die Terme der $\mathscr{O}(\frac{p^2}{m^2})$ vernachlässigt werden.
Als Ergebnis erhält man dann

$$
T^{\mu\nu}(H \to gg) = -\frac{i g_s^2}{v\ 4\pi^2}\ \delta^{ab} (\frac{1}{6}\ p^2\ g^{\mu\nu} - \frac{1}{3} p^\nu q_2^\mu - \frac{1}{3} q_2^\nu q_2^\mu).
$$

Da die Terme proportional zu q_2^ν bzw. zu q_1^μ nicht beitragen, wenn sie mit äußeren erhaltenen Strömen kontrahiert werden, ist der effektive Vertex der Hgg-Kopplung somit durch

$$T^{\mu\nu}(H \to gg) = -\frac{ig\ \alpha_s}{6\pi\ m_W}\ \delta^{ab}(\ q_1 \cdot q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \tag{2.2}$$

gegeben.

2.1.3 Anomale HVV-Kopplungen

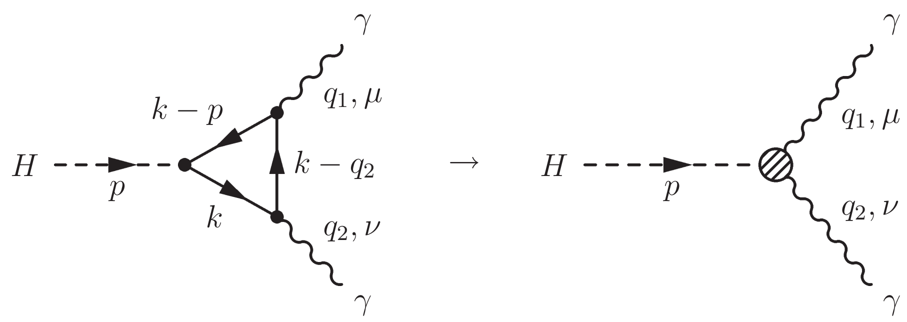
Die Tensorstruktur in Gleichung (2.2) tritt auch bei den anomalen HVV-Kopplungen auf. Im Fall von Kopplungen des Higgs-Bosons an zwei Photonen führt ein Term der Form $HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu}$ zu ebendieser Tensorstruktur, denn

$$\begin{aligned} HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} &= H(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)\ (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \\ &= 2H\ \partial_\mu A_\nu\ (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \end{aligned}$$

und nach Anwendung einer Fourier-Transformation folgt

$$\begin{aligned} \longrightarrow \quad & 2H(-q_{1\mu}A_\nu\ q_2^\mu A^\nu + q_{1\mu}A_\nu\ q_2^\nu A^\mu) \\ &= -2\ (q_1 \cdot q_2\ g_{\mu\nu} - q_{1\nu}q_{2\mu})\ HA^\mu A^\nu. \end{aligned}$$

Die effektiven Kopplungen entsprechen somit Dreiecksgraphen im Limes schwerer Teilchen in der Schleife, also $m_\triangle^2 \gg p^2$, und die CP-geraden Kopplungen erhält man demnach, indem zu den effektiven Vertizes übergegangen wird,



Insgesamt werden für die CP-geraden Kopplungen dann Beiträge zur Lagrangedichte der Form

$$\mathscr{L}^{HVV}_{CP-gerade} \sim HV_{\mu\nu}V^{\mu\nu} \qquad \text{(mit V} = \gamma, Z^0, W^\pm)$$

erwartet.
Lässt man auch CP-ungerade Kopplungen zu, so erhält man analog für die effektiven Vertizes die Tensorstruktur

$$\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma},$$

die aus Beiträgen zur Lagrangedichte der Form

$$\mathscr{L}^{HVV}_{CP-ungerade} \sim H\tilde{V}_{\mu\nu}V^{\mu\nu}$$

mit dem dualen Feldstärketensor $\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}V^{\rho\sigma}$ folgen.

Die allgemeine Tensorstruktur für einen HVV-Vertex hat die Form

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu}(q_1, q_2) = & \underbrace{\tilde{a}_1 \; g^{\mu\nu}}_{SM} + \underbrace{a_2^{(1)} \; q_1 \cdot q_2 \; g^{\mu\nu} + a_2^{(2)} \; q_1^\nu q_2^\mu + a_2^{(3)} q_2^\nu q_1^\mu}_{CP-gerade} \\ & + \underbrace{a_2^{(4)} q_1^\nu q_1^\mu + a_2^{(5)} q_2^\nu q_2^\mu}_{CP-gerade} + \underbrace{a_3 \; \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma}}_{CP-ungerade} \end{aligned}$$

wobei die a_i skalare Faktoren, welche von q_1^2, q_2^2 und p^2 abhängen können, sind.
Einige dieser Terme tragen allerdings nicht bei, wenn sie mit äußeren erhaltenen Strömen kontrahiert werden, also der Ausdruck

$$T^{\mu\nu}(q_1, q_2) \cdot J_{1\mu}(q_1) \; J_{2\nu}(q_2)$$

berechnet wird. Wegen der Stromerhaltung gilt

$$q_1^\mu \cdot J_{1\mu}(q_1) = q_1 \cdot J_1(q_1) = 0$$

sowie

$$q_2^\nu \cdot J_{2\nu}(q_2) = q_2 \cdot J_2(q_2) = 0$$

und es bleibt schließlich nur noch

$$
\begin{aligned}
T^{\mu\nu}(q_1,q_2) &= a_1(q_1,q_2)\ g^{\mu\nu} + a_2(q_1,q_2)\ [q_1 \cdot q_2\ g^{\mu\nu} - q_2^{\mu} q_1^{\nu}] \\
&\quad + a_3(q_1,q_2)\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma}
\end{aligned}
\tag{2.3}
$$

übrig. Die a_i sind hier impulsabhängige und Lorentz-invariante Formfaktoren [9].

2.2 Effektive Lagrangedichte

Die effektive Lagrangedichte für anomale Higgs-Kopplungen an die Eichbosonen besteht aus der SM-Lagrangedichte und höher dimensionalen Operatoren [6]

$$
\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{SM} + \sum_i \frac{f_i^{(5)}}{\Lambda} \mathscr{O}_i^{(5)} + \sum_i \frac{f_i^{(6)}}{\Lambda^2} \mathscr{O}_i^{(6)} + ... \tag{2.4}
$$

Die f_i sind dabei dimensionslose Koeffizienten und die $\mathscr{O}_i^{(k)}$ Operatoren der Dimension k. Λ ist wie schon zuvor die Skala, bei der die neue Physik auftritt.

2.2.1 Die Operatoren der Dimension 6

Für ein skalares SU(2)-Dublett Φ ist es nicht möglich SU(2)- und Lorentz-invariante Operatoren der Dimension 5 zu konstruieren. Die Felder V^μ, die kovariante Ableitung D^μ und das skalare SU(2)-Dublett Φ haben die Dimension 1. Um die Lorentz-Invarianz zu erhalten muss in den Operatoren immer eine gerade Anzahl der Felder V^μ und der kovarianten Ableitungen D^μ auftreten und um die SU(2)-Invarianz zu gewährleisten muss das skalare Feld Φ immer zusammen mit seinem hermitesch konjugierten Feld auftauchen, also in der Form $\Phi^+ ... \Phi$. Die ersten Terme in der Entwicklung in $\frac{1}{\Lambda}$ in Gleichung (2.4) sind somit Terme mit Operatoren der Dimension 6. Als Bausteine für die CP-geraden Dimension 6 Operatoren werden hier das skalare Feld Φ selbst, die kovariante Ableitung D_μ und die Feldstärketensoren $\hat{W}_{\mu\nu}$ und $\hat{B}_{\mu\nu}$ der W- und B-Eichfelder verwendet. $\hat{W}_{\mu\nu}$ und $\hat{B}_{\mu\nu}$ sind durch

$$
\hat{B}_{\mu\nu} = i\frac{g'}{2} B_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu]|_{g=0}
$$

und

$$
\hat{W}_{\mu\nu} = i\frac{g}{2} \sigma_a W^a_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu]|_{g'=0}
$$

definiert. Außerdem wird für die Operatoren Eichinvarianz und Invarianz unter SU(2) $\times$ U(1)-Transformation vorausgesetzt.

Von den 11 CP-geraden Operatoren der Dimension 6 aus [6, 10, 11, 12, 13] die diese Vorraussetzungen erfüllen, enthalten die drei Operatoren,

$$
\begin{aligned}
\mathcal{O}_{DW} &= Tr\big[\, [D_\mu, \hat{W}_{\nu\rho}]\, [D^\mu, \hat{W}^{\nu\rho}]\, \big] \\
\mathcal{O}_{DB} &= -\frac{g'^2}{2}(\partial_\mu B_{\nu\rho})\,(\partial^\mu B^{\nu\rho}) \\
\mathcal{O}_{WWW} &= Tr[\, \hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\nu\rho}\hat{W}_\rho^{\mu}\,],
\end{aligned}
$$

kein skalares Feld und tragen deshalb nicht zu den HVV-Vertizes bei.
Zwei weitere Operatoren,

$$
\begin{aligned}
\mathcal{O}_{\Phi,2} &= \frac{1}{2}\,\partial^\mu(\Phi^+\Phi)\,\partial_\mu(\Phi^+\Phi) \\
\mathcal{O}_{\Phi,3} &= \frac{1}{3}\,(\Phi^+\Phi)^3,
\end{aligned}
$$

enthalten keine Eichfelder. Sie modifizieren lediglich die Higgs-Sebstwechselwirkung und renormieren die Higgs-Boson-Wellenfunktion.
Es verbleiben sechs CP-gerade und drei CP-ungerade Dimension 6 Operatoren, die zur Higgs-Eichboson-Kopplung beitragen [6].

$$
\begin{aligned}
\mathcal{O}_{BB} &= \Phi^+\, \hat{B}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu}\,\Phi & \mathcal{O}_{\tilde{B}B} &= \Phi^+\, \hat{\tilde{B}}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu}\,\Phi \\
\mathcal{O}_{WW} &= \Phi^+\, \hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}\,\Phi & \mathcal{O}_{\tilde{W}W} &= \Phi^+\, \hat{\tilde{W}}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}\,\Phi \\
\mathcal{O}_{B} &= (D_\mu\Phi)^+\, \hat{B}^{\mu\nu}\,(D_\nu\Phi) & \mathcal{O}_{\tilde{B}} &= (D_\mu\Phi)^+\, \hat{\tilde{B}}^{\mu\nu}\,(D_\nu\Phi) \\
\mathcal{O}_{W} &= (D_\mu\Phi)^+\hat{W}^{\mu\nu}\,(D_\nu\Phi) & & \\
\mathcal{O}_{BW} &= \Phi^+\, \hat{B}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}\,\Phi & & \\
\mathcal{O}_{\Phi,1} &= (D_\mu\Phi)^+\Phi\;\Phi^+(D^\mu\Phi) & &
\end{aligned}
\tag{2.5}
$$

Die analog zu den CP-geraden Operatoren $\mathcal{O}_W$ und $\mathcal{O}_{BW}$ definierten CP-ungeraden Operatoren $\mathcal{O}_{\tilde{W}}$ und $\mathcal{O}_{\tilde{B}W}$ sind nicht unabhängig von den anderen Operatoren. $\mathcal{O}_{\tilde{W}}$ kann aus einer Linearkombination von $\mathcal{O}_{\tilde{W}W}$, $\mathcal{O}_{\tilde{B}B}$ und $\mathcal{O}_{\tilde{B}}$ gebildet werden,

$$
\mathcal{O}_{\tilde{W}} = (D_\mu\Phi)^+\hat{\tilde{W}}^{\mu\nu}\,(D_\nu\Phi) = -\frac{1}{2}\mathcal{O}_{\tilde{W}W} + \frac{1}{2}\mathcal{O}_{\tilde{B}B} + \mathcal{O}_{\tilde{B}} + \text{Oberflächenterme},
$$

und $\mathcal{O}_{\tilde{B}W}$ besteht aus einer Linearkombination der Operatoren $\mathcal{O}_{\tilde{B}B}$ und $\mathcal{O}_{\tilde{B}}$,

$$\mathscr{O}_{\tilde{B}W} = \Phi^+ \ \hat{\tilde{B}}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu} \ \Phi = -\mathscr{O}_{\tilde{B}B} - 2\mathscr{O}_{\tilde{B}} + \text{Oberflächenterme.}$$

Die effektive Lagrangedichte für die Dimension 6 Operatoren, die zur HVV-Kopplung beitragen, lautet also

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{eff}^{(6)} = \sum_{i=1}^{6} \frac{f_i^{(6)}}{\Lambda^2}\mathscr{O}_i^{(6)} &= \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} \ (D_\mu\Phi)^+\Phi \ \Phi^+(D^\mu\Phi) \\
&+ \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} \ \Phi^+ \ \hat{B}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu} \ \Phi + \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} \ \Phi^+ \ \hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu} \ \Phi \\
&+ \frac{f_{BB}}{\Lambda^2} \ \Phi^+ \ \hat{B}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} \ \Phi + \frac{f_W}{\Lambda^2} \ (D_\mu\Phi)^+ \ \hat{W}^{\mu\nu} \ (D_\nu\Phi) \\
&+ \frac{f_B}{\Lambda^2} \ (D_\mu\Phi)^+ \ \hat{B}^{\mu\nu} \ (D_\nu\Phi) + \frac{f_{\tilde{W}W}}{\Lambda^2} \ \Phi^+ \ \hat{\tilde{W}}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu} \ \Phi \\
&+ \frac{f_{\tilde{B}B}}{\Lambda^2} \ \Phi^+ \ \hat{\tilde{B}}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} \ \Phi + \frac{f_{\tilde{B}}}{\Lambda^2} \ (D_\mu\Phi)^+ \ \hat{\tilde{B}}^{\mu\nu} \ (D_\nu\Phi).
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Ersetzt man Φ durch seinen Vakuumerwartungswert und beschränkt man sich auf Terme mit zwei Eichfeldern, so erhält man für den Operator $\mathscr{O}_{\phi,1}$ auf “Tree-Level” den Beitrag

$$\mathscr{L}_{\Phi,1} = \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} \ \frac{v^2}{4} \ m_Z^2 \ Z_\mu Z^\mu$$

zur Lagrangedichte. Dies bedeutet er verändert die Z-Masse, nicht aber die W-Masse. Dieser zusätzliche Beitrag zur Z-Masse hat Auswirkungen auf den ρ_0-Parameter und damit auch auf den T-Parameter, der im Particle Data Book [14] durch

$$\hat{\alpha}(M_Z) \ T = \frac{\Pi_{WW}^{new}(0)}{m_W^2} - \frac{\Pi_{ZZ}^{new}(0)}{m_Z^2}$$

definiert ist. Dabei bezeichnen die Π_{VV}^{new} die jeweiligen Selbstenergien der Eichbosonen. Der T-Parameter ist hier so definiert, dass er im SM exakt Null ist. Sein experimenteller Wert ist für eine Higgs-Masse von 117 GeV [14]

$$T = -0.17 \pm 0.12 \ (+0.09).$$

Der Wert in der Klammer gibt die Änderung an, wenn statt einer Higgs-Masse von 117 GeV eine Higgs-Masse von 300 GeV angenommen wird.

Der Beitrag des Operators $\mathcal{O}_{\Phi,1}$ zum Parameter T lautet nach [10]

$$\alpha\, T = -\frac{v^2}{2}\,\frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} \qquad \Longrightarrow \qquad \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} = 0.04 \pm 0.03 \text{ TeV}^{-2}$$

mit $\alpha = [137.036]^{-1}$ und $v^2 = [\sqrt{2}G_F]^{-1}$. Damit ist der Vorfaktor des Operators $\mathcal{O}_{\Phi,1}$ bereits sehr stark eingeschränkt. Außerdem liefert der oben genannte Operator keine Beiträge, die die Feldstärken der Eichbosonen enthalten und wird aus diesem Grund im Folgenden nicht mehr berücksichtigt.

Betrachtet man den Operator $\mathcal{O}_{BW}$ und ersetzt Φ durch seinen Vakuumerwartungswert so ist der Beitrag dieses Operators in niedrigster Ordnung der Störungstheorie gegeben durch

$$\mathcal{L}_{BW} = \frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\,\frac{m_Z^2}{2}\,\sin\theta_w\cos\theta_w\; W^3_{\mu\nu}B^{\mu\nu}.$$

Er trägt zu dem S-Parameter von Peskin und Takeuchi [15] bei, der in [14] durch

$$\frac{\hat{\alpha}(M_Z)}{4\sin^2\theta_w\cos^2\theta_w}\,S = \frac{\Pi^{new}_{ZZ}(M_Z^2) - \Pi^{new}_{ZZ}(0)}{M_Z^2} - \frac{\cos^2\theta_w - \sin^2\theta_w}{\cos\theta_w\sin\theta_w}\,\frac{\Pi^{new}_{Z\gamma}(M_Z^2)}{M_Z^2} - \frac{\Pi^{new}_{\gamma\gamma}(M_Z^2)}{M_Z^2}$$

definiert ist.
Die Schranken an den S-Parameter sind in [14] für eine Higgs-Masse von 117 GeV durch

$$S = -0.13 \pm 0.10\ (-0.08)$$

gegeben. Auch dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem SM, in dem der S-Parameter exakt Null ist. Der Beitrag von $\mathcal{O}_{BW}$ zum S-Parameter ist durch

$$S = -4\pi\frac{v^2}{\Lambda^2}f_{BW} \qquad \Longrightarrow \qquad \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} = 0.17 \pm 0.13 \text{ TeV}^{-2}$$

gegeben [10] und ebenfalls bereits stark eingeschränkt.
Die HVV-Beiträge des Operators $\mathcal{O}_{BW}$ lauten

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{HVV}_{BW} &= \frac{g}{2}\,m_W\sin^2\theta_w\,\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\;HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{g}{2}\,m_W\sin^2\theta_w\,\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\;HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}\\ &\quad + \frac{g}{2}\,m_W\frac{\sin\theta_w}{\cos\theta_w}\,(\cos^2\theta_w - \sin^2\theta_w)\,\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\;HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}.\end{aligned}$$

Im Gegensatz zu den Beiträgen des Operators $\mathscr{O}_{\Phi,1}$ liefert dieser Operator also durchaus Beiträge der Form $HV_{\mu\nu}V^{\mu\nu}$ und wird deshalb trotz der starken Schranken vorerst noch nicht vernachlässigt.

In der Literatur werden unterschiedliche Notationen zur Beschreibung der anomalen Kopplungen verwendet. Die L3-Kollaboration beispielsweise benutzt die Schreibweise, in der die Operatoren auf die Masseneigenzustände transformiert sind [16]. Insgesamt erhält man die gesamte Lagrangedichte für die Operatoren der Dimension 6 in dieser Notation,

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{eff}^{(6)} \;=\;& g_{H\gamma\gamma}\; HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} \;+\; g_{HZ\gamma}^{(1)}\; A_{\mu\nu}Z^{\mu}\partial^{\nu}H + \; g_{HZ\gamma}^{(2)}\; HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\
&+\; g_{HZZ}^{(1)}\; Z_{\mu\nu}Z^{\mu}\partial^{\nu}H + \; g_{HZZ}^{(2)}\; HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \; g_{HWW}^{(2)}\; HW_{\mu\nu}^{+}W_{-}^{\mu\nu} \\
&+\; g_{HWW}^{(1)}\; (W_{\mu\nu}^{+}W_{-}^{\mu}\partial^{\nu}H \;+\; W_{\mu\nu}^{-}W_{+}^{\mu}\partial^{\nu}H\;) + \; \tilde{g}_{H\gamma\gamma}\; H\tilde{A}_{\mu\nu}A^{\mu\nu} \\
&+\; \tilde{g}_{HZ\gamma}\; H\tilde{A}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \; \tilde{g}_{HZZ}\; H\tilde{Z}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \; \tilde{g}_{HWW}^{(2)}\; H\tilde{W}_{\mu\nu}^{+}W_{-}^{\mu\nu}.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Die CP-ungeraden Terme der Form $\tilde{V}_{\mu\nu}W^{\mu}\partial^{\nu}H$ tauchen hier nicht auf, da sie nicht unabhängig sind, sondern auf die Form $\tilde{V}_{\mu\nu}W^{\mu\nu}H$ gebracht werden können. Das kann beispielsweise an der CP-ungeraden $HZ\gamma$-Kopplung demonstriert werden, indem man die effektive Wirkung für den fraglichen Term betrachtet und partiell integriert.

$$\begin{aligned}
S_{eff} = \int d^4x\; \mathscr{L}_{eff} = \int d^4x\; \tilde{A}_{\mu\nu}Z^{\mu}\partial^{\nu}H = -\int d^4x\; \partial^{\nu}(\tilde{A}_{\mu\nu}Z^{\mu})H \\
= -\int d^4x\; \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}A^{\rho\sigma}(\partial^{\nu}Z^{\mu})H = \int d^4x\; \frac{1}{2}\tilde{A}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}H
\end{aligned}$$

Die Vorfaktoren g_{HVV} in Gleichung (2.7) haben die Dimension einer reziproken Masse und können für die CP-geraden Terme durch die vier dimensionslosen Parameter d, d_B, Δg_1^Z und $\Delta\kappa_\gamma$ ausgedrückt werden. Die Beiträge des Operators $\mathscr{O}_{BW}$ werden dabei extra behandelt.

$$\begin{aligned}
g_{H\gamma\gamma} =& \quad \frac{g}{2\;m_W}\;(d\;\sin^2\theta_w + d_B\;\cos^2\theta_w + \sin^2\theta_w\; m_W^2\;\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}) \\
g_{HZ\gamma}^{(1)} =& \quad \frac{g}{m_W}\;(\Delta g_1^Z\;\sin 2\theta_w - \Delta\kappa_\gamma\;\tan\theta_w) \\
g_{HZ\gamma}^{(2)} =& \quad \frac{g}{2\;m_W}\;(\sin 2\theta_w\;(d - d_B) + \frac{\sin\theta_w}{\cos\theta_w}\;(\cos^2\theta_w - \sin^2\theta_w)\; m_W^2\;\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}) \\
g_{HZZ}^{(1)} =& \quad \frac{g}{m_W}\;(\Delta g_1^Z\;\cos 2\theta_w + \Delta\kappa_\gamma\;\tan^2\theta_w) \\
g_{HZZ}^{(2)} =& \quad \frac{g}{2\;m_W}\;(d\;\cos^2\theta_w + d_B\;\sin^2\theta_w - \sin^2\theta_w\; m_W^2\;\frac{f_{BW}}{\Lambda^2})
\end{aligned}$$

$$g^{(1)}_{HWW} = \frac{g\ m_W}{m_Z^2}\ \Delta g_1^Z$$
$$g^{(2)}_{HWW} = \frac{g}{m_W}\ d$$

Die Vorfaktoren $\tilde{g}_{HVV}$ der CP-ungeraden Terme können durch die drei dimensionslosen Parameter $\tilde{d}$, $\tilde{d}_B$ und $\tilde{\kappa}_\gamma$ ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned}
\tilde{g}_{H\gamma\gamma} &= \frac{g}{2\ m_W}\ (\tilde{d}\ \sin^2\theta_w + \tilde{d}_B\ \cos^2\theta_w) \\
\tilde{g}_{HZ\gamma} &= \frac{g}{2\ m_W}\ \big(-\tilde{\kappa}_\gamma\ \tan\theta_w + \sin 2\theta_w\ (\tilde{d} - \tilde{d}_B)\big) \\
\tilde{g}_{HZZ} &= \frac{g}{2\ m_W}\ (\tilde{\kappa}_\gamma\ \tan^2\theta_w + \tilde{d}\ \cos^2\theta_w + \tilde{d}_B\ \sin^2\theta_w) \\
\tilde{g}_{HWW} &= \frac{g}{m_W}\ \tilde{d}
\end{aligned}$$

Die Beziehungen zwischen den hier eingeführten Parametern und den Koeffizienten f_i aus (2.6) lauten dann:

$$\begin{aligned}
d &= -\frac{m_W^2}{\Lambda^2}\ f_{WW} & \tilde{d} &= -\frac{m_W^2}{\Lambda^2}\ f_{\tilde{W}W} \\
d_B &= -\frac{m_W^2}{\Lambda^2}\ \frac{\sin^2\theta_w}{\cos^2\theta_w}\ f_{BB} & \tilde{d}_B &= -\frac{m_W^2}{\Lambda^2}\ \frac{\sin^2\theta_w}{\cos^2\theta_w}\ f_{\tilde{B}B} \\
\Delta\kappa_\gamma &= \kappa_\gamma - 1 = \frac{m_W^2}{2\Lambda^2}\ (f_B + f_W) & \tilde{\kappa}_\gamma &= \frac{m_W^2}{2\Lambda^2}\ f_{\tilde{B}} \\
\Delta g_1^Z &= g_1^Z - 1 = \frac{m_Z^2}{\Lambda^2}\ \frac{f_W}{2}.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Die Parameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und $\tilde{\kappa}_\gamma$ liefern auch Beiträge zu den WWV-Vertizes mit V $= \gamma, Z$. Diese werden in Kapitel 4.3.1 genauer besprochen.

2.2.2 Die Operatoren der Dimension 5

Für ein skalares Teilchen wie es vom SM vorhergesagt wird, also ein skalares SU(2)-Dublett, ist es nicht möglich Operatoren der Dimension 5 zu konstruieren. Geht man aber von einem skalaren SU(2)-Singulett S aus, so ist es durchaus möglich aus diesem skalaren Teilchen und den Feldstärketensoren der Eichfelder Operatoren der Dimension 5 zu erhalten. Solch ein Teilchen wird in einigen supersymmetrischen Modellen wie zum Beispiel dem “Next to Minimal Supersymmetric Standard Model”, oder kurz NMSSM, vorhergesagt [7]. Die anomalen Kopplungen, die aus solchen Operatoren der Dimension 5 gebildet werden können sind dieselben, wie diejenigen, die man aus den Operatoren der Dimension 6 erhält.

Der Unterschied zwischen einem skalaren SU(2)-Dublett wie es das SM vorhersagt und einem SU(2)-Singulett ist dann, dass im Fall des Letzteren in Gleichung (2.3) keine SM-Kopplungen auftreten und somit der Koeffizient $a_1 = 0$ ist. Die Operatoren der Dimension 5 werden nur durch die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ aus Gleichung (2.8) parametrisiert. Operatoren analog zu den $\mathscr{O}_B$, $\mathscr{O}_W$, $\mathscr{O}_{BW}$ und $\mathscr{O}_{\tilde{B}}$ aus Gleichung (2.5) können mit einem SU(2)-Singulett nicht gebildet werden ohne die SU(2)-Invarianz zu verletzen. Die Operatoren der Dimension 5 haben also immer die Form $SV_{\mu\nu}V^{\mu\nu}$ mit V $= \gamma$, Z, $W^{\pm}$.

Mit den Schranken an die Operatoren der Dimension 6 können somit gleichzeitig Schranken an die Kopplungen eines skalaren Teilchens gefunden werden, das nicht das vom SM vorhergesagte Higgs-Boson ist.

2.2.3 Die Operatoren der Dimension 8

In Abschnitt 2.2.1 wurden die sieben Koeffizienten der CP-geraden Dimension 6 Operatoren in Abhängigkeit von fünf dimensionslosen Parametern angegeben. Um nun zu zeigen, dass die verschiedenen Kopplungen dennoch unabhängig voneinander sind, werden die CP-geraden Operatoren der Dimension 8 benötigt. Ist es möglich aus diesen Operatoren die gleichen Terme zu konstruieren wie aus den Operatoren der Dimension 6, so könnten sie sich gegenseitig aufheben oder verstärken und die Kopplungen wären unabhängig voneinander.

Es sollen exemplarisch drei Dimension 8 Operatoren betrachtet werden. Die Lagrangedichte für diese Operatoren lautet

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{eff}^{(8)} &= \frac{f_1^{(8)}}{\Lambda^4}\,\mathscr{O}_1^{(8)} + \frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4}\,\mathscr{O}_2^{(8)} + \frac{f_3^{(8)}}{\Lambda^4}\,\mathscr{O}_3^{(8)} \\
&= \frac{f_1^{(8)}}{\Lambda^4}\,\Phi^+\hat{W}_{\mu\nu}\Phi\;\Phi^+\hat{W}^{\mu\nu}\Phi + \frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4}\,\left(\Phi^+\hat{W}_{\mu\nu}\frac{\vec{\sigma}}{2}\Phi\right)\left(\Phi^+\hat{W}^{\mu\nu}\frac{\vec{\sigma}}{2}\Phi\right)^+ \\
&+ \frac{f_3^{(8)}}{\Lambda^4}\,\Phi^+\Phi\;\Phi^+\hat{B}^{\mu\nu}\hat{W}_{\mu\nu}\Phi
\end{aligned}$$

wobei

$$\hat{W}_{\mu\nu} = i\frac{g}{2}\sigma_a W_{\mu\nu}^a = i\frac{g}{2}\begin{pmatrix} W_{\mu\nu}^3 & W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2 \\ W_{\mu\nu}^1 + iW_{\mu\nu}^2 & -W_{\mu\nu}^3 \end{pmatrix}.$$

Für den Operator $\mathscr{O}_1^{(8)}$ erhält man für den ersten Teil

$$\begin{aligned}
\Phi^+ \hat{W}_{\mu\nu} \Phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & v+H \end{pmatrix} i\frac{g}{2} \begin{pmatrix} W^3_{\mu\nu} & W^1_{\mu\nu} - iW^2_{\mu\nu} \\ W^1_{\mu\nu} + iW^2_{\mu\nu} & -W^3_{\mu\nu} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} \\
&= -i\frac{g}{4} \, (v+H)^2 \, W^3_{\mu\nu} \\
&= -i\frac{g}{4} \, (v+H)^2 \, (\cos\theta_w Z_{\mu\nu} + \sin\theta_w A_{\mu\nu} - gW^1_\mu W^2_\nu + gW^2_\mu W^1_\nu).
\end{aligned}$$

Damit sind die für uns relevanten Terme dieses Operators

$$\mathscr{L}_1^{(8)} = -\frac{gm_W}{2} \, v^2 \, \frac{f_1^{(8)}}{\Lambda^4} \, (\sin^2\theta_w \; HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + \sin 2\theta_w \; HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \cos^2\theta_w \; HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}).$$

Dies bedeutet, dass hier keine Terme mit geladenen Eichbosonen, also keine Ausdrücke

$$\sim HW^+_{\mu\nu} W^{\mu\nu}_-$$

vorkommen.
Der zweite Dimension 8 Operator $\mathscr{O}_2^{(8)}$ kann analog berechnet werden. Die erste Komponente des ersten Teils des Operators ist dann

$$\begin{aligned}
&\Phi^+ \hat{W}_{\mu\nu} \frac{\sigma^1}{2} \Phi \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & v+H \end{pmatrix} i\frac{g}{4} \begin{pmatrix} W^3_{\mu\nu} & W^1_{\mu\nu} - iW^2_{\mu\nu} \\ W^1_{\mu\nu} + iW^2_{\mu\nu} & -W^3_{\mu\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} \\
&= i\frac{g}{8} \, (v+H)^2 \, (W^1_{\mu\nu} + iW^2_{\mu\nu}).
\end{aligned}$$

Sie enthält weder ein Photon noch ein Z-Boson. Die zweite Komponente

$$\begin{aligned}
&\Phi^+ \hat{W}_{\mu\nu} \frac{\sigma^2}{2} \Phi \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & v+H \end{pmatrix} i\frac{g}{4} \begin{pmatrix} W^3_{\mu\nu} & W^1_{\mu\nu} - iW^2_{\mu\nu} \\ W^1_{\mu\nu} + iW^2_{\mu\nu} & -W^3_{\mu\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} \\
&= \frac{g}{8} \, (v+H)^2 \, (W^1_{\mu\nu} + iW^2_{\mu\nu})
\end{aligned}$$

enthält ebenfalls weder ein Z-Boson noch ein Photon und die dritte Komponente

$$
\begin{aligned}
&\Phi^+ \hat{W}_{\mu\nu} \frac{\sigma^3}{2} \Phi \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & v+H \end{pmatrix} i\frac{g}{4} \begin{pmatrix} W^3_{\mu\nu} & W^1_{\mu\nu} - iW^2_{\mu\nu} \\ W^1_{\mu\nu} + iW^2_{\mu\nu} & -W^3_{\mu\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} \\
&= i\frac{g}{8} \, (v+H)^2 \, W^3_{\mu\nu}
\end{aligned}
$$

enthält nur $W^3_{\mu\nu}$. Damit sind die für uns relevanten Terme dieses Operators

$$
\begin{aligned}
\mathscr{L}_2^{(8)} = \frac{gm_W}{8} \, v^2 \, \frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4} \, &(\sin^2\theta_w \; HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + \sin 2\theta_w \; HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \cos^2\theta_w \; HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}) \\
&+ \frac{gm_W}{2} \, v^2 \, \frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4} \; HW^-_{\mu\nu}W^{+\,\mu\nu}.
\end{aligned}
$$

Der dritte Operator $\mathscr{O}_3^{(8)}$ kann analog zu dem Dimension 6 Operator $\mathscr{O}_{BW}$ berechnet werden. Sein Beitrag zur Lagrangedichte lautet

$$
\begin{aligned}
\mathscr{L}_3^{(8)} = \frac{gm_W}{2} \, v^2 \, \frac{\sin\theta_w}{\cos\theta_w} \, \frac{f_3^{(8)}}{\Lambda^4} \, &\big(\sin\theta_w\cos\theta_w HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \sin\theta_w\cos\theta_w HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\
&+ (\cos^2\theta_w - \sin^2\theta_w) HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}\big).
\end{aligned}
$$

Insgesamt erhält man einen Beitrag zu den HVV-Kopplungen der Form

$$
\mathscr{L}_{HVV}^{(8)} = g_{H\gamma\gamma}^{(8)} \; HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + g_{HZ\gamma}^{(8)} \; HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + g_{HZZ}^{(8)} \; HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + g_{HWW}^{(8)} \; HW^-_{\mu\nu}W^{+\,\mu\nu}
$$

mit den Vorfaktoren

$$
\begin{aligned}
g_{H\gamma\gamma}^{(8)} &= \frac{gm_W}{2} \, \frac{v^2}{\Lambda^4} \, sin^2\theta_w \, (-f_1^{(8)} + \frac{1}{4} \, f_2^{(8)} + f_3^{(8)}) \\
g_{HZ\gamma}^{(8)} &= \frac{gm_W}{2} \, \frac{v^2}{\Lambda^4} \, (\sin 2\theta_w \, (-f_1^{(8)} + \frac{1}{4} \, f_2^{(8)}) + \frac{\sin\theta_w}{\cos\theta_w} \, (\cos^2\theta_w - \sin^2\theta_w) \, f_3^{(8)}) \\
g_{HZZ}^{(8)} &= \frac{gm_W}{2} \, \frac{v^2}{\Lambda^4} \, (\cos^2\theta_w \, (-f_1^{(8)} + \frac{1}{4} \, f_2^{(8)}) - \sin^2\theta_w \, f_3^{(8)}) \\
g_{HWW}^{(8)} &= \frac{gm_W}{2} \, \frac{v^2}{\Lambda^4} \, f_2^{(8)}.
\end{aligned}
$$

Dies bedeutet, dass in der HWW-Kopplung immer die Kombination

$$d + \frac{1}{2}\, m_W^2 v^2\, \frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4}$$

auftritt, wenn sowohl die Dimension 6 als auch die Dimension 8 Operatoren berücksichtigt werden. Werden die beiden Parameter $\Delta\kappa_\gamma$ und Δg_1^Z auf Null gesetzt, so kommen in den übrigen drei Kopplungen noch die beiden Parameter

$$d + m_W^2 v^2\, (-\frac{f_1^{(8)}}{\Lambda^4} + \frac{1}{4}\frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4})$$

und

$$(v^2\, \frac{f_3^{(8)}}{\Lambda^2} + f_{BW})$$

sowie der Parameter d_B vor.
Erfüllen die Parameter die Bedingungen,

$$\begin{aligned}
& d = -m_W^2 v^2\, (-\frac{f_1^{(8)}}{\Lambda^4} + \frac{1}{4}\frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4}) \\
& v^2\, \frac{f_3^{(8)}}{\Lambda^2} = -f_{BW} \\
& d_B = 0,
\end{aligned}$$

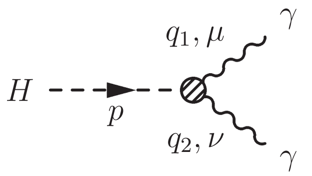
so sind die drei Kopplungen HZZ, $HZ\gamma$ und $H\gamma\gamma$ Null. In diesem Fall liefert nur die HWW-Kopplung einen anomalen Beitrag, wenn ferner die Bedingung

$$d \neq -\frac{1}{2}\, m_W^2 v^2\, \frac{f_2^{(8)}}{\Lambda^4}$$

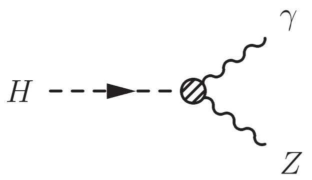
erfüllt wird.
Ebenso ist der Fall möglich in dem die HWW-Kopplung Null ist. Es existieren dann noch drei Parameter um die drei verbleibenden Kopplungen festzulegen. Dabei ist es durchaus möglich, dass diese Parameter so festgelegt werden, dass immer genau eine der drei Kopplungen ungleich Null ist.
Die unterschiedlichen Parameter können also so gewählt werden, dass drei der Kopplungen verschwinden und eine von Null verschieden ist. Die verschiedenen Kopplungen sind demnach unabhängig voneinander.

2.3 Feynman-Regeln

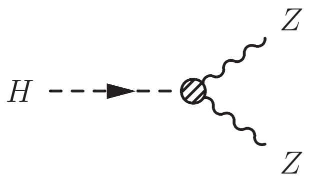
Aus der Lagrangedichte für die Operatoren der Dimension 6 in Gleichung (2.7) können nun die Feynman-Regeln für die anomalen Kopplungen bestimmt werden.



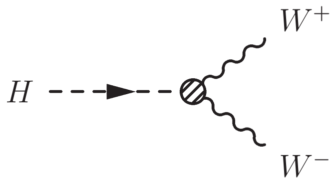
$$
\begin{aligned}
&= -4i\ g_{H\gamma\gamma}\ (\ q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \\
&\quad + 4i\ \tilde{g}_{H\gamma\gamma}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma}
\end{aligned}
$$



$$
\begin{aligned}
&= -i\ g^{(1)}_{HZ\gamma}\ (\ q_1 p\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu p^\mu\ ) - 2i\ g^{(2)}_{HZ\gamma}\ (q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \\
&\quad + 2i\ \tilde{g}_{HZ\gamma}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma}
\end{aligned}
$$



$$
\begin{aligned}
&= -2i\ g^{(1)}_{HZZ}\ (\ q_1 p\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu p^\mu\ ) - 4i\ g^{(2)}_{HZZ}\ (\ q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \\
&\quad + 4i\ \tilde{g}_{HZZ}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma}
\end{aligned}
$$

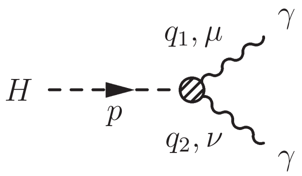


$$
\begin{aligned}
&= -i\ g^{(1)}_{HWW}(q_1 p\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu p^\mu + q_2 p\ g^{\mu\nu} - q_2^\mu p^\nu) \\
&\quad - 2i\ g^{(2)}_{HWW}(q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu) \\
&\quad + 2i\ \tilde{g}_{HWW}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma}.
\end{aligned}
$$

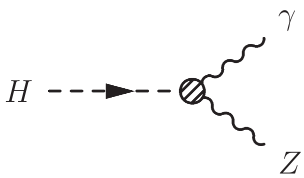
Schließlich können die Terme proportional zu $(q_1 p\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu p^\mu)$ bzw. proportional zu $(q_2 p\ g^{\mu\nu} - q_2^\mu p^\nu)$ auf die Form A $g^{\mu\nu}$ + B $(q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu)$ mit konstanten Vorfaktoren A und B gebracht werden.
Für den $HZ\gamma$-Vertex erhält man mit $p = q_1 + q_2$

$$
q_1 \cdot p\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu p^\mu = q_1^2\ g^{\mu\nu} + q_1 \cdot q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu\ q_1^\mu - q_1^\nu\ q_2^\mu .
$$

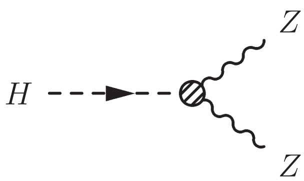
Der Term proportional zu $q_1^\nu\ q_1^\mu$ trägt nicht bei, wenn der Vertex mit äußeren erhaltenen Strömen kontrahiert wird. Für ein "On-Shell" Photon ist ferner $q_1^2 = 0$. Für die anderen Kopplungen kann man analog vorgehen.
Werden die Terme, die bei Kontraktion mit äußeren erhaltenen Strömen nicht beitragen, weggelassen und nur "On-Shell" Teilchen betrachtet, dann lauten die Feynman-Regeln für die anomalen HVV-Kopplungen:



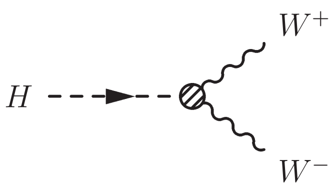
$$\begin{aligned} &= -\,4i\ g_{H\gamma\gamma}\ (\ q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \\ &\quad +4i\ \tilde{g}_{H\gamma\gamma}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} &= -\,i\ (g_{HZ\gamma}^{(1)}\ + 2\ g_{HZ\gamma}^{(2)})\ (q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \\ &\quad +2i\ \ \tilde{g}_{HZ\gamma}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} &= -\,2i\ g_{HZZ}^{(1)}\ q_1^2\ g^{\mu\nu} \\ &\quad -2i\ (g_{HZZ}^{(1)} + 2\ g_{HZZ}^{(2)})\ (\ q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu\ ) \\ &\quad +4i\ \tilde{g}_{HZZ}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} &= -\,i\ g_{HWW}^{(1)}\ (q_1^2 + q_2^2)\ g^{\mu\nu} \\ &\quad -2i\ (g_{HWW}^{(1)} + g_{HWW}^{(2)})\ (q_1 q_2\ g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu) \\ &\quad +2i\ \tilde{g}_{HWW}\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1,\rho} q_{2,\sigma}. \end{aligned}$$

Kapitel 3:

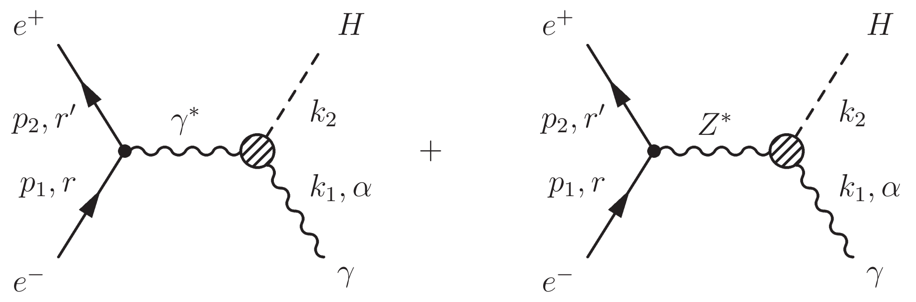
Wirkungsquerschnitte mit anomalen Kopplungen

Mit den in Kapitel 2 erhaltenen Feynman-Regeln ist es nun möglich den Beitrag der anomalen Kopplungen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Prozess $e^+e^- \to H\gamma$ zu berechnen. Diese Rechnung wird im ersten Teil dieses Kapitels sowohl für die CP-geraden als auch für die CP-geraden und die CP-ungeraden anomalen Kopplungen durchgeführt. Die Ergebnisse werden im Anschluss daran miteinander verglichen. Der zweite Teil enthält einen Vergleich der Struktur dieses Prozesses mit der Struktur der Schwachen-Eichboson-Fusion am LHC. Er beginnt mit einem Überblick über die wesentlichen Higgs-Produktionsmechanismen am LHC. Anschließend wird exemplarisch der Prozess $u\bar{c} \to u\bar{c}\ H$ mit dem Prozess $e^+e^- \to H\gamma$ verglichen. Der letzte Teil dieses Kapitels geht kurz auf das Programm ein, das in dieser Diplomarbeit benutzt wurde.

3.1 $e^+e^- \to H\gamma$

3.1.1 CP-gerade Kopplungen im Prozess $e^+e^- \to H\gamma$

Zum Prozess $e^+e^- \to H\gamma$ tragen zwei verschiedene Subprozesse bei. Einerseits derjenige mit einem Photon im Zwischenzustand und andererseits derjenige mit einem Z-Boson im Zwischenzustand.



Mit den bekannten Feynman-Regeln aus dem SM und den Feynman-Regeln für die anomalen Kopplungen, wie sie im vorhergehenden Kapitel hergeleitet wurden, ergibt sich die Amplitude für diesen Prozess zu

$$
\begin{aligned}
M\ (e^+e^- \to H\gamma) = &\big(\bar{v}^{r'}(p_2)\ (-ie\gamma^\mu)\ u^r(p_1)\big)\ \big(\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2+i\epsilon}\big)\ \big(\epsilon^*_\alpha(k_1)\\
&* 4ig_{H\gamma\gamma}\ (qk_1\ g^{\alpha\nu} - q^\alpha k_1^\nu)\big)\ +\ \big(\bar{v}^{r'}(p_2)\ \big(\frac{ig\gamma^\mu}{4\ \cos\theta_w}\\
&* (1-4\sin^2\theta_w - \gamma^5)\big)\ u^r(p_1)\big)\ \big(\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2-m_Z^2+i\epsilon}\big)\\
&* \big(\epsilon^*_\alpha(k_1)\ (ig^{(1)}_{HZ\gamma} + 2ig^{(2)}_{HZ\gamma})\ (qk_1\ g^{\alpha\nu} - q^\alpha k_1^\nu)\big).
\end{aligned}
$$

Die Amplitude wird nun quadriert, über die Spins gemittelt und über die Polarisationen summiert,

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{4}\sum_{r,r'}\sum_{\epsilon}|M|^2 = &\Big\{16e^2\ g^2_{H\gamma\gamma}\ \frac{1}{q^4}\ \frac{1}{4}\ Tr[(\not{p}_2 - m)\ \gamma^\mu\ (\not{p}_1 + m)\ \gamma^\rho]\\
&+ \frac{g^2}{16\ \cos^2\theta_w}\ (g^{(1)}_{HZ\gamma} + 2g^{(2)}_{HZ\gamma})^2\ \big(\frac{1}{q^2-m_Z^2}\big)^2\ \frac{1}{4}\ Tr[(\not{p}_2 - m)\\
&* \gamma^\mu\ (1-4\sin^2\theta_w - \gamma^5)\ (\not{p}_1 + m)\ \gamma^\rho\ (1-4\sin^2\theta_w - \gamma^5)]\\
&+ 2\ \frac{eg}{\cos\theta_w}\ g_{H\gamma\gamma}\ (g^{(1)}_{HZ\gamma} + 2g^{(2)}_{HZ\gamma})\ \frac{1}{q^2}\ \big(\frac{1}{q^2-m_Z^2}\big)\\
&* \ \frac{1}{4}Tr[(\not{p}_2 - m)\ \gamma^\mu\ (\not{p}_1 + m)\ \gamma^\rho\ (1-4\sin^2\theta_w - \gamma^5)]\Big\}\\
&* \Big\{(qk_1\ g_{\mu\nu}g^{\nu\alpha} - q^\alpha k_{1\mu})(-qk_1\ g_{\rho\alpha} + q_\alpha k_{1\rho})\Big\}.
\end{aligned}
$$

Die Elektronenmasse m kann in dieser Rechnung vernachlässigt werden. Da das Photon im Endzustand masselos ist, ergibt sich $m^2 = p_1^2 = p_2^2 = k_1^2 = 0$. Ferner ist der Impuls des Teilchens im Zwischenzustand gleich der Summe der beiden aus- bzw. einlaufenden Teilchen, also $q = p_1 + p_2 = k_1 + k_2$. Mit den Mandelstam-Variablen

$$
\begin{aligned}
s &= (p_1+p_2)^2 = (k_1+k_2)^2 = 2p_1p_2 = k_2^2 + 2k_1k_2\\
t &= (p_1-k_1)^2 = (p_2-k_2)^2 = -2p_1k_1 = k_2^2 - 2p_2k_2\\
u &= (p_1-k_2)^2 = (p_2-k_1)^2 = -2p_2k_1 = k_2^2 - 2p_1k_2,
\end{aligned}
$$

vereinfacht sich der Term dann zu

$$
\frac{1}{4}\sum_{r,r'}\sum_{\epsilon}|M|^2 = \frac{e^4}{s}\ (t^2+u^2)\ F(s) \tag{3.1}
$$

mit

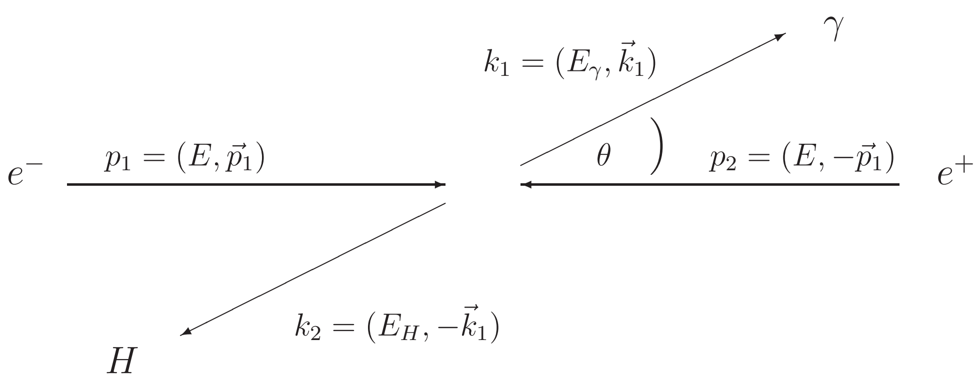
$$F(s) = 4\ \frac{g_{H\gamma\gamma}^2}{e^2} + \frac{1}{e^2}\ (g_{HZ\gamma}^{(1)} + 2 g_{HZ\gamma}^{(2)})^2\ \frac{1}{64\ \cos^2\theta_w \sin^2\theta_w}$$
$$* \big((1 - 4\sin^2\theta_w)^2 + 1\big)\ \big(\frac{s}{s - m_Z^2}\big)^2 + \frac{1}{e^2}\ g_{H\gamma\gamma}\ (g_{HZ\gamma}^{(1)} + 2 g_{HZ\gamma}^{(2)})$$
$$* \frac{1}{2}\ \frac{1}{\cos\theta_w \sin\theta_w}\ (1 - 4\sin^2\theta_w)\ \big(\frac{s}{s - m_Z^2}\big).$$

Es tritt somit ein Term proportional zu $g_{H\gamma\gamma}^2$ auf. Dieser stellt den Beitrag des ersten Subprozesses zum gesamten Prozess dar. Der Term proportional zu $(g_{HZ\gamma}^{(1)} + 2 g_{HZ\gamma}^{(2)})^2$ ist analog dazu der Beitrag des zweiten Subprozesses. Der Term proportional zu $g_{H\gamma\gamma}\ (g_{HZ\gamma}^{(1)} + 2 g_{HZ\gamma}^{(2)})$ gibt den gemischten Beitrag, also den Interferenzterm zwischen den beiden Subprozessen an.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen $2 \rightarrow 2$ Prozess, wie er hier vorliegt, ist gegeben durch [8]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(4\pi)^2}\ \frac{1}{4s^2}\ (s - m_H^2)\ \frac{1}{4}\ \sum_{r,r'} \sum_{\epsilon} |M|^2.$$

In einem e^+e^--Ring-Beschleuniger wie dem LEP haben die entgegenlaufenden Strahlen die gleiche Energie und entgegengesetzte Impulse. Deshalb ist es sinnvoll, diesen Prozess im Schwerpunktsystem zu betrachten.



Aus der obigen Skizze entnimmt man, dass

$$t^2 + u^2 = (t+u)^2 - 2\ tu = 2E_\gamma^2\ s\ (1 + \cos^2\theta) = \frac{1}{2}\ (s - m_H^2)^2\ (1 + \cos^2\theta).$$

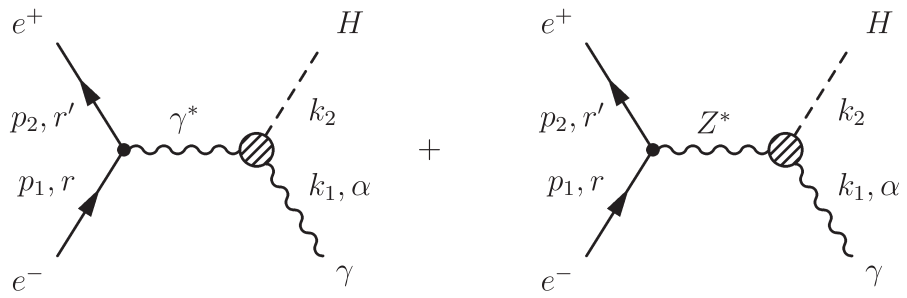
Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man dann

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8}\ (1 - \frac{m_H^2}{s})^3\ (1 + \cos^2\theta)\ F(s). \tag{3.2}$$

Damit ist er sowohl vom Winkel des emittierten Higgs-Bosons als auch von der Higgs-Boson Masse abhängig. Insbesondere die starke Abhängigkeit von der Higgs-Boson Masse spiegelt sich in den Schranken an die anomalen Kopplungen wieder, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden.

3.1.2 CP-ungerade $H\gamma\gamma$-Kopplungen

Für die Berechnung des gleichen Prozesses mit zusätzlichen CP-ungeraden Kopplungen,



kann die Amplitude wiederum aus den Feynman-Regeln bestimmt werden.

$$\begin{aligned}
M\ (e^+e^- \to H\gamma) = &\big(\bar{v}^{r'}(p_2)\ (-ie\gamma^\mu)\ u^r(p_1)\big)\ \big(\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 + i\epsilon}\big)\ \big(\epsilon^*_\alpha(k_1) \\
&* \big(4ig_{H\gamma\gamma}\ (qk_1\ g^{\alpha\nu} - q^\alpha k_1^\nu) - 4i\tilde{g}_{H\gamma\gamma}\ g_{\mu\nu}\ \epsilon^{\alpha\nu\tau\sigma}k_{1\tau}q_\sigma\big)\big) \\
&+ \big(\bar{v}^{r'}(p_2)\ \big(\frac{ig\gamma^\mu}{4\ \cos\theta_w}\ (1 - 4\sin^2\theta_w - \gamma^5)\big)\ u^r(p_1)\big) \\
&* \big(\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - m_Z^2 + i\epsilon}\big)\ \big(\epsilon^*_\alpha(k_1)\ \big((ig^{(1)}_{HZ\gamma} + 2ig^{(2)}_{HZ\gamma}) \\
&* (qk_1\ g^{\alpha\nu} - q^\alpha k_1^\nu) - 2i\tilde{g}_{HZ\gamma}\ g_{\mu\nu}\ \epsilon^{\alpha\nu\tau\sigma}k_{1\tau}q_\sigma\big)\big)
\end{aligned}$$

Die Amplitude wird wieder quadriert, dann wird über die Spins gemittelt und über die Polarisationen summiert. Außerdem ist wie zuvor $m^2 = p_1^2 = p_2^2 = k_1^2 = 0$ und $q = p_1 + p_2 = k_1 + k_2$. Werden noch die Mandelstam-Variablen eingeführt, so erhält man

$$\frac{1}{4}\sum_{r,r'}\sum_{\epsilon}|M|^2 = \frac{e^4}{s}\ (t^2 + u^2)\ \big(F(s) + \tilde{F}(s)\big) \tag{3.3}$$

mit

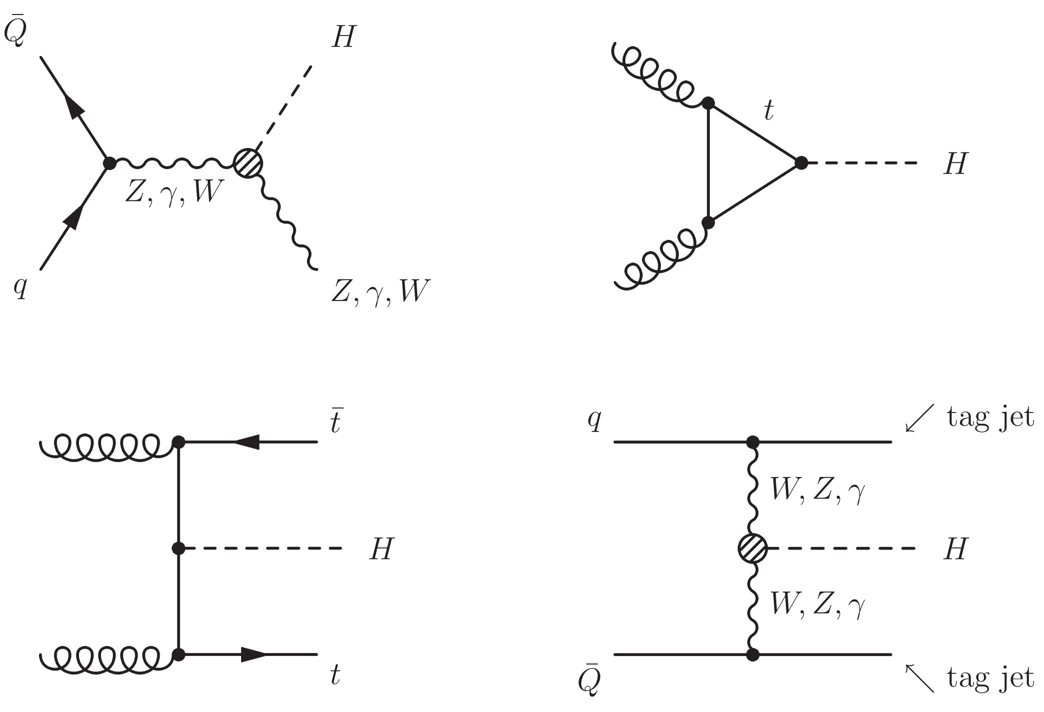
$$
\begin{aligned}
\tilde{F}(s) = {} & 4\,\frac{\tilde{g}^2_{H\gamma\gamma}}{e^2} + \frac{1}{e^2}\,(2\,\tilde{g}_{HZ\gamma})^2\,\frac{1}{64\,\cos^2\theta_w\sin^2\theta_w} \\
& * \big((1-4\sin^2\theta_w)^2+1\big)\,\Big(\frac{s}{s-m_Z^2}\Big)^2 + \frac{1}{e^2}\,\tilde{g}_{H\gamma\gamma}\,(2\,\tilde{g}_{HZ\gamma}) \\
& * \frac{1}{2}\,\frac{1}{\cos\theta_w\sin\theta_w}\,(1-4\sin^2\theta_w)\,\Big(\frac{s}{s-m_Z^2}\Big).
\end{aligned}
$$

$F(s)$ enthält also nur CP-gerade Kopplungen und $\tilde{F}(s)$ nur CP-ungerade Kopplungen. Ansonsten sind die Terme identisch. Das heißt, dass die CP-geraden und die CP-ungeraden Kopplungen genau gleich zum Wirkungsquerschnitt beitragen und keine Interferenzen zwischen CP-geraden und CP-ungeraden Termen auftreten.

3.2 Schwache-Eichboson-Fusion am LHC

3.2.1 Higgs-Erzeugung am LHC

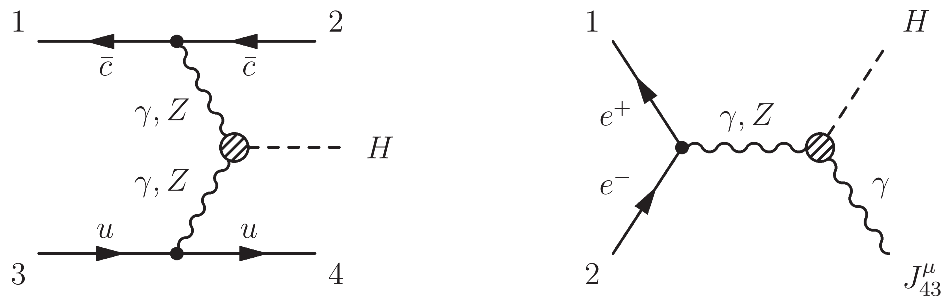
An Hadronen-Beschleunigern wie dem LHC sind die dominanten Prozesse zur Higgs-Erzeugung die assozierte Higgs-Eichboson-Produktion und die Gluon-Fusion, sowie die $t\bar{t}H$-Produktion und die Schwache-Eichboson-Fusion, die meist mit dem englischen Begriff "Weak Boson Fusion" (WBF) bezeichnet wird.



Die Gluon-Fusion ist der Produktionsmechanismus mit dem größten Wirkungsquerschnitt. Allerdings sind die relevanten Prozesse in der Gluon-Fusion sehr schwer vom Untergrund zu unterscheiden.
In der WBF sind die Wirkungsquerschnitte kleiner als in der Gluon-Fusion, aber für den Higgs-Massenbereich, der in dieser Diplomarbeit betrachtet werden soll, also für Higgs-Massen zwischen 100 und 170 GeV liefert die WBF den zweitgrößten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Unter Ausnutzung der Tatsache, dass die zwei auslaufenden Jets in vorwärts- bzw. rückwärts-Richtung der Strahlachse laufen und es so gut wie keine Jet-Aktivität in der zentralen Region des Detektors gibt, können diese "tagging Jets" markiert werden. Dadurch lässt sich der Prozess leichter erkennen und der Untergrund stark unterdrücken [2, 3, 4].
Alle Aussagen, die im Folgenden in dieser Diplomarbeit gemacht werden, beziehen sich ausschließlich auf die WBF. Es können dann sowohl in den Zerfällen als auch in den Produktionswirkungsquerschnitten anomale Kopplungen auftreten.

3.2.2 Vergleich zwischen WBF und $e^+e^- \to H\gamma$

Die Amplitude eines WBF-Prozesses ist sehr ähnlich aufgebaut wie die Amplitude des Prozesses $e^+e^- \to H\gamma$. Das kann verdeutlicht werden, indem der WBF-Prozess $u\bar{c} \to u\bar{c}\; H$ exemplarisch mit dem Prozess $e^+e^- \to H\gamma$ verglichen wird.



Im Standardmodell ist die Amplitude des Prozesses $u\bar{c} \to u\bar{c}\; H$ durch

$$
\begin{aligned}
M(u\bar{c} \to u\bar{c}\; H) &= \frac{g^{Zu} g^{ZZH} g^{Zc}}{(q_1^2 - m_Z^2)(q_2^2 - m_Z^2)}\; g_{\mu\nu}\; J_{21}^{\nu} J_{43}^{\mu} \\
&= \frac{g^{Zu} g^{ZZH} g^{Zc}}{(q_1^2 - m_Z^2)(q_2^2 - m_Z^2)}\; J_{21} \cdot J_{43}
\end{aligned}
$$

gegeben wobei J_{21}^{μ} und J_{43}^{ν} mit

$$
\begin{aligned}
J_{12}^{\mu} &= \bar{v}(p_1,\sigma_1)\ \gamma^{\mu}\ P_{\tau}\ v(p_2,\sigma_2) \\
J_{43}^{\mu} &= \bar{u}(p_4,\sigma_4)\ \gamma^{\mu}\ P_{\tau}\ v(p_3,\sigma_3)
\end{aligned}
$$

fermionische Übergangsströme bezeichnen. Die g^{Zf} bezeichnen die Kopplungen der Z-Bosonen an die äußeren Fermionen und g^{ZZH} die Kopplung der Z-Bosonen an das Higgs-Boson. Die Terme $q_1^2 - m_Z^2$ und $q_2^2 - m_Z^2$ im Nenner stammen von den Propagatoren der Eichbosonen.
Bei den anomalen Kopplungen sind auch die Kopplungen zweier Photonen an das Higgs-Boson und die Kopplung eines Photons und eines Z-Bosons an das Higgs-Boson möglich. Das bedeutet, dass mehrere Subprozesse zum Prozess $u\bar{c} \to u\bar{c}\ H$ beitragen. Für die CP-geraden Kopplungen erhält man außerdem noch eine andere Tensorstruktur als für das SM und die Amplitude hat dann die Form

$$
\begin{aligned}
&M(u\bar{c} \to u\bar{c}\ H) \\
&= \sum_{i=\gamma,Z}\sum_{j=\gamma,Z} \frac{g^{if} g^{ijH} g^{jf}}{(q_1^2 - m_i^2)(q_2^2 - m_j^2)}\ (q_1 \cdot q_2\ g_{\mu\nu} - q_{1\nu} q_{2\mu})\ J_{21}^{\nu} J_{43}^{\mu} \\
&= \sum_{i=\gamma,Z}\sum_{j=\gamma,Z} \frac{g^{if} g^{ijH} g^{jf}}{(q_1^2 - m_i^2)(q_2^2 - m_j^2)}\ \big((q_1 \cdot q_2)\ (J_{21} \cdot J_{43}) - (J_{21} \cdot q_1)\ (J_{43} \cdot q_2)\big).
\end{aligned}
$$

Die Tensorstruktur der CP-ungeraden Kopplungen führt auf den Ausdruck

$$
\begin{aligned}
M(u\bar{c} \to u\bar{c}\ H) &= \sum_{i=\gamma,Z}\sum_{j=\gamma,Z} \frac{g^{if} g^{ijH} g^{jf}}{(q_1^2 - m_i^2)(q_2^2 - m_j^2)}\ (\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\ q_1^{\rho} q_2^{\sigma})\ J_{21}^{\nu} J_{43}^{\mu} \\
&= \sum_{i=\gamma,Z}\sum_{j=\gamma,Z} \frac{g^{if} g^{ijH} g^{jf}}{(q_1^2 - m_i^2)(q_2^2 - m_j^2)}\ \hat{J}_{21} \cdot J_{43}
\end{aligned}
$$

mit $\hat{J}_{21} = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\ J_{21}^{\nu} q_1^{\rho} q_2^{\sigma}$.

Bei dem Prozess $e^+e^- \to H\gamma$ tritt genau die gleiche Struktur auf, wenn man den Polarisationsvektor des auslaufenden Photons mit dem Strom J_{43}^{μ} identifiziert. Im Prinzip können also die Berechnungen aus dem vorhergehenden Abschnitt auch für die WBF am LHC verwendet werden.

3.2.3 Verwendete Programme

In dieser Diplomarbeit wurde für die Simulation von pp-Kollisionen am LHC ein Fortran Programm Namens vbfnlo benutzt, das pp $\to$ H + 2 Jets berechnet. Die

Berechnungen erfolgten in niedrigster Ordnung (LO) der QCD Störungsreihe. Das Programm kann aber auch Rechnungen in höherer Ordnung (NLO) durchführen. Außerdem berücksichtigt es sowohl bei der Berechnung der Produktionswirkungsquerschnitte als auch bei der Berechnung der partiellen Zerfallsbreiten der unterschiedlichen Zerfälle alle anomalen Kopplungen und die Interferenzen zwischen dem Standardmodell und den anomalen Kopplungen sowie die Interferenzen zwischen den anomalen Kopplungen selbst.
Die Routinen zur Berechnung der Matrixelemente stammen von Dieter Zeppenfeld und David Rainwater und benutzen die Helizitätsamplituden-Methode von Zeppenfeld und Hagiwara [17]. Die anomalen Kopplungen wurden hauptsächlich von Terrance Figy in das Programm eingebaut und im Rahmen dieser Diplomarbeit leicht modifiziert und auf mögliche Fehler getestet. Außerdem wurde noch eine Schnittstelle zwischen diesem Programm und den Parton-Schauer Programmen wie Herwig++ und Pythia implementiert, die sich an die Vorgaben aus [18] hält. Näheres zu diesem Programm findet sich in Anhang A.
Für die Parton-Verteilungs-Funktionen oder kurz PDFs wurde CTEQ6L1 benutzt. Im gesamten Programm wurde die Fermi-Konstante durch $G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5}$ GeV^{-2} und die schwache Kopplungskonstante durch $\alpha_{QED} = [128.93]^{-1}$ festgelegt. Außerdem wurde für die Z-Boson Masse noch $m_Z = 91.188$ GeV gefordert. Aus diesen Werten lassen sich der schwache Mischungswinkel und die W-Boson Masse berechnen. Sie erhalten dadurch die Werte $\sin^2\theta_w = 0.23102$ und $m_W = 79.964$ GeV. Auf diese Art und Weise werden also die "Tree-Level"-Relationen zwischen den verschiedenen Parametern erhalten.

Kapitel 4:

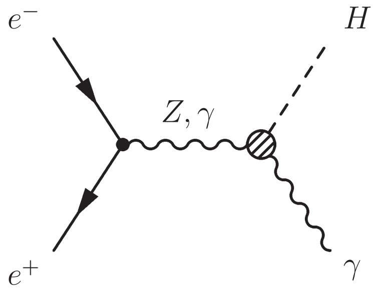
Schranken an anomale Kopplungen

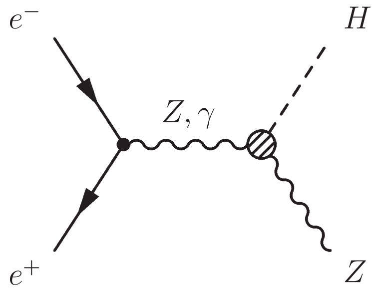
Die Parameter $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z und $\tilde{\kappa}_\gamma$, die in Kapitel 2.2.1 eingeführt wurden, kommen nicht nur in anomalen HVV-Kopplungen, sondern auch in anomalen Tripel-Eichboson-Kopplungen vor. Schranken an diese Parameter können deshalb sowohl aus Untersuchungen von anomalen Higgs-Kopplungen, als auch aus Messungen von Tripel-Eichboson-Kopplungen abgeleitet werden. Die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ hingegen kommen nur in anomalen HVV-Vertizes vor und werden deshalb ausschließlich durch Daten aus Experimenten, die die Higgs-Suche betreffen, eingeschränkt.

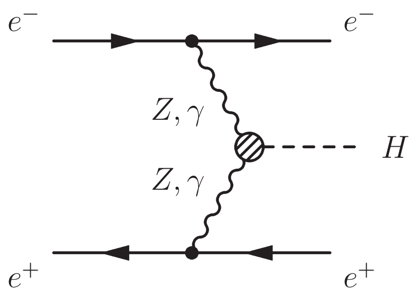
Die zur Zeit besten Schranken an die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ stammen aus einer Veröffentlichung der L3-Kollaboration [16], die am LEP nach Hinweisen auf das Higgs-Boson gesucht hat. Der erste Abschnitt dieses Kapitels wird sich deshalb mit der Higgs-Erzeugung an e^+e^--Beschleunigern beschäftigen. Im zweiten Abschnitt werden dann die Ergebnisse der L3-Kollaboration vorgestellt. Zwar erhält man aus den L3-Daten zur Higgs-Suche auch Einschränkungen an die Parameter $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z und $\tilde{\kappa}_\gamma$, aber die besten Schranken kommen hier aus Experimenten zur Untersuchung von Tripel-Eichboson-Vertizes. Der dritte Abschnitt befasst sich aus diesem Grund mit den besten Schranken aus solchen Experimenten an diese drei Parameter. Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine Zusammenfassung der besten Schranken an alle Parameter.

4.1 Higgs-Erzeugung an e^+e^--Beschleunigern

An e^+e^--Beschleunigern tragen drei verschiedene Prozesse zur Higgs-Produktion bei. Der Prozess $e^+e^- \to H\gamma$, der im vorherigen Kapitel explizit berechnet wurde, der Prozess $e^+e^- \to HZ$ und der Prozess $e^+e^- \to He^+e^-$.







Dabei können sowohl virtuelle Photonen als auch virtuelle Z-Bosonen in den Zwischenzuständen auftreten. Der Prozess $e^+e^- \to HZ$ ist kinematisch nur erlaubt für $m_H \leq \sqrt{s} - m_Z$.
Bei allen drei Prozessen sind anomale Kopplungen möglich und können zu den Higgs-Produktionswirkungsquerschnitten beitragen. Die Kopplung eines Higgs-Bosons an zwei W-Bosonen kommt hier weder für SM-Kopplungen noch für anomale Kopplungen vor. Für reine SM-Kopplungen ist der dominante Produktionsprozess die Higgs-Strahlung, also der Prozess $e^+e^- \to HZ$, soweit er kinematisch erlaubt ist. Treten zusätzlich anomale Kopplungen auf, so können insbesondere die anomalen $HZ\gamma$- und $H\gamma\gamma$-Kopplungen zu großen Veränderungen des Produktionswirkungsquerschnitts führen, da sie im SM erst auf 1-Schleifen-Niveau vorkommen und deshalb stark unterdrückt sind.
Bei den Higgs-Zerfällen können alle anomalen Kopplungen auftreten, also auch die anomale HWW-Kopplung. Ebenso wie bei den Produktionswirkungsquerschnitten können auch hier alle anomalen Kopplungen zu Veränderungen der jeweiligen partiellen Zerfallsbreiten führen. Besonders aber die Zerfälle $H \to \gamma\gamma$ und $H \to Z\gamma$ können wiederum durch die anomalen Kopplungen deutlich verändert werden.

4.2 Ergebnisse der L3-Kollaboration

Die L3-Kollaboration hat Daten aus dem L3-Detektor am LEP verwendet, um nach anomalen Kopplungen des Higgs-Bosons zu suchen. Es wurden alle drei möglichen Prozesse untersucht. Als Higgs-Zerfallskanäle wurden $H \to f\bar{f}$, $H \to \gamma\gamma$, $H \to Z\gamma$ und $H \to WW$ betrachtet. Die Schwerpunktsenergie variierte von $\sqrt{s} = 189 - 209$ GeV. Es wurden keine Hinweise auf anomale Higgs-Kopplungen gefunden. Daraus wurden dann Schranken an die vier Parameter abgeleitet.

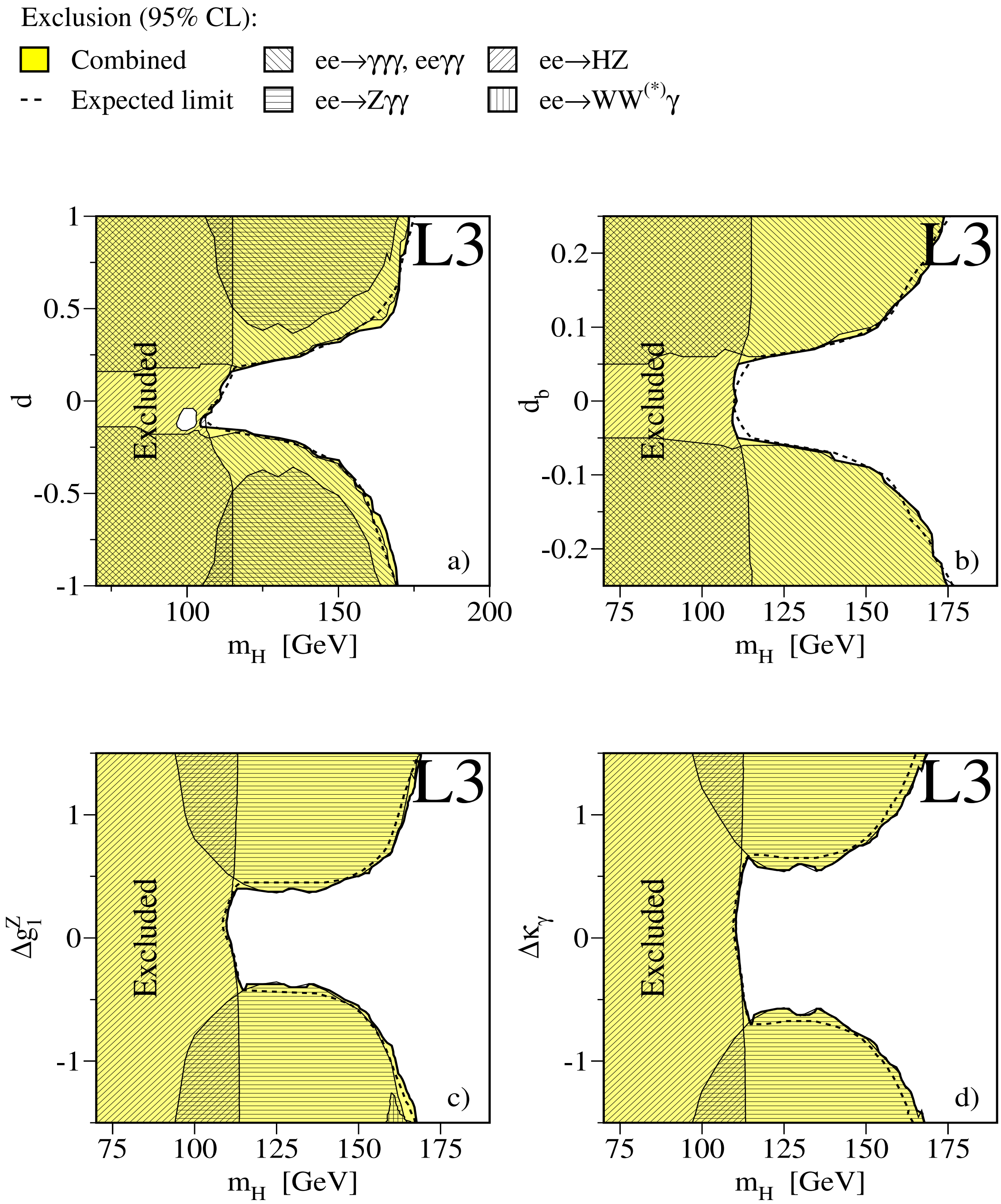


Abb. 1: Schranken an die vier Parameter a) d, b) d_B, c) Δg_1^Z und d) $\Delta\kappa_\gamma$. Die grau unterlegten Bereiche sind zu 95% C.L. ausgeschlossen. Jeweils einer der Parameter wurde variiert und die anderen auf Null gesetzt [16].

Die gesamte Analyse basiert in diesem Fall auf Photonenidentifikation. Um die Bremsstrahlungseffekte im Anfangs- und Endzustand möglichst gering zu halten, wurde $E_\gamma > 5$ GeV und $|cos\ \theta_\gamma| < 0.97$ gewählt. Außerdem sind bei den Zerfällen in W- und Z-Bosonen nur die hadronischen Zerfälle der Eichbosonen berücksichtigt worden. Es wurden dann diejenigen Photonen herausgesucht, die, für die jeweils zu untersuchende Higgs-Masse, mit der Annahme eines Higgs-Produktionsprozesses kompatibel waren. Die Anzahl der gemessenen Photonen wurde anschließend mit der Anzahl der erwarteten Photonen verglichen. Daraus ergaben sich dann die Schranken an die einzelnen Parameter. Die Einschränkungen, die die einzelnen Prozesse $e^+e^- \to H\gamma \to \gamma\gamma\gamma$, $e^+e^- \to He^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, $e^+e^- \to H\gamma \to Z\gamma\gamma$, $e^+e^- \to HZ$ und $e^+e^- \to H\gamma \to WW^{(*)}\gamma$ geliefert haben, sind in Abb. 1 durch unterschiedliche Schraffierungen gekennzeichnet und der grau unterlegte Bereich ist der Bereich, der zu 95% C.L. ausgeschlossen wurde.

Die Schranken an die verschiedenen Parameter sind, wie man in Abb. 1 sieht, stark Higgs-Massen abhängig. Diese Abhängigkeit von der Higgs Masse war bereits bei der Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Kapitel 3 auffallend und führt dazu, dass die Parameter für hohe Higgs-Massen fast gar nicht mehr eingeschränkt sind, während für Higgs-Massen um 120 GeV die Schranken noch sehr gut sind. Auffallend ist auch, dass der Zerfall $H \to W^+W^-$ hier nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Die Higgs-Strahlung, $e^+e^- \to HZ$, ist für die Schwerpunktsenergien am LEP nur für $m_H \leq \sqrt{s} - m_Z \leq 118$ GeV kinematisch erlaubt. Sie schließt die anomalen Kopplungen für kleine Higgs-Massen weitestgehend aus. Allerdings sind bei der Herleitung der Schranken in diesem Fall auch die Interferenzen zwischen dem SM und den anomalen Kopplungen berücksichtigt worden. In Kapitel 5.3.1 werden diese Interferenzen für die WBF am LHC genauer betrachtet. Es stellt sich heraus, dass die CP-ungeraden Kopplungen in diesem Fall nicht merklich mit dem SM interferieren. Deshalb gelten die Schranken aus der Higgs-Strahlung weder für die CP-ungeraden Kopplungen noch für den Fall, in dem die SM-Kopplungen Null sind, also kein SM Higgs-Boson existiert. Bei den Prozessen $e^+e^- \to H\gamma$ und $e^+e^- \to He^+e^-$ dagegen können die Interferenzen zwischen den anomalen Kopplungen und dem SM vernachlässigt werden. Die Schranken, die von diesen Prozessen stammen, gelten also sowohl für CP-gerade als auch für CP-ungerade Kopplungen.

Der Parameter d_B ist durch die L3-Daten deutlich stärker eingeschränkt als der Parameter d. Dies kann verstanden werden, indem man sich anschaut, welche Prozesse diese beiden Parameter am stärksten einschränken. Für Higgs-Massen oberhalb von 110 GeV kommen die besten Schranken aus den Prozessen, die in Abb. 1 durch Schraffierung nach schräg rechts unten gekennzeichnet sind, also durch $e^+e^- \to H\gamma \to \gamma\gamma\gamma$ und $e^+e^- \to He^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$. Dies bedeutet, dass der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Photonen besonders starke Schranken liefert. Bei genauerer Betrachtung des anomalen $H\gamma\gamma$-Vertex,

$$g_{H\gamma\gamma} = \frac{g}{2m_W}\ (d\ \sin^2\theta_w + d_B\ \cos^2\theta_w),$$

sieht man, dass der Parameter d hier mit $\sin^2\theta_w$ multipliziert auftritt, während der Parameter d_B mit $\cos^2\theta_w$ multipliziert wird. Wären die beiden Parameter gleich groß, so würde der Beitrag des Parameters d_B zu $g_{H\gamma\gamma}$ etwa drei mal so groß sein,

wie der Beitrag des Parameters d. Dies erklärt, warum der Parameter d_B etwa drei mal stärker eingeschränkt ist als der Parameter d.
Die Parameter Δg_1^Z und $\Delta\kappa_\gamma$ liefern keinen Beitrag zum $H\gamma\gamma$-Vertex und werden hauptsächlich durch den Prozess mit zwei Photonen und einem Z-Boson im Endzustand, also durch $e^+e^- \to H\gamma \to Z\gamma\gamma$ eingeschränkt. Sie sind durch diese Messungen nicht so stark eingeschränkt wie die beiden anderen Parameter, zeigen aber ebenfalls die starke Higgs-Massen Abhängigkeit.

4.3 Vergleich mit den Schranken aus anderen LEP-Experimenten

4.3.1 Schranken an die Parameter $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z und $\tilde{\kappa}_\gamma$

Die Operatoren $\mathscr{O}_W$, $\mathscr{O}_B$ und $\mathscr{O}_{\tilde{B}}$,

$$\begin{aligned}
\mathscr{O}_W &= (D_\mu\Phi)^+ \ \hat{W}^{\mu\nu} \ (D_\nu\Phi) \\
\mathscr{O}_B &= (D_\mu\Phi)^+ \ \hat{B}^{\mu\nu} \ (D_\nu\Phi) \\
\mathscr{O}_{\tilde{B}} &= (D_\mu\Phi)^+ \ \hat{\tilde{B}}^{\mu\nu} \ (D_\nu\Phi),
\end{aligned}$$

tragen zu geladenen Tripel-Eichboson-Kopplungen bei [10, 19]. Die anomalen WWV-Kopplungen ($V = \gamma, Z$) werden im Normalfall durch [20]

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{eff}^{WWV} = g_{WWV} \ &(ig_1^V(\ W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W^{+\mu} W_{\mu\nu}^-) \ V^\nu + i\kappa_V \ W_\mu^+ W_\nu^- \ V^{\mu\nu} \\
&+ i\frac{\lambda_V}{m_W^2} \ W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^\mu \ V^{\nu\lambda} - g_4^V \ W_\mu^+ W_\nu \ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
&+ g_5^V \ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \ (W_\mu^+ \partial_\rho W_\nu) \ V_\sigma + i\tilde{\kappa}_V \ W_\mu^+ W_\nu \ \tilde{V}^{\mu\nu} + i\frac{\tilde{\lambda}_V}{m_W^2} \ W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^\mu \ \tilde{V}^{\nu\lambda})
\end{aligned}$$

parametrisiert. Die Kopplungskonstanten werden dabei meist durch $g_{WWZ} = -e \ \cot\theta_w$ und $g_{WW\gamma} = -e$ festgelegt. Der Beitrag der Operatoren $\mathscr{O}_W$, $\mathscr{O}_B$ und $\mathscr{O}_{\tilde{B}}$ zu diesen Kopplungen lautet

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{eff}^{WWV} = \frac{ig}{2}\frac{m_W^2}{\Lambda^2} \ &\{ -\frac{f_W}{\cos\theta_w} \ (\ W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W_{\mu\nu}^- W^{+\mu}) \ Z^\nu \\
&+ (\cos\theta_w \ f_W - \frac{\sin^2\theta_w}{\cos\theta_w} \ f_B) \ W_\mu^- W_\nu^+ \ Z^{\mu\nu} - \frac{\sin^2\theta_w}{\cos\theta_w} \ f_{\tilde{B}} \ W_\mu^- W_\nu^+ \ \tilde{Z}^{\mu\nu} \\
&+ \sin\theta_w \ (f_W + f_B) \ W_\mu^- W_\nu^+ \ A^{\mu\nu} + \sin\theta_w \ f_{\tilde{B}} \ W_\mu^- W_\nu^+ \ \tilde{A}^{\mu\nu}\}.
\end{aligned}$$

Somit können durch Messungen der anomalen Tripel-Eichboson-Kopplungen die Parameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und $\tilde{\kappa}_\gamma$ aus Gleichung (2.8) eingeschränkt werden.
Alle vier LEP-Experimente, ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, haben diese Tripel-Eichboson-Vertizes untersucht und daraus Schranken an die Parameter g_1^Z und κ_γ abgeleitet. Die besten zur Zeit verfügbaren Schranken stammen aus einer Zusammenfassung aller Daten der vier Experimente. Die Methode, die dabei benutzt wurde, differiert leicht von den Methoden der einzelnen Kollaborationen, was dazu führt, dass die Ergebnisse nicht immer genau mit den Ergebnissen übereinstimmen, die die einzelnen Gruppen veröffentlicht haben. Die kombinierten Schranken aus allen vier Kollaborationen [21] an die Parameter g_1^Z und κ_γ sind in Tabelle 1, die entsprechenden Abweichungen vom SM in Tabelle 2 zusammengefasst. Wie im Falle der L3-Daten sind dies Daten der "Single-Parameter-Analyse". Das heißt, jeweils einer der Parameter wurde variiert und die anderen wurden auf den SM-Wert gesetzt.
Die ALEPH-Kollaboration hat überdies noch Schranken für den Parameter $\tilde{\kappa}_\gamma$ hergeleitet [22]. Diese lauten für 95 % C.L. bzw. 68 % C.L.:

$$\tilde{\kappa}_\gamma = [\ -0.307, 0.138\ ] \qquad \text{bzw.} \qquad \tilde{\kappa}_\gamma = -0.088 \pm 0.114. \tag{4.1}$$

Die Ergebnisse aus den Tripel-Eichboson-Kopplungen sind also für alle drei Parameter von der Higgs-Masse unabhängig.
Vergleicht man die oben genannten Schranken an $\Delta\kappa_\gamma$ mit den besten Schranken aus Kapitel 4.2, also mit den Schranken bei einer Higgs-Masse von ungefähr 110 GeV, so sieht man, dass die Einschränkungen aus den Tripel-Eichboson-Kopplungen mindestens um einen Faktor 5 besser sind als diejenigen aus den L3-Daten zur Higgs-Suche. Ebenso ist es für den Parameter Δg_1^Z. Der Parameter $\tilde{\kappa}_\gamma$ ist im Gegensatz zu den anderen beiden nicht ganz so gut eingeschränkt. Aber auch hier sind die Schranken aus den Tripel-Eichboson-Koplungen bereits für kleine Higgs-Massen deutlich besser, als diejenigen der L3-Daten zur Higgs-Suche. Für höhere Higgs-Massen werden die Schranken aus Kapitel 4.2 immer schlechter und somit die Daten der Tripel-Eichboson-Kopplungen im Vergleich dazu immer besser.

Parameter	68 % C.L.	95 % C.L.
g_1^Z	$0.991^{+0.022}_{-0.021}$	$[0.949, 1.034]$
κ_γ	$0.984^{+0.042}_{-0.047}$	$[0.895, 1.069]$

Tabelle 1: Die aus allen vier LEP-Experimenten kombinierten 68 % C.L. Fehler und 95 % C.L. Intervalle der Parameter g_1^Z und κ_γ für die "Single-Parameter-Analyse" [21].

Parameter	68 % C.L.	95 % C.L.
Δg_1^Z	$-0.009^{+0.022}_{-0.021}$	$[\,-0.051, 0.034\,]$
$\Delta\kappa_\gamma$	$-0.016^{+0.042}_{-0.047}$	$[\,-0.105, 0.069\,]$

Tabelle 2: Die aus Tabelle 1 berechneten 68 % C.L. Fehler und 95 % C.L. Intervalle der Parameter $\Delta g_1^Z = g_1^Z - 1$ und $\Delta\kappa_\gamma = \kappa_\gamma - 1$.

4.3.2 Die Schranken an die Dimension 6 Operatoren

Aus den Schranken an die Parameter d, d_B, $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z, $\tilde{d}$, $\tilde{d}_B$ und $\tilde{\kappa}_\gamma$ können nun durch

$$\begin{aligned}
\frac{f_{WW}}{\Lambda^2} &= -\frac{1}{m_W^2}\, d & \frac{f_{\tilde{W}W}}{\Lambda^2} &= -\frac{1}{m_W^2}\, \tilde{d} \\
\frac{f_{BB}}{\Lambda^2} &= -\frac{1}{m_W^2}\, \frac{\cos^2\theta_w}{\sin^2\theta_w}\, d_B & \frac{f_{\tilde{B}B}}{\Lambda^2} &= -\frac{1}{m_W^2}\, \frac{\cos^2\theta_w}{\sin^2\theta_w}\, \tilde{d}_B \\
\frac{f_B}{\Lambda^2} &= \frac{2}{m_W^2}\, \Delta\kappa_\gamma & \frac{f_{\tilde{B}}}{\Lambda^2} &= \frac{2}{m_W^2}\, \tilde{\kappa}_\gamma \\
\frac{f_W}{\Lambda^2} &= \frac{2}{m_Z^2}\, \Delta g_1^Z
\end{aligned} \tag{4.2}$$

die Schranken an die Vorfaktoren f_i aus Gleichung (2.6) berechnet werden.
Die Schranken an die Parameter $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ weichen für Higgs-Massen unterhalb von 120 bzw. 130 GeV von denjenigen der Parameter d und d_B ab. Das liegt daran, dass bei kleinen Higgs-Massen die stärksten Schranken an die Parameter aus der Messung der Higgs-Strahlung stammen. Diese sind aber unter der Annahme hergeleitet worden, dass die anomalen Kopplungen mit dem SM interferieren, was bei den CP-ungeraden Kopplungen nicht der Fall ist.
In Gleichung (3.3) wurde gezeigt, dass die Beiträge der CP-geraden und der CP-ungeraden $H\gamma\gamma$-Kopplungen zum Wirkungsquerschnitt gleich groß und proportional zu $g^2_{H\gamma\gamma}$ bzw. zu $\tilde{g}^2_{H\gamma\gamma}$ sind. Somit kann $\tilde{d}$ beispielsweise eingeschränkt werden, indem $\tilde{d}^2 = d^2$ gesetzt wird. Die Schranken an die Parameter d und d_B aus Abb. 1 sind jedoch nicht symmetrisch. Insbesondere für höhere Higgs-Massen differieren die maximalen und minimalen Werte für den Parameter d sehr stark. Es ist deshalb nicht klar, ob die oberen oder die unteren Werte für die Parameter $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ gelten.
Die Schranken an diese beiden Parameter werden deshalb bestimmt, indem der minimale Wert für den jeweiligen Parameter vom maximalen abgezogen und das

Ergebnis durch 2 geteilt wird. Diese mittlere Abweichung vom SM-Wert, Null, wird dann als obere und untere Schranke betrachtet.

In Tabelle 3 sind die 95 % C.L. Schranken an die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ zusammengefasst. Die mit Gleichung (4.2) berechneten 95 % C.L. Schranken an die Koeffizienten f_i sind für die CP-geraden Operatoren in Tabelle 4 und für die CP-ungeraden Operatoren in Tabelle 5 zusammengefasst.

Higgs-Masse	d	d_B	$\tilde{d}$	$\tilde{d}_B$
120 GeV	$[-0.18, 0.18]$	$[-0.06, 0.06]$	$[-0.18, 0.18]$	$[-0.06, 0.06]$
150 GeV	$[-0.34, 0.32]$	$[-0.09, 0.09]$	$[-0.33, 0.33]$	$[-0.09, 0.09]$
160 GeV	$[-0.54, 0.38]$	$[-0.13, 0.13]$	$[-0.46, 0.46]$	$[-0.13, 0.13]$

Tabelle 3: Die 95 % C.L. Schranken der L3-Kollaboration [16] für die Parameter d und d_B und die daraus berechneten Schranken an die Parameter $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$.

Higgs-Masse	$\frac{f_W}{\Lambda^2}$	$\frac{f_B}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{BB}}{\Lambda^2}$
120 GeV	$[-12.3, 8.2]$	$[-32.5, 21.3]$	$[-27.8, 27.8]$	$[-30.8, 30.8]$
150 GeV	$[-12.3, 8.2]$	$[-32.5, 21.3]$	$[-49.5, 52.6]$	$[-46.3, 46.3]$
160 GeV	$[-12.3, 8.2]$	$[-32.5, 21.3]$	$[-58.7, 83.5]$	$[-66.8, 66.8]$

Tabelle 4: Die aus den Tabellen 2 und 3 berechneten 95 % C.L. Schranken an die CP-geraden Operatoren der Dimension 6 in TeV^{-2}.

Higgs-Masse	$\frac{f_{\tilde{B}}}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{\tilde{W}W}}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{\tilde{B}B}}{\Lambda^2}$
120 GeV	$[-94.9, 42.7]$	$[-27.8, 27.8]$	$[-30.8, 30.8]$
150 GeV	$[-94.9, 42.7]$	$[-51.0, 51.0]$	$[-46.3, 46.3]$
160 GeV	$[-94.9, 42.7]$	$[-71.1, 71.1]$	$[-66.8, 66.8]$

Tabelle 5: Die aus Tabelle 3 und Gleichung (4.1) berechneten 95 % C.L. Schranken an die CP-ungeraden Operatoren der Dimension 6 in TeV^{-2}.

Um die Schranken für 68 % C.L. zu erhalten wird für die Parameter d und d_B bzw. $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ ein einfaches Umrechnungsverfahren verwendet. Zuerst werden die maximalen Werte addiert und durch zwei geteilt. Anschließend wird dieser Mittelwert von den maximal möglichen Werten für 95 % C.L. abgezogen und das Ergebnis durch 1.96 geteilt. Damit wird der Fehler von 1.96 σ Abweichung auf 1 σ umgerechnet. Die so berechneten 68 % Schranken für die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ sind in Tabelle 6 angegeben.

Die 68 % C.L. Schranken an die Koeffizienten f_i aus Gleichung (2.6) sind in Tabelle 7 für die CP-geraden und in Tabelle 8 für die CP-ungeraden Operatoren angegeben.

Higgs-Masse	d	d_B	$\tilde{d}$	$\tilde{d}_B$
120 GeV	$0.00^{+0.09}_{-0.09}$	$0.00^{+0.03}_{-0.03}$	$0.00^{+0.09}_{-0.09}$	$0.00^{+0.03}_{-0.03}$
150 GeV	$-0.01^{+0.17}_{-0.17}$	$0.00^{+0.05}_{-0.05}$	$0.00^{+0.17}_{-0.17}$	$0.00^{+0.05}_{-0.05}$
160 GeV	$-0.08^{+0.23}_{-0.23}$	$0.00^{+0.07}_{-0.07}$	$0.00^{+0.23}_{-0.23}$	$0.00^{+0.07}_{-0.07}$

Tabelle 6: Die aus Tabelle 3 berechneten 68 % C.L. Fehler für die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$.

Higgs-Masse	$\frac{f_W}{\Lambda^2}$	$\frac{f_B}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{BB}}{\Lambda^2}$
120 GeV	$-2.16^{+5.29}_{-5.05}$	$-4.95^{+12.99}_{-14.53}$	$0.00^{+13.91}_{-13.91}$	$0.00^{+15.42}_{-15.42}$
150 GeV	$-2.16^{+5.29}_{-5.05}$	$-4.95^{+12.99}_{-14.53}$	$1.55^{+26.28}_{-26.28}$	$0.00^{+25.70}_{-25.70}$
160 GeV	$-2.16^{+5.29}_{-5.05}$	$-4.95^{+12.99}_{-14.53}$	$12.37^{+35.56}_{-35.56}$	$0.00^{+35.99}_{-35.99}$

Tabelle 7: Die aus den Tabellen 2 und 6 berechneten 68 % C.L. Schranken an die CP-geraden Operatoren der Dimension 6 in TeV^{-2}.

Higgs-Masse	$\frac{f_{\tilde{B}}}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{\tilde{W}W}}{\Lambda^2}$	$\frac{f_{\tilde{B}B}}{\Lambda^2}$
120 GeV	$-27.21^{+35.25}_{-35.25}$	$0.00^{+13.91}_{-13.91}$	$0.00^{+15.42}_{-15.42}$
150 GeV	$-27.21^{+35.25}_{-35.25}$	$0.00^{+26.28}_{-26.28}$	$0.00^{+23.13}_{-23.13}$
160 GeV	$-27.21^{+35.25}_{-35.25}$	$0.00^{+35.56}_{-35.56}$	$0.00^{+35.99}_{-35.99}$

Tabelle 8: Die aus Tabelle 6 und Gleichung (4.1) berechneten 68 % C.L. Schranken an die CP-ungeraden Operatoren der Dimension 6 in TeV^{-2}.

Die Schranken an die Operatoren $\mathcal{O}_{\Phi,1}$ und $\mathcal{O}_{BW}$, die in Kapitel 2 hergeleitet wurden,

$$\frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} = 0.04 \pm 0.03 \text{ TeV}^{-2} \qquad \text{und} \qquad \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} = 0.17 \pm 0.13 \text{ TeV}^{-2},$$

sind also deutlich stärker als die Schranken an die anderen Parameter. Dies bedeutet, dass, wie erwartet, diese Parameter in der folgenden Analyse nicht berücksichtigt werden müssen.

Die Schranken an f_{WW} und f_{BB} werden für wachsende Higgs-Massen immer schlechter. Deshalb spielen die Parameter f_W und f_B im Vergleich dazu für höhere Higgs-Massen kaum noch eine Rolle. Der Operator $\mathcal{O}_{\tilde{B}}$ ist im Vergleich zu den anderen Operatoren weniger eingeschränkt. Das liegt daran, dass die CP-ungeraden Kopplungen nicht mit dem SM interferieren, die Schranken an $\Delta\kappa_\gamma$ und Δg_1^Z aber genau wegen dieser Interferenzen so gut sind.

Kapitel 5:

Anomale Kopplungen für ein Standardmodell Higgs-Boson

Die Schranken aus Kapitel 4 sollen nun benutzt werden um die maximalen Auswirkungen der anomalen Kopplungen auf die verschiedenen physikalischen Observablen in der Schwachen-Eichboson-Fusion am LHC zu untersuchen. In diesem Kapitel wird angenommen, dass ein Higgs-Boson wie es das SM vorhersagt, existiert. Damit wird der Fall betrachtet, in dem sowohl SM Higgs-Kopplungen als auch anomale Higgs-Kopplungen zu den Vertizes beitragen können. Der erste Teil dieses Kapitels, die Einleitung, gibt die statistischen Fehler für die WBF-Prozesse am LHC an. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse der Berechnungen der Produktionswirkungsquerschnitte mit zusätzlichen CP-geraden Kopplungen vorgestellt. Im Anschluss daran werden die Wirkungsquerschnitte für die CP-ungeraden Kopplungen besprochen und mit den vorherigen Ergebnissen verglichen. Der vierte Teil beinhaltet eine Analyse der Zerfälle mit anomalen Kopplungen und der letzte Teil eine Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse.

5.1 Einleitung

Von großer Bedeutung für die durchgeführte Untersuchung sind die statistischen Fehler der WBF-Prozesse. Sie sind ausschlaggebend dafür, ob bestimmte Effekte der anomalen Kopplungen am LHC messbar sind, oder ob sie noch im Bereich der statistischen Schwankungen liegen. Aus Abb. 2 können diese statistischen Fehler für die unterschiedlichen Produktionsmechanismen am LHC entnommen werden.
Bei einer Higgs-Masse von etwa 100 GeV betragen die statistischen Fehler für den Zerfall von $H \to \gamma\gamma$ ungefähr 16 %. Mit wachsender Higgs-Masse sinken sie, bis sie bei einer Higgs-Masse von 120 GeV ihr Minimum mit etwa 12 % erreichen. Dann steigen sie wieder an. Diese statistischen Fehler sind allerdings für den Fall von SM-Verzweigungsverhältnissen berechnet worden. Der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Photonen hat im SM ein Verzweigungsverhältnis von 10^{-3} und dadurch eine sehr schlechte Statistik. Wird das Verzweigungverhältnis durch die anomalen Kopplungen erhöht, so sind die statistischen Fehler im gleichen Bereich wie diejenigen für den Zerfall $H \to WW$ anzusiedeln.

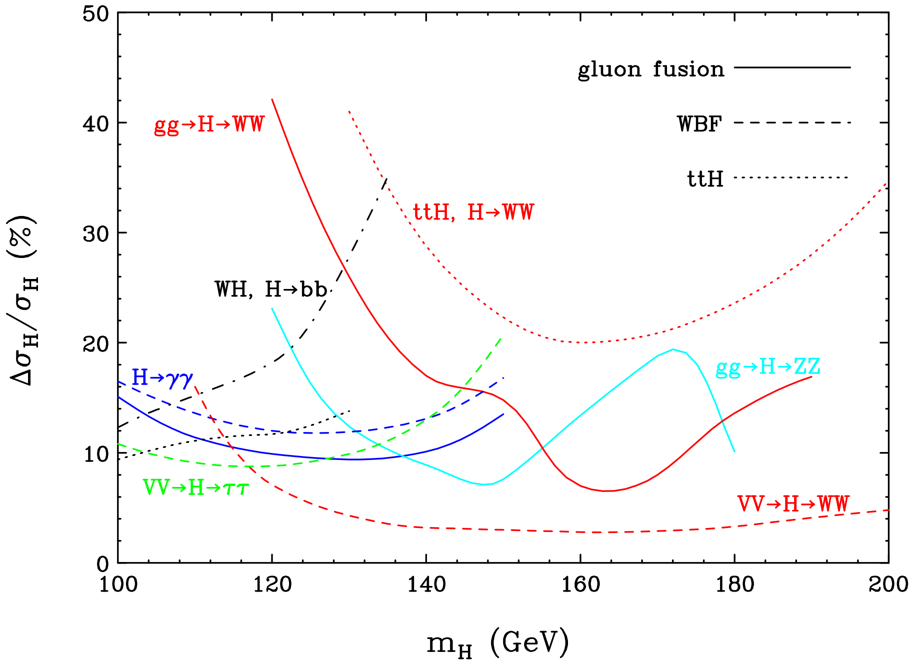


Abb. 2: Erwartete statistische Fehler für die unterschiedlichen Produktions- und Zerfallsmechanismen eines SM Higgs-Bosons am LHC für 68 % C.L. und eine integrierte Luminosität von 200 fb^{-1} [23].

Im Zerfallskanal $H \to WW$ sind die statistischen Fehler insgesamt etwas geringer. Zwar liegen sie für eine Higgs-Masse von 110 GeV noch bei knapp über 16 %, sind aber bereits für eine Higgs Masse von 120 GeV bei Werten zwischen 6-8 % und sinken für höhere Higgs-Massen sogar unter die 5 %-Marke. Sie kommen damit bereits in den Bereich der systematischen Fehler.

Dies bedeutet, dass man für den WBF-Prozess $VV \to H \to WW$ am LHC für Higgs-Massen oberhalb von 120 GeV bereits relativ kleine Abweichungen vom SM sehen kann. Geht man vom SM-Verzweigungsverhältnis aus, so kann man dagegen für den WBF-Prozess $VV \to H \to \gamma\gamma$ bei kleinen Higgs-Massen bis etwa 120 GeV auf jeden Fall Abweichungen vom SM sehen, die kleiner als etwa 20 % sind. Für höhere Higgs-Massen jedoch müssen die Abweichungen vom SM extrem groß werden, wenn sie in diesem Zerfallskanal nachgewiesen werden sollen.

5.2 Produktionswirkungsquerschnitt für CP-gerade Kopplungen

Die verschiedenen Parameter d, d_B, $\Delta\kappa_\gamma$ und Δg_1^Z liefern in der WBF am LHC unterschiedliche Beiträge zum Produktionswirkungsquerschnitt eines Higgs-Bosons, wenn sowohl SM-Kopplungen als auch CP-gerade Kopplungen beitragen.

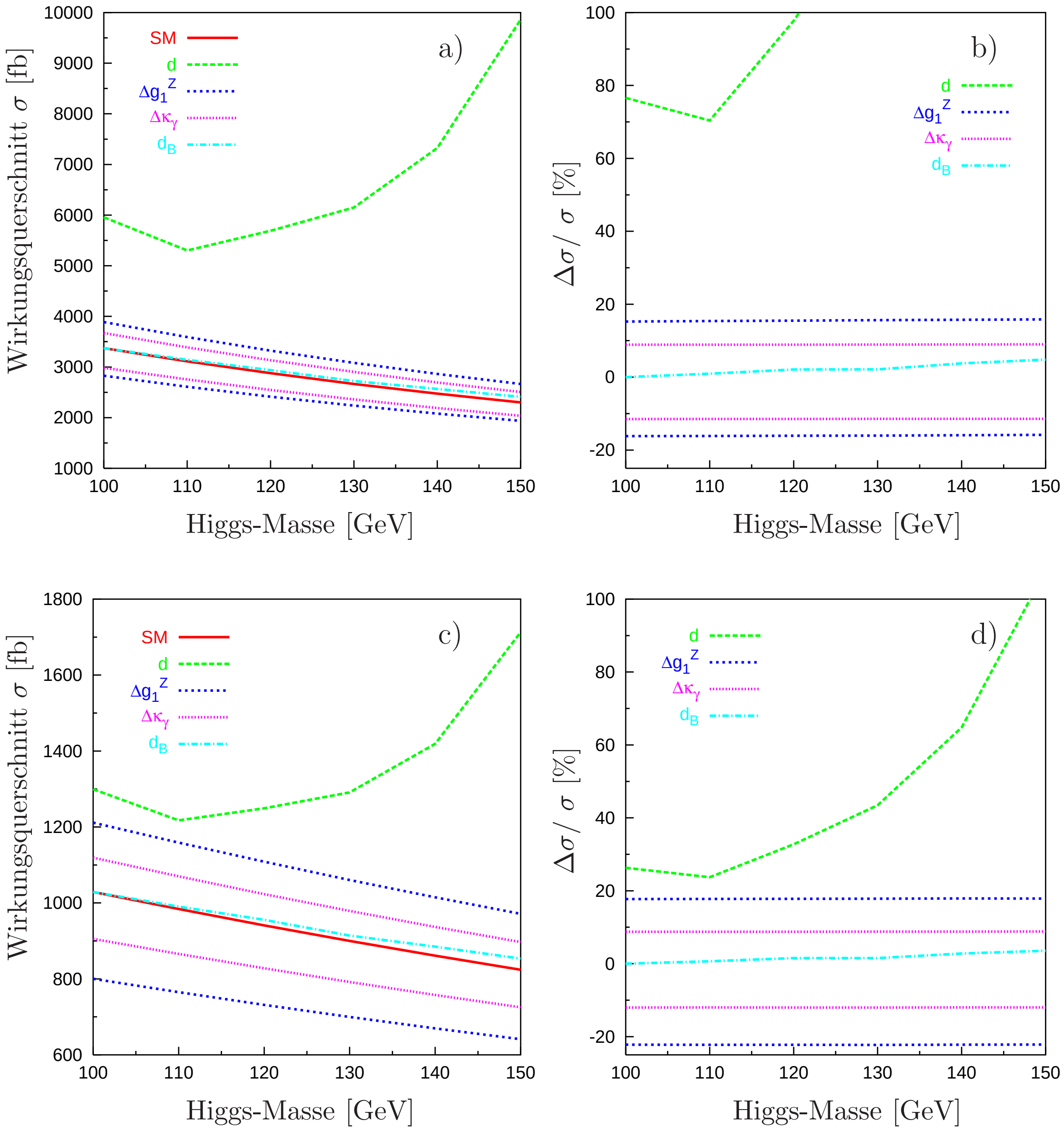


Abb. 3: Maximal bzw. minimal erlaubte Wirkungsquerschnitte der Higgs-Produktion in der WBF am LHC für SM-Kopplungen und zusätzliche CP-gerade Kopplungen a,b) ohne "WBF-cuts" und c,d) mit "WBF-cuts".

In Abb. 3 sind auf der linken Seite die Wirkungsquerschnitte für die maximal noch erlaubten Parameter aus Kapitel 4 über der Higgs-Masse aufgetragen. Für die Rechnungen wurden dabei die besten 95 % C.L. Schranken verwendet. Auf der rechten Seite ist zur Veranschaulichung die Differenz zwischen dem SM-Wirkungsquerschnitt und dem Wirkungsquerschnitt mit zusätzlichen CP-geraden Kopplungen dividiert durch den SM-Wirkungsquerschnitt über der Higgs-Masse aufgetragen.

Die statistischen Fehler für die WBF in Abb. 2 gelten für 68 % C.L.. Dies bedeutet, dass beim Vergleich mit den Berechnungen der Produktionswirkungsquerschnitte für die WBF am LHC diese Fehler um einige Prozentpunkte größer sind, da die Rechnungen für Schranken mit 95% C.L. durchgeführt wurden.

Für die Schaubilder a) und b) in Abb. 3 sind bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte nur sehr schwache Forderungen an die auslaufenden Teilchen gestellt worden. Zur Jet-Identifikation wurde vorrausgesetzt, dass der minimale transversale Impuls der Jets größer als 20 GeV ist und dass die Rapidität und die Pseudorapidität nicht zu groß werden.

$$p_{T_{Jet}} \geq 20 \text{ GeV}, \qquad |y| \leq 4.5, \qquad |\eta| \leq 5.$$

Für die Schaubilder c) und d) dagegen wurden die typischen "WBF-cuts" verwendet, die zum Beispiel in [4] vorgeschlagen werden. Diese "cuts" unterdrücken am LHC den Untergrund und verstärken dadurch das Signal der WBF. Für die Higgs-Zerfallsprodukte wird dabei gefordert, dass sie zwischen den Jets liegen und in der Pseudorapidität mindestens einen Abstand von 0.6 von den Jets haben. Außerdem sollen die Jets unterschiedliche Vorzeichen in der Pseudorapidität haben, also in zwei gegenüberliegenden Detektorregionen liegen.

$$\eta_{j,min} + 0.6 < \eta_{l_{1,2}} < \eta_{j,max} - 0.6, \qquad \eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0.$$

Zusätzlich wird für die Jets eine große invariante 2-Jet Masse und eine Lücke zwischen den Pseudorapiditäten gefordert.

$$m_{jj} > 600 \text{ GeV}, \qquad \Delta\eta_{tags} = |\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| \geq 4.2.$$

Diese "WBF-cuts" unterdrücken den Wirkungsquerschnitt insgesamt sehr stark. So beträgt der SM-Wirkungsquerschnitt ohne diese "cuts" für eine Higgs-Masse von 120 GeV etwa 2877 fb, der Wirkungsquerschnitt mit ihnen aber nur ungefähr 940 fb. Die Stärke der Unterdrückung hängt aber auch von der Tensorstruktur ab. Die CP-geraden und die CP-ungeraden Beiträge zur HVV-Kopplung aus Gleichung (2.3) werden durch die "WBF-cuts" stärker unterdrückt als der SM-Beitrag. Dadurch wird die Stärke der Abweichung des Wirkungsquerschnitts mit anomalen Kopplungen vom SM-Wirkungsquerschnitt verändert.

5.2.1 Parameter $\Delta\kappa_\gamma$

Der Parameter $\Delta\kappa_\gamma$ verändert nur den $HZ\gamma$- und den HZZ-Vertex. Die beiden anderen Vertizes bleiben davon unbeeinflusst. Der Produktionswirkungsquerschnitt für das SM mit zusätzlichen anomalen CP-geraden Kopplungen wird für unterschiedliches Vorzeichen des Parameters einmal größer und einmal kleiner als der Wirkungsquerschnitt im SM. Sowohl für die Rechnung mit als auch für die Rechnung ohne

"WBF-cuts" beträgt die maximale Abweichung nach unten für alle Higgs-Massen etwa 11-12 % und die maximale Abweichung nach oben etwa 9 %.
Hauptsächlich verantwortlich für diese Abweichungen ist der Beitrag der anomalen HZZ-Kopplung. Trägt nur das SM und eine zusätzliche HZZ-Kopplung zum Vertex bei, so erhält man für die Rechnung mit den "WBF-cuts" für eine Higgs-Masse von 100 GeV bereits eine Abweichung nach oben von etwa 8 % und nach unten von ungefähr 12 %. Dagegen erhält man für den Fall nur einer zusätzlichen $HZ\gamma$-Kopplung eine Abweichungen, die kleiner als 1 % ist.
Am LHC wären die maximalen Auswirkungen dieses Parameters auf den totalen Wirkungsquerschnitt für den Fall, dass nur eine anomale $HZ\gamma$-Kopplung auftritt nicht zu sehen. Für den Fall, dass eine anomale HZZ-Kopplung auftritt wären die Auswirkungen auf den Produktionswirkungsquerschnitt für kleine Higgs-Massen nur schwer sichtbar. Bei größeren Higgs-Massen dagegen könnten sie im Zerfallskanal $H \to WW$ auf alle Fälle nachgewiesen werden.

5.2.2 Parameter Δg_1^Z

Der Parameter Δg_1^Z verändert den $HZ\gamma$-, den HZZ- und den HWW-Vertex. Der Vertex der $H\gamma\gamma$-Kopplung bleibt davon unbeeinflusst. Die Situation ist ähnlich wie für den Parameter $\Delta\kappa_\gamma$, jedoch weichen die Wirkungsquerschnitte mit anomalen Kopplungen stärker von den SM-Wirkungsquerschnitten ab. Ohne "WBF-cuts" beträgt die maximale Abweichung nach unten für alle Higgs-Massen etwa 16 % und die maximale Abweichung nach oben ebenfalls etwa 16 %. Mit "WBF-cuts" sind die Abweichungen vom SM sogar noch etwas größer.
Der Beitrag der anomalen $HZ\gamma$-Kopplung ist dabei sehr klein im Vergleich zu denjenigen der anderen Kopplungen. Er führt bei den Rechnungen mit "WBF-cuts" nicht einmal zu einer Abweichung vom SM-Wirkungsquerschnitt von 1 %. Die HZZ-Kopplung hingegen führt bereits zu einer Erhöhung von 7 % und einer Verkleinerung von etwa 10 %. Etwas größer noch ist der Einfluss der anomalen HWW-Kopplung auf den Wirkungsquerschnitt. Für diese Kopplung erhält man eine Abweichung des totalen Wirkungsquerschnitts von 10 % und eine Erniedrigung von etwa 13 %.
Je nachdem welche anomalen Kopplungen zum Wirkungsquerschnitt beitragen, kann der Einfluss des Parameters Δg_1^Z gesehen werden. Tritt nur eine $HZ\gamma$-Kopplung auf, so verändert sich der Produktionswirkungsquerschnitt im Wesentlichen nicht gegenüber dem reinen SM-Wirkungsquerschnitt. Trägt allerdings die anomale HZZ- oder HWW-Kopplung zum Wirkungsquerschnitt bei, so ist es vom Zerfallskanal abhängig ob man auch für niedrige Higgs-Massen bereits eine Abweichung vom SM erkennen kann.

5.2.3 Parameter d_B

Der Parameter d_B liefert einen Beitrag zur $H\gamma\gamma$-, zur $HZ\gamma$- und zur HZZ-Kopplung. Nur die HWW-Kopplung bleibt unverändert. Wie auch für den Parameter d sind

die gegenwärtigen Schranken stark abhängig von der Higgs-Masse. Sowohl für die Rechnungen mit als auch für die Rechnungen ohne "WBF-cuts" weicht der Produktionswirkungsquerschnitt mit den anomalen Kopplungen für Higgs-Massen bis etwa 150 GeV um weniger als 5 % vom Wirkungsquerschnitt des SMs ab. Bei einer Higgs-Masse von 160 GeV beträgt die Abweichung ohne "WBF-cuts" schon 10 % und mit selbigen noch etwa 6 %. Für eine Higgs-Masse von 170 GeV ist die Abweichung dann deutlich größer als 10 %. Für alle Higgs-Massen sieht man hier lediglich eine Erhöhung des totalen Produktionswirkungsquerschnitts durch die anomalen Kopplungen, aber keine Verkleinerung.
Der dominante Vertex ist der $H\gamma\gamma$-Vertex, der für Higgs-Massen bis einschließlich 150 GeV nur zu Abweichungen vom SM von weniger als 5 % führt. Für eine Higgs-Masse von 160 GeV jedoch führt diese Kopplung bereits zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts um 10 %. Der Beitrag der $HZ\gamma$-Kopplung und der HZZ-Kopplung zum Produktionswirkungsquerschnitt ist für diesen Parameter für alle von uns betrachteten Higgs-Massen deutlich kleiner als 5 % und damit vernachlässigbar.
Die Auswirkungen dieses Parameters auf den totalen Produktionswirkungsquerschnitt am LHC können für kleine Higgs-Massen vernachlässigt werden und erst ab einer Higgs-Masse von 160 GeV beeinflusst der Parameter d_B den Produktionswirkungsquerschnitt merklich.

5.2.4 Parameter d

Der Parameter d ist der einzige der vier Parameter, der alle vier anomalen Vertizes beeinflusst. Für die Rechnungen ohne "WBF-cuts" sind die maximalen Abweichungen der Wirkungsquerschnitte nach oben bereits für eine Higgs-Masse von 100 GeV mit 76 % extrem groß und werden für steigende Higgs-Massen immer größer. Mit den "WBF-cuts" ist der Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten mit anomalen Kopplungen und den SM-Wirkungsquerschnitten nicht mehr so groß. Dennoch sind für eine Higgs-Masse von 100 GeV Abweichungen von mehr als 20 % bereits erlaubt.
Der Vertex, der am wenigsten zur Erhöhung des Produktionswirkungsquerschnitts beiträgt ist der $H\gamma\gamma$-Vertex. Für Higgs-Massen bis 150 GeV bleibt die Abweichung vom SM, wenn die "WBF-cuts" eingeschalten sind, kleiner als 6 %. Für die $HZ\gamma$- und HZZ-Kopplungen ist für Higgs-Massen unterhalb von 130 GeV die Abweichung vom SM kleiner als 7 % und für Higgs-Massen oberhalb von 140 GeV größer als 11 %. Absolut dominant aber ist die HWW-Kopplung. Diese Kopplung führt bereits für eine Higgs-Masse von 100 GeV zu einer Erhöhung des Produktionswirkungsquerschnitts um mehr als 13 %, bei einer Higgs-Masse von 130 GeV bereits zu einer Abweichung von 23 %.
Die Auswirkungen des Parameters d auf den Produktionswirkungsquerschnitt sind demnach auch für kleine Higgs-Massen bereits sehr groß, wenn die HWW-Kopplung dazu beiträgt. Kommt dagegen nur die $H\gamma\gamma$-Kopplung vor, so wird der Wirkungsquerschnitt durch diesen Parameter nur bei höheren Higgs-Massen merklich beeinflusst.

5.3 CP-ungerade Kopplungen und Interferenzen

5.3.1 CP-ungerade Kopplungen

Die CP-ungeraden anomalen Kopplungen führen bei den Produktionswirkungsquerschnitten im Gegensatz zu den CP-geraden Kopplungen zu etwas kleineren Abweichungen vom SM. Abb. 4 zeigt analog zu Abb. 3 die Produktionswirkungsquerschnitte für die CP-ungeraden Kopplungen.

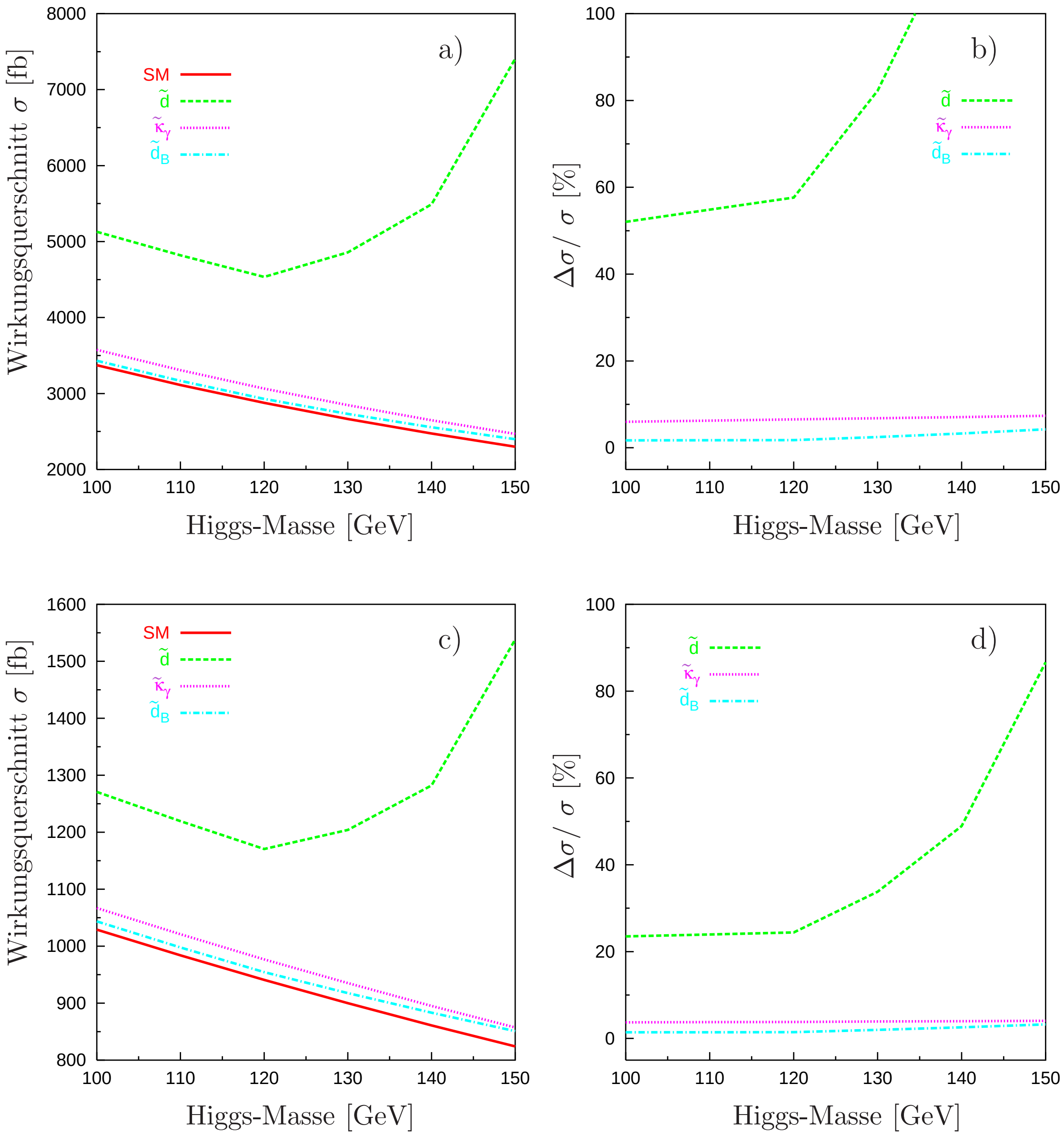


Abb. 4: Maximal bzw. minimal erlaubte Wirkungsquerschnitte der Higgs-Produktion in der WBF am LHC für SM-Kopplungen und zusätzliche CP-ungerade Kopplungen a,b) ohne "WBF-cuts" und c,d) mit "WBF-cuts".

Auf der linken Seite in Abb. 4 ist der Wirkungsquerschnitt über der Higgs-Masse aufgetragen. Auf der rechten Seite ist die relative Abweichung vom SM-Wirkungsquerschnitt ebenfalls als Funktion der Higgs-Masse abgebildet. Auch hier sind wieder die maximal noch erlaubten Werte der Parameter aus Kapitel 4 für 95 % C.L. verwendet worden.

Für den Parameter $\tilde{d}$ ergibt sich ein ähnliches Bild wie zuvor für den Parameter d mit dem Unterschied, dass die Abweichungen vom SM nicht mehr ganz so groß sind wie im Fall der CP-geraden Kopplungen. Die anderen Parameter führen für die CP-ungeraden Kopplungen nur noch zu sehr kleinen Abweichungen vom SM. Diese Unterschiede zwischen den CP-geraden und den CP-ungeraden Kopplungen sind durch Interferenzeffekte zwischen dem SM und den anomalen Kopplungen zu erklären. Dazu werden im nächsten Abschnitt exemplarisch die Parameter d und $\tilde{d}$ genauer betrachtet.

5.3.2 Interferenzen

In Abb. 5 sind die Azimuthalwinkel-Verteilungen der "tagging Jets" $d\sigma/d\Delta\Phi_{jj}$ für positive und negative anomale Kopplungen dargestellt. Mit $\Delta\Phi_{jj}$ wird der Azimuthalwinkel-Abstand der zwei auslaufenden Jets bezeichnet. Der Vorteil dieser Verteilung ist, dass sie weitgehend unabhängig vom Zerfallskanal und von der Higgs-Masse ist [4]. Treten Interferenzen zwischen den SM-Prozessen und den Prozessen mit anomalen Kopplungen auf, so müssen sich die Azimuthalwinkel-Verteilungen beim Wechsel des Vorzeichens der anomalen Kopplungen verändern. Sind die Verteilungen für positives und negatives Vorzeichen identisch, so sind keine merklichen Interferenzeffekte vorhanden.

Wie man aus Abb. 5 sehen kann sind die Schaubilder für die CP-ungeraden Kopplungen unabhängig vom Vorzeichen der anomalen Kopplungen. Dies bedeutet, dass keine Interferenzeffekte zwischen CP-ungeraden Kopplungen und SM-Kopplungen auftreten. Bei den CP-geraden Kopplungen sind die Interferenzeffekte für die verschiedenen Kopplungen unterschiedlich stark. Schaubild a) zeigt den Fall, in dem zusätzlich zu den SM-Kopplungen noch anomale $H\gamma\gamma$-Kopplungen auftreten. Die Unterschiede in den Kurven für positive und negative Kopplungen sind sehr klein. Ganz anders ist der Sachverhalt in Schaubild d). Dieses zeigt den Fall in dem zusätzlich zu den SM-Kopplungen noch anomale HWW-Kopplungen auftreten. Die Unterschiede der Kurven bei positivem und negativem Vorzeichen sind sehr groß, was auf starke Interferenzen zwischen dem SM und der CP-geraden HWW-Kopplung hinweist.

Diese großen Unterschiede in der Stärke der Interferenzen können durch die verschieden großen Beiträge des Parameters d zu den Vorfaktoren g_{HVV} der anomalen Kopplungen erklärt werden.

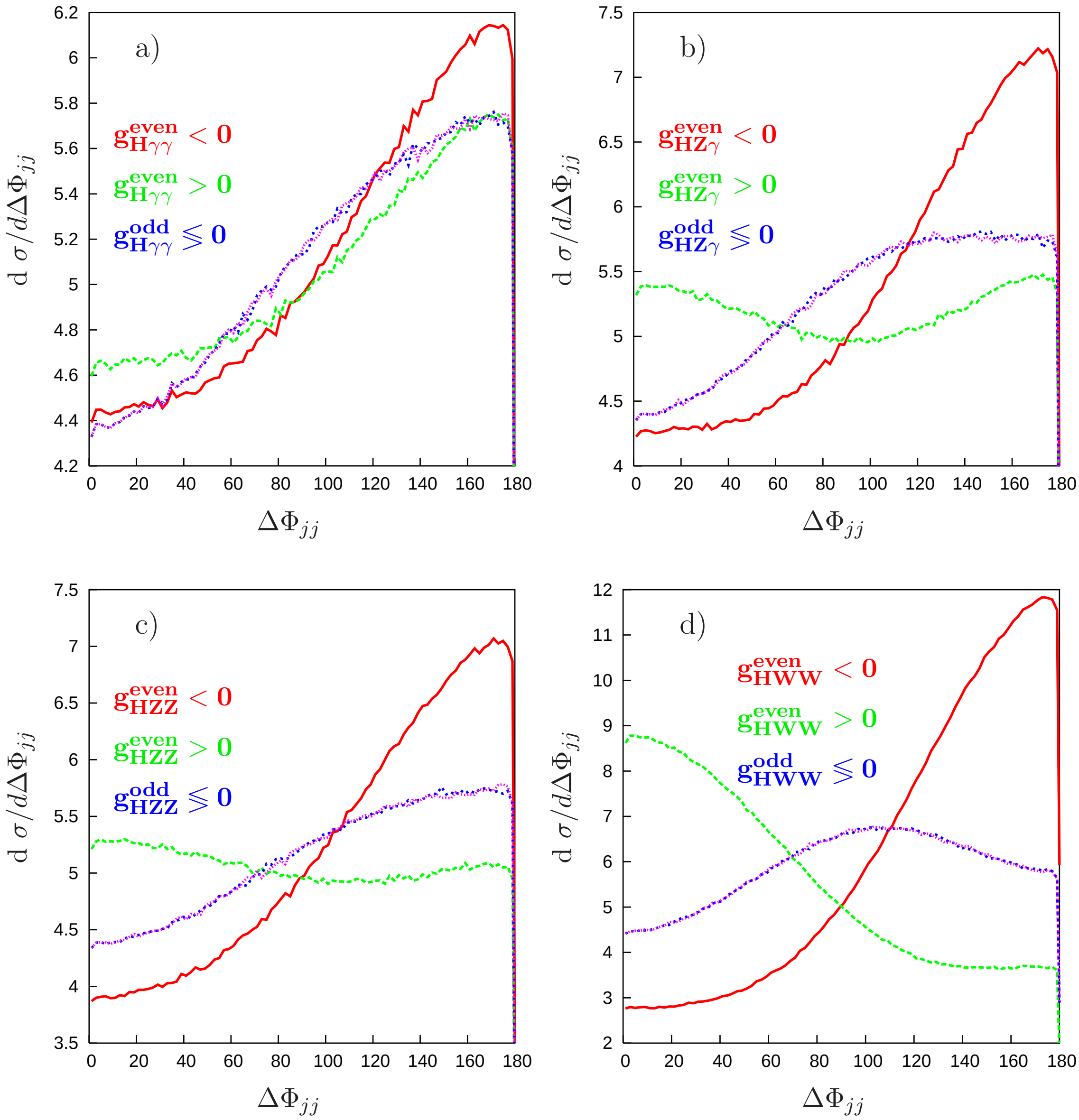


Abb. 5: Azimuthalwinkel-Verteilung der "tagging Jets" in der WBF am LHC für SM-Kopplungen mit zusätzlichen a) $H\gamma\gamma$- b) $HZ\gamma$- c) HZZ- und d) HWW-Kopplungen. Alle Schaubilder sind für eine Higgs-Masse von 130 GeV für den Parameter $d = \pm\ 0.21$ und mit "WBF-cuts" berechnet worden.

Der Beitrag des Parameters d zu den verschiedenen Kopplungen ist nach Kapitel 2 gegeben durch

$$g_{H\gamma\gamma} = \frac{g}{2m_W}\ (d\ sin^2\theta_w + ...) \qquad g^{(2)}_{HZZ} = \frac{g}{2\ m_W}\ (d\ cos^2\theta_w + ...)$$

$$g^{(2)}_{HZ\gamma} = \frac{g}{2\ m_w}\ sin2\theta_w\ (d - ...) \qquad g^{(2)}_{HWW} = \frac{g}{m_W}\ d.$$

Dies bedeutet, dass der Beitrag des Parameters d zur $HZ\gamma$-Kopplung etwa gleich groß ist wie der Beitrag zur anomalen HZZ-Kopplung jedoch etwa drei mal so groß wie der Beitrag zur $H\gamma\gamma$-Kopplung,

$$g^{(2)}_{HZ\gamma} \simeq g^{(2)}_{HZZ} \simeq 3 \cdot g_{H\gamma\gamma}.$$

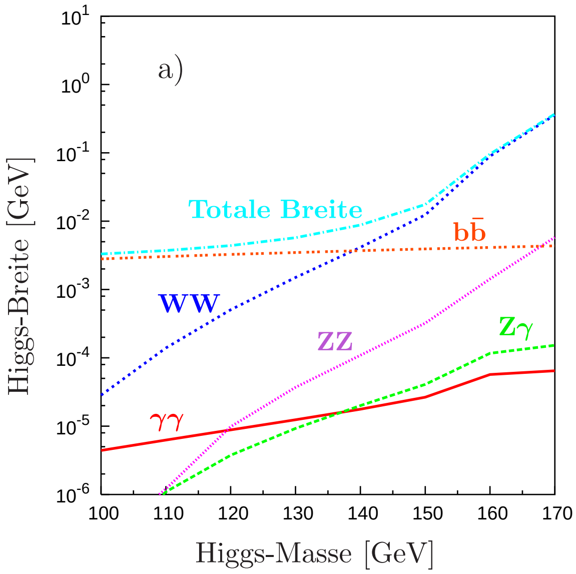
Die HWW-Kopplung wiederum liefert einen Beitrag der etwa zweieinhalb mal größer ist als derjenige der HZZ-Kopplung,

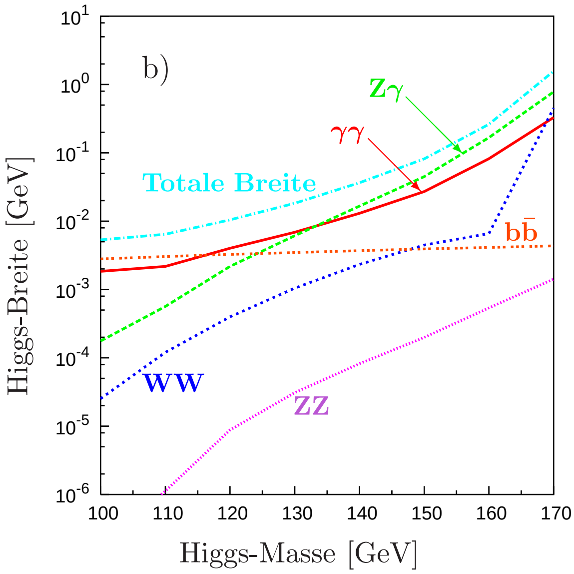
$$g^{(2)}_{HWW} \simeq 2.5 \cdot g^{(2)}_{HZZ}.$$

Zusätzlich kommt noch hinzu, dass der SM-Beitrag der HWW-Kopplung zum Wirkungsquerschnitt drei mal so groß wie der SM-Beitrag der HZZ-Kopplung ist. Zusammengenommen erhält man das Ergebnis, das auch die Schaubilder wiederspiegeln. Der Interferenzterm zwischen dem SM und der CP-geraden HWW-Kopplung ist sehr groß und der Interferenzterm zwischen dem SM und der CP-geraden $H\gamma\gamma$-Kopplung sehr klein. Außerdem sind die Interferenzterme zwischen dem SM und den CP-geraden HZZ- und $HZ\gamma$-Kopplungen in etwa gleich groß.
Durch diese Betrachtungen ist nun klar geworden, dass die Unterschiede zwischen den CP-geraden und den CP-ungeraden Kopplungen in den Produktionswirkungsquerschnitten dadurch entstehen, dass die CP-geraden Kopplungen mit den SM-Kopplungen interferieren, während die CP-ungeraden Kopplungen keine beobachtbaren Interferenzen mit den SM-Kopplungen haben.

5.4 Zerfallsbreiten

Die Auswirkungen der anomalen Kopplungen auf die unterschiedlichen Zerfälle sind in Abb. 6 dargestellt. Da die Parameter d und $\tilde{d}$ die einzigen sind, die alle vier anomalen Kopplungen verändern und zudem noch besonders groß werden können, genügt es in dieser Diskussion lediglich diese zu besprechen. In Abb. 6 Teil a) sind die Zerfallsbreiten für das SM aufgetragen, in Teil b) die Zerfallsbreiten für die CP-geraden Kopplungen und in Teil c) die Zerfallsbreiten für die CP-ungeraden Kopplungen.
Im SM ist für Higgs-Massen unterhalb von 140 GeV der Zerfall $H \to b\bar{b}$ dominant und für Higgs-Massen oberhalb von 140 GeV der Zerfall $H \to WW$. Der Zerfallskanal in zwei Z-Bosonen wird erst für höhere als die hier betrachteten Higgs-Massen interessant. Die Zerfälle $H \to \gamma\gamma$ und $H \to Z\gamma$ sind im SM nur auf 1-Schleifen-Niveau möglich und deshalb um mehrere Zehnerpotenzen kleiner.





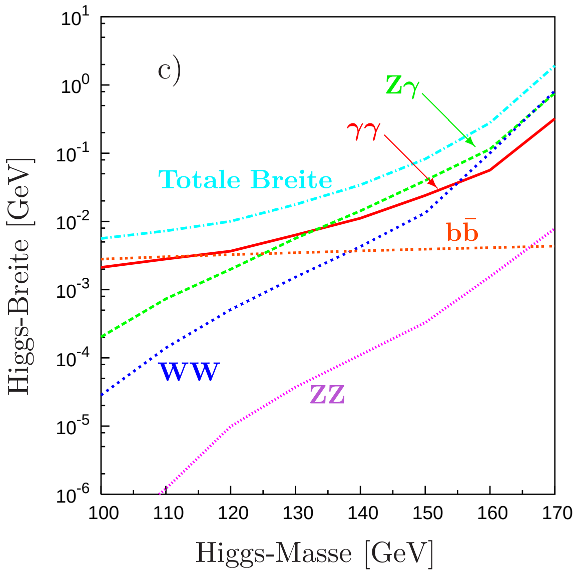


Abb. 6: Higgs-Zerfallsbreiten und totale Higgs-Breiten für a) das SM, b) das SM mit zusätzlichen CP-geraden Kopplungen und c) das SM mit zusätzlichen CP-ungeraden Kopplungen. Schaubild b) bzw. c) sind für die maximal erlaubten negativen Werte der Parameter d bzw. $\tilde{d}$ berechnet worden.

Für die anomalen Kopplungen ergibt sich ein völlig anderes Bild. Nur für Higgs-Massen bis 110 GeV ist der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei b-quarks in diesem Fall noch dominant. Bereits für Higgs Massen oberhalb von 110 GeV wird der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Photonen dominant. Bei noch höheren Higgs-Massen dominiert schließlich der Zerfall $H \to Z\gamma$. Die Zerfallsbreiten der beiden letzteren Zerfälle werden demnach durch die anomalen Kopplungen um mehrere Zehnerpotenzen erhöht und dadurch zu den dominanten Zerfallskanälen. Die partielle Zerfallsbreite des Higgs-Bosons in zwei W-Bosonen wird bei dieser Wahl der Parameter durch die anomalen Kopplungen ebenfalls erhöht, jedoch bei weitem nicht so stark wie diejenige des Zerfalls $H \to \gamma\gamma$ bzw. des Zerfalls $H \to Z\gamma$.

Sehr deutlich lässt sich in Abb. 6 auch noch einmal der Unterschied zwischen den CP-geraden und den CP-ungeraden Kopplungen sehen. In Abb. 6 b), also für negatives Vorzeichen des Parameters d, ist im Zerfall $H \to ZZ$ bei den CP-geraden

Kopplungen die partielle Zerfallsbreite geringer als im Fall des SMs. Dies sieht man daran, dass der Zerfall $H \to b\bar{b}$ durch die anomalen Kopplungen nicht verändert wird, der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Z-Bosonen aber im Vergleich dazu geringer wird. Für positives Vorzeichen des Parameters d ist die partielle Zerfallsbreite größer als im SM. Dies bedeutet, dass für d kleiner Null negative Interferenzen und für positives d konstruktive Interferenzen zwischen dem SM und der CP-geraden HZZ-Kopplung auftreten. Im Gegensatz dazu gibt es so gut wie keine Interferenzen zwischen dem SM und den CP-ungeraden Kopplungen. Die partiellen Zerfallsbreiten sind für negatives und positives Vorzeichen des Parameters $\tilde{d}$ gleich groß. Aus diesem Grund sieht man in Abb. 6 c) für alle Zerfallskanäle nur eine Erhöhung der partiellen Zerfallsbreiten durch die CP-ungeraden Kopplungen jedoch nie eine Verkleinerung.

5.5 Zusammenfassung

Der Produktionswirkungsquerschnitt eines Higgs-Bosons in der WBF am LHC kann durch die anomalen CP-geraden Kopplungen sowohl geringer als auch zum Teil deutlich größer werden als im SM. Für die CP-ungeraden Kopplungen führen die anomalen Kopplungen lediglich zu einer Erhöhung des Produktionswirkungsquerschnitts. Dies liegt daran, dass die CP-ungeraden Kopplungen im Gegensatz zu den CP-geraden Kopplungen nicht mit den SM-Kopplungen interferieren.
Der Parameter d ist durch die derzeitigen Schranken noch nicht sehr stark eingeschränkt und führt für die CP-geraden Kopplungen zu sehr großen Abweichungen vom SM. Das gleiche gilt bei den CP-ungeraden Kopplungen für den Parameter $\tilde{d}$. Die Unterschiede zwischen den Wirkungsquerschnitten mit und ohne anomale Kopplungen hängen auch von den angelegten "cuts" ab. So verringern die typischen "WBF-cuts" tendenziell die Abweichungen vom SM.
Insbesondere die HWW-Kopplung führt in den Produktionswirkungsquerschnitten zu einer sehr starken Vergrößerung, während die $H\gamma\gamma$-Kopplung von eher untergeordnetem Interesse ist. Bei den Zerfällen ist dies genau umgekehrt. Da die Zerfallsbreite des Higgs-Bosons in zwei W-Bosonen auch im SM bereits sehr groß ist, führen die anomalen Kopplungen hier nicht zu einer so starken Veränderung der partiellen Zerfallsbreiten. Bei den Zerfällen des Higgs-Bosons in zwei Photonen oder in ein Photon und ein Z-Boson dagegen sind die partiellen Zerfallsbreiten im SM extrem klein und können durch die anomalen Kopplungen sehr stark vergrößert werden. Sie können dann sogar die dominanten Zerfallsprozesse werden.
In Abb. 7 sind für den Parameter d die Wirkungsquerschnitte mal den Verzweigungsverhältnissen aufgetragen. Schaubild a) zeigt die Werte für das SM und Schaubild b) die Werte für die SM-Kopplung mit zusätzlicher CP-gerader $H\gamma\gamma$-Kopplung. In Schaubild c) ist der Wirkungsquerschnitt für die SM-Kopplungen mit zusätzlicher HWW-Kopplung und im Schaubild d) für die SM-Kopplung und alle vier CP-geraden Kopplungen aufgetragen. Sollte die $H\gamma\gamma$-Kopplung in ihrer maximalen Stärke auftreten, so würde das nach Abb. 7 in jedem Fall zu einer Erhöhung des Si-

gnals für den Prozess $VV \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ um mehrere Zehnerpotenzen führen. In einigen Higgs-Massenbereichen wäre das sogar der dominante Prozess. Würde dagegen nur die HWW-Kopplung auftreten, so wäre die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts für den Prozess $VV \rightarrow H \rightarrow WW$ bei weitem nicht so stark. Außerdem würden in diesem Fall durch den stark erhöhten Produktionswirkungsquerschnitt auch die Prozesse mit anderen Zerfällen verstärkt werden.

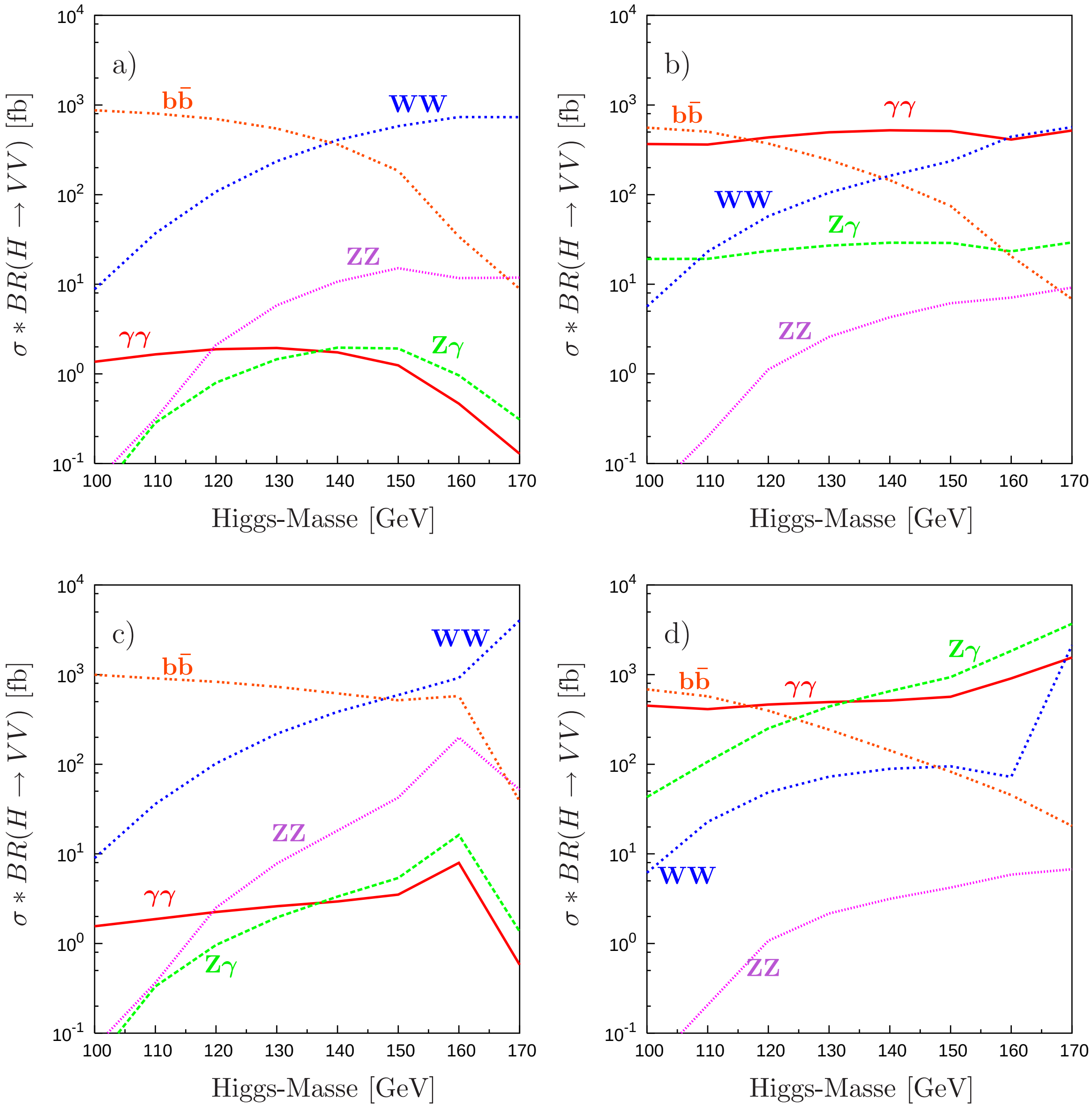


Abb. 7: Wirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis für a) das SM und b) das SM mit zusätzlicher CP-gerader $H\gamma\gamma$-Kopplung, c) mit zusätzlicher CP-gerader HWW-Kopplung und d) mit allen vier CP-geraden Kopplungen. Alle Rechnungen wurden mit "WBF-cuts" und für den Parameter d durchgeführt.

Kapitel 6:

Anomale Kopplungen für ein skalares SU(2)-Singulett

Im vorigen Kapitel wurde der Fall eines SM Higgs-Bosons mit zusätzlichen anomalen Kopplungen betrachtet. In diesem Kapitel soll nun der Fall eines skalaren SU(2)-Singuletts behandelt werden. Dies bedeutet, dass nur anomale Kopplungen aber keine SM-Kopplungen auftreten. Für die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ können dann fast immer die gleichen Schranken verwendet werden wie im Fall eines SM Higgs-Bosons. Nur die Einschränkungen an die Parameter, die aus der Higgs-Strahlung gewonnen werden, können nicht verwendet werden, da bei deren Herleitung die Interferenzen zwischen dem SM und den anomalen Kopplungen berücksichtigt wurden. Wie in Kapitel 2.2.2 bereits erwähnt, können mit einem SU(2)-Singulett keine Operatoren analog zu $\mathcal{O}_B$, $\mathcal{O}_W$, $\mathcal{O}_{BW}$ und $\mathcal{O}_{\tilde{B}}$ gebildet werden. Deshalb existieren die Parameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und $\tilde{\kappa}_\gamma$ in diesem Fall nicht.
Der erste Abschnitt dieses Kapitels gibt die maximalen Produktionswirkungsquerschnitte eines SU(2)-Singuletts für CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen, die mit den Schranken aus Kapitel 4 noch veträglich sind, an. Anschließend werden im zweiten Abschnitt die maximalen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Higgs-Zerfälle diskutiert. Es wird also das Produkt aus dem Produktionswirkungsquerschnitt und dem Verzweigungsverhältnis betrachtet. Im dritten Abschnitt dieses Kapitels wird die Frage, wie ein SM Higgs-Boson von einem skalaren SU(2)-Singulett-Teilchen unterschieden werden kann, beleuchtet. Der vierte Abschnitt beschäftigt sich mit den Auswirkungen verschiedener Formfaktoren auf die Verteilungsfunktion der Transversalimpulse der Jets. Zum Abschluss dieses Kapitels werden die Ergebnisse noch einmal kurz zusammengefasst.

6.1 Produktionswirkungsquerschnitt für anomale Kopplungen

In Abb. 8 sind die Produktionswirkungsquerschnitte für eine skalares SU(2)-Singulett-Teilchen für die verschiedenen Parameter über der Higgs-Masse aufgetragen. Es wurden jeweils die maximal noch erlaubten Werte aus Kapitel 4 für die Parameter d, d_B, $\tilde{d}$ und $\tilde{d}_B$ verwendet.

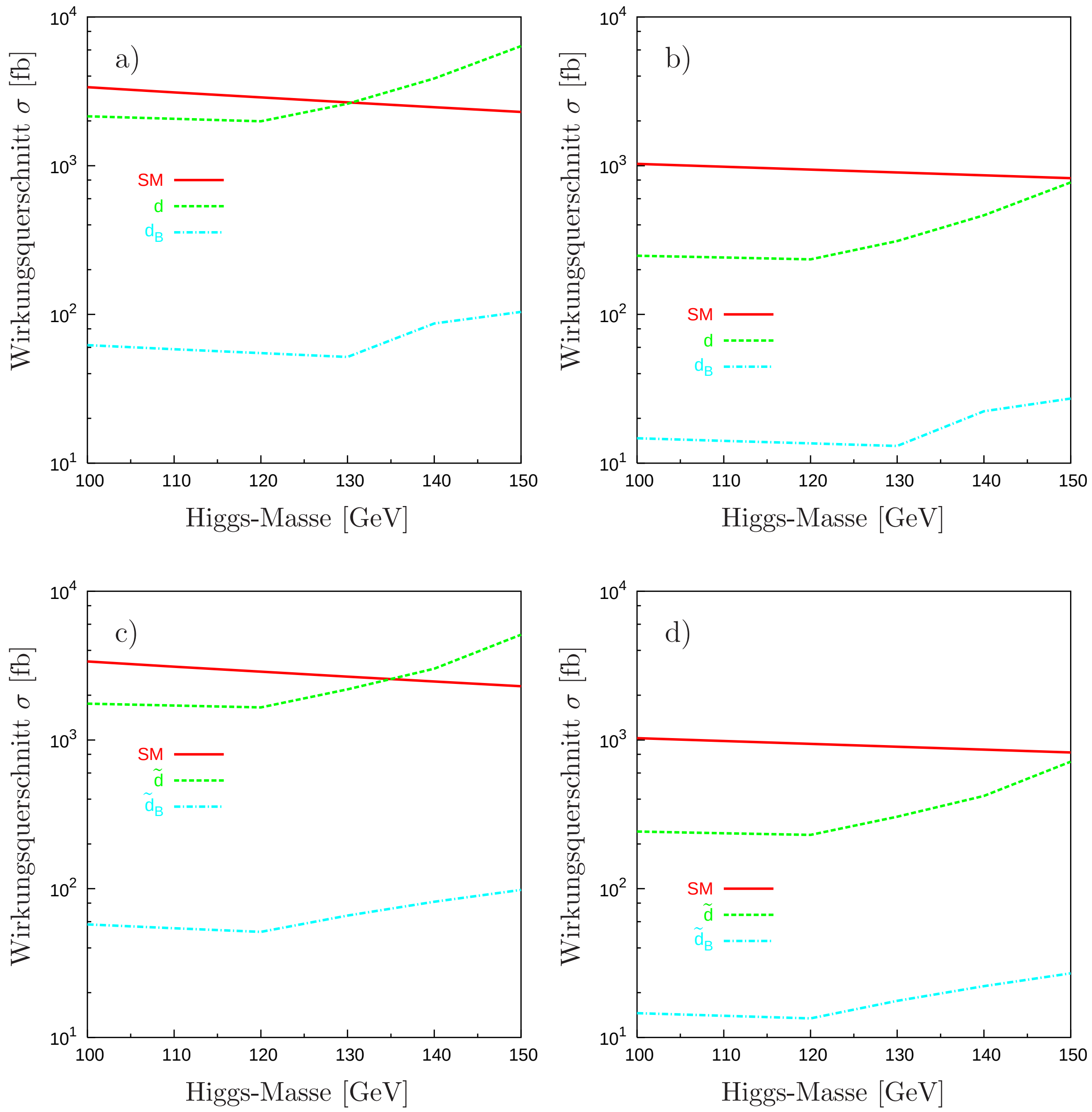


Abb. 8: Maximal erlaubte Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines skalaren SU(2)-Singulett-Teilchens in der WBF am LHC für a) CP-gerade Kopplungen ohne "WBF-cuts", b) CP-gerade Kopplungen mit "WBF-cuts", c) CP-ungerade Kopplungen ohne "WBF-cuts" und d) CP-ungerade Kopplungen mit "WBF-cuts".

In Abb. 8 a) und b) wird der Fall betrachtet, wenn nur CP-gerade Kopplungen beitragen und in Abb. 8 c) und d) der Fall, wenn nur CP-ungerade Kopplungen beitragen. Die Schaubilder a) und c) sind ohne und die Schaubilder b) und d) mit "WBF-cuts" berechnet worden.

Die Produktionswirkungsquerschnitte für die Parameter d_B und $\tilde{d}_B$ sind sowohl für die Rechnung mit als auch für die Rechnung ohne "WBF-cuts" im Vergleich zum SM extrem klein. Das spiegelt zum Einen die Tatsache wieder, dass diese Parameter durch die L3-Daten zur Higgs-Suche bereits sehr stark eingeschränkt sind. Zum Anderen kommt dies daher, dass hier keine SM-Kopplungen beitragen und deshalb

keine Interferenzen zwischen dem SM und den CP-geraden Kopplungen auftreten können. Die Parameter d und $\tilde{d}$ führen für die Rechnungen ohne "WBF-cuts" bereits ab einer Higgs-Masse von 130 GeV zu Produktionswirkungsquerschnitten von der Größenordnung der SM-Wirkungsquerschnitte und oberhalb von 140 GeV ergeben sich bereits doppelt so große Wirkungsquerschnitte. Mit den "WBF-cuts" kommen die Wirkungsquerschnitte für die Parameter d und $\tilde{d}$ erst für eine Higgs-Masse von 150 GeV in den Bereich des SM-Wirkungsquerschnitts. Sie sind aber auch für niedrigere Higgs-Massen bereits sehr groß im Vergleich zu den anderen Parametern.
Mit den derzeitigen Schranken aus den LEP-Experimenten ist es somit möglich, dass ein anderes Teilchen als das vom SM vorhergesagte Higgs-Boson zu einem gleich großen Wirkungsquerschnitt führen könnte.

6.2 Produktionswirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis

Wie im vorigen Kapitel bereits ausführlich diskutiert, können die anomalen Kopplungen insbesondere für die Zerfälle $H \to \gamma\gamma$ und $H \to Z\gamma$ zu Erhöhungen der partiellen Zerfallsbreiten um einige Zehnerpotenzen führen. Dies ändert sich auch nicht, wenn keine SM-Kopplungen beitragen, da für diese Zerfälle die SM-Beiträge sehr klein sind. Bei den partiellen Zerfallsbreiten ist demnach der einzige Unterschied zu dem Fall, in dem zusätzlich SM-Kopplungen vorkommen derjenige, dass die Zerfallsbreiten der Zerfälle $H \to WW$ und $H \to ZZ$ für ein SU(2)-Singulett kleiner sind und eventuell Änderungen bei den fermionischen Kopplungen auftreten.
In Abb. 9 sind die Wirkungsquerschnitte mal den Verzweigungsverhältnissen für ein SU(2)-Singulett-Teilchen abgebildet, das nur über CP-gerade Kopplungen an die Eichbosonen koppelt. In Abb. 9 b) und c) wurden die Rechnungen mit den maximal noch erlaubten Werten für den Parameter d und in Abb. 9 d) für den Parameter d_B durchgeführt. Für den Fall mit CP-ungeraden Kopplungen sehen die Schaubilder ähnlich aus, weshalb sie hier nicht explizit diskutiert werden. Da es für ein skalares SU(2)-Singulett nicht klar ist, wie die Kopplungen der Fermionen an so ein Teilchen aussehen, wurden die Berechnungen mit zwei verschiedenen Annahmen durchgeführt. In Abb. 9 b) und d) wurde angenommen, dass diese Kopplungen wie im Fall eines SM Higgs-Bosons aussehen, in Abb. 9 c) dagegen, dass die Fermionen überhaupt nicht an ein solches Teilchen koppeln.
Für den Parameter d sind die Wirkungsquerschnitte der Prozesse mit zwei Photonen bzw. einem Photon und einem Z-Boson im Endzustand für die anomalen Kopplungen im Vergleich zum SM um einige Größenordnungen verstärkt und für fast alle hier betrachteten Higgs-Massen deutlich größer als die Wirkungsquerschnitte der Prozesse mit W- und Z-Bosonen in den Endzuständen. Selbst wenn die Fermionen wie für ein SM Higgs-Boson an das SU(2)-Singulett koppeln ist der Wirkungsquerschnitt des Prozesses mit zwei b-Quarks im Endzustand etwas kleiner als im SM und ab einer Higgs-Masse von 110 GeV nicht mehr der dominante Prozess. Für

den Parameter d_B sind alle Wirkungsquerschnitte aufgrund der sehr kleinen Produktionswirkungsquerschnitte stark unterdrückt. Trotzdem sind sie auch in diesem Fall für die Prozesse $VV \to H \to \gamma\gamma$ und $VV \to H \to Z\gamma$ noch deutlich größer als im SM und der Prozess mit zwei Photonen im Endzustand ist sogar für alle Higgs-Massen der dominante Prozess.

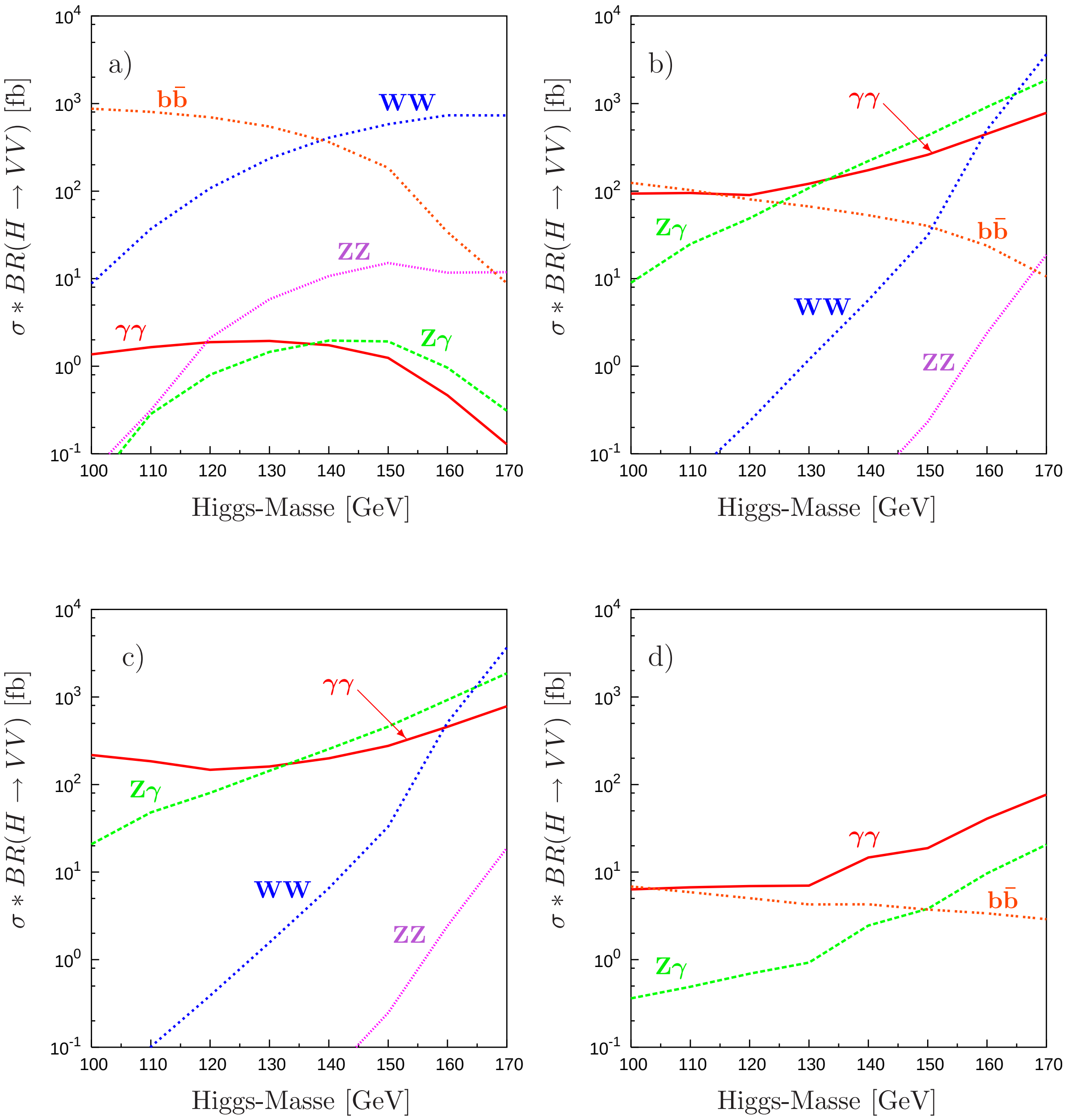


Abb. 9: Wirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis für a) das SM und b) für alle vier CP-geraden Kopplungen für den Parameter d mit fermionischen Kopplungen und c) ohne fermionische Kopplungen und d) für den Parameter d_B mit fermionischen Kopplungen in der WBF am LHC. Die Rechnungen wurden mit den "WBF-cuts" durchgeführt.

Dies bedeutet also, dass, die Photonenidentifikation eine vielversprechende Methode liefern würde um ein skalares SU(2)-Singulett-Teilchen nachzuweisen, wenn anomale Kopplungen jedoch keine SM-Kopplungen auftreten. Allerdings stellt sich dann die Frage, wie ein solches Teilchen von einem SM Higgs-Boson unterschieden werden könnte. Dieser Fragestellung ist deshalb der nächste Abschnitt gewidmet.

6.3 Unterschiede zwischen SM Higgs-Boson und skalarem SU(2)-Singulett

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, ist es durchaus möglich, dass ein Teilchen, das nicht das SM Higgs-Boson ist, in den verschiedenen Zerfallskanälen zu Wirkungsquerschnitten führen kann, die genau so groß sind wie diejenigen im SM. Das heißt es muss ein anderes Unterscheidungskriterium gefunden werden anhand dessen ein SM Higgs-Boson von einem skalaren SU(2)-Singulett unterschieden werden kann. Besonders geeignet zur Unterscheidung der Tensorstruktur ist die Azimuthalwinkel-Verteilung der "tagging Jets" wie in [5] vorgeschlagen.
In Abb. 10 a) sind die Azimuthalwinkel-Verteilungen für das SM, die CP-geraden und für die CP-ungeraden Kopplungen für eine Higgs-Masse von 130 GeV aufgezeichnet. Für Kopplungen, die nur CP-gerade Terme enthalten, hat die Verteilung der Azimuthalwinkel ein Minimum bei 90 Grad. Für Kopplungen, die nur CP-ungerade Terme enthalten treten zwei Minima in der Verteilung auf. Eins bei 0 Grad und eins bei 180 Grad. Im SM dagegen ist die Verteilung flach.

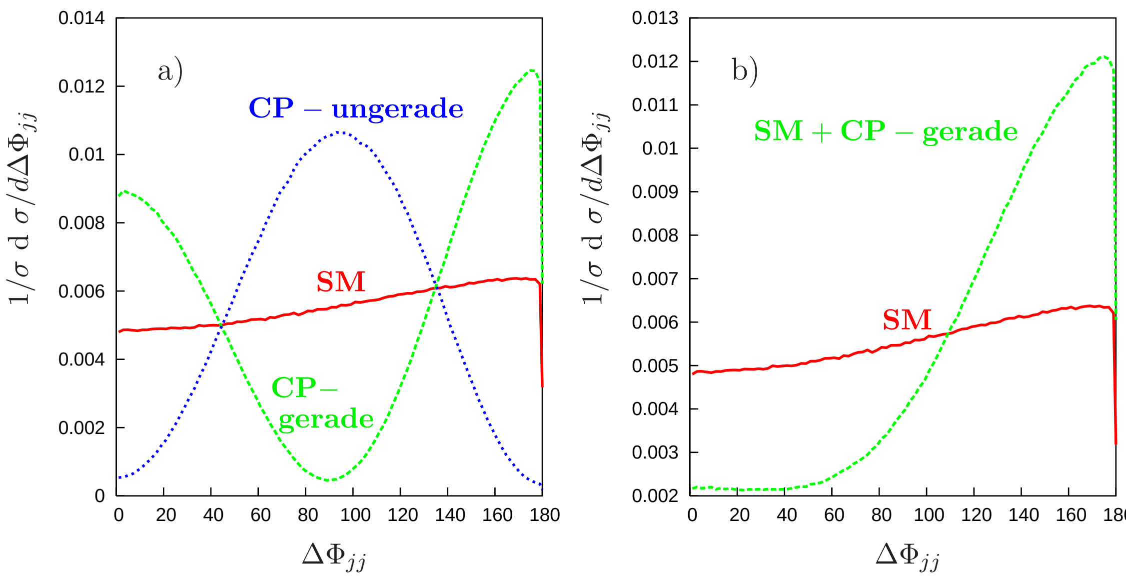


Abb. 10: Azimuthalwinkel-Verteilung für a) das SM, CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen und b) Kopplungen, die sowohl alle vier CP-geraden als auch die SM-Kopplungen enthalten. Die Schaubilder wurden für eine Higgs-Masse von 130 GeV bei d = -0.21 bzw. $\tilde{d}$ = -0.21 für die WBF am LHC mit "WBF-cuts" berechnet.

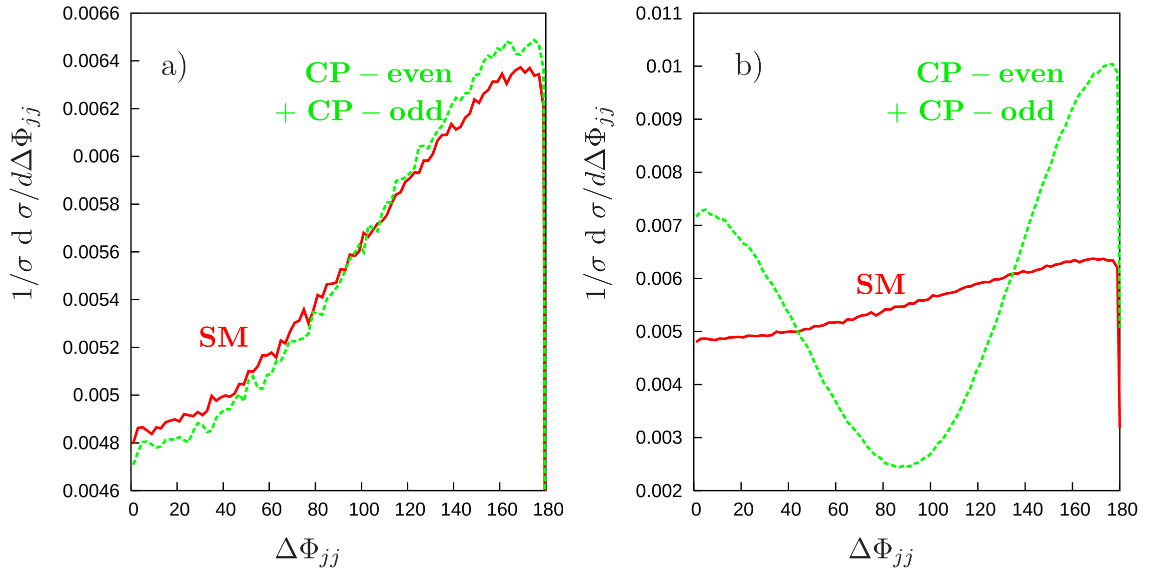


Abb. 11: Vergleich der Azimuthalwinkel-Verteilungen von dem SM mit sowohl CP-geraden als auch CP-ungeraden Kopplungen für a) $d = \tilde{d}$ = -0.21 für CP-gerade und CP-ungerade und b) für d = -0.2 für die CP-geraden Kopplungen und $\tilde{d}$ = -0.1 für die CP-ungeraden Koppplungen in der WBF am LHC.

In Abb. 10 b) ist im Unterschied dazu die Azimuthalwinkel-Verteilung für den Fall aufgetragen, in dem sowohl SM-Terme als auch CP-gerade Terme zu den Kopplungen beitragen. In diesem Fall sind die Minima nicht mehr so stark ausgeprägt, jedoch ist immer noch eine deutliche Abweichung von der SM-Verteilung erkennbar.
Damit kann anhand der Azimuthalwinkel-Verteilung der "tagging Jets" unterschieden werden, ob man es mit einem SM Higgs-Boson zu tun hat, oder ob ein Teilchen entweder nur über CP-gerade Kopplungen oder nur über CP-ungerade Kopplungen an die Eichbosonen koppelt.
Für den Fall dass sowohl CP-gerade als auch CP-ungerade Kopplungen auftreten, ist die Unterscheidung vom SM nicht mehr ganz so einfach. In Abb. 11 sind die Azimuthalwinkel-Verteilungen für das SM und für ein Teilchen aufgetragen, bei dem die anomalen Kopplungen sowohl einen CP-geraden als auch einen CP-ungeraden Term liefern. Auf der linken Seite in Schaubild a) haben die CP-geraden und die CP-ungeraden Kopplungen genau die gleiche Stärke, auf der rechten Seite in Schaubild b) sind die CP-geraden Terme genau zweimal so groß wie die CP-ungeraden Terme.
Tragen die CP-geraden und die CP-ungeraden Kopplungen mit gleicher Stärke bei, so ähnelt die Azimuthalwinkel-Verteilung sehr stark der Verteilung, die man auch für ein SM Higgs-Boson erwarten würde. Dagegen ist im Schaubild b) das charakteristische Minimum der CP-geraden Kopplungen für den Fall, dass die CP-geraden Kopplungen doppelt so stark sind wie die CP-ungeraden Kopplungen, noch deutlich zu erkennen.
Dies bedeutet insgesamt, dass die Azimuthalwinkel-Verteilung im Fall von CP-geraden und CP-ungeraden Kopplungen nur für unterschiedlich große Kopplungs-

stärken zur Unterscheidung von einem Higgs-Boson und einem skalaren SU(2)-Singulett-Teilchen dienen kann. Sind die Kopplungen jedoch genau gleich stark reicht die Azimuthalwinkel-Verteilung alleine nicht mehr aus, um zu entscheiden, ob es sich um das gesuchte Higgs-Boson handelt. In diesem Fall müssen somit noch andere Verteilungen, wie die Verteilung der Tranversalimpulse, zu Rate gezogen werden.

6.4 Formfaktoren

In Gleichung (2.3) wurde die allgemeine Tensorstruktur für die HVV-Vertizes mit

$$T^{\mu\nu}(q_1, q_2) = a_1(q_1, q_2)\ g^{\mu\nu} + a_2(q_1, q_2)\ [q_1 \cdot q_2\ g^{\mu\nu} - q_2^\mu q_1^\nu] + a_3(q_1, q_2)\ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma}$$

angegeben. Bisher wurde jedoch in allen Berechnungen ignoriert, dass die Formfaktoren $a_i(q_1, q_2)$ auch von den Impulsen abhängen können. Deshalb werden nun die Auswirkungen zweier verschiedener Formfaktoren auf die Wirkungsquerschnitte und die Transversalimpuls-Verteilungen der Jets untersucht. Besonders interessant ist hierbei der Fall in dem CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen mit gleicher Stärke zu den anomalen Vertizes beitragen. Ist es für solche Vertizes nicht möglich mit einem Formfaktor die SM-Verteilung für die Transversalimpulse zu erhalten, so kann diese Verteilung zur Unterscheidung zwischen einem SM Higgs-Boson und einem anderen skalaren Teilchen benutzt werden.
Der erste Formfaktor, der hier diskutiert wird, wurde bereits in Referenz [9] vorgeschlagen und basiert auf einem einfachen Ansatz

$$a_i(q_1, q_2) = a_i(0,0) \cdot \frac{M^2}{q_1^2 - M^2}\ \frac{M^2}{q_2^2 - M^2}. \tag{6.1}$$

Dabei ist M jeweils die Skala für neue Physik und die q_i sind die Impulse der Eichbosonen, die in der WBF zu dem skalaren Teilchen fusionieren.
Der zweite Formfaktor, der betrachtet wird, lautet

$$a_i(q_1, q_2) = a_i(0,0) \cdot (-2M^2) \cdot \mathrm{C}_0\ (q_1^2, q_2^2, p^2, M^2), \tag{6.2}$$

wobei die C_0 - Funktion von Passarino und Veltman [24] durch

$$C_0(q_1^2, q_2^2, p^2, M^2) = \frac{1}{i\pi^2} \int d^4k \frac{1}{(k^2 - M^2)\ ((k + q_1)^2 - M^2)\ ((k - q_2)^2 - M^2)}$$

gegeben ist.

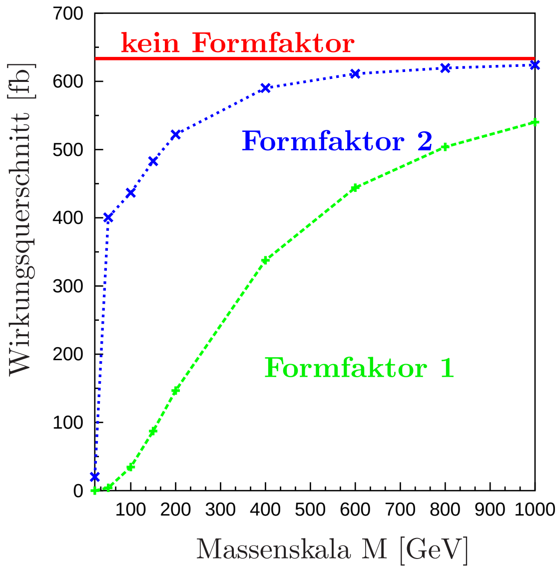


Abb. 12: Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Skala M für die zwei Formfaktoren (6.1) und (6.2) in der WBF am LHC für CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen mit $d = \tilde{d}$ = -0.21. Die Rechnungen wurden für eine Higgs-Masse von 130 GeV und mit "WBF-cuts" durchgeführt.

Dieser Ansatz ist realistischer als der erste, da solche Formfaktoren bei der Berechnung von Dreiecksgraphen tatsächlich auftreten. Beide Formfaktoren sind so normiert, dass für M $\rightarrow \infty$ die $a_i \rightarrow 1$ gehen.
In Abb. 12 ist für die beiden Formfaktoren jeweils der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Skala M aufgetragen. Wie erwartet, nähert sich der Wirkungsquerschnitt bei beiden für große M asymptotisch dem Wirkungsquerschnitt ohne Formfaktoren an. Außerdem fällt auf, dass der erste Formfaktor zu einer sehr starken Unterdrückung der Wirkungsquerschnitte führt, während der realistischere zweite Formfaktor den Wirkungsquerschnitt lange nicht so stark unterdrückt.
Abb. 13 a) und b) zeigen die normierte Verteilung der maximalen und c) und d) der minimalen Transversalimpulse der auslaufenden Jets für verschiedene Massenskalen. In den Schaubildern links wurde der Formfaktor aus Gleichung (6.1) angenommen. Mit diesem einfachen Ansatz kann man bereits für eine Skala M $>$ 100 GeV die Verteilungen reproduzieren, die das SM vorhersagt. In den Schaubildern rechts dagegen wurde der Formfaktor aus Gleichung (6.2) benutzt. Nicht einmal für eine Skala M = 50 GeV werden in diesem Fall die SM-Verteilungen erreicht. Das heißt, es ist für diesen Formfaktor nicht möglich für eine sinnvolle Wahl der Massenskala M, die SM-Verteilungen zu reproduzieren.
Der physikalisch sinnvolle Formfaktor in Gleichung (6.2) führt also zu einer nicht allzu starken Unterdrückung des Wirkungsquerschnitts und kann die Transversalimpuls-Verteilungen des SMs nicht reproduzieren. Dies bedeutet, dass diese Verteilungen zur Unterscheidung von einem SM Higgs-Boson und einem skalaren SU(2)-Singulett-Teilchen, das über CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen an die Eichbosonen koppelt, verwendet werden können.

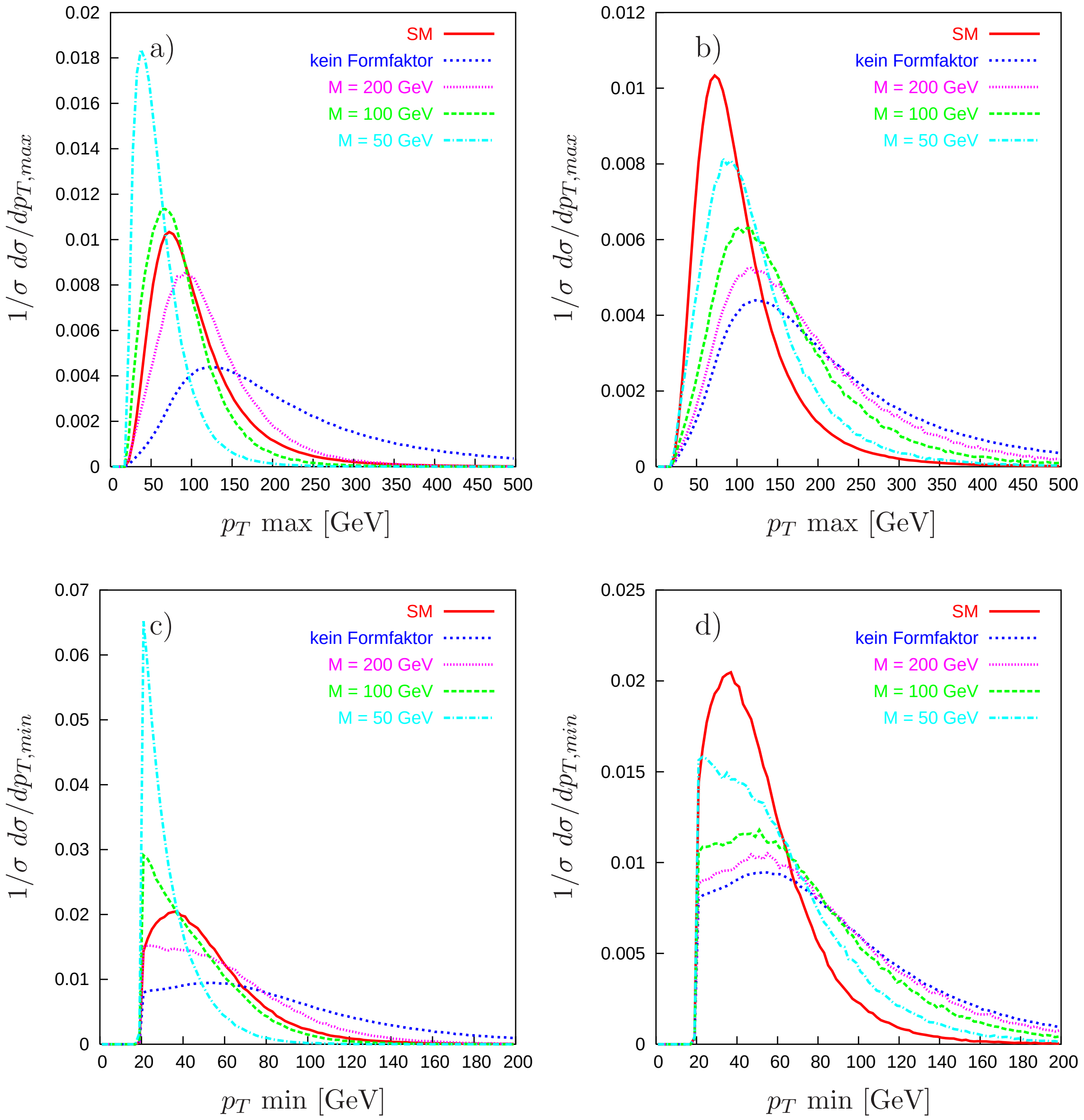


Abb. 13: Transversalimpuls-Verteilungen der "tagging Jets" mit a) dem Formfaktor aus Gleichung (6.1) und b) dem Formfaktor aus Gleichung (6.2) für CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen in der WBF am LHC. Die Rechnungen wurden für eine Higgs-Masse von 130 GeV und für $d = \tilde{d} = -0.21$ mit "WBF-cuts" durchgeführt.

6.5 Zusammenfassung

Die Produktionswirkungsquerschnitte für die Parameter d_B und $\tilde{d}_B$ können vernachlässigt werden, wenn von einem skalaren SU(2)-Singulett-Teilchen ausgegangen wird, da die Schranken der L3-Kollaboration zur Higgs-Suche für diese Parameter sehr stark sind. Die Parameter d und $\tilde{d}$ hingegen führen auch schon für geringe Higgs-Massen zu Wirkungsquerschnitten, die um mindestens einen Faktor zehn größer sind. Für hohe Higgs-Massen werden die Schranken immer schwächer und ab

einer Higgs-Masse von 150 GeV sind für die Rechnungen mit "WBF-cuts" Produktionswirkungsquerschnitte von der gleichen Größenordnung wie diejenigen des SMs erlaubt. Für die Wirkungsquerschnitte multipliziert mit den Verzweigungsverhältnissen sind die Prozesse mit zwei Photonen im Endzustand bzw. einem Photon und einem Z-Boson im Endzustand bei fast allen Higgs-Massen die dominanten Prozesse, wenn die maximal möglichen anomalen Kopplungen verwendet werden.
Über die Azimuthalwinkel-Verteilungen der Jets kann im Wesentlichen die Tensorstruktur der Kopplung des skalaren Teilchens an die Eichbosonen bestimmt werden. Nur in dem Fall, dass CP-gerade und CP-ungerade Koplungen mit gleicher Stärke zum Vertex beitragen muss zusätzlich noch die Verteilung der Transversalimpulse betrachtet werden, die für eine sinnvolle Wahl der Formfaktoren deutlich von der SM-Verteilung unterschieden werden kann. Die Wahrscheinlichkeit ist demnach hoch, dass anhand dieser Verteilungen ein SM Higgs-Boson von einem skalaren SU(2)-Singulett-Teilchen unterschieden werden kann.

Kapitel 7:

Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

In dieser Diplomarbeit wurden die Schranken an anomale Higgs-Kopplungen untersucht. Dazu wurde das SM als effektive Theorie für niedrige Energien betrachtet.

Kapitel 2 beinhaltet eine Zusammenfassung der CP-geraden Operatoren der Dimension 6, die zu den anomalen Higgs-Kopplungen beitragen. Die CP-ungeraden Dimension 6 Operatoren wurden ergänzt und die daraus resultierenden anomalen Higgs-Kopplungen und die Feynman-Regeln explizit angegeben. Mit Hilfe der Dimension 8 Operatoren konnte gezeigt werden, dass die verschiedenen HVV-Kopplungen unabhängig voneinander sind. Eine Übersicht über die besten Schranken an die anomalen Higgs-Kopplungen ist in Kapitel 4 zu finden. Diese Schranken stammen einerseits aus Messungen der Tripel-Eichboson-Kopplungen, andererseits aus Experimenten, in denen speziell nach anomalen Higgs-Kopplungen gesucht wurde.

In Kapitel 5 wurde der Fall betrachtet, in dem ein SM Higgs-Boson zusätzlich über anomale Kopplungen an die Eichbosonen koppelt. Mit den derzeitigen Schranken können diese anomalen Kopplungen in der WBF am LHC zu starken Abweichungen vom SM führen. Die Produktionswirkungsquerschnitte werden hauptsächlich durch die anomalen HZZ- und HWW-Kopplungen verändert. In den partiellen Zerfallsbreiten dagegen haben diese Kopplungen keine sonderlich großen Auswirkungen. Genau umgekehrt ist es für die anomalen $HZ\gamma$- und $H\gamma\gamma$-Kopplungen. Sie beeinflussen den Produktionswirkungsquerschnitt nur wenig, können aber die partiellen Zerfallsbreiten um mehrere Zehnerpotenzen anheben. Diese starken Erhöhungen der partiellen Zerfallsbreiten könnten dazu führen, dass die Prozesse $VV \to H \to \gamma\gamma$ und $VV \to H \to Z\gamma$ die dominanten Prozesse in der WBF am LHC werden. In diesem Fall wäre die Photonenidentifikation die leichteste Art ein Higgs-Boson am LHC nachzuweisen.

Für ein skalares SU(2)-Singulett-Teilchen, wie in Kapitel 6 behandelt, ist es mit den derzeitigen Schranken für kleine Higgs-Massen bereits nicht mehr möglich die Produktionswirkungsquerschnitte des SMs zu erreichen. Da die partiellen Zerfallsbreiten insbesondere der Zerfälle $H \to Z\gamma$ und $H \to \gamma\gamma$ in diesem Fall sehr groß werden können, ist es dennoch möglich, dass die Wirkungsquerschnitte mal den Verzweigungsverhältnissen genau so groß wie im SM werden.

Anhand der Wirkungsquerschnitte lassen sich demnach ein skalares SU(2)-Singulett und ein SM Higgs-Boson nur bedingt unterscheiden. Die Unterscheidung zwischen SM Higgs-Boson und SU(2)-Singulett muss also über die Tensorstruktur erfolgen, wofür die Azimuthalwinkel-Verteilung verwendet werden kann. Nur wenn CP-gerade und CP-ungerade Kopplungen der gleichen Kopplungsstärke zum Vertex beitragen, ist die Azimuthalwinkel-Verteilung fast identisch mit der Verteilung im SM. In diesem Fall ist die SM Transversalimpuls-Verteilung der "tagging Jets" für den Formfaktor aus Gleichung (6.1) reproduzierbar. Für den realistischeren Formfaktor aus Gleichung (6.2) jedoch ist dies nicht möglich. Diese Verteilung ist somit mit hoher Wahrscheinlichkeit als Unterscheidungskriterium geeignet.

Sollte am LHC ein skalares Teilchen, jedoch keinerlei Anzeichen auf anomale Kopplungen gefunden werden, so würden dadurch die Schranken an die anomalen Kopplungen erheblich verbessert werden. Insbesondere für höhere Higgs-Massen wären die Einschränkungen vom LHC deutlich besser als diejenigen vom LEP. Außerdem könnte durch die Untersuchung der Tensorstruktur bestimmt werden, ob es sich um das SM Higgs-Boson oder um ein skalares SU(2)-Singulett handelt. Dazu wäre vor allem die Azimuthalwinkel-Verteilung der "tagging Jets" gut geeignet. Ist diese allerdings nicht eindeutig, so kann auch die Transversalimpuls-Verteilung der Jets zur Bestimmung der Tensorstruktur beitragen.

Anhang A:

Das Programm vbfnlo

Die Berechnungen in Kapitel 5 und 6 wurden mit einem Monte-Carlo-Programm Namens vbfnlo angefertigt. Das Programm ist in der Programmiersprache Fortran geschrieben und liefert Wirkungsquerschnitte, partielle Zerfallsbreiten und ausgewählte Verteilungsfunktionen für die WBF an einem Proton-Proton- oder Proton-Antiproton-Beschleuniger. Sowohl in den Higgs-Zerfällen als auch in der Higgs-Produktion können anomale Kopplungen benutzt werden. Das Programm kann sowohl für LO-Rechnungen als auch für NLO-Rechnungen verwendet werden.
In der Datei input.dat können allgemeine Angaben zum gewünschten Prozess gemacht und die "cuts" festgelegt werden. Die Datei anom.dat enthält ausschließlich Parameter, die die anomalen Kopplungen betreffen. Die Daten aus diesen beiden Eingabedateien werden in den Subroutinen readinput und readanom eingelesen und zum größten Teil in sogenannten common Blöcken gespeichert. Die Subroutine koppln berechnet daraus dann die Kopplungsstärken, die totalen und partiellen Zerfallsbreiten sowie die Verzweigungsverhältnisse.
Die Matrixelemente werden für einen bestimmten Phasenraumpunkt in dem entry qqhqq für die SM-Kopplungen und dem entry qqhqqa für die anomalen Kopplungen ausgerechnet. Dazu werden die Ströme und Propagatoren direkt numerisch berechnet und, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, zur Streuamplitude kombiniert. Nähere Erläuterungen zu der Methode, die hier zur Berechnung der Matrixelemente verwendet wurde, finden sich bei Zeppenfeld und Hagiwara [17].

A.1 Einführung in das Programm vbfnlo

Zur Eingabe verschiedener Parameter stellt das Programm zwei Eingabedateien zur Verfügung, nämlich input.dat und anom.dat.

A.1.1 input.dat

Für einen typischen Satz von Parametern sieht die Datei input.dat folgendermaßen aus:

```
----------------------- switch for anomalous couplings
.true. ! lanom; off (=.false.) or on (=.true.) i.e. read from anom.dat
```

```
----------------------- switch for LesHouches interface
----------------------- only for LO implemented
.false. ! LesHouches; off (=.false.) or on (=.true.) i.e.produce file of
unweighted events
----------------------- set run parameters:
106 ! process number 10X, X = 2 for Z, 3,4 for W+-, 6 for H
0 ! LO (=0) or NLO (=1) calculation
2 ! minimum number of final state colored partons
1 1 ! sign1,2 defines collider 1 1 = pp, 1 -1 = ppbar
14000 ! cm energy of hadron collider
9 ! bosdec = 4 for h->tau tau decay, 3 for WW->e-mu+ptmiss decay (see readinput)
170.0 ! Higgs mass
4 4 ! number of iterations1,2 for jj and jjj integration
20 22 ! n2max for those 2 iterations; 2**n2max events are generated
grid2 ! gridname for 2 parton final state
grid3 ! gridname for 3 parton final state
4 32 ! identify pdf: 4,34=CTEQ4M, 4,32=CTEQ4L 3,77=MRST(ht)
2 2 ! ID for scale choices for mu_R and mu_F
1.0 ! scale factor xi for mu_R [alphas5(0.6798*120)=0.12]
1.0 ! scale factor xi for mu_F (not mu**2!!)
plots ! name for topdrawer output file
----------------------- set acceptance cuts:
----------------------- global jet cuts:
2 !select jet algorithm (1=seedless cone,2=kT)
20.0 !min pT to define a jet
4.5 !max |y| to define a jet
5.0 !max pseudorapidity for considered partons (detector edge)
2 !min number of defined jets
0.6 !min cone size, or D-parameter for kT algorithm
0.0 !min jet-lep R separation
----------------------- global lepton cuts
22.5 !max |y| for decay leptons
0.0d0 !min pT for decay leptons
10.0d3 !allowed deviation of ll mass from m_Z (Z only)
0.0d0 !min pT for higgs
----------------------- W cuts
.false. !use pt_miss and mw_trans
0.0 !min_missing_pT
0.0 !min W transverse mass
----------------------- tagging jets
.true. !accept only events which pass tag
p !tagging identification mode (E, p, y)
0.0 !min E for tagging jet
```

```
0.0 !min |y| for tagging jet
4.5 !max |y| for tagging jet
20.0 !min pT for tagging jet 1 (higher-pT)
20.0 !min pT for tagging jet 2 (lower-pT)
0 !min sum tags' transverse E
600.0d0 !min tags dijet mass (GeV)
14d3 !max tags dijet mass (GeV)
.true. ! jets #1 and #2 must have opposite sign rapidity
----------------------- rapidity gap
.true. !accept only events with visible rapidity gap
4.2 !min rapidity gap width
0.6 !min y-dist of leptons from tagging jets
----------------------- veto jet
.false. !accept only events which pass veto
0.0 !min y-dist of veto from tagging jets
3000.0 !max |y| for veto jet
0.0 !min pT for veto jet
```

Möchte man das Programm mit anomalen Kopplungen benutzen, so muss man in der Datei input.dat die logische Variable `lanom` auf `.true.` setzen. Das bewirkt, dass die Daten aus anom.dat für die anomalen Kopplungen benutzt werden. Der Parameter `LesHouches` betrifft die Les Houches Schnittstelle und wird im Anhang A.2 näher erläutert. Es folgt ein Block von Parametern, in dem man den gewünschten Prozess angeben kann und wählen kann, ob man eine Rechnung in führender Ordnung, also LO, oder höherer Ordnung, also NLO, durchführen möchte. Außerdem können verschiedene Angaben zu der Art des Beschleunigers und der Schwerpunktsenergie gemacht werden. Der Parameter `bosdec` gibt an, ob und in welche Zerfallsprodukte das Higgs-Boson zerfallen soll. Es gilt dabei folgende Zuordnung:

`bosdec`	Zerfallsmodus	`nv`
1	$H \to \gamma\gamma$	2
2	$H \to ZZ$	4
3	$H \to WW$	4
4	$H \to \tau\tau$	2
5	$H \to b\bar{b}$	2
sonst	Totale Higgs-Produktion	2

Im Programm gilt die Annahme, dass die Z- und W-Bosonen in vier Leptonen weiter zerfallen. Deshalb muss die Anzahl der Zerfallsprodukte im Endzustand auf 4 gesetzt werden. Dies geschieht durch Verändern des Parameters `nv` in global.inc.

Als nächster Parameter folgt die Higgs-Masse und anschließend einige Daten, die die Anzahl der Durchläufe und die Namensgebung der “grids” betreffen. Die Auswahl der PDFs ist nur notwendig, wenn in mainwbf_hist.f in der Subroutine pdfpinit die logische Variable `pdflib = .true.` ist. Andernfalls wird CTEQ6L1 bzw. CTEQ6M für LO bzw. NLO Rechnungen verwendet. Mit den nächsten beiden Parametern, die in input.dat aufgeführt sind, kann die Faktorisierungs- und die Renormierungsskala `mu_R` und `mu_F` definiert werden. Diese beiden Parameter sind in scales.inc in einem common Block `/cscales/` unter den Namen `id_mur` und `id_muf` abgespeichert. Dabei gilt:

`id_mur` / `id_muf`	Renormierungs- / Faktorisierungsskala
1	konstant, $\mu_R = \mu_F = \xi m_H$
2	Impulsübertrag der W/Z-Bosonen
3	Minimaler Transversalimpuls der Jets
4	Geometrisches Mittel der Impulsüberträge von W/Z-Boson

Die Renormierungs- und Faktorisierungsskalen werden in kinematics.f in der Subroutine calc_qsq berechnet und mit den Faktoren `xir` und `xif` multipliziert, die ebenfalls in input.dat festgelegt werden können.
Die verbleibenden Parameter in input.dat dienen zur Beschreibung der "cuts", die angelegt werden sollen und erklären sich weitestgehend selbst.

A.1.2 anom.dat

Die Datei anom.dat dient zur Festlegung der anomalen Kopplungen. Sie sieht wie folgt aus:

```
----------------- set anomalous couplings
----------------- set form factor
.false. ! lff form factor on(=.true.) or off(=.false.)
100.0d0 ! mff mass scale for new physics (only relevant for lff=.true.)
2 ! ffac=1: m^2/(q1^2-m^2)*m^2/(q2^2-m^2), ffac=2: C0(m,q1^2,q2^2,mH^2)
----------------- Parametrisation: Phys. Lett. B591, 297
.false. ! switch for this parametrisation; on(=.true.) or off(=.false.)
480.0d0 !lambda5
0.0d0 ! g5e_hww, CP-even
0.0d0 ! g5e_hzz
0.0d0 ! g5e_hgg
0.0d0 ! g5e_hgz
0.0d0 ! g5o_hww, CP-odd
0.0d0 ! g5o_hzz
0.0d0 ! g5o_hgg
0.0d0 ! g5o_hgz
----------------- Parametrisation of the L3-Collaboration
```

```
.true. ! switch for this parametrisation; on(=.true.) or off=(.false.)
0.0d0 ! d, CP-even
-0.18d0 ! d_B
0.0d0 ! Delta_g1_Z
0.0d0 ! Delta_kappa_gamma
0.0d0 ! d, CP-odd
0.0d0 ! d_B
0.0d0 ! kappa_gamma
4 ! hvv1: hzg = 0, hgg = 1, hzz = 2, hww = 3, all = 4
----------------- Parametrisation: Phys. Lett. B318, 155
----------------- (f_BW=0) in (GeV^-2)
.false. ! switch for this parametrisation; on(=.true.) or off(=.false.)
0.0d0 ! f_WW/Lambda^2, CP-even
0.0d0 ! f_BB/Lambda^2
0.0d0 ! f_W/Lambda^2
0.0d0 ! f_B/Lambda^2
0.0d0 ! f_WW/Lambda^2, CP-odd
0.0d0 ! f_BB/Lambda^2
0.0d0 ! f_B/Lambda^2
0 ! hvv2: hzg = 0, hgg = 1, hzz = 2, hww =3, all = 4
----------------- for all Parametrisations
0.0d0 ! factor for SM hVV tensor (sin(alpha-beta) in MSSM)
0.0d0 ! factor multiplying hZgamma and hgammagamma sm loop
```

Zuerst kann mit der logischen Variablen `lff` ausgewählt werden, ob ein Formfaktor benutzt werden soll, also ob die Koeffizienten $a_i(q_1, q_2)$ aus Gleichung (2.3) impulsabhängig oder -unabhängig sein sollen. Als nächstes kann man mit `mff` die Skala auswählen, bei der neue Physik erwartet wird. Anschließend kann, falls `lff` = `.true.` zwischen den beiden Formfaktoren aus Gleichung (6.1) und (6.2) gewählt werden.

Die Parameter in den folgenden drei Abschnitten in anom.dat legen die Stärke der verschiedenen Kopplungen fest. Durch die logischen Variablen zu Beginn jedes der drei Abschnitte wird festgelegt welche Parametrisierung benutzt werden soll. Dabei kann nur eine Parametrisierung pro Durchlauf ausgewählt werden. Der erste der drei Abschnitte bezieht sich auf die Parametrisierung in [9], und wird durch

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}^5_{eff} = {} & \frac{g^{HWW}_{5e}}{\Lambda_{5e}}\, HW^+_{\mu\nu}W^{-\mu\nu} + \frac{g^{HWW}_{5o}}{\Lambda_{5o}}\, H\tilde{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu\nu} + \frac{g^{HZZ}_{5e}}{2\Lambda_{5e}}\, HZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\
& + \frac{g^{HZZ}_{5o}}{2\Lambda_{5o}}\, H\tilde{Z}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \frac{g^{HZ\gamma}_{5e}}{\Lambda_{5e}}\, HA_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \frac{g^{HZ\gamma}_{5o}}{\Lambda_{5o}}\, H\tilde{A}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\
& + \frac{g^{H\gamma\gamma}_{5e}}{2\Lambda_{5e}}\, HA_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + \frac{g^{H\gamma\gamma}_{5o}}{2\Lambda_{5o}}\, H\tilde{A}_{\mu\nu}A^{\mu\nu}
\end{aligned}$$

festgelegt. Bei dieser Parametrisierung kann die Stärke jeder einzelnen HVV-Kopplung durch das Verhältnis der `g5hvv` zu der Skala `lambda5` bestimmt werden. Die zweite zur Wahl stehende Parametrisierung wird von der L3-Kollaboration in [16] benutzt. Zur Festlegung der Stärke der Kopplungen dienen für die CP-geraden Kopplungen die vier Parameter d, d_B, Δg_1^Z und $\Delta\kappa_\gamma$ und für die CP-ungeraden Kopplungen die drei Parameter $\tilde{d}$, $\tilde{d}_B$ und $\tilde{\kappa}_\gamma$ aus Kapitel 2.3.1. Zusätzlich kann ausgewählt werden welche Kopplung überhaupt beitragen soll indem der Parameter `hvv1` ausgewählt wird. Es gilt dabei:

`hvv1`	Kopplung
0	$HZ\gamma$
1	$H\gamma\gamma$
2	HZZ
3	HWW
4	alle

Der dritte Abschnitt verwendet die Vorfaktoren f_i, die in Kapitel 2.3.1 mit den Parametern der L3-Kollaboration in Beziehung gesetzt wurden. Auch hier kann durch einen Parameter `hvv2` zusätzlich festgelegt werden welche Kopplung beitragen soll.
Zum Schluss können in anom.dat noch die Parameter `treefac` und `loopfac` bestimmt werden. Der Parameter `loopfac` wird mit den SM 1-Schleifen-Beiträgen der $H\gamma\gamma$- und $HZ\gamma$-Kopplungen multipliziert. Dies bedeutet, dass diese Beiträge für `loopfac = 0` nicht zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Der Parameter `treefac` wird analog mit den SM-Beiträgen der HZZ- und HWW-Kopplungen multipliziert. Man kann also durch `treefac = 0` die SM-Beiträge zur WBF ausschalten und sich dadurch die Auswirkungen der reinen anomalen Kopplungen anschauen.

A.1.3 Die include-Dateien

Durch die beiden Eingabedateien input.dat und anom.dat kann man einen großen Teil der frei wählbaren Parameter bereits verändern. Sollen noch weitere Veränderungen beispielsweise an den elektroschwachen Parametern vorgenommen werden, so muss man Änderungen in den include-Dateien vornehmen.
In der Datei global.inc zum Beispiel kann, wie schon erwähnt, die Anzahl der Zerfallsteilchen im Endzustand verändert werden. Ein anderer Parameter, der zur Wahl steht ist `nfl`. Die Standardeinstellung für diesen Parameter ist 4. Dies bedeutet, dass 4 Quark-Flavor für die äußeren Partonen benutzt werden. Setzt man nun `nfl = 5`, so wird zusätzlich noch der Fall betrachtet, in dem auch b-Quarks als äußere Quarks für die Prozesse mit neutralen Strömen (NC) $qq' \to qq'H$ auftauchen können. Für die Prozesse mit geladenen Strömen (CC) werden die b-Quarks dennoch nicht berücksichtigt, da dort dann auch t-Quarks auftauchen würden.
Die Daten für die elektroschwachen Parameter sind in koppln.inc gespeichert. Jeweils

drei der elektroschwachen Parameter $m_W, m_Z, G_F, \sin^2\theta_w$ und α sind dabei angegeben und der Rest wird in koppln.f aus diesen Parametern berechnet. Außerdem können in dieser Datei die Top-Quark-Masse und die starke Kopplungskonstante α_s verändert werden.

A.2 Les Houches Schnittstelle

Die Les Houches Schnittstelle kann verwendet werden, indem in der Eingabedatei input.dat die logische Variable `LesHouches = .true.` gesetzt wird. Außerdem muss ein bestimmter Zerfallskanal ausgesucht werden. Die Les Houches Schnittstelle ist nur für LO Prozesse in das Programm implementiert, allerdings kann sie auch für den Fall einer LO Rechnung mit einem zusätzlichen äußeren Gluon verwendet werden.
Die Nummerierung der verschiedenen Teilchensorten hält sich an Referenz [25] und die zu befüllenden common Blöcke halten sich an die Notation aus [18]. In global.inc können die Namen für die unterschiedlichen Dateien geändert werden und außerdem ist hier auch die Anzahl der Teilchen definiert. In hepup.inc sind die common Blöcke `/HEPEUP/` und `/HEPRUP/` aus Referenz [18] sowie die lokalen common Blöcke `/localHEPEUP/` und `/localHEPRUP/` definiert.
Im Folgenden wird die Funktion aller Subroutinen die für die Les Houches Schnittstelle benötigt werden kurz skizziert und ihr Platz im Programm aufgezeigt. Allerdings wird dies nur für den Fall von 2 Jets im Endzustand getan. Analoges gilt dann auch für den Fall mit einem zusätzlichen Gluon im Endzustand. Hier wird allerdings anstatt von m2s_qqzqq.f die Datei m2s_qqZjqq.f benötigt. Die Subroutinen werden in der Reihenfolge erklärt, in der sie auch im Programm vorkommen.

A.2.1 Subroutine initializeHEPRUP

Beim ersten Aufruf der Subroutine m2s_wbfzh wird die Subroutine initializeHEPRUP aufgerufen. Sie initialisiert die Variablen `IDBMUP`, `EBMUP`, `IDWTUP`, `NPRUP`, `LPRUP` und `PDFGUP` aus dem `/HEPRUP/` common Block in hepup.inc. Da sich die Variablen `NUP`, `IDPRUP` und `VTIMUP` des `/HEPEUP/` common Blocks, sowie die Variablen `ISTUP`, `MOTHUP` und `SPINUP` für die äußeren Partonen während des Durchlaufens des Programms nicht mehr ändern, werden auch diese Variablen bereits an dieser Stelle des Programms initialisiert.

A.2.2 Subroutine fillcolorless

Für die Zerfälle des Higgs-Bosons in zwei Photonen, zwei b-Quarks oder zwei taus ist nur ein Zerfallsmodus möglich, da die Zerfallsteilchen in diesem Programm nicht mehr weiter zerfallen. Das heißt in diesen Fällen ist die Anzahl der verschiedenen Zerfälle gleich 1, also `numdecay = 1` und das Higgs-Boson zerfällt in jedem Prozess in die gleichen Teilchen. Der Zerfallsmodus erhält dann immer die Nummer `decayprocess = 1`. In jedem Durchlauf der Subroutine m2s_wbfzh wird die

Subroutine fillcolorless dann mit der Zerfallsprozessnummer, in diesem Fall also 1, aufgerufen. In der Subroutine fillcolorless selbst werden die Eigenschaften der Teilchen, die beim Zerfall des Higgs-Bosons entstehen in dem lokalen common Block `/localHEPEUP/` gespeichert. Es werden also zum Beispiel die verschiedenen Teilchentypen der Zerfallsteilchen des Zerfallsprozesses 1 gespeichert.
Anders sieht das alles für die Zerfälle des Higgs-Bosons in zwei Z- oder W-Bosonen aus. Da die Z- und W-Bosonen in vier Leptonen weiter zerfallen, gibt es in diesen Fällen jeweils neun verschiedene Möglichkeiten für die Zerfälle, also `numdecay = 9` und der Zerfallsprozess wird in jedem Durchlauf durch die Funktion DecayMode zufällig ausgewählt. Beim ersten Aufruf von der Funktion DecayMode wird für alle neun möglichen Zerfälle die Subroutine fillcolorless aufgerufen. Diese speichert dann wiederum für jeden Zerfallsprozess die Eigenschaften der Zerfallsteilchen in dem lokalen common Block `/localHEPEUP/`. Die Zuordnung der Zerfallsprozesse zu `decayprocess` sieht folgendermaßen aus:

`decayprocess`	Zerfall $H \to ZZ \to 4l$	Zerfall $H \to W^+W^- \to 4l$
1	$ZZ \to e^+e^-\ e^+e^-$	$W^+W^- \to e^+\nu_e\ e^-\bar{\nu}_e$
2	$ZZ \to e^+e^-\ \mu^+\mu^-$	$W^+W^- \to e^+\nu_e\ \mu^-\bar{\nu}_\mu$
3	$ZZ \to e^+e^-\ \tau^+\tau^-$	$W^+W^- \to e^+\nu_e\ \tau^-\bar{\nu}_\tau$
4	$ZZ \to \mu^+\mu^-\ e^+e^-$	$W^+W^- \to \mu^+\nu_\mu\ e^-\bar{\nu}_e$
5	$ZZ \to \mu^+\mu^-\ \mu^+\mu^-$	$W^+W^- \to \mu^+\nu_\mu\ \mu^-\bar{\nu}_\mu$
6	$ZZ \to \mu^+\mu^-\ \tau^+\tau^-$	$W^+W^- \to \mu^+\nu_\mu\ \tau^-\bar{\nu}_\tau$
7	$ZZ \to \tau^+\tau^-\ e^+e^-$	$W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\ e^-\bar{\nu}_e$
8	$ZZ \to \tau^+\tau^-\ \mu^+\mu^-$	$W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\ \mu^-\bar{\nu}_\mu$
9	$ZZ \to \tau^+\tau^-\ \tau^+\tau^-$	$W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\ \tau^-\bar{\nu}_\tau$

A.2.3 Subroutine initHEPEUP

Die Subroutine initHEPEUP befüllt den common Block `/HEPEUP/` soweit das zu diesem Zeitpunkt im Programm bereits möglich ist. Das heißt den Variablen `SCALUP`, `AQEDUP` und `AQCDUP` werden die im Programm benutzten Werte zugewiesen und den Variablen `IDUP`, `ISTUP`, `MOTHUP`, `ICOLUP` und `SPINUP` werden die Werte aus demjenigen Zerfallsprozess zugewiesen, der zuletzt ausgewählt wurde. Außerdem wird die Variable `PUP` mit den aktuellen Impulsen für die äußeren Teilchen befüllt. Die Variablen `IDUP` und `ICOLUP` sind bisher für die Partonen noch nicht ausgewählt worden und können in dieser Subroutine noch nicht ihre Werte zugewiesen bekommen.

A.2.4 Subroutine fillcoloredPartons

Für alle möglichen Kombinationen der äußeren Partonen wird aus der Subroutine wbf_zh die Funktion FL_ZH aufgerufen. Diese ruft wiederum die Subroutine fillcoloredPartons auf. In fillcoloredPartons werden die noch fehlenden Angaben zu den äußeren Partonen in dem lokalen common Block `/localHEPEUP/` ergänzt. Die Anzahl der verschiedenen Kombinationen der äußeren Partonen wird in `numcolor` gespeichert. Bei jedem Durchlauf wird dann eine bestimmte Kombination ausgewählt und in der Variablen `colorprocess` gespeichert.

A.2.5 Subroutine writeHEPEUPtable

Die Subroutine writeHEPEUPtable wird nur einmal pro Durchlauf am Ende der Subroutine m2s_wbfzh aufgerufen. Alle Daten, die die verschiedenen Kombinationen der äußeren Partonen betreffen werden in diesem Programmteil aus dem lokalen common Block `/localHEPEUP/` in eine Datei geschrieben, die mit colorlookuptable bezeichnet wird. Ebenso werden alle Daten, die die verschiedenen Zerfälle betreffen in eine Datei, decaylookuptable, geschrieben. Es ist nun nicht mehr notwendig in jedem Durchlauf alle Variablen für die Teilchen zu definieren, sondern es kann einfach angegeben werden welche Nummer `decayprocess` und welche Nummer `colorprocess` in dem ausgewählten Prozess hat.

A.2.6 Subroutine updateHEPEUP

Für jeden Aufruf der Subroutine m2s_wbfzh wird die Subroutine updateHEPEUP aufgerufen. In ihr werden lediglich die noch fehlenden Einträge im common Block `/HEPEUP/` für den aktuellen Wert des Parameters `colorprocess` aus dem lokalen common Block `/localHEPEUP/` ergänzt.

A.2.7 Subroutine unweight

In der letzten Iteration der Integration im Hauptprogramm wird die Subroutine unweight aufgerufen. Dieses Unterprogramm dient dazu, diejenigen Prozesse auszuwählen, deren Gewicht eine bestimmte Mindestgröße nicht unterschreitet. Die beschreibenden Parameter dieser Ereignisse, also `decayprocess`, `colorprocess` und einige mehr werden dann in einer temporären Datei abgespeichert. In dieser Datei stehen am Ende alle Ereignisse mit einem bestimmten Mindestgewicht.

A.2.8 Subroutine eventmake

Ganz am Ende des Programms, nachdem der Wirkungsquerschnitt für den Gesamtprozess bereits berechnet wurde, ruft das Hauptprogramm noch die Subroutine eventmake auf. Wie der Name schon sagt, dient dieses Unterprogramm dazu eine Datei zu erstellen in der alle gesammelten Daten abgespeichert werden, um sie dann später je nach Bedarf wieder in die common Blöcke einzulesen und an ein Partonschauer-Programm wie zum Beispiel Herwig++ weiterzugeben. Der Vorteil, die Daten in einer Datei zu speichern, besteht hauptsächlich darin, dass der Nutzer die Daten unabhängig von der Programmiersprache weiterverwenden kann.

In solch einer Datei werden zuerst allgemeine Daten zum berechneten Prozess angegeben. Das sind im Wesentlichen Angaben zu dem Zerfall des Higgs-Bosons und den anomalen Kopplungen. Anschließend werden die Variablen des `/HEPRUP/` common Blocks in der Reihenfolge wie sie auch im common Block vorkommen ausgegeben. Es folgen die Angaben zu den unterschiedlichen Zerfällen und den verschiedenen Möglichkeiten der äußeren Partonen. Die erste Spalte gibt jeweils an, ob es sich um ein einlaufendes oder auslaufendes Teilchen oder weder noch handelt. In der zweiten Spalte wird festgelegt um was für ein Teilchen es sich handelt. Die 1 steht zum Beispiel für ein d-Quark, die 2 für ein u-Quark u.s.w.. Die 3. und 4. Spalte geben die oder das Mutterteilchen an und die letzten beiden Spalten kennzeichnen die Farbströme. Im Folgenden ist ein Beispiel aufgeführt:

```
------ decay lookup table -------
1 106 2 2 4 ! # different decays, process ID, #jets, nv, #partons
1 7 ! value of decay process, #particles
 1  -5  7  7    0   503
 1   5  7  7  503     0
 2  25  1  2    0     0
------ color lookup table-------
96 106 2 2 4 ! # colorprocesses, process ID, #jets, nv, #partons
1 7 ! value of color process, #particles
 -1  1  0  0  501  0
 -1  1  0  0  502  0
  1  1  1  2  501  0
  1  1  1  2  502  0
2 7 ! value of color process, #particles
 -1  1  0  0  501  0
 -1  2  0  0  502  0
  1  1  1  2  501  0
  1  2  1  2  502  0
```

Nach diesen allgemeinen Angaben folgen in der Datei schließlich die verschiedenen Ereignisse, die in der temporären Datei in unweight abgespeichert wurden.

```
--------- event record ----------
1   7   106   1.16646736   -1.   0.00775614707   0.119999997   33   1
 1   2117.5894  0.000  9.   2
 2  -1165.5542  0.000  9.  -2
 3   352.14958  -281.65075   1942.8582  0.000  9.   1
 4  -171.85182   112.79740  -988.33856  0.000  9.  -1
 5  -121.72102   49.273712  -45.885864  0.000  0.  -5
 6  -58.576742   119.57964   43.401445  0.000  0.   5
```

In der ersten Zeile sind dabei von links nach rechts die Parameter `ievt`, `NUP`, `IDPRUP`, `XWGTUP`, `SCALUP`, `AQEDUP`, `AQCDUP`, `colorprocess` und `decayprocess` aufgeschrieben. Dann folgen die Variablen für die einzelnen Teilchen. Die beiden einlaufenden Partonen haben nur Impulsbeiträge entlang der Strahlachse. Deshalb ist nur dieser Beitrag aufgeführt. Für die anderen Teilchen sind alle drei Impulskomponenten und die Masse ins Quadrat aufgeführt. Die letzten beiden Spalten geben den Spin und die Art des Teilchens an.

Literatur

[1] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. B **565** (2003) 61 [arXiv:hep-ex/0306033].

[2] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *Searching for $H \to \gamma\gamma$ in weak boson fusion at the LHC*, JHEP **9712** (1997) 005 [arXiv:hep-ph/9712271].

[3] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *Observing $H \to W^{(*)}W^{(*)} \to e^{\pm}\mu^{\mp}\not{p}_T$ in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC*, Phys. Rev. D **60** (1999) 113004 [Erratum-ibid. D **61** (2000) 099901] [arXiv:hep-ph/9906218].

[4] N. Kauer, T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *$H \to WW$ as the discovery mode for a light Higgs boson*, Phys. Lett. B **503** (2001) 113 [arXiv:hep-ph/0012351].

[5] T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *Determining the structure of Higgs couplings at the LHC*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 051801 [arXiv:hep-ph/0105325].

[6] W. Buchmuller and D. Wyler, *Effective Lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation*, Nucl. Phys. B **268** (1986) 621.

[7] J. R. Ellis, J. F. Gunion, H. E. Haber, L. Roszkowski and F. Zwirner, *Higgs Bosons in a nonminimal supersymmetric model*, Phys. Rev. D **39** (1989) 844.

[8] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*, Westview Press, Boulder, 1995

[9] T. Figy and D. Zeppenfeld, *QCD corrections to jet correlations in weak boson fusion*, Phys. Lett. B **591**, 297 (2004) [arXiv:hep-ph/0403297].

[10] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski and D. Zeppenfeld, *Low-energy effects of new interactions in the electroweak boson sector*, Phys. Rev. D **48** (1993) 2182.

[11] M. C. Gonzalez-Garcia, *Anomalous Higgs couplings*, Int. J. Mod. Phys. A **14** (1999) 3121 [arXiv:hep-ph/9902321].

[12] O. J. P. Eboli, M. C. Gonzalez-Garcia, S. M. Lietti and S. F. Novaes, *Probing intermediate mass Higgs interactions at the CERN Large Hadron Collider*, Phys. Lett. B **478** (2000) 199 [arXiv:hep-ph/0001030].

[13] B. Zhang, Y. P. Kuang, H. J. He and C. P. Yuan, *Testing anomalous gauge couplings of the Higgs boson via weak-boson scatterings at the LHC*, Phys. Rev. D **67** (2003) 114024 [arXiv:hep-ph/0303048].

[14] J. Erler and P. Langacker, *Electroweak model and constraints on new physics*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1 [arXiv:hep-ph/0407097].

[15] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *A new constraint on a strongly interacting Higgs sector*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 964.

[16] P. Achard *et al.* [L3 Collaboration], *Search for anomalous couplings in the Higgs sector at LEP*, Phys. Lett. B **589** (2004) 89 [arXiv:hep-ex/0403037].

[17] K. Hagiwara and D. Zeppenfeld, *Amplitudes for multiparton processes involving a current at $e^+ e^-$, $e^\pm p$, and hadron colliders*, Nucl. Phys. B **313** (1989) 560.

[18] E. Boos *et al.*, *Generic user process interface for event generators*, arXiv:hep-ph/0109068.

[19] K. Hagiwara, R. Szalapski and D. Zeppenfeld, *Anomalous Higgs boson production and decay*, Phys. Lett. B **318** (1993) 155 [arXiv:hep-ph/9308347].

[20] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa, *Probing the weak boson sector in $e^+ e^- \to W^+ W^-$*, Nucl. Phys. B **282** (1987) 253.

[21] [LEP Collaborations], *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, arXiv:hep-ex/0412015.

[22] S. Schael *et al.* [ALEPH Collaboration], *Improved measurement of the triple gauge-boson couplings γWW and ZWW in $e^+ e^-$ collisions*, Phys. Lett. B **614** (2005) 7.

[23] D. Zeppenfeld, *Higgs couplings at the LHC*, in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, eConf **C010630** (2001) P123 [arXiv:hep-ph/0203123].

[24] G. Passarino and M. J. G. Veltman, *One loop corrections for $e^+ e^-$ annihilation into $\mu^+ \mu^-$ in the Weinberg model*, Nucl. Phys. B **160** (1979) 151.

[25] L. Garren, I. G. Knowles, S. Navas, T. Sjostrand and T. Trippe, *Monte Carlo particle numbering scheme*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.

Danksagung

Als erstes bedanke ich mich ganz herzlich bei Herrn Zeppenfeld für die interessante Themenstellung und die sehr gute Betreuung während der Diplomarbeit.

Herrn Kühn danke ich für die Bereitschaft, das Koreferat zu übernehmen.

Allen Mitgliedern des Instituts für Theoretische Physik möchte ich für die freundliche Atmosphäre und viele hilfreiche Anregungen danken.

Vielen Dank auch an die Systemadministratoren für ihre gute Arbeit und an Co Georg, der mir bei allen technischen Problemen mit Rat und Tat zur Seite stand.

Ein großes Dankeschön auch an die Korrekturleser Christian Trück, Herbert Trück, Co Georg und Jörg Hankele.

Zu guter Letzt bedanke ich mich bei meinen Eltern und meinem Mann für die materielle und seelische Unterstützung während meines gesamten Studiums.