



Karlsruher Institut für Technologie
Campus Süd
Fakultät für Physik

Institut für Theoretische Physik

Diplomarbeit

Anomale Vier-Vektorboson-Kopplungen bei der Produktion von drei Vektorbosonen am LHC

Bastian Feigl

November 2009

Version vom 17. Februar 2010

Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Korreferent: Prof. Dr. J. Kühn

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

Bastian Feigl
Karlsruhe, den 10. November 2009

Als Diplomarbeit anerkannt.

Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld
Karlsruhe, den 10. November 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.1	Überblick	5
2.2	Wechselwirkungen in Eichtheorien	6
2.3	Elektroschwache Wechselwirkungen (Glashow-Salam-Weinberg-Theorie)	7
3	Anomale Kopplungen	9
3.1	Effektive Lagrangedichten	9
3.2	Dimension-8-Operatoren	11
3.3	Feynman-Regeln der anomalen Kopplungen	14
4	Implementierung	17
4.1	Berechnung partonischer Wirkungsquerschnitte mit VBFNLO	17
4.2	Produktion von drei Vektorbosonen in VBFNLO	23
4.3	Implementierung der anomalen Kopplungen	29
4.4	Unitarität und Formfaktoren	37
4.5	Numerische Tests der Implementierung	44
5	Analyse	47
5.1	Betrachtete Prozesse und deren Parameter	47

5.2	Sensitivitätsvergleich der WWW- und WWZ-Produktion	49
5.3	Verteilungen und Phasenraumschnitte	50
5.4	Untersuchung der Viererkopplungen via VVV-Produktion am LHC . .	63
6	Zusammenfassung und Diskussion	71
A	Feynman-Regeln der anomalen Kopplungen	75
B	Parameter	97
B.1	<code>vbfnlo.dat</code> : Standardmodell und prozess-spezifische Parameter	97
B.2	<code>cuts.dat</code> : Phasenraumschnitte an die Endzustandsleptonen	98
B.3	<code>anom_vvvv.dat</code> : Parameter der anomalen Kopplungen	99
B.4	Formfaktor: Skalen in Abhängigkeit der Kopplungsstärken	100
	Literaturverzeichnis	106
	Danksagung	107

KAPITEL 1

Einleitung

Mit dem Start des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN in wenigen Wochen beginnt ein neues spannendes Kapitel in der Teilchenphysik. Mit enormen Schwerpunktsenergien, die deutlich oberhalb den bisher erreichten Energien an Teilchenbeschleunigern liegen, können die letzten fehlenden Bausteine des aktuellen Standardmodells der Elementarteilchenphysik gefunden oder auch ausgeschlossen werden. Experimentellen Tests der letzten Jahrzehnte hat das Standardmodell, welches die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung vereinigt, auf beeindruckende Art und Weise standgehalten. So konnten fast alle Teilchen des Standardmodells, die bei dessen Formulierung noch außerhalb messbarer Energiebereiche lagen, inzwischen entdeckt und ihre Eigenschaften in hoher Präzision vermessen werden. Das einzige Teilchen des Modells, das sich bisher einem experimentellen Nachweis entzogen hat, ist das Higgs-Boson. Dieses skalare Boson spielt einen essenziellen Part in der Beschreibung von Teilchenmassen des Standardmodells. Da mit dem LHC nun ein Beschleuniger bereitsteht, der den erlaubten Massebereich für das Higgsboson abdeckt, steht hier ein wichtiger experimenteller Test bevor, der die Richtung der Modellbildung in der theoretischen Teilchenphysik erheblich beeinflussen wird. Denn falls sich dieses Teilchen nicht manifestiert, oder neue Effekte entdeckt werden, eröffnet dies ein breites Feld für Physik jenseits des Standardmodells.

Neben dem fehlenden Higgsboson gibt es weitere offene Fragen, die darauf hinweisen, dass das Standardmodell keine fundamentale Theorie ist. Als Beispiel sei genannt, dass die vierte grundlegende Kraft, die Gravitation, durch das Standardmodell nicht beschrieben wird. Eine fundamentale Theorie sollte jedoch alle Aspekte der Elementarteilchen beschreiben. Ein weiterer Punkt ist, dass die Massen der Fermionen nur gemessen werden können. Eine Erklärung für die Größe der Fermionmassen, insbesondere für die sehr unterschiedlichen Massen, kann das Standardmodell nicht leisten.

Einige weitere Teile des Standardmodells waren bis jetzt nur schwer experimentell zugänglich, so dass dort noch Effekte neuer Physik gefunden werden können. Im elektroschwachen Teil des Standardmodells, beschrieben durch die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie [1–3], sind einige Kopplungen noch nicht mit hoher Präzision vermessen worden. Nach dieser Theorie wechselwirken die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung mit sich selbst, wobei Dreier- und Vierervertizes möglich sind. Da diese Vektorbosonen jedoch zu den schwersten Teilchen des Standardmodells gehören, ließen sich insbesondere die Viererkopplungen an den bisherigen Beschleunigern nur unzureichend untersuchen. Zudem sind sie sehr instabil und lassen sich nur über ihre Zerfallsprodukte im Detektor nachweisen. Dieser Rückschluss einer Teilchenkonfiguration im Detektor auf den zugrundeliegenden Prozess erschwert die Untersuchung zusätzlich.

Der LHC liefert nun als erster Beschleuniger ausreichend Energie, um den Prozess der Produktion von drei Vektorbosonen, der über deren leptonische Zerfallsprodukte detektiert werden kann, näher zu untersuchen. Hierbei leisten die Viererkopplungen einen großen Beitrag. Damit ist dies eine gute Möglichkeit, zu untersuchen, ob diese Kopplungen Eigenschaften besitzen, wie sie vom Standardmodell vorhergesagt werden. Abweichungen an dieser Stelle würden ein Fenster für Physik jenseits des Standardmodells öffnen.

Geht man nun davon aus, dass das Standardmodell keine fundamentale Theorie ist, so kann man es als Niederenergielimes einer Theorie auffassen, die sich erst oberhalb einer Energieskala Λ in Form neuer Teilchen manifestiert. Allerdings könnte diese Theorie Auswirkungen auf die Wechselwirkungen der Teilchen des Standardmodells auch bei Energien unterhalb Λ haben. Dies kann man dadurch berücksichtigen, dass man der Lagrangedichte des Standardmodells neue Wechselwirkungsterme hinzufügt, die abhängig von der Skala Λ sind. Der Vorteil dieser Herangehensweise mit einer effektiven Lagrangedichte ist, dass man keine Kenntnis über die Struktur der übergeordneten Theorie besitzen muss, um die Auswirkungen auf die Wechselwirkungen bei den Energien des Standardmodells beschreiben zu können.

In dieser Diplomarbeit werden Abweichungen im Vierervertex der elektroschwachen Eichbosonen durch solche zusätzlichen Operatoren untersucht. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Dimension-8-Operatoren, die die üblichen Symmetrien des Standardmodells respektieren und keine Vertizes mit weniger als vier beteiligten Bosonen beeinflussen.

Nach einer kurzen Zusammenfassung des Standardmodells in Kapitel 2 als grundlegende Theorie, mit dem Fokus auf den elektroschwachen Sektor, werden in Kapitel 3 die untersuchten anomalen Kopplungen vorgestellt. Dazu wird zu Beginn das Konzept der effektiven Lagrangedichten erläutert. Die neuen Operatoren müssen wie der Standardmodellteil dessen Eichsymmetrien respektieren und lorentzinvariant sein. Das beschränkt die mögliche Bausteine dieser Operatoren. Die erlaubten und im weiteren Verlauf untersuchten Dimension-8-Operatoren werden in Kapitel 3.2 aufgelistet. Um aus der effektiven Lagrangedichte Regeln zu bekommen, die in ein Simulationsprogramm eingebaut werden können, müssen aus der Lagrangedichte die entsprechenden

Feynman-Regeln abgeleitet werden. Diesem Thema widmet sich der letzte Teil von Kapitel 3.

Die Implementierung der Regeln aus den anomalen Kopplungen in ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm stellt einen wichtigen Teil dieser Diplomarbeit dar. Zu Beginn von Kapitel 4 wird das verwendete Programmpaket VBFNLO vorgestellt. Dabei wird die numerische Berechnung von Integralen mit der Monte-Carlo-Methode kurz zusammengefasst und der allgemeine Programmablauf von VBFNLO erläutert. In Kapitel 4.2 werden die Prozesse zur Produktion von drei Vektorbosonen in diesem Programm beleuchtet. Anschließend wird die eigentliche Implementierung in den FORTRAN-Code von VBFNLO beschrieben. Die Überprüfung der Lorentzinvarianz sowie der Vergleich des Standardmodellteils der neuen und alten Implementierung dienen der Erkennung und Vermeidung möglicher Implementierungsfehler.

Da die Amplituden der neuen Operatoren im Unterschied zum Standardmodell bei hohen Energien ansteigen, führt dies bei genügend hoher Schwerpunktsenergie zur Verletzung der Unitaritätsbedingung und zu beliebig großen Wirkungsquerschnitten. Da dieses Verhalten physikalisch nicht sinnvoll ist, müssen Maßnahmen getroffen werden, um diesen Anstieg zu unterdrücken. In Kapitel 4.4 wird der hierzu implementierte Formfaktor erläutert. Anhand der WW- und WZ-Streuung wird außerdem das unphysikalische Hochenergieverhalten untersucht, da dessen Effekte bei diesen Streuprozessen einfacher zugänglich sind. Aus der VV-Streuung lassen sich auch sinnvolle Parameter für die verwendeten Formfaktoren ableiten.

Interessant sind die phänomenologischen Auswirkungen der anomalen Kopplungen am LHC. Diese werden in Kapitel 5 mit Hilfe des erweiterten VBFNLO untersucht. Zuerst wird die Frage erörtert, bei welchen Prozessen (Produktion von WWZ, WWW oder ZZW mit anschließendem leptonischen Zerfall) man die jeweiligen Operatoren betrachten sollte. Anschließend werden Unterschiede in einigen differenziellen Wirkungsquerschnitten in führender und nächst führender Ordnung der QCD-Korrekturen aufgezeigt. Das Ende dieses Kapitels befasst sich dann damit, wie gut am LHC die einzelnen Operatoren vom Standardmodell unterschieden werden können.

In Kapitel 6 werden die Inhalte der Diplomarbeit abschließend zusammengefasst.

Der Anhang beinhaltet die Feynman-Regeln der betrachteten Dimension-8-Operatoren sowie eine Auflistung der in den Berechnungen verwendeten Parameter, Formfaktoren und Phasenraumschnitte. Außerdem wird der Aufbau der neuen Eingabedatei vorgestellt, mit dem sich die anomalen Kopplungen in VBFNLO steuern lassen.

Das Standardmodell der Teilchenphysik

In der modernen Physik werden alle beobachteten Prozesse in der Natur durch die Wirkung von vier fundamentalen Kräften erklärt: Gravitation, elektromagnetische, starke sowie schwache Wechselwirkung. Zur Beschreibung der letzten drei Kräfte hat sich in den letzten Jahrzehnten eine Quantenfeldtheorie, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM), durchgesetzt.

2.1 Überblick

Neben der Beschreibung von Wechselwirkungen muss eine Elementarteilchentheorie die Konstituenten der Materie beschreiben. Als Materiebausteine beinhaltet das Standardmodell je sechs Quarks und Leptonen, welche in drei Familien mit identischer Struktur unterteilt sind. Die Wechselwirkungen im Standardmodell basieren auf dem Konzept der lokalen Eichinvarianz, wobei eine Kombination von drei Eichgruppen die Gesamtsymmetrie der Theorie bildet:

$$\mathcal{G}_{SM} = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y . \quad (2.1)$$

Die Wechselwirkungen zwischen den fundamentalen Teilchen werden in einer Eichtheorie durch Eichfelder vermittelt, welche den Spin \hbar tragen.

Naive Massenterme der Eichfelder in der Lagrangedichte brechen die Eichinvarianz. Aus diesem Grund werden die Teilchen im Standardmodell zunächst als masselos angenommen. Zur Massengenerierung werden die Symmetrien $SU(2)_L \times U(1)_Y$ durch die Einführung eines zusätzlichen Skalarfeldes, des Higgsfeldes [4–6], spontan gebrochen. Die Austauscheteilchen der gebrochenen Symmetrien erhalten dadurch eine Masse. Auch

für Quarks und Leptonen können Massenterme als Wechselwirkung mit dem Skalarfeld hinzugefügt werden.

Die $SU(3)_c$ -Symmetrie bleibt ungebrochen und ihre Wechselwirkungsteilchen, die Gluonen, bleiben masselos. Sie sind für die starke Wechselwirkung zwischen Teilchen, die eine Quantenzahl „Farbe“ tragen, zuständig. Farbgeladene Teilchen sind dabei die Quarks, sowie die Gluonen selbst. Dieser Teil des Standardmodells wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Den elektroschwachen Sektor des Standardmodells stellt die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie [1–3] dar. In dieser Diplomarbeit liegt der Fokus auf den Austauschteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung, den Vektorbosonen. Aus diesem Grund wird die GSW-Theorie nach einer kurzen Beschreibung von Wechselwirkungen in Eichtheorien etwas ausführlicher vorgestellt.

2.2 Wechselwirkungen in Eichtheorien

In Eichtheorien wird eine Invarianz unter bestimmten lokalen Eichtransformationen der Fermionfelder gefordert:

$$\Psi \rightarrow S \Psi . \quad (2.2)$$

S wird dabei durch eine unitäre Matrix beschrieben.

Um die Invarianz unter diesen Transformationen zu gewährleisten, muss die übliche partielle Ableitung in den Ausdrücken der Lagrangedichte durch die entsprechende kovariante Ableitung ersetzt werden:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu^a T^a . \quad (2.3)$$

Mit A_μ^a werden die Eichfelder eingeführt, welche die Wechselwirkungen mit einer Kopplungskonstante g vermitteln. T^a sind die Generatoren der Eichgruppe.

Diese kovariante Ableitung transformiert sich genau so wie Ψ :

$$D_\mu \Psi \rightarrow S (D_\mu \Psi) . \quad (2.4)$$

Die Transformation der Eichfelder erhält man zu

$$A_\mu^a T^a \rightarrow S(A_\mu^a T^a)S^{-1} + \frac{i}{g} S \partial_\mu S^{-1} . \quad (2.5)$$

Damit erhält man eine eichinvariante Lagrangedichte für masselose Teilchen:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \not{D} \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 . \quad (2.6)$$

Der zweite Term beschreibt die Kinematik der Austauschteilchen. Er ergibt sich aus $F_{\mu\nu} = -i/g [D_\mu, D_\nu]$. Im Fall einer nichtabelschen Eichtheorie, wie der GSW-Theorie, enthält er auch Selbstwechselwirkungen der Austauschteilchen.

2.3 Elektroschwache Wechselwirkungen (Glashow-Salam-Weinberg-Theorie)

Die GSW-Theorie basiert auf der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. $SU(2)_L$ ist dabei die Gruppe des elektroschwachen Isospins mit einem zugehörigen Triplettfeld W_i . Die Hyperladung $Y = 2(Q - I_3)$ ist eine Kombination der elektrischen Ladung und der dritten Komponente des schwachen Isospins und Erzeugende der $U(1)_Y$ -Gruppe mit einem neutralen B -Eichfeld.

In der GSW-Theorie sind die Spin-1/2-Felder der Quarks und Leptonen als linkshändige Isospin-Dubletts und rechtshändige Isospin-Singletts realisiert. Rechtshändige Fermionen nehmen an der schwachen Wechselwirkung nicht teil, was das maximal paritätsverletzende Verhalten der schwachen Wechselwirkung ermöglicht. Die kovariante Ableitung unterscheidet sich deshalb für links- und rechtshändige Fermionen. Sie ergibt sich zu:

$$D_\mu \Psi_L = \left(\partial_\mu + i \frac{g_w}{2} W_\mu^a \sigma^a + i \frac{g_1}{2} B_\mu \right) \Psi_L, \quad (2.7)$$

$$D_\mu \Psi_R = \left(\partial_\mu + i \frac{g_1}{2} B_\mu \right) \Psi_R. \quad (2.8)$$

Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung für masselose Fermionen und Bosonen besteht aus einem Teil $\mathcal{L}_{Eichfelder}$, der die Eichfelder und ihre Selbstwechselwirkungen beinhaltet, sowie aus $\mathcal{L}_{Fermionen}$, in dem die Kopplungen der Fermionen an die Eichbosonen beschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{Eichfelder} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{L}_{Fermionen} = \sum_{Fermionen} (\bar{\Psi}_L i \not{D} \Psi_L + \bar{\Psi}_R i \not{D} \Psi_R). \quad (2.10)$$

$W_{\mu\nu}^a$ und $B_{\mu\nu}$ sind dabei die Feldstärketensoren der Felder W_μ^a beziehungsweise B_μ und entsprechen $F_{\mu\nu}$ aus Gleichung (2.6).

Wie bereits erwähnt, sind Massenterme für Eichbosonen der Form $m_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ nicht invariant unter einer Eichtransformation. Um dennoch massive Bosonen zu erhalten, wurde von Peter Higgs [4–6] ein zusätzliches skalares $SU(2)$ -Dublettfeld Φ postuliert. Aufgrund seiner speziellen Potenzialwahl hat es einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert v , der für eine spontane Symmetriebrechung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Invarianz sorgt. Die Wechselwirkung mit diesem Feld verleiht den Eichbosonen eine Masse. Allerdings bleibt der Grundzustand unter einer $U(1)_{em}$ -Transformation invariant, weshalb ein Austauscheteilchen weiterhin masselos ist. Dieses Teilchen wird mit dem Photon identifiziert. Als „Rest“ des Higgsfeldes nach der elektroschwachen Symmetriebrechung bleibt ein skalares Higgsboson, welches man hofft, am LHC nachweisen zu können.

Die Felder W_μ^a und B_μ nach der Symmetriebrechung entsprechen allerdings nicht den Masseneigenzuständen, die man aus dem Lagrangeterm $(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$ erhält, wenn Φ durch seinen Vakuumerwartungswert v ersetzt wird. Entwickelt man die Vektorbosonen

nach deren Masseneigenzuständen, so erhält man zwei massive, geladene W-Bosonen, ein massives, neutrales Z-Boson und das masselose Photon γ , mit seinem Feld A_μ , gemäß:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2), \quad (2.11)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \quad (2.12)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W. \quad (2.13)$$

Auch Fermion-Massenterme lassen sich mit Hilfe des Higgsfeldes realisieren. Während Terme der Form $-m\bar{\Psi}\Psi$ wegen der L-R-Asymmetrie nicht eichinvariant sind, kann mit einer Yukawa-Kopplung der Fermionen an das Skalarfeld ein gültiger Massenterm $g_f(\bar{\Psi}_R\Psi_L\Phi + h.c.)$ konstruiert werden. Ersetzt man Φ durch dessen Vakuumerwartungswert v , so erhält man Fermionmassen $m_f = \frac{1}{\sqrt{2}}g_f v$. Die für jedes Fermion individuelle Kopplung bestimmt damit dessen Masse. Bei Berücksichtigung mehrerer Fermionengenerationen sind weitere Kopplungsterme zwischen Fermionen verschiedener Generationen möglich. Die Entwicklung nach Masseneigenzuständen führt dann zu einer Mischung der down-artigen Quarks in der Wechselwirkung der Quarks mit den geladenen Eichbosonen W^\pm . Die Mischungsmatrix, die deshalb bei der Kopplung von zwei Quarks an ein geladenes Boson auftritt, heißt CKM-Matrix. Ausgeschrieben steht dies für die Namen N. Cabibbo, der das Konzept der Quarkmischungen für 2 Generationen formuliert hat [7] und M. Kobayashi sowie T. Maskawa, die dieses Konzept auf drei Quarkgenerationen erweitert haben [8].

KAPITEL 3

Anomale Kopplungen

In diesem Kapitel wird zu Beginn kurz das Konzept der Parametrisierung neuer Physik, d.h. Physik jenseits des Standardmodells, durch effektive Lagrangedichten vorgestellt. Anschließend wird die im weiteren Verlauf verwendete Lagrangedichte angegeben. Um aus der effektiven Lagrangedichte konkrete Vorschriften für Produktionsprozesse zu erhalten, müssen für die neuen Operatoren die Feynman-Regeln für Vertizes bestimmt werden. Auf diese Ableitung wird am Ende des Kapitels eingegangen. Die Regeln selbst sind in Anhang A aufgeführt.

3.1 Effektive Lagrangedichten

Um Physik jenseits des Standardmodells zu beschreiben, kann man auf modellbasierende oder modellunabhängige Konzepte setzen. Während der modellbasierte Ansatz zum Beispiel mit dem minimalen supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) verfolgt wird, bietet der Ansatz mit einer effektiven Lagrangedichte nach Buchmüller und Wyler [9] die Möglichkeit, neue Physik modellunabhängig zu beschreiben. Dabei wird von einer neuen Theorie ausgegangen, die sich oberhalb einer Energie Λ manifestiert, wobei Λ größer als die Energieskalen des Standardmodells ist [10]. Die resultierende Lagrangedichte für Energien unterhalb Λ lässt sich wie folgt schreiben:

$$\mathcal{L}_{GT} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{R}_{SM} + \mathcal{R}_{NSM}. \quad (3.1)$$

\mathcal{R}_{SM} beschreibt dabei den Sektor der übergeordneten Theorie, der die Standardmodell-symmetrie besitzt und nur aus Standardmodellbausteinen besteht. \mathcal{R}_{NSM} beinhaltet den „Rest“, also Bereiche mit neuen Symmetrien, neuen Teilchen oder neuen Wechselwirkungen.

Messbare Effekte der neuen Physik unterhalb Λ erwartet man als schwache Korrekturen der Standardmodellwechselwirkungen zwischen den bekannten Teilchen. Eventuelle neue Teilchen sind zu schwer um sie in aktuellen Experimenten zu finden. Deshalb wird im weiteren Verlauf nur auf den Teil \mathcal{R}_{SM} eingegangen.

Da \mathcal{R}_{SM} die selben Symmetrien wie das Standardmodell besitzt, wird davon ausgegangen, dass die elektroschwache Symmetriebrechung \mathcal{L}_{SM} und \mathcal{R}_{SM} gleichermaßen widerfährt. Insbesondere wird also bei diesem Ansatz die Existenz eines standardmodellartigen Higgsbosons gefordert, welches auch in die Wechselwirkungen von \mathcal{R}_{SM} einbezogen wird.

Damit besteht die neue effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{R}_{SM}$ aus allen möglichen Kombinationen der Bestandteile von \mathcal{L}_{SM} . Die Bedingung der Renormierbarkeit wird dabei fallen gelassen. \mathcal{L}_{SM} enthält also den renormierbaren Anteil, der Operatoren mit einer Energiedimension von maximal 4 zulässt. In \mathcal{R}_{SM} sind die Operatoren mit einer höheren Dimension enthalten. Operatoren mit ungerader Dimension, die nur Standardmodellbausteine enthalten, werden aufgrund der geforderten Eichinvarianz ausgeschlossen.

Die Terme in \mathcal{R}_{SM} lassen sich nach ihrer Dimension geordnet als Entwicklung in $\frac{1}{\Lambda}$ schreiben:

$$\mathcal{R}_{SM} = \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}_6 + \frac{1}{\Lambda^4} \mathcal{L}_8 + \frac{1}{\Lambda^6} \mathcal{L}_{10} + \dots \quad (3.2)$$

Die Terme $\frac{1}{\Lambda^n}$ stellen dabei sicher, dass der Beitrag der höherdimensionalen Operatoren zu \mathcal{L}_{eff} die Energiedimension 4 besitzt, wie es für eine dimensionslose Wirkung erforderlich ist. Diese Faktoren kann man den Kopplungskonstanten der neuen Wechselwirkungen zuschlagen, man erhält damit dimensionsbehaftete Kopplungskonstanten.

Die Dimension der neuen Operatoren ist per se nicht eingeschränkt. Die höherdimensionalen Bestandteile \mathcal{L}_d werden allerdings durch die Faktoren $\frac{1}{\Lambda^{d-4}}$ unterdrückt, weshalb nur die ersten Terme dieser Entwicklung eine Rolle spielen.

Die Vier-Vektorboson-Kopplungen bieten sich als vielversprechende Möglichkeit zur Suche nach Physik jenseits des Standardmodells an, da sie bis jetzt kaum untersucht werden konnten. Der LHC bietet nun erstmals ausreichend hohe Energien, um die Viererkopplungen im Rahmen der Produktion von drei Vektorbosonen zu vermessen. Um die anomalen Kopplungen in diesen Sektor einzubeziehen, genügt es sich auf den Bereich der Vektorboson-Selbstkopplungen in den neuen Operatoren zu beschränken.

Die Operatoren in \mathcal{L}_6 modifizieren neben den Vier-Vektorboson-Selbstkopplungen auch Dreierkopplungen auf Baumgraph-Niveau. Da letztere experimentell besser zugänglich sind, untersucht man die Dimension-6-Operatoren bevorzugt anhand der Dreierkopplungen. Dimension-8-Operatoren sind die niedrigstdimensionalen Operatoren, die nur Kopplungen mit vier und mehr Teilchen modifizieren, weshalb der Fokus hier auf den Dimension-8-Operatoren liegt.

Der Aufbau dieser Operatoren wird im nächsten Unterkapitel detailliert vorgestellt.

3.2 Dimension-8-Operatoren

Die in dieser Arbeit untersuchten und in das Monte-Carlo-Programm VBFNLO implementierten Operatoren ergaben sich aus der Forderung, die Vier-Vektorboson-Kopplungen des Standardmodells so zu erweitern, dass Eich- und Lorentzinvarianz sowie die Symmetrien des Standardmodells weiterhin gültig sind. Weiterhin sollen die Dreierkopplungen unberührt bleiben. Für CP-erhaltende Kopplungen mit einem Standardmodell-Higgsdublett stehen die Operatorbausteine

$$D_\mu \Phi, \quad \hat{W}_{\mu\nu} \quad \text{und} \quad \hat{B}_{\mu\nu} \quad (3.3)$$

zur Verfügung.

Die kovariante Ableitung der elektroschwachen Theorie ist gegeben durch

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g_w}{2}W_\mu^a\sigma^a + i\frac{g_1}{2}B_\mu, \quad (3.4)$$

wobei σ^a die bekannten Paulimatrizen und g_w, g_1 die Kopplungskonstanten der $SU(2)$ beziehungsweise $U(1)$ Eichgruppen sind. Daraus erhält man die Feldstärketensoren mit

$$[D_\mu, D_\nu] = \hat{W}_{\mu\nu} + \hat{B}_{\mu\nu} \quad (3.5)$$

zu

$$\hat{W}_{\mu\nu} = i\frac{g_w}{2} \sum_a W_{\mu\nu}^a \sigma^a \quad \text{und} \quad (3.6)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu} = i\frac{g_1}{2} B_{\mu\nu}. \quad (3.7)$$

Das Higgsdublett Φ nimmt in der unitären Eichung die Form

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

an.

Jeder Baustein liefert mindestens 1 Vektorboson, sodass bei Operatoren aus 4 Bausteinen, ergo Dimension 8, keine Vertizes mit weniger als 4 Teilchen modifiziert werden.

Éboli et al. [11] haben eine Liste der aus diesen Bausteinen konstruierbaren CP-geraden Dimension-8-Operatoren erstellt, auf die hier zurückgegriffen wird. Die Operatoren lassen sich in drei Klassen einteilen:

1. Operatoren bestehend aus $D_\mu \Phi$:

$$\mathcal{L}_{S,0} = [(D_\mu \Phi)^\dagger D_\nu \Phi] \times [(D^\mu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi] \quad (3.10)$$

$$\mathcal{L}_{S,1} = [(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi] \times [(D_\nu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi] \quad (3.11)$$

2. Operatoren bestehend aus $D_\mu \Phi$ und den Feldstärketensoren:

$$\mathcal{L}_{M,0} = \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu}] \times [(D_\beta \Phi)^\dagger D^\beta \Phi] \quad (3.12)$$

$$\mathcal{L}_{M,1} = \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\beta}] \times [(D_\beta \Phi)^\dagger D^\mu \Phi] \quad (3.13)$$

$$\mathcal{L}_{M,2} = [\hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu}] \times [(D_\beta \Phi)^\dagger D^\beta \Phi] \quad (3.14)$$

$$\mathcal{L}_{M,3} = [\hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\nu\beta}] \times [(D_\beta \Phi)^\dagger D^\mu \Phi] \quad (3.15)$$

$$\mathcal{L}_{M,4} = [(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} D^\mu \Phi] \times \hat{B}^{\beta\nu} \quad (3.16)$$

$$\mathcal{L}_{M,5} = [(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} D^\nu \Phi] \times \hat{B}^{\beta\mu} \quad (3.17)$$

$$\mathcal{L}_{M,6} = [(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\beta\nu} D^\mu \Phi] \quad (3.18)$$

$$\mathcal{L}_{M,7} = [(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\beta\mu} D^\nu \Phi] \quad (3.19)$$

3. Operatoren bestehend aus den Feldstärketensoren:

$$\mathcal{L}_{T,0} = \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu}] \times \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta}] \quad (3.20)$$

$$\mathcal{L}_{T,1} = \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\nu} \hat{W}^{\mu\beta}] \times \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\beta} \hat{W}^{\alpha\nu}] \quad (3.21)$$

$$\mathcal{L}_{T,2} = \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\mu\beta}] \times \text{Tr} [\hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\nu\alpha}] \quad (3.22)$$

$$\mathcal{L}_{T,3} = \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\mu\beta} \hat{W}^{\nu\alpha}] \times \hat{B}_{\beta\nu} \quad (3.23)$$

$$\mathcal{L}_{T,4} = \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\alpha\mu} \hat{W}^{\beta\nu}] \times \hat{B}_{\beta\nu} \quad (3.24)$$

$$\mathcal{L}_{T,5} = \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu}] \times \hat{B}_{\alpha\beta} \hat{B}^{\alpha\beta} \quad (3.25)$$

$$\mathcal{L}_{T,6} = \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\nu} \hat{W}^{\mu\beta}] \times \hat{B}_{\mu\beta} \hat{B}^{\alpha\nu} \quad (3.26)$$

$$\mathcal{L}_{T,7} = \text{Tr} [\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\mu\beta}] \times \hat{B}_{\beta\nu} \hat{B}^{\nu\alpha} \quad (3.27)$$

$$\mathcal{L}_{T,8} = \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \hat{B}_{\alpha\beta} \hat{B}^{\alpha\beta} \quad (3.28)$$

$$\mathcal{L}_{T,9} = \hat{B}_{\alpha\mu} \hat{B}^{\mu\beta} \hat{B}_{\beta\nu} \hat{B}^{\nu\alpha} \quad (3.29)$$

Aus dieser Liste lassen sich allerdings vier Operatoren ausschließen: Bei $\mathcal{L}_{T,3}$ und $\mathcal{L}_{T,4}$ ist die Spur identisch 0 und $\mathcal{L}_{T,8}$ und $\mathcal{L}_{T,9}$ liefern nur Beiträge zu neutralen Vertizes, welche hier nicht untersucht werden.

Weiterhin wurden noch drei der Dimension-6-Operatoren, die Gegenstand der Diplomarbeit von N. Greiner [12] waren, in die Prozesse der Produktion von drei Vektorbosonen eingebaut:

$$\mathcal{O}_W = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \quad (3.30)$$

$$\mathcal{O}_B = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \quad (3.31)$$

$$\mathcal{O}_{WWW} = \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\rho} \hat{W}_\rho^\mu] \quad (3.32)$$

Die vollständige effektive Lagrangedichte, deren Auswirkungen auf die Produktion von

drei Vektorbosonen in VBFNLO implementiert wurde, ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{eff} &= \mathcal{L}_{SM} \\
&+ \frac{f_{S0}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{S,0} + \frac{f_{S1}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{S,1} \\
&+ \frac{f_{M0}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,0} + \frac{f_{M1}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,1} + \frac{f_{M2}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,2} + \frac{f_{M3}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,3} \\
&+ \frac{f_{M4}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,4} + \frac{f_{M5}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,5} + \frac{f_{M6}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,6} + \frac{f_{M7}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{M,7} \\
&+ \frac{f_{T0}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{T,0} + \frac{f_{T1}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{T,1} + \frac{f_{T2}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{T,2} + \frac{f_{T5}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{T,5} + \frac{f_{T6}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{T,6} + \frac{f_{T7}}{\Lambda^4} \mathcal{L}_{T,7} \\
&+ \frac{f_W}{\Lambda^2} \mathcal{O}_W + \frac{f_B}{\Lambda^2} \mathcal{O}_B + \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_{WWW} .
\end{aligned} \tag{3.33}$$

3.3 Feynman-Regeln der anomalen Kopplungen

Um die Wechselwirkungen durch die Lagrangedichte (3.33) untersuchen zu können, müssen als nächstes die Feynman-Regeln für Vertizes aus den neuen Operatoren in \mathcal{L}_{eff} berechnet werden. Neben Modifikationen an den Standardmodell-Vertizes erzeugen die Operatoren auch noch eine Vielzahl neuer Bosonselbstkopplungen mit bis zu 8 wechselwirkenden Teilchen. Allerdings werden hier nur Prozesse untersucht, die den selben leptonischen Endzustand wie die Produktion von WWW, WWZ und ZZW mit anschließendem leptonischem Zerfall besitzen. Hierbei spielen die meisten dieser Vertizes keine Rolle und müssen nicht berechnet werden. So führen alle Vertizes mit mehr als 4 Wechselwirkungspartnern zu einem Endzustand mit mehr als den 6 Leptonen, die bei der VVV-Produktion auftreten. Ebenso führt ein Vierervertex mit mindestens einem Higgsboson zu 8 oder mehr Leptonen im Endzustand, unter Vernachlässigung eines direkten Zerfalls des Higgsbosons in zwei Leptonen. Dieser Zerfall liefert aufgrund der geringen Leptonmassen nur einen minimalen Beitrag. Vierervertizes mit ausschließlich neutralen Vektorbosonen treten in den Endzuständen dieser Produktionsprozesse ebenfalls nicht auf, so dass für die Dimension-8-Operatoren nur die Beiträge zu den Standardmodellvertizes

$$W^+W^-W^+W^-, W^+W^-ZZ, W^+W^-Z\gamma \text{ und } WW\gamma\gamma$$

berechnet werden müssen. Die Dimension-6-Operatoren modifizieren außerdem noch die hier auftretenden Dreiervertizes

$$W^+W^-Z, W^+W^-\gamma, W^+W^-H \text{ und } ZZH$$

und erzeugen einen neuen relevanten Vertex

$$\gamma ZH,$$

welcher im Standardmodell aufgrund der Massenproportionalität der Higgskopplung nicht vorkommt.

Um die Feynman-Regeln dann letztlich zu berechnen, gibt es verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit basiert auf der Methode der Pfadintegrale und deren Funktionalableitungen (siehe zum Beispiel [13]). Aus diesem Konzept lassen sich recht einfache Rechenregeln ableiten, um die Feynman-Regeln zu bestimmen [14]. Eine andere Methode basiert auf den Regeln der kanonischen Quantisierung und dem Wick-Theorem. Sie ist ausführlich zum Beispiel in [15] oder [16] beschrieben. Letztere Methode verwendet auch das zur Berechnung der meisten Feynman-Regeln verwendete Mathematica-Paket FeynRules [17]. In dessen Dokumentation wird auch speziell die Berechnung von Vertizes noch einmal kurz erläutert. Um Feynman-Regeln im Impulsraum zu bekommen, werden außerdem zu Beginn in der Lagrangedichte vorkommende Ableitungen ∂_μ durch die entsprechenden Impulse $-ip_\mu$ ersetzt. p_μ sind die Impulse der Teilchen, auf die die Ableitung in der Lagrangedichte wirkt. Die Impulse sind einlaufend gewählt.

Der erste Schritt zur Berechnung der Feynman-Regeln von Hand besteht darin, die Definition der kovarianten Ableitung (3.4) in die Ausdrücke der neuen Operatoren in

(3.33) einzusetzen. Anschließend schreibt man die Feldstärketensoren mit Hilfe von (3.6) und (3.7) um, wobei für $W_{\mu\nu}^a$ und $B_{\mu\nu}$ gilt:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_w \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (3.34)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (3.35)$$

Um Regeln für die Wechselwirkungen zwischen den physikalischen Teilchen W^\pm , Z und A zu erhalten, müssen die Felder $W_{\mu\nu}^a$ und $B_{\mu\nu}$ durch deren Felder ausgedrückt werden (siehe Gleichungen (2.11) ff.). Außerdem muss für Φ (3.8) eingesetzt werden, um Terme mit dem Higgsboson beziehungsweise dem Vakuumerwartungswert v zu erhalten.

Nach diesen Umformungen erhält man die Lagrangedichte nun in Feldern der W -, Z -, und Higgsbosonen sowie des Photons. Damit lassen sich mit den oben genannten Methoden die Vertexregeln ausrechnen. Dies wurde für die Operatoren $\mathcal{L}_{S,0}$ und $\mathcal{L}_{S,1}$ mit Hilfe des Wick-Theorems durchgeführt. Außerdem wurden die Regeln für alle Operatoren mit FeynRules berechnet. Zur Überprüfung wurden die per Hand berechneten Ausdrücke mit den mit Hilfe von FeynRules ermittelten verglichen. Die Regeln für die Dimension-6-Operatoren wurden außerdem mit dem Code und der Diplomarbeit von N. Greiner [12] verglichen.

Die Terme der Vertexregeln aus den einzelnen Operatoren sind sehr umfangreich und daher in Anhang A zu finden.

KAPITEL 4

Implementierung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die in Kapitel 3.3 beschriebenen Vertizes in das Programmpaket VBFNLO¹ [18] eingearbeitet. Deshalb werden zunächst die Struktur von VBFNLO und die zugrundeliegenden Techniken erläutert. Anschließend werden die Prozesse zur Produktion von drei Vektorbosonen mit vollständig leptonischem Zerfall (VVV-Produktion) vorgestellt und die Implementierung der anomalen Kopplungen in diese beschrieben. Auf durchgeführte Tests des Codes sowie Probleme im Hochenergieverhalten der anomalen Kopplungen wird am Ende des Kapitels eingegangen.

4.1 Berechnung partonischer Wirkungsquerschnitte mit VBFNLO

VBFNLO ist ein in FORTRAN geschriebenes Programmpaket zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit der Monte-Carlo-Methode in nächst führender Ordnung (next-to-leading order, NLO) auf Partonlevel bei hadronischen Kollisionen. Es wird am ITP in der Arbeitsgruppe von Prof. D. Zeppenfeld entwickelt. Ursprünglich zur Simulation von Vektor-Boson-Fusions-Prozessen geschrieben, sind inzwischen auch die Produktion von zwei oder drei Vektorbosonen sowie die Higgs-Produktion via Gluonfusion implementiert.

Die numerische Integrationsroutine von VBFNLO basiert auf der adaptiven Monte-Carlo-Integration und wird in Kapitel 4.1.1 beschrieben. Anschließend wird der Ablauf einer Berechnung in VBFNLO erläutert.

¹Der Quellcode und die Dokumentation zu VBFNLO sind auf der Seite <http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/~vbfnlweb> zu finden.

4.1.1 Numerische Integration

Zur Berechnung eines Wirkungsquerschnitts für einen Prozess $pp \rightarrow X$ an einem Proton-Proton-Beschleuniger muss folgendes Integral gelöst werden [19]:

$$\sigma = \int dx_1 dx_2 \sum_{\text{Subprozesse}} f_{a_1/p}(x_1) f_{a_2/p}(x_2) \frac{1}{2\hat{s}} \int d\text{LIPS}_{2 \rightarrow n} \Theta(\text{cuts}) \overline{\sum} |\mathcal{M}|^2(a_1 a_2 \rightarrow b_1 \dots b_n). \quad (4.1)$$

Dabei ist $f_{a/p}(x)$ die Partondichtefunktion des Protons, $\sqrt{\hat{s}}$ ist die im jeweiligen partonischen Subprozess verfügbare Schwerpunktsenergie und $d\text{LIPS}$ (Lorentz Invariant Phase Space) bezeichnet das lorentzinvariante Phasenraumelement. $\Theta(\text{cuts})$ steht für Einschränkungen an die Endzustandskonfiguration. Diese Phasenraumschnitte werden zum Beispiel gesetzt, um nicht detektierbare Teile des Phasenraumes auszublenden. $\overline{\sum} |\mathcal{M}|^2$ bezeichnet das Übergangsmatrixelement des jeweiligen Subprozesses, wobei über die verschiedenen Farben und Polarisierungen der einlaufenden Partonen gemittelt wird, während über die entsprechenden Größen der auslaufenden Partonen summiert wird.

Dieses Integral kann nicht analytisch berechnet werden. Zum einen sind die Partondichtefunktionen der einlaufenden Hadronen nur numerisch bekannt, zum anderen ist der Integrand recht komplex und die Dimension des Phasenraumintegrals wächst stark mit der Anzahl der auslaufenden Teilchen an ($d = 3n - 4$ bei n Teilchen). Deshalb kann man den Wirkungsquerschnitt nur numerisch berechnen, wobei hier auf die Monte-Carlo-Integration zurückgegriffen wird. Als Integrationsvolumen wird hierbei ein Hyperwürfel $[0, 1]^d$ verwendet. Dieser Würfel wird dann auf den Phasenraum des zu berechnenden Integrals abgebildet.

Bei der Monte-Carlo-Integration (z.B. [20]) wird der Integrand nicht wie sonst üblich an einem festen Gitter ausgewertet, sondern die Phasenraumpunkte werden durch Zufallszahlen bestimmt. Soll ein d -dimensionales Integral

$$I = \int_{V=[0,1]^d} f(\vec{x}) d^d x \quad (4.2)$$

über dem Integrationsvolumen V berechnet werden, so wählt ein einfacher Monte-Carlo-Algorithmus gleichverteilt Punkte \vec{x} aus V aus. Der Monte-Carlo-Schätzwert des Integrals lautet dann bei einer Stichprobe aus N Punkten

$$I_{MC} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f(\vec{x}_n). \quad (4.3)$$

Nach dem Gesetz der großen Zahlen konvergiert der Schätzwert I_{MC} gegen den exakten Wert des Integrals:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} I_{MC} = I. \quad (4.4)$$

Bei einer endlichen Stichprobengröße N ergibt sich der statistische Fehler der Schätzung zu

$$\frac{\sigma(f)}{N}, \quad (4.5)$$

wobei die Varianz $\sigma^2(f)$ definiert ist als

$$\sigma^2(f) = \int_{V=[0,1]^d} (f(\vec{x}) - I)^2 d^d x . \quad (4.6)$$

Mit steigender Stichprobengröße fällt der Fehler also wie $\frac{1}{\sqrt{N}}$, während er von der Dimension des Integranden unabhängig ist. Diese Tatsache macht die Monte-Carlo-Integration interessant für hochdimensionale Probleme.

Der Ansatzpunkt für Verbesserungen dieses einfachen Monte-Carlo-Verfahrens ist die Abhängigkeit des Fehlers von der Wurzel der Varianz $\sigma^2(f)$ der Funktion f . Eine Möglichkeit die Varianz zu verringern, ist die Anwendung von „Importance Sampling“.

Beim Importance Sampling werden keine gleichverteilten Zufallszahlen generiert, sondern man modelliert eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\vec{x})$, die den Verlauf der Funktion $f(\vec{x})$ möglichst genau abbildet. Es werden also entsprechend mehr Punkte dort gewählt, wo ein großer Beitrag zum Integral geliefert wird. Das Integral wird damit umgeschrieben zu

$$\int f(\vec{x}) d^d x = \int \frac{f(\vec{x})}{p(\vec{x})} dP(\vec{x}), \quad (4.7)$$

wobei $dP(\vec{x}) = p(\vec{x}) d\vec{x}$ und $p(\vec{x})$ die Wahrscheinlichkeitsdichte zur Verteilung $P(\vec{x})$ ist.

Mit einer nach $P(\vec{x})$ verteilten Stichprobe ergibt sich dann der Schätzwert für das Integral zu

$$I_{MC} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{f(\vec{x}_n)}{p(\vec{x}_n)} \quad (4.8)$$

und für den statistischen Fehler ist nun die Varianz von f/p relevant:

$$\frac{1}{N} \sigma\left(\frac{f}{p}\right). \quad (4.9)$$

Bei guter Wahl von p wird der Fehler stark reduziert. In Bereichen, in denen p und f nahe bei Null sind können kleine Spitzen von f allerdings auch stark überhöht in die Integration einfließen.

In VBFNLO kommt eine leicht abgewandelte Version des VEGAS-Algorithmus [21] zum Einsatz. VEGAS ist ein adaptiver Monte-Carlo-Integrator, der Importance Sampling über mehrere Iterationen implementiert: In Iteration 1 startet der Algorithmus mit einer konstanten Wahrscheinlichkeitsdichte, indem der Raum mit einem Gitter in gleichgroße Teilräume zerlegt wird, für die die Integration separat ausgeführt wird. In den weiteren Schritten wird das Gitter entsprechend der Ergebnisse der vorangegangenen Iteration angepasst, was effektiv dem Importance Sampling entspricht. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Wahrscheinlichkeitsdichte nicht bekannt sein muss, sondern sich der Algorithmus selbst an das Problem anpasst.

Im Phasenraumgenerator von VBFNLO, der die Abbildung vom Raum der Zufallszahlen auf die Variablen des Phasenraumes vornimmt, werden deren Wahrscheinlichkeitsverteilungen berücksichtigt, so dass die Verteilung im Zufallszahlenraum möglichst flach

wird. An dieser Stelle findet also ebenfalls ein Importance Sampling statt. Der Nachteil dabei ist, dass die Universalität der Integrationsroutine aufgegeben wird, d.h. der Phasenraumgenerator muss für jeden Prozess spezifisch erstellt werden. Auf die Phasenraumgeneratoren bei der dreifachen Vektorbosonproduktion wird noch in Kapitel 4.2 eingegangen.

4.1.2 Programmablauf

VBFNLO ist ein modular aufgebautes FORTRAN-Paket. Die Auswahl des Prozesses und die Parameter der Berechnung werden in den Dateien `vbfno.dat` und `cuts.dat` festgelegt. Einige Prozesse haben noch weitere Eingabedateien, z.B. für die anomalen Kopplungen.

Im Folgenden werden die Schritte einer Berechnung in führender Ordnung (leading order, LO) kurz zusammengefasst. Die Datei `vbfno_main.F` enthält die Hauptroutine, in der alle Teile der Simulation zentral gesteuert werden.

Zu Beginn werden die Prozessparameter eingelesen und entsprechend der Zufallszahlengenerator, die Integrationsroutine, die Histogrammfunktion und weitere Parameter initialisiert.

Die eigentliche Berechnung läuft dann in zwei verschachtelten Schleifen ab. Die äußere steuert die Iterationen für den adaptiven Monte-Carlo-Algorithmus (siehe Kapitel 4.1.1), die innere zählt die einzelnen Phasenraumpunkte der Integration durch.

In einem Schleifendurchgang wird der mögliche Beitrag eines Phasenraumpunktes zum integrierten Wirkungsquerschnitt berechnet:

1. Die Integrationsroutine liefert ein Array aus Zufallszahlen nebst zugehöriger Gewichte. Die Gewichte ergeben sich aus dem „Importance Sampling“, die Anzahl der Zufallszahlen wird durch die Dimension des Integrals bestimmt.
2. Die Zufallszahlen werden durch die Routine „phasespace“ in die Teilchenimpulse dieses Phasenraumpunktes umgerechnet.
3. Es wird geprüft, ob dieser Phasenraumpunkt innerhalb der Phasenraumschnitte, die in der Datei `cuts.dat` spezifiziert sind, liegt. Ist er außerhalb, wird das Gewicht und der Beitrag dieses Punktes zum Integral auf Null gesetzt. Dies wird an die Integrationsroutine weitergegeben und der Rest dieses Schleifendurchlaufs wird übersprungen.
4. Die Faktorisierungs- und Renormierungsskala für diesen Punkt wird berechnet.
5. Mit dem Aufruf der Funktion „Amplitude“ wird der Matrixelement-Code des Prozesses ausgeführt und das Quadrat der Übergangsamplitude berechnet.
6. Das Ergebnis wird mit dem Phasenraumfaktor, der die Jacobifaktoren aus der Variablentransformation sowie Korrekturen durch die Anpassungen der Wahr-

scheinlichkeitsdichten enthält, multipliziert und zusammen mit dem Gewicht an die Integrationsroutine übergeben.

7. In der letzten VEGAS-Iteration werden die Ereignisse auch noch an die Histogrammfunktion weitergereicht. Diese stellt ein Grundgerüst bereit, mit dem man sich mit wenig Aufwand eigene passende Histogramme programmieren kann. Außerdem können die Events bei LO-Berechnungen im Les-Houches-Accord - Format [22] in eine Datei geschrieben werden.

Die Integrationsroutine summiert die Beiträge der einzelnen Phasenraumpunkte auf und gibt dann den geschätzten Wirkungsquerschnitt sowie den statistischen Fehler der Schätzung aus.

Eine Berechnung in NLO QCD läuft prinzipiell analog ab. Allerdings tragen zu den Korrekturen des Wirkungsquerschnitts in nächst führender Ordnung QCD mehrere Bausteine bei:

$$\Delta\sigma^{NLO} = \int_m d\sigma^V + \int_{m+1} d\sigma^R + \int_m d\sigma^K. \quad (4.10)$$

Die virtuellen Korrekturen beinhalten die Interferenzterme zwischen den QCD Einschleifenkorrekturen (z.B. einen Gluonaustausch zwischen zwei einlaufenden Quarks) und den LO-Matrixelementen². Die reellen Emissionen beinhalten den Anteil des Wirkungsquerschnittes, bei dem ein zusätzliches Parton im Endzustand auftritt. Dieses Teilchen ist entweder ein abgestrahltes Gluon oder ein Quark (falls ein einlaufendes Gluon in ein Quarkpaar zerstrahlt, von dem eines im Endzustand bleibt und das andere an der Kollision teilnimmt). Als dritten Beitrag neben den virtuellen Korrekturen und der reellen Emission gibt es noch endliche kollineare Terme. Diese sind „Reste“ kollinear divergenzen, welche in die Partondichtefunktionen eingearbeitet wurden.

Reelle Emission und virtuelle Korrekturen sind jedoch in 4 Dimensionen jeweils für sich divergent, während die Summe einen definierten endlichen Wert annimmt und somit physikalisch relevant ist. Um die Teile dennoch getrennt berechnen zu können, wird auf die dimensionale Regularisierung in $D = 4 - 2\epsilon$ Dimensionen zurückgegriffen und ein Subtraktionsalgorithmus nach Catani und Seymour verwendet [23, 24].

Die Idee dabei ist, Terme $d\sigma^A$ einzuführen, deren Singularitäten die selbe Struktur haben wie die der reellen Emission. Die Differenz $d\sigma^R - d\sigma^A$ lässt sich damit in vier Dimensionen numerisch integrieren. Damit das Endergebnis unverändert bleibt, müssen die neu eingeführten Terme bei den virtuellen Korrekturen hinzuaddiert werden. Allerdings läuft die Integration der $d\sigma^V$ über einen m -Teilchen-Phasenraum, während $d\sigma^A$ für einen $m + 1$ -Teilchen-Phasenraum konstruiert ist. Um dieses Problem zu beseitigen, muss die Integration der $d\sigma^A$ über den Einteilchenphasenraum, der zu den ϵ -Polen führt, analytisch durchgeführt werden. Die Pole können dann mit denen der virtuellen Korrekturen kombiniert werden und beseitigen so die Divergenzen in $d\sigma^V$. Damit kann auch diese Integration ausgeführt werden. Die kollinearen Restterme können direkt in vier Dimensionen integriert werden.

²Das Quadrat der QCD Einschleifenkorrekturen ist bereits $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$.

Diese drei Teile des Integrals werden nun in VBFNLO getrennt berechnet:

$$\Delta\sigma^{NLO} = \int_m \left[d\sigma^V + \int_1 d\sigma^A \right]_{\epsilon=0} + \int_{m+1} \left[(d\sigma^R)_{\epsilon=0} - (d\sigma^A)_{\epsilon=0} \right] + \int_m d\sigma^K. \quad (4.11)$$

Für die virtuellen Korrekturen wird nur eine VEGAS-Iteration durchgeführt. Verwendet wird das Gitter, welches auch bei der letzten Iteration der LO-Berechnung zum Einsatz kam. Jedoch gibt es je nach berechnetem Produktionsprozess unterschiedliche Topologien bei den virtuellen Korrekturen, die getrennt berechnet werden. Jede dieser Berechnungen durchläuft die selben Schritte wie die letzte Iteration bei der LO-Berechnung, mit jeweils verschiedenem Code für das Matrixelement.

Nach den virtuellen Korrekturen wird noch der Anteil der reellen Emission berechnet. Aufgrund des zusätzlichen Gluons bzw. Quarks im Endzustand ist der Phasenraum verschieden von dem der virtuellen Korrekturen bzw. der LO-Berechnung. VEGAS muss sich deshalb in mehreren Iterationen neu anpassen. Da der Phasenraum mit dem der endlichen kollinearen Terme verwandt ist, werden diese hier mit berechnet. Im Prinzip werden die selben Schritte wie bei der LO-Berechnung durchlaufen.

4.2 Produktion von drei Vektorbosonen in VBFNLO

Die Produktion von drei Vektorbosonen mit vollständig leptonischem Zerfall ist in VBFNLO in nächst führender Ordnung QCD implementiert. Die Produktion von W^+W^-Z und ZZW^\pm wurde von V. Hankele eingebaut und ist in ihrer Doktorarbeit beschrieben [25]. Die Produktion von $W^+W^-W^\pm$ ist das Thema der Diplomarbeit von S. Prestel [26].

Da die Implementierung der anomalen Kopplungen auf dem Code dieser Standardmodell-Produktionsprozesse aufbaut, werden diese hier kurz vorgestellt. Für Details wird auf die Arbeiten [25, 26] verwiesen.

Wie im letzten Unterkapitel erwähnt wurde, läuft die Implementierung eines neuen Prozesses in VBFNLO vor allem auf das Schreiben der Routinen für die Übergangsmatrixelemente und den Phasenraum für den gewünschten Prozess hinaus.

Die Auswahl der richtigen Subroutinen in diesen beiden Funktionen wird über eine Prozessnummer, die für einen Lauf des Programmes in der Datei `vbfno.dat` spezifiziert wird, gewährleistet. Die Produktion von drei Vektorbosonen ist dabei unter folgenden Nummern in VBFNLO verfügbar:

	Prozess	Prozess-ID
W^+W^-Z	$\rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+ + X$	400
ZZW^+	$\rightarrow l_1^- l_1^+ l_2^- l_2^+ \nu_{l_3} l_3^+ + X$	410
ZZW^-	$\rightarrow l_1^- l_1^+ l_2^- l_2^+ l_3^- \bar{\nu}_{l_3} + X$	420
$W^+W^-W^+$	$\rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+ + X$	430
$W^-W^+W^-$	$\rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} \nu_{l_2} l_2^+ l_3^- \bar{\nu}_{l_3} + X$	440

Tabelle 4.1: Prozessnummern der VVV-Produktion

Bei einer Berechnung in führender Ordnung sind diese Prozesse vollständig elektroschwach (Ordnung α_s^0). VBFNLO berücksichtigt dabei alle Feynman-Graphen die zum selben Endzustand gehören, d.h. zum Beispiel für W^+W^-Z wird der elektroschwache Produktionsprozess

$$pp \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+ + X.$$

wie er am LHC auftreten kann, berechnet.

4.2.1 Übergangsmatrixelemente

Das Quadrat des Matrixelements für einen Phasenraumpunkt wird in der Datei `m2s_qqWWW.F` (bzw. `m2s_qqWWZ.F` oder `m2s_qqZZW.F`) berechnet.

Je nach Gesamtladung der Endzustandsteilchen können verschiedene Quarks aus den zwei eingehenden Protonen wechselwirken:

Für $W^+W^-W^+$ und ZZW^+ sind dies $u\bar{d}$ und $\bar{d}u$, für $W^-W^+W^-$ und ZZW^- sind $d\bar{u}$ und $\bar{u}d$ möglich und für W^+W^-Z sind $u\bar{u}$, $\bar{u}u$, $d\bar{d}$ und $\bar{d}d$ gültige Anfangszustände.

Dabei bezeichnet u up-artige Quarks, in diesem Fall up und *charm*. d steht für die

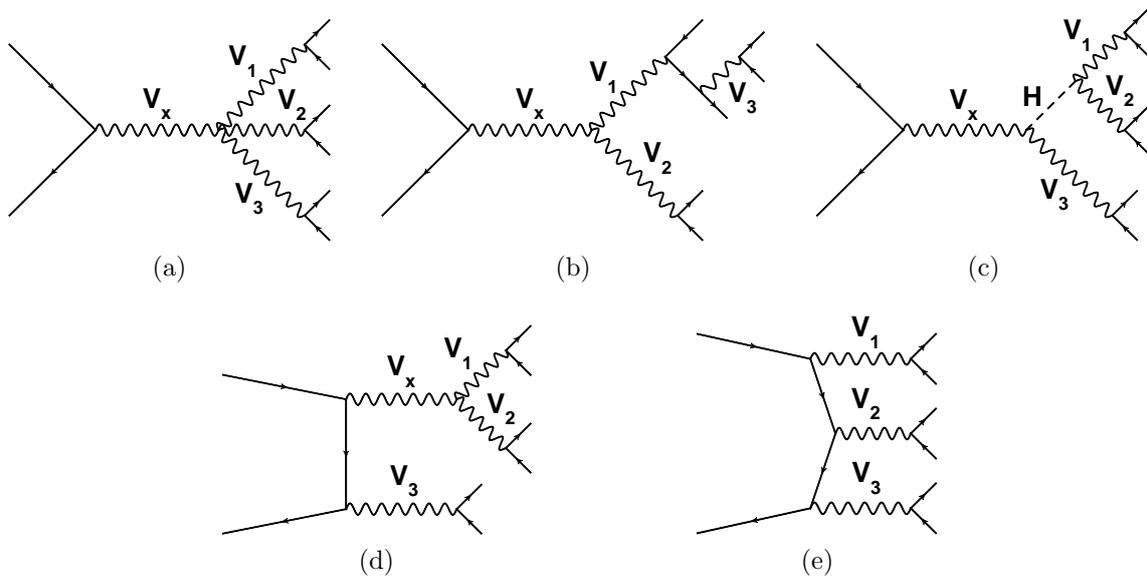


Abbildung 4.1: Beispielfeynman-Graphen für die VVV-Produktion, welche die drei verschiedenen Topologien zeigen.

down-artigen Quarks *down* und *strange*. Die Subprozesse, die sich nur durch den Austausch der beiden Eingangsteilchen unterscheiden, werden dabei von der selben Routine berechnet, nur deren Impuls wird vertauscht. Die Struktur der Matrixelemente der einzelnen Subprozesse innerhalb eines Produktionsprozesses ist identisch, sodass viele Teile wiederverwendet werden können, was die Berechnung erheblich beschleunigt.

Da die einzelnen Subprozesse eine erhebliche Anzahl an Feynman-Graphen beinhalten (85 bei WWW , 180 bei WWZ und 209 bei der ZZW -Produktion in führender Ordnung), wurde die Helizitätsamplitudenmethode [27,28] für die Berechnung der Matrixelemente gewählt.

In Abbildung 4.1 sind Beispiel-Graphen abgebildet, die für alle Prozesse der dreifachen Vektorbosonproduktion bzw. der Produktion von 6 Leptonen charakteristisch sind. Die Feynman-Graphen lassen sich grob in drei Topologien unterteilen, die sich darin unterscheiden, wie die Vektorbosonen von den Quarklinien abgestrahlt werden. Dies ist vor allem für die virtuellen Korrekturen bei der NLO-Rechnung wichtig, da die drei Klassen von Feynman-Graphen unterschiedliche QCD-Einschleifenkorrekturen erfahren.

Bei den Feynman-Graphen der ersten Klasse (u.a. Abbildungen 4.1a - 4.1c) wird nur ein Vektorboson von der Quarklinie abgestrahlt (Z, γ bei der WWZ -Produktion, W^\pm bei der WWW - und ZZW -Produktion). Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind dabei vor allem die Subprozesse, die den Graphen der Abbildung 4.1a entsprechen, interessant. Sie beinhalten die einzigen Viererkopplungen der Vektorbosonen in diesen Prozessen und werden somit von den Dimension-6- und den Dimension-8-Operatoren beeinflusst. Die Dimension-6-Operatoren verändern auch die hier auftretenden Dreierkopplungen sowie die Higgsresonanz in Abbildung 4.1c.

Abbildung 4.1d zeigt einen Graph, der die zweite Topologie repräsentiert. Hier sind zwei Vektorbosonen an die Quarklinie angeschlossen. Eines davon zerfällt direkt leptonisch, während das andere zum Beispiel noch in zwei Vektorbosonen zerfällt. Es treten höchstens Dreierkopplungen auf, weshalb nur die Dimension-6-Operatoren diese Graphen modifizieren.

Die dritte Topologie zeigt Abbildung 4.1e: Alle drei Vektorbosonen werden direkt von der Quarklinie abgestrahlt und zerfallen in ein Leptonpaar. Diese Graphen werden durch die anomalen Vektorboson-Selbstkopplungen nicht verändert.

Um die Berechnung zu beschleunigen, werden wenn möglich Teilergebnisse, die mehrfach benötigt werden, im Vorfeld berechnet und dann an der gewünschten Stelle eingesetzt. Dies funktioniert hervorragend bei den leptonischen Zerfällen der Vektorbosonen. Diese sind unabhängig vom jeweiligen QCD-Teil der verschiedenen Subprozesse und müssen deshalb pro Phasenraumpunkt nur einmal berechnet werden. Diese effektiven Polarisationsvektoren werden dann mit den partonischen Wellenfunktionen kontrahiert. Aufgrund ihrer Indexstruktur werden sie auch leptonische Tensoren genannt.

Die leptonischen Tensoren basieren auf der Verwendung von leicht für VBFNLO modifizierten HELAS-Routinen [29]. Die Aufrufe wurden mit MADGRAPH [30–32] erstellt, einem Programm zur automatischen Code-Generierung für Matrixelemente beliebiger Prozesse. Der Code wurde anschließend für den Aufruf innerhalb von VBFNLO angepasst.

Um die Effekte endlicher Breiten in den Boson-Propagatoren zu behandeln wird auf das „Complex Mass Scheme“ [33,34] zurückgegriffen. Dieses ist in einer modifizierten Version in MADGRAPH und VBFNLO implementiert: Bei den Massentermen der Teilchen mit endlicher Zerfallsbreite wird überall im Matrixelement die Ersetzung $m^2 \rightarrow m^2 - im\Gamma$ vorgenommen, während $\sin\theta_W$ im Unterschied zum vollständigen CMS reell bleibt.

Der Prozess der Erzeugung von drei Vektorbosonen ist in führender Ordnung rein elektroschwach. Die Korrekturen in NLO QCD, mithin Effekte erster Ordnung QCD, wurden von V. Hankele [25] und S. Prestel [26] ebenfalls in VBFNLO integriert. In diesen Prozessen sind die NLO QCD - Korrekturen recht groß, im Standardmodell liegen die K-Faktoren je nach Prozess bei inklusiven Phasenraumschnitten im Bereich 1.5 – 2.1.

Bei der Produktion von drei Vektorbosonen sind je nach Topologie der Matrixelemente verschiedene virtuelle Korrekturen möglich:

- Für Graphen der ersten Topologie aus Abbildung 4.1 existieren nur Vertexkorrekturen (Abbildung 4.2a).
- Bei zwei von der Quarklinie abgestrahlten Bosonen treten zudem noch Korrekturen im Quarkpropagator (Abbildung 4.2b) sowie Vier-Punkt-Schleifen („Boxdiagramme“, Abbildung 4.2c) auf.
- Am aufwendigsten sind die Korrekturen bei drei abgestrahlten Bosonen: Zusätzlich zu den genannten Korrekturen existieren noch Fünf-Punkt-Schleifen, die sogenannten „Pentagons“ (Abbildung 4.2d).

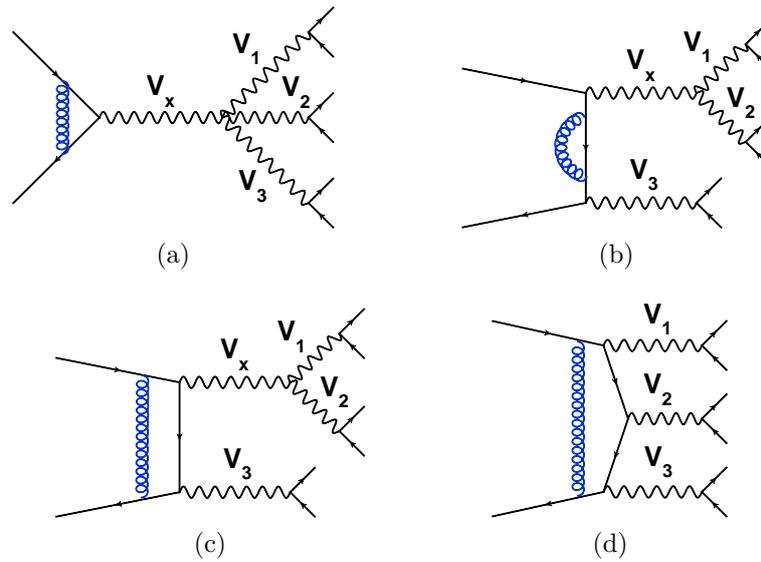


Abbildung 4.2: Beispieldiagramme für die verschiedenen Typen von virtuellen Korrekturen bei der VVV-Produktion.

Die Berechnung der virtuellen Korrekturen erfolgt nun in drei Durchläufen:

1. Die Born-Matrixelemente sowie die Vertexkorrekturen werden berechnet. Da diese proportional zum Born-Matrixelement sind, ergeben sich die Vertexkorrekturen durch Multiplikation des LO-Elementes mit einem Faktor.
2. Die endlichen Beiträge aus den Boxen sowie Beiträge der „Pentagon-Topologie“, die auf Boxdiagramme reduzierbar sind, werden in diesem Durchlauf bestimmt.
3. Zum Schluss werden die nicht reduzierbaren „echten“ Pentagonbeiträge berechnet.

Die singulären Beiträge der verschiedenen Topologien sind dabei identisch und proportional zum Born-Matrixelement. Sie können wie bereits beschrieben mit dem Verfahren von Catani und Seymour eliminiert werden.

In einem letzten Durchlauf werden die reellen Emissionen, also Prozesse mit einem zusätzlichen Jet im Endzustand, berechnet. Für WWZ ist dies der Prozess

$$W^+W^-Zj : \quad pp \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+ j + X$$

in führender Ordnung. Der Jet kommt dabei entweder von einem abgestrahlten Gluon (Abbildung 4.3a) oder von einem Quark im Endzustand, wenn ein Gluon im Anfangszustand vorhanden war (Abbildung 4.3b).

Die dabei auftretenden weichen und kollinearen Divergenzen werden nach Catani und Seymour behandelt. Ansonsten läuft die Berechnung ähnlich zur Berechnung der Born-Matrixelemente ab, insbesondere werden die selben leptonicen Tensoren aufgerufen.

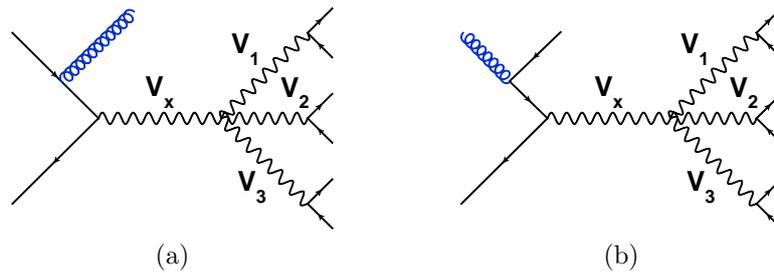


Abbildung 4.3: Mögliche Klassen von Feynman-Diagrammen bei der reellen Emission.

4.2.2 Phasenraumgenerator

Die Integration bei der Produktion von drei Vektorbosonen ist äußerst aufwendig, da es sich um einen Prozess mit sechs Teilchen im Endzustand handelt. Bei Berechnung der NLO-Korrekturen erhöht sich der Berechnungsaufwand noch einmal erheblich, da die Berechnung der Pentagon-Beiträge sehr zeitaufwendig ist und bei der reellen Emission sogar ein 7-Teilchen-Endzustand zu berücksichtigen ist. Um einen möglichst geringen Fehler bei gleichzeitig kleiner Stichprobe zu erhalten, ist ein guter Phasenraumgenerator wichtig. Dieser sollte die Impulse der beteiligten Teilchen mit Wahrscheinlichkeiten erzeugen, die nah an der tatsächlichen Verteilung liegen. Um dies zu erreichen, modelliert man in dieser Routine eine Struktur des Produktionsprozesses, die große Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefert.

WWW - Produktion

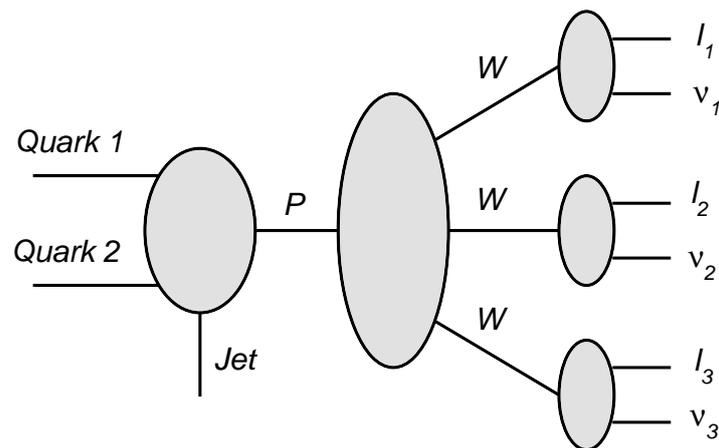


Abbildung 4.4: Struktur des WWW-Phasenraumgenerators

Der Phasenraumgenerator bei der WWW-Produktion erzeugt in drei Schritten einen Phasenraum, der auf die doppelte Higgsresonanz (siehe Abbildung 4.1c) bei der Produktion der drei W-Bosonen zugeschnitten ist.

Im ersten Schritt werden die Impulse der beiden einlaufenden Partonen erzeugt, die zu einem intermediären (nur für die Berechnung des Phasenraumes „vorhandenen“) Teilchen P kombiniert werden. Für die reelle Emission wird hier außerdem der auslaufende Jet erzeugt.

Im zweiten Schritt zerfällt P in die drei W-Bosonen. Dieser Zerfall ist auf die Higgsresonanzen optimiert.

Im letzten Schritt zerfallen die W-Bosonen dann jeweils in ein Lepton und das zugehörige Neutrino. Eine genaue Beschreibung des Generators findet sich in Anhang C der Arbeit von S. Prestel [26].

WWZ / ZZW - Produktion

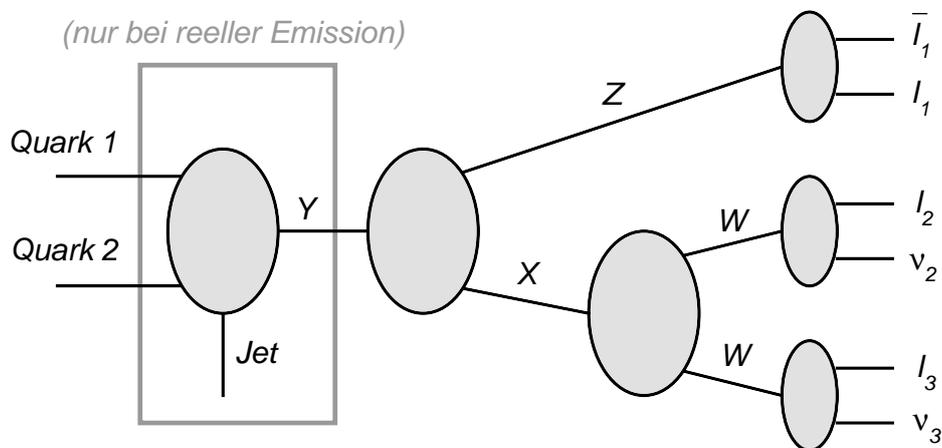


Abbildung 4.5: Struktur des WWZ (ZZW) - Phasenraumgenerators

Der Phasenraum für diese beiden Produktionen wird mit der selben Routine berechnet, jeweils mit vertauschten Rollen der W - und Z -Bosonen.

Bei der WWZ-Produktion wird für die reelle Emission in einem ersten Schritt ein $2 \rightarrow 2$ -Phasenraum für die beiden eingehenden Quarks, den auslaufenden Jet und ein intermediäres Teilchen Y erzeugt. Im nächsten Schritt zerfällt Y in wiederum ein intermediäres Teilchen X und ein Z -Boson. Für den Phasenraum in führender Ordnung und die virtuellen Korrekturen wird im ersten Schritt gleich ein $2 \rightarrow 2$ -Phasenraum mit den einlaufenden Partonen und den auslaufenden Teilchen X und Z erzeugt.

Im nächsten Schritt zerfällt dann das X in ein W^+W^- -Paar. Dieser Zerfall ist auf die Higgsresonanz nach Abbildung 4.1c (mit $V_x = Z$, $V_{1,2} = W$, $V_3 = Z$) optimiert. Zuletzt zerfallen dann die Vektorbosonen ebenfalls wieder leptonisch.

4.3 Implementierung der anomalen Kopplungen

Aufgabe dieser Diplomarbeit war, modifizierte Matrixelemente entsprechend der Feynman-Regeln für die Vektorboson-Selbstkopplungen der Operatoren aus Kapitel 3.2 in die Routinen für die Berechnung der Produktion von drei Vektorbosonen des Monte-Carlo-Simulationsprogramms VBFNLO einzubauen. Aufgrund seiner modularen Struktur ist VBFNLO dafür hervorragend geeignet, da wie in Kapitel 4.2 beschrieben, die leptonischen Zerfälle in die leptonischen Tensoren ausgelagert sind. Alle Teile des Matrixelementes, die Vektorboson-Selbstkopplungen beinhalten, sind in diesen Routinen implementiert. Deshalb müssen, bis auf einige Steuerbefehle und eventuelle Änderungen am Phasenraumgenerator, auch nur diese Funktionen modifiziert werden. Die anderen Teile der Berechnung können direkt vom zugrundeliegenden Prozess übernommen werden. Insbesondere von Vorteil ist es, dass die NLO-Korrekturen automatisch auch für den modifizierten Prozess zur Verfügung stehen.

Die Implementierung erfolgte an folgenden Stellen im Programm:

- In den Dateien `amplitudes/triboson/anomal.F` und `anomal6.F` wurden Routinen für die Vertizes der anomalen Kopplungen geschrieben, die die HELAS-Aufrufe der leptonischen Tensoren ersetzen.
- Die Dateien, in denen die leptonischen Tensoren implementiert sind (`amplitudes/triboson/WWZtowwz.F` usw.), wurden dupliziert und in den Kopien wurden die Aufrufe der ursprünglichen HELAS-Routinen für die Dreier- und Viererkopplungen ersetzt.
- Der Schalter „with_anom“, der schon für die anomalen Kopplungen in der Vektor-Boson-Fusion [12] existiert, wurde auf die VVV-Produktion erweitert. Wenn dieser Schalter gesetzt ist, werden in den Dateien, die die Matrixelementberechnung steuern (`amplitudes/triboson/m2s_qqWWZ.F` usw.), die modifizierten leptonischen Tensoren aufgerufen und somit die anomalen Kopplungen berücksichtigt.
- Die Parameter der anomalen Kopplungen können in der neuen Eingabedatei `anom_vvv.dat` festgelegt werden.
- Die Phasenraumgeneratoren wurden optimiert und an die anomalen Kopplungen angepasst.

4.3.1 Routinen zur Berechnung der anomalen Kopplungen

In den betrachteten Prozessen tauchen 9 HELAS-Routinen [29] für Vektorboson-Selbstkopplungen auf:

```
subroutine wwwwxx(wm1,wp1,wm2,wp2,gwwa,gwwz , vertex)
subroutine w3w3xx(wm,w31,wp,w32,g31,g32, vertex)
```

```

subroutine jw3wxx(w1,w2,w3,g1,g2,vmass,vwidth , jw3w)
subroutine jwwwxx(w1,w2,w3,gwwa,gwwz,vmass,wwidth , jwww)

subroutine vvvxxx(wm,wp,w3,g , vertex)
subroutine jvvxxx(v1,v2,g,vmass,vwidth , jvv)

subroutine vvsxxx(v1,v2,sc,gc , vertex)
subroutine jvsxxx(vc,sc,gc,vmass,vwidth , jvs)
subroutine hvvxxx(v1,v2,gc,smass,swidth , hvv)

```

Die ersten vier Subroutinen berechnen die Vierervertizes der Photonen, W- und Z-Bosonen, die nächsten beiden berechnen deren Dreiervertizes und die letzten drei sind für die Kopplung eines Higgsbosons an zwei W- oder Z-Bosonen zuständig.

Dabei existieren immer zwei Versionen pro Vertex: Die $j\dots(\dots)$ -Routinen geben einen off-shell Skalar- oder Vektorstrom zurück, der aus dem Vertex und einem verbundenen Propagator des Higgs- oder des Vektorbosons besteht. Als übergebene Parameter benötigen diese Routinen die Wellenfunktionen und Impulse der übrigen Teilchen, die Kopplungsstärken sowie Masse und Zerfallsbreite des propagierenden Teilchens. Diese Routinen werden somit im „Mittelteil“ der Berechnung eines Feynman-Graphen verwendet.

Im Unterschied dazu stellen die anderen Funktionen das Ende der Berechnung eines Graphen dar: Sie liefern die Amplitude des Feynman-Graphen zurück, der aus dem entsprechenden Vertex und allen einlaufenden Strömen besteht.

Im Standardmodell unterscheiden sich einige Vertizes ausschließlich durch die auftretenden Kopplungskonstanten (zum Beispiel die Vertizes WWZ und $WW\gamma$, siehe Anhang, Seiten 92, 93). Für die anomalen Kopplungen gilt dies nicht mehr, weshalb für jede mögliche Kombination der Teilchen und jede Möglichkeit, einen Propagator anzufügen eine eigene Funktion vorhanden sein muss. Wenn man sich allerdings darauf beschränkt nur die Produktion von WWZ , ZZW und WWW zu unterstützen, kann man auf die Implementierung einiger Funktionen verzichten:

- Pro Feynman-Diagramm kommt maximal ein Vierervertex vor. Man kann diesen immer an das Ende setzen und somit auf die $jvvvxx$ -Routinen verzichten.
- Ebenso kommen nur wenige Graphen mit Higgs-Bosonen vor, so dass auch hier nicht jede Kombination benötigt wird.

Somit wurden folgende Subroutinen implementiert, die in den Dateien `amplitudes/triboson/anomal.F` und `anomal6.F` liegen. Die Routine `azh_anomal6` ist im Standard-HELAS nicht enthalten, sie ergibt sich durch den neuen Vertex der anomalen Kopplungen.

```

subroutine wwaa_anomal8(wm,a1,wp,a2 , wwaa)
subroutine wwza_anomal8(wm,z,wp,a , wwza)
subroutine wwzz_anomal8(wm,z1,wp,z2 , wwzz)

```

```
subroutine wwww_anomal8(wm1,wp1,wm2,wp2 , wwww)
```

```
subroutine wwa_anomal6(wm,wp,a , vertex)
```

```
subroutine wwz_anomal6(wm,wp,z , vertex)
```

```
subroutine jwpawm_anomal6(a,wm , jvv)
```

```
subroutine jwpzwm_anomal6(z,wm , jvv)
```

```
subroutine jwmwpa_anomal6(wp,a , jvv)
```

```
subroutine jwmwpz_anomal6(wp,z , jvv)
```

```
subroutine jaww_anomal6(wm,wp , jvv)
```

```
subroutine jzww_anomal6(wm,wp , jvv)
```

```
subroutine azh_anomal6(a,z,sc , vertex)
```

```
subroutine zzh_anomal6(v1,v2,sc , vertex)
```

```
subroutine wwh_anomal6(v1,v2,sc , vertex)
```

```
subroutine jhww_anomal6(v1,v2 , hvv)
```

Die Reihenfolge der Argumente ist identisch zu denen der HELAS-Funktionen. Um die neuen Funktionen zu verwenden, muss nur der Funktionsname ersetzt werden, sowie die Parameter der Kopplungen und der Massen und Zerfallsbreiten aus dem Aufruf entfernt werden.

Die eigentliche Implementierung der neuen Vertizes und der Aufbau der neuen Funktionen wird im Folgenden an einer einfachen, kurzen Feynman-Regel

$$-\frac{i}{4} \frac{f_{M2}}{\Lambda^4} g_1^2 g_w^2 s_\theta^2 v^2 g^{\mu\nu} (p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\rho - g^{\rho\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2})$$

aus dem Operator

$$\mathcal{L}_{M,2} = [B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}] \times [(D_\beta \Phi)^\dagger D^\beta \Phi]$$

für den Vertex WWZZ gezeigt.

```
subroutine wwzz_anomal8(wm,z1,wp,z2, wwzz)
```

```
< declarations, decode momenta >
```

```
wwzz = gwwz**2 * ( - 2.0d0*dotcc(wm,wp)*dotcc(z1,z2)
&      + dotcc(wm,z1)*dotcc(wp,z2) + dotcc(wm,z2)*dotcc(wp,z1) )
```

```
if (fm2 .ne. 0) then
  wwzz = wwzz - fm2 * sin2w * g1**2 * wmass**2 * dotcc(wp,wm) *
&  ( dotrc(pz1,z2)*dotrc(pz2,z1) - dotcc(z1,z2)*dotrr(pz1,pz2) )
endif
```

```
< other operators >
```

```
return
end
```

Die Übergabeparameter der neuen Funktionen folgen der Spezifikation in den HELAS-Routinen. Nach den Deklarationen und der Dekodierung der Impulse aus den Argumenten wird zuerst der Standardmodell-Vertex berechnet. Zu diesem wird dann für jeden Operator, für den eine Kopplungskonstante $\neq 0$ eingestellt wurde, dessen entsprechender Beitrag hinzuaddiert. Die Struktur im Code entspricht direkt der Struktur der Regeln wie sie mit FeynRules berechnet wurden, was die Wartung des Codes einfach macht.

Somit stehen mit diesen Funktionen nun Werkzeuge bereit, um die auf HELAS-Code basierenden leptonic Tensoren um anomale Kopplungen zu erweitern.

4.3.2 Modifikation der leptonic Tensoren

In der WWZ-Produktion tauchen 6 verschiedene leptonic Tensoren auf, die nach Endzuständen gruppiert in drei Dateien zu finden sind. Die für diese Diplomarbeit besonders wichtigen Viererkopplungen befinden sich in den Tensoren **atowwz** (Abbildung 4.6a) und **ztowwz** (Abbildung 4.6b). Außerdem werden alle weiteren Graphen die zum selben Endzustand führen (**atowwz**: 52 weitere Graphen, z.B. Abbildung 4.7a; **ztowwz**: 74 weitere Graphen, z.B. Abbildung 4.7b) ebenfalls in diesen Tensoren berücksichtigt.

Datei	Funktion	lept. Tensor
WWZtowwz.F	atowwz	$\gamma \rightarrow \nu_e e^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \tau^- \tau^+$
	ztowwz	$Z \rightarrow \nu_e e^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \tau^- \tau^+$
WWZtoww.F	TRIBOSatoww	$\gamma \rightarrow \nu_e e^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$
	TRIBOSztoww	$Z \rightarrow \nu_e e^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$
WWZtowz.F	wptowz	$W^+ \rightarrow \nu_e e^+ \tau^- \tau^+$
	wmtowz	$W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \tau^- \tau^+$

Tabelle 4.2: Leptonic Tensoren der WWZ-Produktion

Die obigen Routinen wurden in neue Dateien kopiert (**WWZtowwz.F** \rightarrow **WWZtowwz_anomal.F**) und anschließend folgende Anpassungen vorgenommen:

- Die Aufrufe der Dreier- und Vierervertices wurden auf die neuen Funktionen umgeschrieben.
- Aufgrund der neuen γ ZH-Kopplung treten zwei neue Feynmandiagramme auf (Abbildung 4.8), deren Berechnung in den Routinen der leptonic Tensoren hinzugefügt wurde.
- Um die später beschriebenen Formfaktoren einzubauen, muss am Beginn der Funktion die Subroutine **anomal_formfactor_4v(q)** aufgerufen werden, die dann die Kopplungen für den aktuellen Phasenraumpunkt berechnet.

Die Vorgehensweise für die WWW- und ZZW-Produktion war analog hierzu.

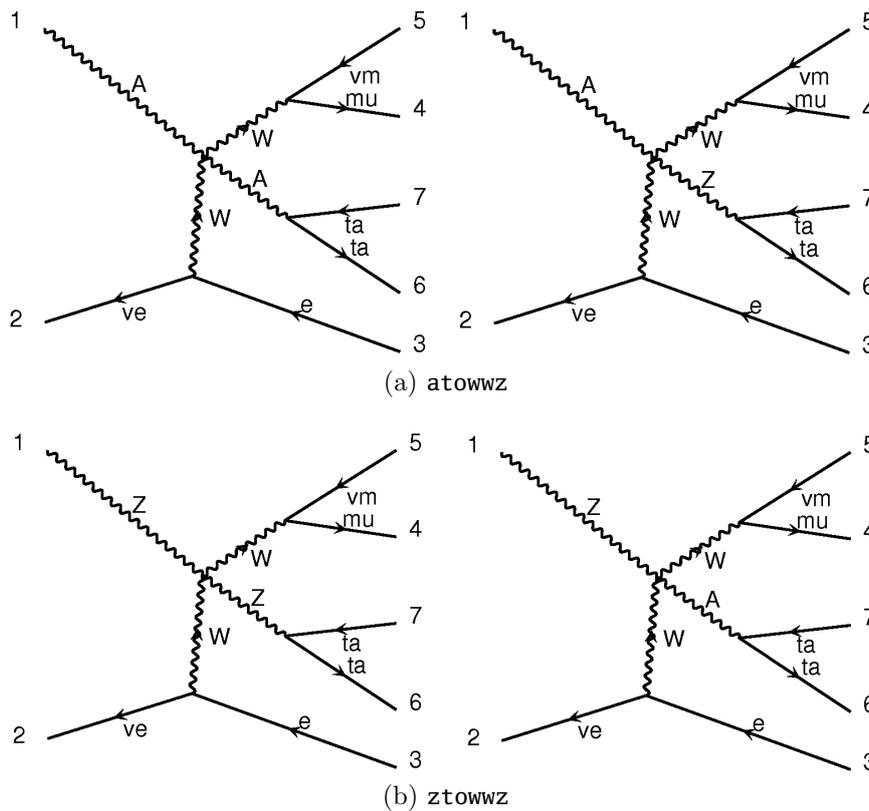


Abbildung 4.6: Feynman-Graphen mit Viererkopplungen in den leptonischen Tensoren `atowwz` und `ztowwz`.

4.3.3 Weitere Änderungen

Die Hauptarbeit der Implementierung war mit der Modifikation der leptonischen Tensoren und den geänderten HELAS-Aufrufen getan. Damit die modifizierten Tensoren auch aufgerufen werden und eine Schnittstelle für den Benutzer von VBFNLO vorhanden ist, waren noch folgende Änderungen nötig:

- Um die Kopplungsstärken für die einzelnen Operatoren einstellen zu können, wurde eine neue Eingabedatei `anom_vvvv.dat` angelegt, in der zudem der Formfaktor gesteuert wird. Der Aufbau dieser Datei wird in Anhang B.3 beschrieben.
- Der bereits für die anderen Prozesse mit anomalen Kopplungen in der Funktion `InitCouplings` vorhandene Schalter musste um die neuen Prozesse erweitert werden. Über den Wert `ANOM_CPL` in der Eingabedatei `vbfno.dat` lassen sich die anomalen Kopplungen aktivieren.

4.3.4 Optimierung des Phasenraumgenerators

Mit den bisher besprochenen Änderungen lassen sich schon Wirkungsquerschnitte mit anomalen Kopplungen berechnen. Allerdings bietet sich mit der Anpassung des Pha-

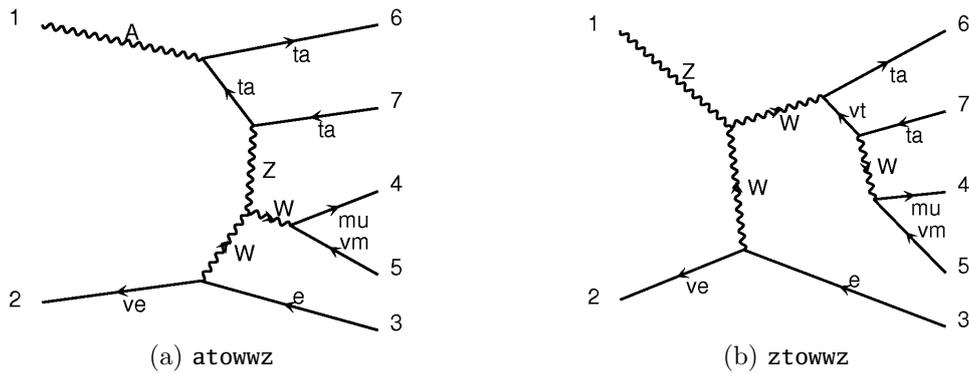


Abbildung 4.7: Beispiele weiterer Feynman-Graphen in den leptonischen Tensoren `atowwz` und `ztowwz`.

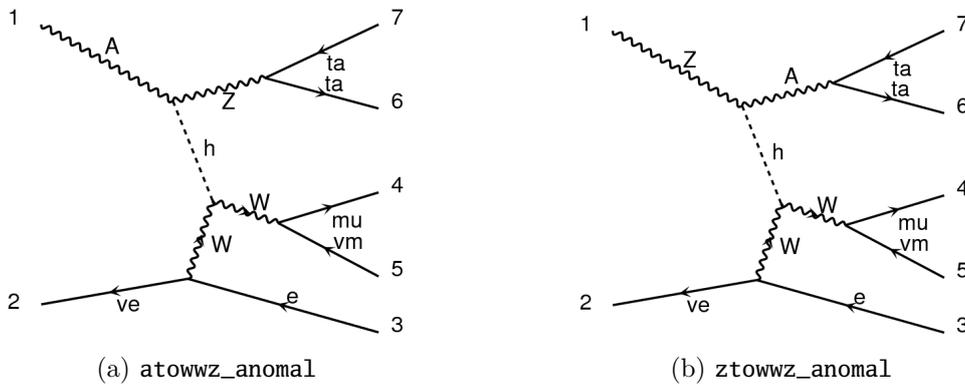


Abbildung 4.8: Neue Feynman-Graphen in den leptonischen Tensoren `atowwz_anomal` und `ztowwz_anomal` aufgrund der γZH -Kopplung.

senraumgenerators an die anomalen Kopplungen eine Möglichkeit, die Effizienz der Integration zu erhöhen. Außerdem traten vereinzelt Fehler auf, die darauf zurückzuführen sind, dass die anomalen Kopplungen bei hohen Energien größere Beiträge liefern als die Standardmodell-Kopplungen. Auf diesen Sachverhalt ist der Phasenraumgenerator nicht eingestellt, was zu fehlerhaften Spitzen in den Plots führt (siehe Abbildung 4.9). Hier tritt genau der in Kapitel 4.1.1 beschriebene Fall ein, dass die geschätzte Wahrscheinlichkeitsdichte gegen Null geht, ohne dass dies für den Wirkungsquerschnitt gilt, was zu einem starken Anwachsen von f/p in diesen Phasenraumbereichen führt. Damit vergrößert sich die Varianz von f/p , was die Qualität der Integration verschlechtert. Wie gut der Phasenraumgenerator die Verteilung approximiert, lässt sich an Plots sehen, bei denen der Wirkungsquerschnitt über den „nackten“ Zufallszahlen des VEGAS-Algorithmus aufgetragen wird. Je geringer hier die Varianz ist, um so besser wird dieses Ziel erreicht.

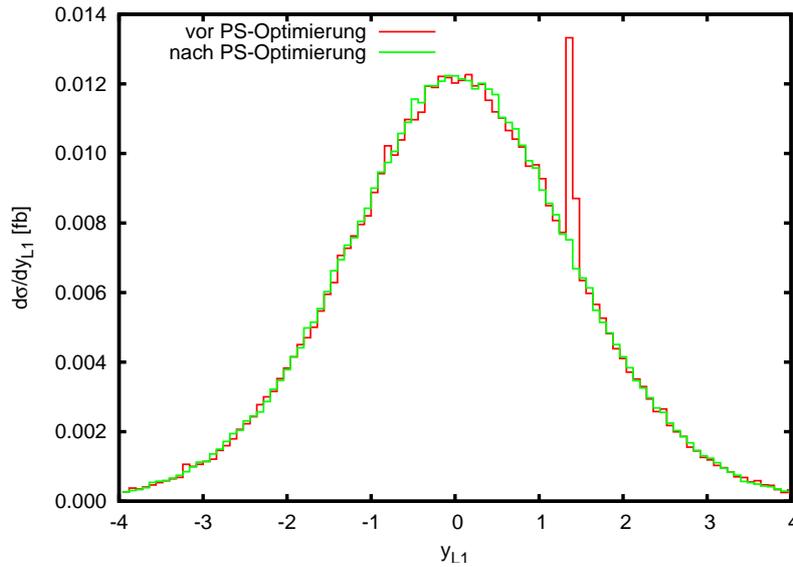


Abbildung 4.9: In Wirkungsquerschnitt-Plots auftretende Peaks aufgrund nicht angepasstem Phasenraumgenerator (WWZ-Produktion, LO, $f_w/\Lambda^2 = 10 \text{ TeV}^{-2}$).

Beim Phasenraum der WWZ-Produktion wurde vor allem die Verteilung beim Zerfall des intermediären Teilchens X angepasst. So wurde die angenommene Wahrscheinlichkeit für eine Higgsresonanz halbiert. Außerdem wurde die invariante Masse von X auf das Maximum des Kontinuums im Plot $d\sigma/dm_{WW}$ (siehe Abbildung 4.11) gesetzt und dessen Zerfallsbreite vergrößert, um die Beiträge bei hohen Energien besser zu berücksichtigen. In Abbildung 4.10 sieht man, dass dies zu einer deutlich verringerten Varianz der Funktion führt.

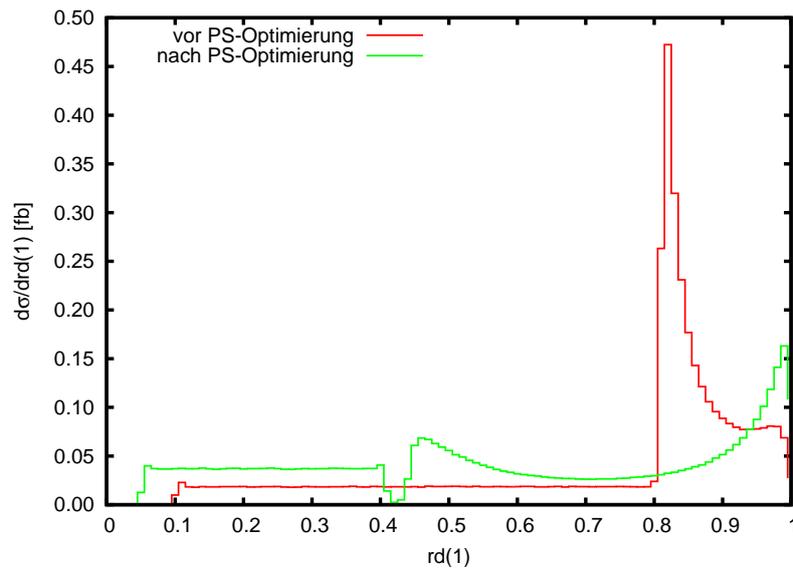


Abbildung 4.10: LO-Wirkungsquerschnitt der WWZ-Produktion, aufgetragen über $rd(1)$, welche den Zerfall $X \rightarrow WW$ steuert ($f_{S0}/\Lambda^4 = 2000 \text{ TeV}^{-4}$).

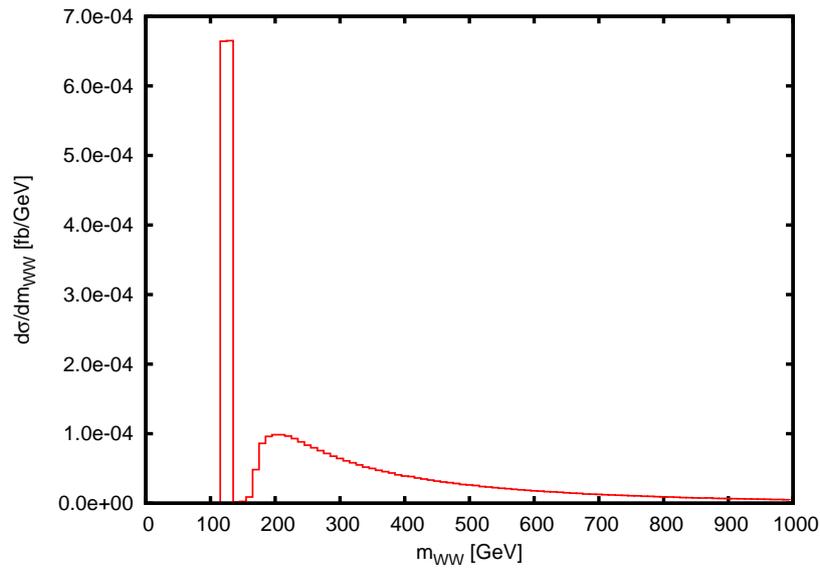


Abbildung 4.11: LO-Wirkungsquerschnitt der WWZ-Produktion, aufgetragen über der invarianten Masse des WW-Paares ($f_{S0}/\Lambda^4 = 2000 \text{ TeV}^{-4}$).

In Abbildung 4.9 erkennt man, dass durch diese Optimierungen der unerwünschte Peak eliminiert werden konnte und der Verlauf auch sonst etwas glatter erscheint.

Beim Phasenraumgenerator für die WWW-Produktion wurde der Zerfall des intermediären Teilchens P in drei W-Bosonen an den selben Stellen angepasst. Auch hier wurden deutliche Verbesserungen erreicht: Die Verteilungen sind deutlich glatter (siehe Abbildung 4.12).

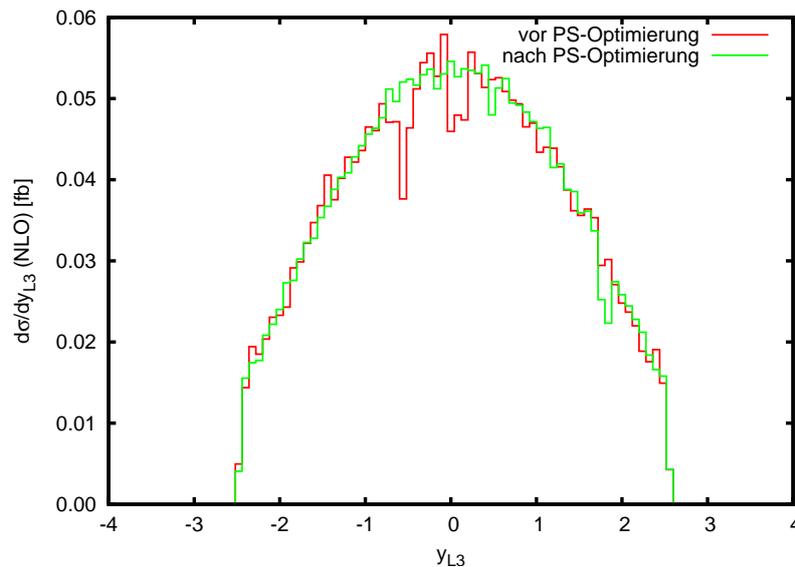


Abbildung 4.12: NLO-Wirkungsquerschnitt der WWW-Produktion, aufgetragen über der Rapidität von Lepton 3. ($f_{S1}/\Lambda^4 = 1000 \text{ TeV}^{-4}$).

4.4 Unitarität und Formfaktoren

Ein Problem, das bei der Einführung der neuen Operatoren auftritt, ist das geänderte Hochenergieverhalten bei den durch diese anomalen Kopplungen beschriebenen Wechselwirkungen. Im Unterschied zum Standardmodell wachsen die Amplituden bei steigender Schwerpunktsenergie an. Damit ergibt sich bei hohen Energien das Problem, dass die Unitarität ³ verletzt werden kann. Diese Theorie kann also ohne Modifikationen die Physik bei hohen Energien nicht korrekt beschreiben.

4.4.1 W^+W^- -Streuung

Standardmodell

Im Standardmodell hat die Streuung longitudinal polarisierter W-Bosonen ein potenziell kritisches Hochenergieverhalten. Der Polarisationsvektor liegt hier für hohe Energien (deutlich größer als deren Masse) nahezu parallel zum Viererimpuls der Bosonen:

$$\epsilon_L^\mu = \frac{p^\mu}{M_W} + \mathcal{O}\left(\frac{M_W}{E}\right) \quad \propto \frac{\sqrt{s}}{M_W} = \frac{E_{cm}}{M_W}. \quad (4.12)$$

Zur WW -Streuung tragen die Feynman-Diagramme aus Abbildung 4.13 bei. Mit den Polarisationsvektoren (4.12) liefert dabei jedes Diagramm einen Beitrag $\propto \frac{s}{M_W^2}$ oder $\propto \frac{s^2}{M_W^4}$. Im Standardmodell löschen sich diese Beiträge allerdings gegenseitig aus, so dass die Amplitude für Energien, die deutlich größer als die Massenskala M_W sind, nicht ansteigt und die Unitarität erhalten bleibt [35].

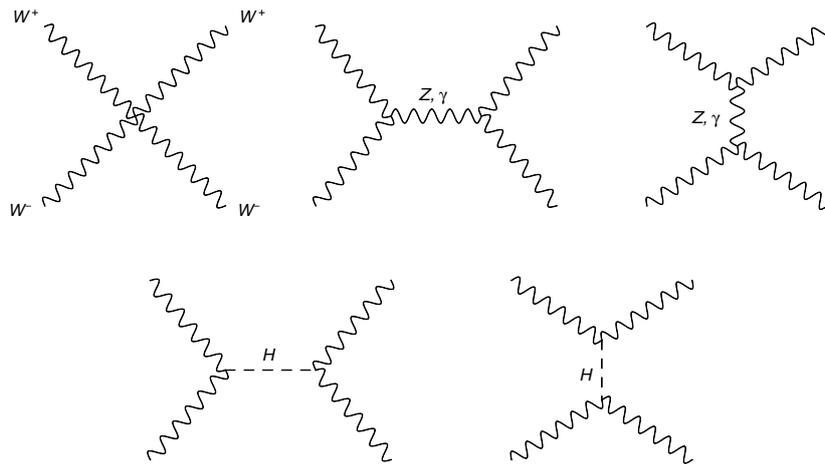


Abbildung 4.13: Zur W^+W^- -Streuung beitragende Feynman-Diagramme.

³Die Unitaritätsbedingung besagt, dass der Wahrscheinlichkeitsstrom erhalten bleiben muss. In diesem Fall hieße deren Verletzung, mehr Teilchen wechselwirken, als eigentlich zur Verfügung stehen.

Anomale Kopplungen

Das Hochenergieverhalten der neuen Operatoren unterscheidet sich von dem des Standardmodells in einigen Punkten. So modifizieren die Dimension-8-Operatoren nur die Viererkopplungen. Damit trägt für die Wechselwirkungen durch die anomalen Kopplungen nur das erste Diagramm bei, weshalb die unitaritätsverletzenden Beiträge in diesem Fall also nicht durch andere Diagramme kompensiert werden können. Weiterhin ist für die Operatoren der anomalen Kopplungen nicht mehr nur die longitudinale Polarisation kritisch. Je nach Operator können verschiedene Polarisationskonfigurationen der ein- und auslaufenden W-Bosonen große Beiträge bei hohen Energien liefern.

Für hohe Energien ist mit einer Verletzung der Unitarität für diese Wechselwirkungen zu rechnen, da zum Beispiel die Amplitude aus dem Operator $\mathcal{L}_{S,0}$ für die Streuung longitudinal polarisierter W-Bosonen einen Beitrag proportional zu E^4 hat, welcher nicht kompensiert werden kann. Dabei erwartet man eine Abhängigkeit der Unitaritätsgrenze von der Kopplungsstärke f_i der anomalen Kopplungen.

4.4.2 Unitaritätsgrenzen der Dimension-8-Operatoren

Um das Hochenergieverhalten des Standardmodells sowie der anomalen Kopplungen bei der WW-Streuung zu untersuchen, bietet die Streutheorie mit der Partialwellenzerlegung geeignete Werkzeuge. Nach [36] ist die Partialwellenzerlegung des T-Matrixelementes durch

$$\langle \theta \phi \lambda_3 \lambda_4 | T(E) | 00 \lambda_1 \lambda_2 \rangle = 16\pi \sum_j (2j+1) \langle \lambda_3 \lambda_4 | T^{(j)}(E) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle e^{i(\lambda-\mu)\phi} d_{\lambda\mu}^j(\theta) \quad (4.13)$$

gegeben (λ_1, λ_2 : Helizitätseigenzustände der einlaufenden Bosonen, λ_3, λ_4 : Helizitätseigenzustände der auslaufenden Bosonen; $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2, \mu = \lambda_3 - \lambda_4$). Mit Hilfe der Vollständigkeit der $d_{\lambda\mu}^j$ -Funktionen ergibt sich die Projektion des Matrixelementes \mathcal{M} auf die Partialwellen zu

$$a_{\lambda\mu}^j = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 d\cos(\theta) \mathcal{M} d_{\lambda\mu}^j(\theta). \quad (4.14)$$

Die Unitaritätsbedingung lautet in diesem Fall, dass für jedes $a_{\lambda\mu}^j$ gelten muss [37]:

$$|\Re(a_{\lambda\mu}^j)| \leq 0.5. \quad (4.15)$$

Beiträge mit kleinem Drehimpuls liefern den größten Beitrag zur Streuamplitude und damit die stärksten Einschränkungen. Da alle betrachteten Operatoren Beiträge mit $j = 0$ liefern, wurde deshalb im weiteren Verlauf nur die nullte Partialwelle betrachtet. $d_{00}^0(\theta)$ ist in diesem Fall das nullte Legendrepolynom $P_0(\cos(\theta)) = 1$.

Um die Projektion der Matrixelemente auf die Partialwellen zu bestimmen, wurde auf ein FORTRAN-Programm für die WW-Streuung von Christoph Englert [38] zurückgegriffen. Dieses nutzt zur Berechnung des Matrixelementes auf HELAS [29] basierenden

von MADGRAPH [32] generierten Code. Damit eignet es sich gut zur Integration der anomalen Kopplungen. Zur Berechnung der Partialwellen wurde die **MadGraph**-Routine so erweitert, dass sich nicht nur $|\mathcal{M}|^2$, sondern auch \mathcal{M} auslesen lässt. Multipliziert mit dem entsprechenden $d_{\lambda\mu}^j$ -Faktor berechnet die **qromb**-Subroutine [39] die θ -Integration.

Wie bereits erwähnt, müssen bei den anomalen Kopplungen nicht nur longitudinal polarisierte W-Bosonen betrachtet werden, sondern alle möglichen Kombinationen. Beiträge zur nullten Partialwelle liefern dabei die Konfigurationen, bei denen die beiden einlaufenden und die beiden auslaufenden Bosonen die selbe Polarisation haben ($\lambda = \mu = 0$). Falls in diesen Fällen keine Beiträge gefunden werden, müssen auch höhere Partialwellen betrachtet werden, was aber bei den Dimension-8-Operatoren für die WW-Streuung nicht vorkam.

In Abbildung 4.14 sind die Projektionen auf die nullte Partialwelle für drei Polarisationskonfigurationen und jeweils 3 Operatoren (Standardmodell, M0, S0) dargestellt. Hier sieht man, dass bei verschiedenen Operatoren verschiedene Polarisierungen ein starkes Gewicht erhalten. Die Bezeichnung der Polarisierungen in der Legende entspricht der Konvention von HELAS [29]: 0 ist die longitudinale Polarisation, ± 1 steht für die transversalen Polarisierungen. Zuerst sind die einlaufenden, anschließend die auslaufenden Bosonen genannt.

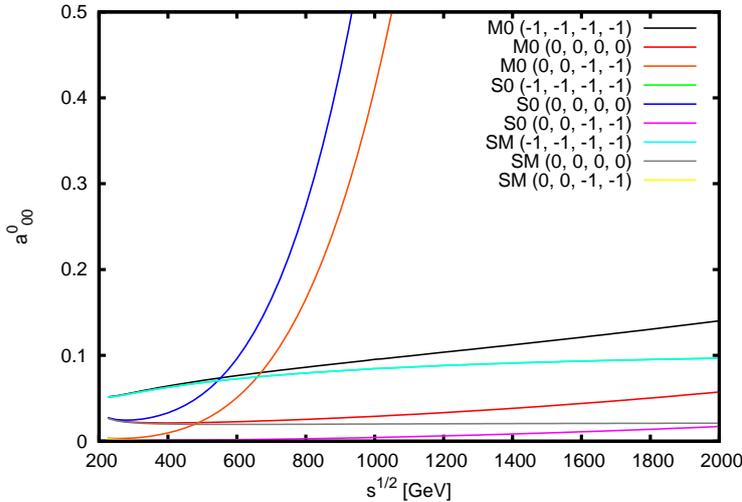


Abbildung 4.14: Beiträge zur nullten Partialwelle bei unterschiedlichen Helizitätszuständen der W-Bosonen für das Standardmodell sowie die Operatoren S0 und M0 bei $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$.

Abbildung 4.15 zeigt für alle betrachteten Operatoren bei einer typischen Wahl der Kopplungskonstanten von $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$ die nullte Partialwelle für die Polarisationskonfiguration, die den größten Beitrag liefert. Alle betrachteten Operatoren der anomalen Kopplungen zeigen ein unitaritätsverletzendes Hochenergieverhalten. Das Kriterium $|\Re(a_{00}^0)| \leq 0.5$ wird je nach Operator bei $850 - 1750 \text{ GeV}$ verletzt. Wie erwartet, steigt auch der Wirkungsquerschnitt entsprechend an (siehe Abbildung 4.17). Die Unitaritätsgrenze ist nicht unabhängig von der Kopplungsstärke, sondern fällt mit steigenden f_i ab (Abbildung 4.16).

Abbildung 4.15: Nullte Partialwelle für verschiedene Operatoren bei $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$; Helizitätszustände der W-Bosonen so gewählt, dass der Beitrag maximal wird.

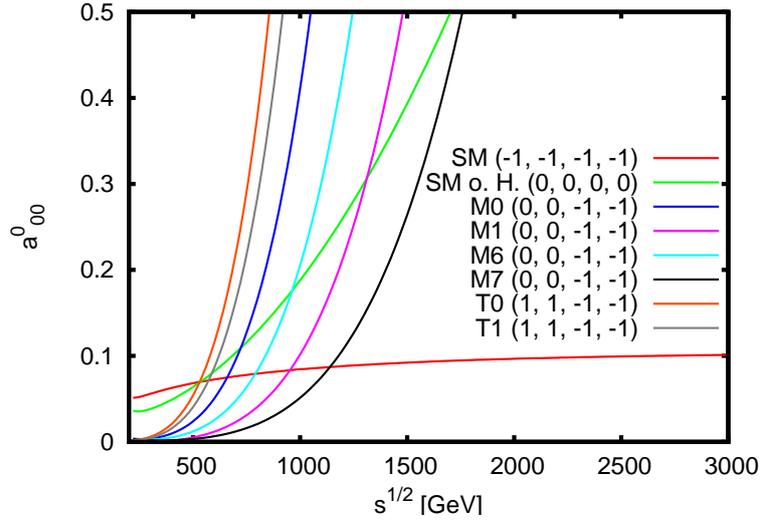
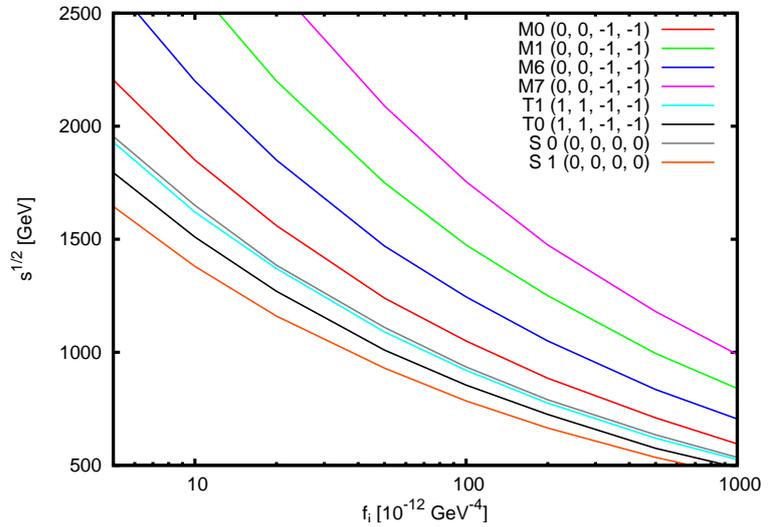


Abbildung 4.16: Unitaritätsgrenze für verschiedene Operatoren in Abhängigkeit des Kopplungsparameters f_i .



Operatoren ohne Beitrag zur WW-Streuung sowie Dimension-6-Operatoren

Die Operatoren $\mathcal{L}_{M,2}$ - $\mathcal{L}_{M,5}$ sowie $\mathcal{L}_{T,5}$ - $\mathcal{L}_{T,7}$ liefern keine Beiträge zum WWWW-Vertex und lassen deshalb auch die WW-Streuung unverändert. Für diese Operatoren wurde deshalb deren Verhalten anhand der WZ-Streuung untersucht, wofür das Programm zur Simulation der WW-Streuung entsprechend modifiziert wurde. Die Unitaritätsschranken aus der WZ-Streuung waren bei allen Operatoren, die auch im WW-Fall einen Beitrag liefern, schwächer als die Schranken aus den Berechnungen zur WW-Streuung. Deshalb wurden für diese Operatoren die Werte aus der WW-Streuung verwendet.

Die Operatoren $\mathcal{L}_{M,4}$, $\mathcal{L}_{M,5}$ und $\mathcal{L}_{T,5}$ - $\mathcal{L}_{T,7}$ liefern Beiträge zur nullten Partialwelle der WZ-Streuung, so dass hier Unitaritätsgrenzen ermittelt werden konnten. Bei den Operatoren $\mathcal{L}_{M,2}$ und $\mathcal{L}_{M,3}$ zeigt die nullte Partialwelle jedoch kein unitaritätsverletzendes Verhalten. Dennoch steigt der Wirkungsquerschnitt für hohe Energien steil bis ins Unendliche an. Hierfür müssen komplizierter zu berechnende höhere Partialwellen verantwortlich sein. Um eine einfache Abschätzung der Unitaritätsgrenze zu erhalten, wurde

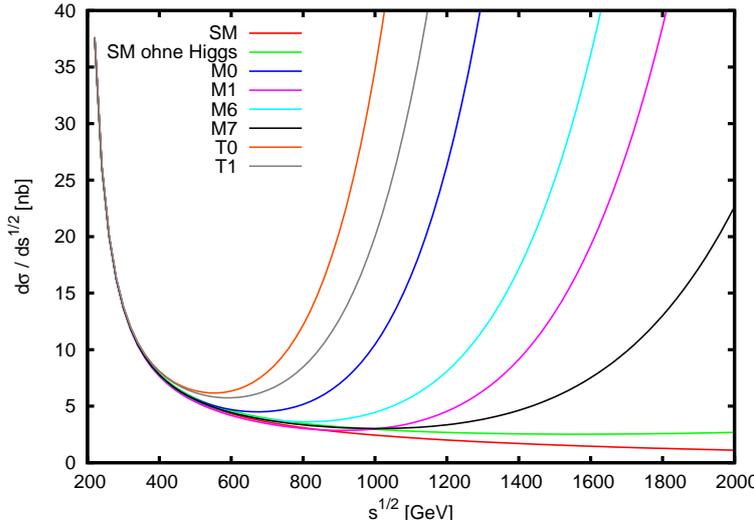


Abbildung 4.17: Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_{cm}$ der WW-Streuung für verschiedene Kopplungen bei $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$. Wegen der auftretenden Singularität beim Photonaustausch im t-Kanal wurde die θ -Integration (Streuwinkel) nur im Bereich $|\cos(\theta)| \leq 0.999$ durchgeführt.

auf Operatoren mit ähnlicher Struktur zurückgegriffen: $\mathcal{L}_{M,2}$ und $\mathcal{L}_{M,3}$ ergeben sich durch den Austausch von zwei \hat{W} durch \hat{B} -Felder, unter Beibehaltung der Tensorstruktur. Deshalb wurde von einem ähnlichen Verhalten ausgegangen, allerdings wurden die unterschiedlichen Kopplungskonstanten durch einen Faktor $(g_1/g_w)^2$ berücksichtigt.

Die Unitaritätsschranken an die anomalen Kopplungen für die Operatoren \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_W und \mathcal{O}_{WWW} lassen sich ebenfalls aus der WW-Streuung ermitteln. Sie befinden sich in ähnlichen Bereichen wie die der restlichen Operatoren.

Die Ergebnisse zeigen, dass das Hochenergieverhalten der anomalen Kopplungen weiterer Aufmerksamkeit bedarf. Um die Unitarität bei hohen Energien wiederherzustellen, kann ein Formfaktor eingebaut werden. Darauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

4.4.3 Formfaktor in der Implementierung der anomalen Kopplungen

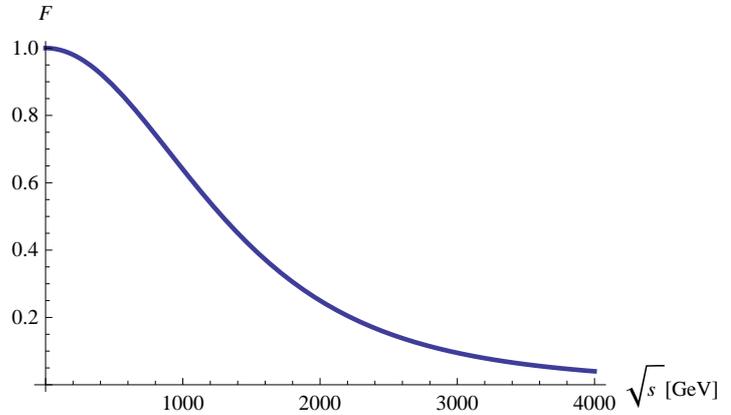
Um die Unitaritätsverletzung bei hohen Energien unterdrücken zu können, lässt sich ein Formfaktor zuschalten. Dieser verhindert ein Anwachsen der Amplituden bei hohen Energien, indem die Kopplungsstärken, abhängig von der Energieskala in den leptonicen Tensoren, abgeschwächt werden. Die Wahl des Formfaktors fiel auf den Ausdruck

$$\mathcal{F} = \frac{1}{\left(1 + \frac{s}{\Lambda_{FF}^2}\right)^n}. \quad (4.16)$$

Λ_{FF} bezeichnet hierbei die Skala, ab der die Kopplungen unterdrückt werden sollen. s steht für die Schwerpunktsenergie, im Falle der leptonicen Tensoren bei der VVV-Produktion ist dies die invariante Masse des einlaufenden Vektorbosons. n ist ein frei wählbarer Parameter. Er sollte allerdings mindestens 2 betragen, damit die Amplituden ausreichend gedämpft werden. Dieser Formfaktor nimmt für Energien deutlich

unterhalb der Skala Λ_{FF} nahezu den Wert Eins an, fällt im Bereich um Λ_{FF} stark ab, und geht für hohe Energien gegen Null, sodass die anomalen Kopplungen für steigende Energien sanft ausgeblendet werden. Ein beispielhafter Verlauf ist in Abbildung 4.18 zu sehen.

Abbildung 4.18: Verlauf des Formfaktors für $n = 2$, $\Lambda_{FF} = 2000$ GeV.



Der Formfaktor lässt sich in der Datei `anom_vvvv.dat` aktivieren und konfigurieren.

Um den Einfluss des Formfaktors zu veranschaulichen, sind in Abbildung 4.19 und 4.20 die beiden Diagramme aus den Abbildungen 4.15 und 4.17 mit einem aktivierten Formfaktor ($n = 2$, $\Lambda_{FF} = 1$ TeV) dargestellt. Das Verhalten ändert sich dabei wie erwartet: Die Operatoren, für die die Unitaritätsverletzung erst oberhalb 1 TeV auftritt, werden so weit abgeschwächt, dass die Schranke $|\Re a^0| \leq 0.5$ nicht mehr erreicht wird. Die anderen Operatoren werden zwar geschwächt, jedoch nicht hinreichend, um die Unitaritätsverletzung zu verhindern.

Allerdings führt das Setzen von Λ_{FF} auf den Wert, bei dem die Unitaritätsbedingung $\Re a^0 \leq 0.5$ verletzt wird, nicht immer zum Erfolg. Deshalb wurden Werte für Λ_{FF} ermittelt, bei denen sich der Realteil der nullten Partialwelle für hohe Energien auf einen konstanten Wert knapp unter 0.5 einpendelt. Der Verlauf der nullten Partialwelle für diese Formfaktorwahl ist in Abbildung 4.21 ersichtlich. Die Operatoren $\mathcal{L}_{M,2}$ und $\mathcal{L}_{M,3}$ liefern keinen Beitrag zur nullten Partialwelle, weshalb deren Grenzen, wie im letzten Unterkapitel besprochen, aus den Werten von $\mathcal{L}_{M,0}$ und $\mathcal{L}_{M,1}$ abgeleitet wurden.

Die so ermittelten Werte für den Formfaktor sind exakt nur für die WW- bzw. WZ-Streuung gültig. Die Produktion von drei Vektorbosonen besitzt von der VV-Streuung verschiedene kinematische Bedingungen ($2 \rightarrow 2$ -Prozess von Teilchen auf der Massenschale gegenüber $1 \rightarrow 3$ Zerfall eines Teilchens abseits der Massenschale, mit erneutem Zerfall der Zerfallsprodukte). Dennoch liefern die Werte eine gute Abschätzung für den benötigten Formfaktor.

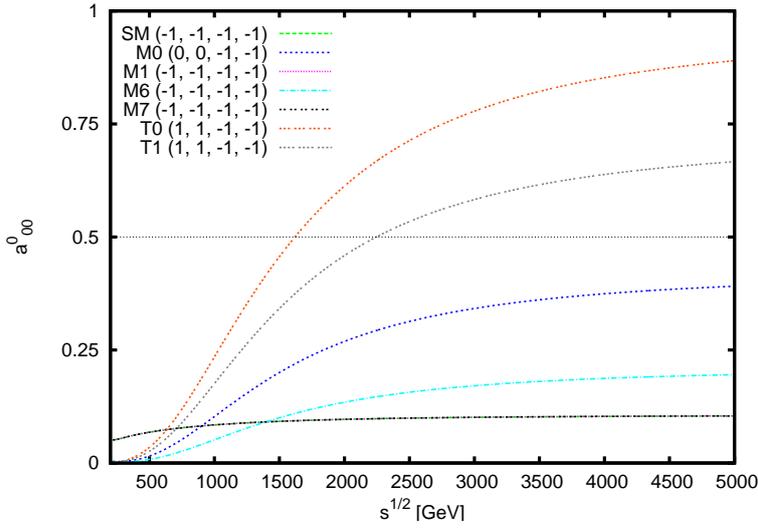


Abbildung 4.19: Maximaler Beitrag der nullten Partialwelle mit Formfaktor $\Lambda_{FF} = 1 \text{ TeV}$ bei verschiedenen Kopplungen mit $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$.

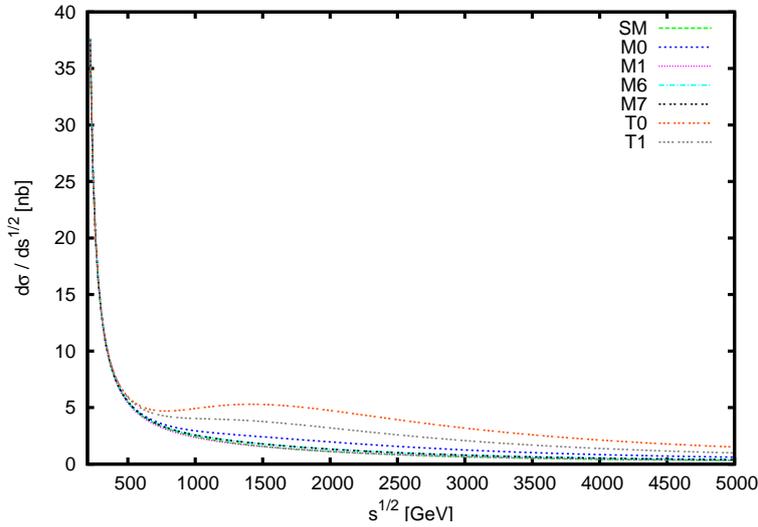


Abbildung 4.20: Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_{cm}$ der WW-Streuung für verschiedene Kopplungen mit $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$ und Formfaktor $\Lambda_{FF} = 1 \text{ TeV}$. Integration über Streuwinkel im Bereich $|\cos(\theta)| \leq 0.999$.

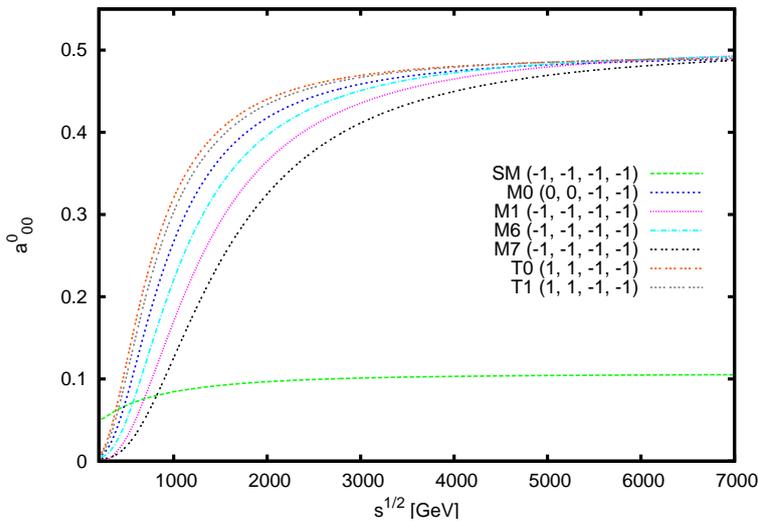


Abbildung 4.21: Maximaler Beitrag der nullten Partialwelle bei verschiedenen Kopplungen mit $f_i = 1000 \text{ TeV}^{-4}$ mit jeweils angepasstem Formfaktor wie in Anhang B.4 verzeichnet.

4.5 Numerische Tests der Implementierung

Um die Implementierung der anomalen Kopplungen auf Fehler zu testen, wurden Kontrollen in zwei Richtungen vorgenommen: Einerseits wurde überprüft, ob der neue Code bei Abwesenheit aller neuen Operatoren das gleiche Ergebnis wie der bisherige Code liefert. Andererseits wurde kontrolliert, ob die Implementierung die Lorentz-Invarianz respektiert.

4.5.1 Vergleich mit der Originalimplementierung

Um die Korrektheit des neuen Codes zu testen, wurde der Standardmodell-Anteil der neuen Implementierung (`WITH_ANOM=.true.`, alle $f_i = 0$) mit dem zugrundeliegenden Standardmodell-Code (`WITH_ANOM=.false.`, [25,26]) verglichen. Dieser Test würde vor allem Fehler beim Umschreiben der Aufrufe in den leptonischen Tensoren ans Tageslicht bringen. Die Ergebnisse der Programmläufe sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Die dabei verwendeten Parameter von VBFNLO entsprechen den in Anhang B vorgestellten, sofern nicht anders erwähnt.

Prozess	<code>with_anom = .true.</code>	<code>with_anom = .false.</code>
$W^+W^-Z \rightarrow \text{Lept.}$	$0.03383777 \pm 0.00003456 \text{ fb}$	$0.03383777 \pm 0.00003456 \text{ fb}$
$ZZW^+ \rightarrow \text{Lept.}$	$0.00137843 \pm 0.00000377 \text{ fb}$	$0.00137843 \pm 0.00000377 \text{ fb}$
$ZZW^- \rightarrow \text{Lept.}$	$0.00157011 \pm 0.00000213 \text{ fb}$	$0.00157011 \pm 0.00000213 \text{ fb}$
$W^+W^-W^+ \rightarrow \text{Lept.}$	$0.11333902 \pm 0.00016354 \text{ fb}$	$0.11355197 \pm 0.00017847 \text{ fb}$
$W^-W^+W^- \rightarrow \text{Lept.}$	$0.06786817 \pm 0.00008968 \text{ fb}$	$0.06777357 \pm 0.00008744 \text{ fb}$

Tabelle 4.3: Vergleich des LO-Wirkungsquerschnitts mit der bisherigen Implementierung (alle $f_i = 0$), wobei alle Leptonen im Endzustand zur ersten Leptonfamilie gehören. Abweichend zu Kapitel 5 ist hier $\mu_F = 100 \text{ GeV}$.

Die Ergebnisse der neuen Implementierung sind innerhalb ihrer Fehler mit denen des Originalcodes kompatibel. Der sehr geringe Unterschied bei der WWZ- und ZZW-Produktion ist ausschließlich auf die endliche numerische Genauigkeit zurückzuführen.

Der größere Unterschied bei der WWW-Produktion liegt in der Implementierung des Phasenraumgenerators bei diesem Prozess begründet. Dieser erzeugt in wenigen Fällen aus einem Satz Zufallsvariablen keinen gültigen Phasenraumpunkt und verwirft ihn deshalb. Die endliche numerische Genauigkeit führt dazu, dass das Gitter von VEGAS mit und ohne den Code der anomalen Kopplungen leicht unterschiedlich ausfällt. Deshalb kann es passieren, dass in einem Fall aus einem Satz Zufallszahlen ein Phasenraumpunkt im Rahmen der erlaubten Parameter generiert wird, während dies im anderen Fall misslingt und aus diesem Punkt kein Beitrag zum Wirkungsquerschnitt geliefert wird. Im weiteren Verlauf variiert die Anpassung der Monte-Carlo-Routine und der Unterschied fällt etwas größer aus. Dennoch bleibt das Ergebnis im Rahmen der Fehlergrenzen kompatibel, sodass sich an der Aussagekraft der Ergebnisse nichts ändert.

4.5.2 Lorentz-Invarianz

Dieser Test überprüft, nachdem der vorherige Test Fehler in den leptonischen Tensoren nach Möglichkeit ausgeschlossen hat, ob die neuen Operatoren korrekt implementiert wurden.

Da sowohl die Operatoren des Standardmodells als auch die neuen Operatoren der anomalen Kopplungen lorentz-invariant sind, sollten auch die Ergebnisse der Implementierung in VBFNLO diese Eigenschaft respektieren. Auf VBFNLO übertragen bedeutet dies, dass es keinen Unterschied machen darf, ob man das Quadrat der Helizitätsamplitude (summiert über alle Polarisierungen) an einem bestimmten Phasenraumpunkt berechnet, oder ob man die Amplitude an einem Punkt berechnet, der aus dem ersten Punkt durch einen Lorentzboost hervorgeht [12]:

$$\sum_{Pol} |\mathcal{M}|^2 = \sum_{Pol} |\mathcal{M}_{boost}|^2. \quad (4.17)$$

Für den Test in VBFNLO wurde im Programm `lorentz_main.F` das Matrixelement in führender Ordnung an einem Phasenraumpunkt berechnet, dann alle vorkommenden Impulse um einen γ -Faktor von ca. 4 in z-Richtung geboostet und das Matrixelement erneut berechnet. Bei Berechnungen mit endlicher numerischer Genauigkeit muss die Bedingung (4.17) etwas abgeschwächt werden. Eine gute Vergleichsmöglichkeit ist, zu prüfen, ob der relative Unterschied zwischen den beiden Werten kleiner als ein ϵ für fast alle Phasenraumpunkte ist:

$$\left| \frac{\sum_{Pol} |\mathcal{M}|^2}{\sum_{Pol} |\mathcal{M}_{boost}|^2} - 1 \right| \leq \epsilon. \quad (4.18)$$

Dieser Vergleich wurde für alle Operatoren ($f_i/\Lambda^4 = 3000 \text{ TeV}^{-4}$ für Dimension-8-Operatoren, $f_i/\Lambda^2 = 10 \text{ TeV}^{-2}$ für Dimension-6-Operatoren), sowie für das Standardmodell durchgeführt. Für den Fall, dass sowohl der Original-Phasenraumpunkt als auch der geboostete Punkt innerhalb der Standard-Schnitte liegt, findet man eine gute Übereinstimmung zwischen den Standardmodell-Operatoren und den anomalen Kopplungen. Für beide Fälle wird die Grenze $\epsilon = 10^{-6}$ in ca. 1 – 2 % der Punkte verletzt. Auch die mittlere Abweichung von unter 10^{-5} % ist in beiden Fällen im gleichen Bereich.

Beide durchgeführten Tests hat der erweiterte VBFNLO-Code somit erfolgreich bestanden.

KAPITEL 5

Analyse

Mit dem LHC steht nun der erste Beschleuniger bereit, bei dem die Schwerpunktsenergie ausreicht, um nennenswerte Produktionsraten bei der Produktion von drei Vektorbosonen zu erhalten. Mit Hilfe des in den letzten Kapiteln vorgestellten und erweiterten Simulationsprogramms VBFNLO soll nun ermittelt werden, ob sich diese Prozesse zur Untersuchung von anomalen Kopplungen aus Dimension-8-Operatoren am LHC eignen.

5.1 Betrachtete Prozesse und deren Parameter

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die anomalen Kopplungen in die Prozesse der WWZ-, ZZW- und WWW-Produktion mit vollständig leptonischem Zerfall implementiert. Der Fokus in diesem Kapitel liegt auf den beiden letzten Prozessen, denn inklusive leptonischem Zerfall in Elektronen oder Myonen ist der Wirkungsquerschnitt der ZZW-Produktion im Standardmodell um ein vielfaches kleiner als die Wirkungsquerschnitte der WWZ- und WWW-Produktion. Da die relativen Änderungen durch die anomalen Kopplungen aber nicht deutlich größer sind, bietet ZZW eine deutlich schlechtere Ausgangsbasis zur Betrachtung der anomalen Kopplungen. Bei der WWW-Produktion wurde von den beiden möglichen Ladungsverteilungen die $W^+W^-W^+$ -Produktion näher betrachtet, da deren Wirkungsquerschnitt größer als der Wirkungsquerschnitt der $W^-W^+W^-$ -Produktion ist. Somit werden im Folgenden die Effekte der anomalen Kopplungen für die W^+W^-Z - sowie die $W^+W^-W^+$ -Produktion untersucht.

VBFNLO berechnet die Wirkungsquerschnitte mit einem Zerfall der drei Vektorbosonen in eine bestimmte Leptonkonfiguration [25, 26]. Interferenzeffekte aufgrund identischer Teilchen im Endzustand werden dabei nicht berücksichtigt. Im Hinblick auf den LHC

sind jedoch Zerfälle in Elektronen und Myonen sowie deren Neutrinos interessanter, da dort üblicherweise diese Leptonen im Endzustand auftreten. Im Falle der WWZ-Produktion existieren hier 8 mögliche Kombinationen, die alle den selben Beitrag liefern. Bei der WWW-Produktion tragen 6 Kombinationen bei, wobei 4 davon aufgrund von identischen Teilchen im Endzustand nur den halben Beitrag gegenüber dem Zerfall in Leptonen verschiedener Generationen liefern. Die Berechnungen von VBFNLO in diesem Kapitel wurden für einen Zerfall in Leptonen der ersten Generation durchgeführt. Möchte man das Ergebnis auf Zerfälle in die ersten beiden Leptonfamilien erweitern, müssen deshalb die erhaltenen Wirkungsquerschnitte für beide Produktionsprozesse mit einem Faktor von 8 multipliziert werden. Die in diesem Kapitel erwähnten totalen Wirkungsquerschnitte und Ereigniszahlen gelten für diesen Zerfall in die ersten beiden Leptonfamilien, die entsprechenden Faktoren wurden bereits eingerechnet. Die graphischen Darstellungen differenzieller Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf den Zerfall in die erste Leptonfamilie.

Die Korrekturen durch Beiträge in nächst führender Ordnung QCD sind bei der Produktion von drei Vektorbosonen recht groß (K-Faktoren von 1.5 bis 2.1). Sie liegen damit im selben Bereich oder sogar höher als die erwarteten Änderungen durch die anomalen Kopplungen, so dass vor allem für die Sensitivitätsanalyse auf jeden Fall die NLO-Wirkungsquerschnitte untersucht werden müssen.

Alle Berechnungen wurden für einen Proton-Proton-Beschleuniger bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV, den LHC am CERN, durchgeführt. Die verwendeten elektroschwachen und QCD-Parameter sind in Anhang B aufgeführt. Da alle untersuchten Kopplungen bei hohen Energien die Unitarität verletzen, muss ein von der Kopplungsstärke abhängiger Formfaktor verwendet werden. Die entsprechenden Unitaritätsschranken wurden in Kapitel 4.4 ermittelt.

Die verwendeten Standard-Phasenraumschnitte sollen einen möglichst großen Teil des Wirkungsquerschnitts erhalten. Um der Detektorgeometrie zu genügen, wird allerdings eine maximale Leptonrapidität von

$$|y_l| \leq 2.5 \quad (5.1)$$

gefordert. Außerdem wird ein minimaler Transversalimpuls von

$$p_{T,l} \geq 10 \text{ GeV} \quad (5.2)$$

erwartet, um ein klares Detektorsignal sicherzustellen. Die Bedingung, dass für die invariante Masse eines beliebigen l^+l^- -Paares

$$m_{l^+l^-} \geq 15 \text{ GeV} \quad (5.3)$$

gelten muss, vermeidet Singularitäten durch virtuelle Photonen ($\gamma^* \rightarrow l^+l^-$).

5.2 Sensitivitätsvergleich der WWW- und WWZ-Produktion

Um zu ermitteln, ob man die einzelnen Operatoren besser bei der WWZ- oder der WWW-Produktion untersucht, wurden Berechnungen in nächst führender Ordnung für jeden Operator einzeln durchgeführt. Die Kopplungsstärke wurde dabei so gewählt, dass bei der WWZ-Produktion eine Veränderung um maximal 20% gegenüber dem Standardmodell-Wirkungsquerschnitt erfolgte. Der Einfachheit halber wurde hier ein einheitlicher Formfaktor mit $\Lambda_{FF} = 2.5$ TeV verwendet. Die Parameter wurden gemäß Anhang B festgelegt. Mit den Phasenraumschnitten (5.1)–(5.3) und dem Zerfall in Elektronen oder Myonen ergeben sich folgende Wirkungsquerschnitte:

Operator [TeV ⁻⁴]	$\sigma(W^+W^-Z \rightarrow \text{Lept.})$ [fb]	$\sigma(W^+W^-W^+ \rightarrow \text{Lept.})$ [fb]
Standardmodell	0.45606 ± 0.00070	1.38256 ± 0.00296
$f_{M,0} = 100$	0.48891 ± 0.00084 (+7%)	1.60374 ± 0.00428 (+16%)
$f_{M,1} = 200$	0.49103 ± 0.00077 (+8%)	1.61994 ± 0.00326 (+17%)
$f_{M,2} = 2000$	0.49952 ± 0.00069 (+10%)	kein Beitrag
$f_{M,3} = 3000$	0.48813 ± 0.00067 (+7%)	kein Beitrag
$f_{M,4} = 700$	0.50311 ± 0.00085 (+10%)	kein Beitrag
$f_{M,5} = 200$	0.50250 ± 0.00061 (+10%)	kein Beitrag
$f_{M,6} = 200$	0.48891 ± 0.00084 (+7%)	1.60374 ± 0.00428 (+16%)
$f_{M,7} = 200$	0.47188 ± 0.00074 (+3%)	1.48096 ± 0.00454 (+7%)
$f_{S,0} = 2000$	0.51952 ± 0.00091 (+14%)	2.60626 ± 0.00462 (+89%)
$f_{S,1} = 1000$	0.48505 ± 0.00066 (+6%)	1.49384 ± 0.00296 (+8%)
$f_{T,0} = 50$	0.50382 ± 0.00075 (+10%)	1.76312 ± 0.00392 (+28%)
$f_{T,1} = 50$	0.48601 ± 0.00066 (+7%)	1.70770 ± 0.00334 (+24%)
$f_{T,2} = 200$	0.55359 ± 0.00106 (+21%)	2.57310 ± 0.00632 (+86%)
$f_{T,5} = 2000$	0.51988 ± 0.00079 (+14%)	kein Beitrag
$f_{T,6} = 2000$	0.49257 ± 0.00060 (+8%)	kein Beitrag
$f_{T,7} = 3000$	0.47313 ± 0.00052 (+4%)	kein Beitrag
$f_B = 20 \text{ TeV}^{-2}$	0.50165 ± 0.00108 (+10%)	1.39492 ± 0.00242 (+1%)
$f_W = 10 \text{ TeV}^{-2}$	0.48373 ± 0.00091 (+6%)	1.31152 ± 0.00346 (-5%)
$f_{WWW} = 5 \text{ TeV}^{-2}$	0.52271 ± 0.00063 (+15%)	1.54272 ± 0.00292 (+12%)

Tabelle 5.1: Vergleich des NLO-Wirkungsquerschnitts für die jeweiligen Operatoren. Der angegebene Fehler ist der statistische Monte-Carlo-Fehler.

Aus diesen Simulationen wird ersichtlich, dass die WWW-Produktion durch die Dimension-8-Operatoren bei gleicher Kopplungsstärke teils deutlich stärkere Änderungen erfährt als die WWZ-Produktion. Da der Wirkungsquerschnitt im Standardmodell bei WWW zudem um einen Faktor 3 höher liegt, ist die WWW-Produktion als besser geeignet, um die anomalen Kopplungen dieser Operatoren zu untersuchen. Allerdings liefern die Operatoren $\mathcal{L}_{M,2} - \mathcal{L}_{M,5}$, sowie $\mathcal{L}_{T,5}$, $\mathcal{L}_{T,6}$ und $\mathcal{L}_{T,7}$ keine Beiträge zum WWW-Vertex und damit zur WWW-Produktion, weshalb sie bei der WWZ-Produktion untersucht werden müssen. Auf die Dimension-6-Operatoren ist indes die WWZ-Produktion sensitiver.

5.3 Verteilungen und Phasenraumschnitte

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der anomalen Kopplungen auf differenzielle Wirkungsquerschnitte verschiedener Observablen betrachtet.

Die Verteilungen und Wirkungsquerschnitte in diesem Kapitel wurden mit den inklusiven Standard-Phasenraumschnitten erstellt, welche im Wesentlichen der Detektorgeometrie Rechnung tragen. Anhand der daraus gewonnenen Erkenntnisse werden weitere Schnitte gesetzt, die die Auswirkungen der anomalen Kopplungen hervorheben und somit für die Sensitivitätsanalyse hilfreich sind.

5.3.1 $W^+W^-W^+$ -Produktion

Für die $W^+W^-W^+$ -Produktion werden exemplarisch die Operatoren $\mathcal{L}_{M,7}$ und $\mathcal{L}_{T,2}$ mit den Kopplungsstärken

$$\frac{f_{M7}}{\Lambda^4} = 2000 \text{ TeV}^{-4} \quad \text{und} \quad (5.4)$$

$$\frac{f_{T2}}{\Lambda^4} = 200 \text{ TeV}^{-4} \quad (5.5)$$

untersucht. Damit keine Unitaritätsverletzung auftritt, wird der Formfaktor auf einen Wert von $\Lambda_{FF,M7} = 832 \text{ GeV}$ beziehungsweise $\Lambda_{FF,T2} = 866 \text{ GeV}$ gesetzt. Bei diesen Operatoren und den gewählten Kopplungsstärken werden Änderungen sichtbar, ohne dass der Formfaktor die Kopplung bereits extrem früh dämpfen muss.

Analyse der Berechnungen in führender Ordnung

In Abbildung 5.1 ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm_{WWW}$ über der invarianten Masse des gesamten Drei-Vektorboson-Systems für die Berechnung in führender Ordnung aufgetragen. Bei dem Subprozess, der den Zerfall eines einzelnen W^+ in drei W-Bosonen beinhaltet (siehe Abbildung 4.1a), entspricht diese invariante Masse der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie im Vierervertex. Damit lässt sich hier sehr gut die Energieabhängigkeit der anomalen Kopplungen erkennen.

Die Änderungen durch die Modifikation der Kopplungen treten erst bei hohen Energien auf, wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist. Allerdings sind die Beiträge dort bereits stark durch die Partonverteilungsfunktionen unterdrückt, da für diese hohen Schwerpunktsenergien die einlaufenden Quarks recht große Impulsbruchteile des Protonimpulses erhalten müssen (siehe Abbildung 5.3). Deshalb sind keine allzu großen Auswirkungen beim Gesamtwirkungsquerschnitt zu bemerken – dieser steigt von $\sigma_{SM}^{LO} = 0.906 \text{ fb}$ im Standardmodell um nur 13.2 % für den Operator $\mathcal{L}_{M,7}$ und 4.4 % für den Operator $\mathcal{L}_{T,2}$ an.

Änderungen im Hochenergieverhalten, die so groß sind, dass sie die Dämpfung durch die Partonverteilungsfunktion am LHC kompensieren und somit einen erheblichen An-

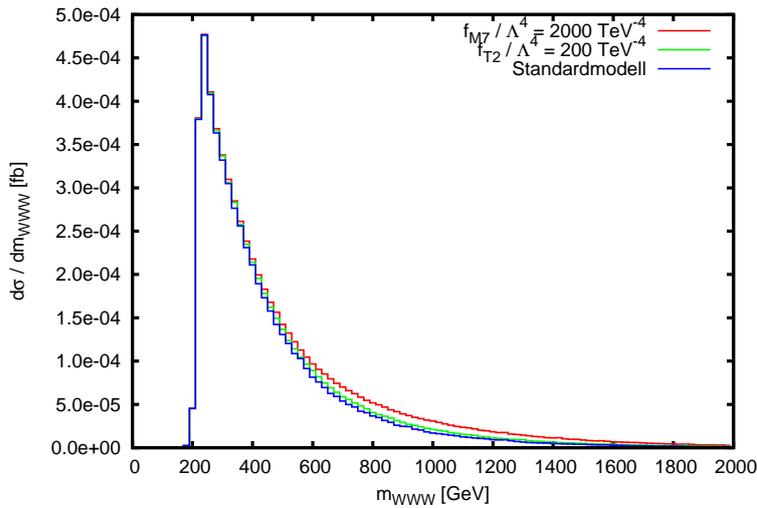


Abbildung 5.1: LO-Wirkungsquerschnitt der WWW-Produktion, aufgetragen über der invarianten Masse des WWW-Systems.

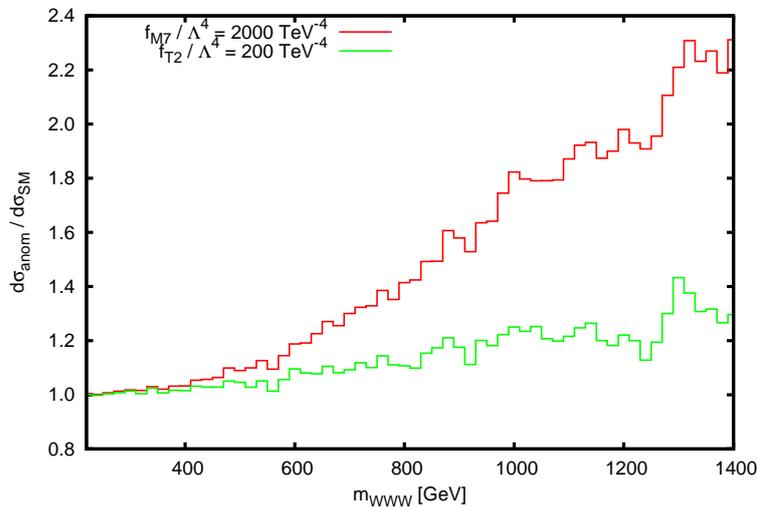


Abbildung 5.2: Verhältnis der differentiellen LO-Wirkungsquerschnitte der WWW-Produktion mit und ohne anomale Kopplungen gemäß Gleichung (5.4), aufgetragen über der invarianten Masse des WWW-Systems.

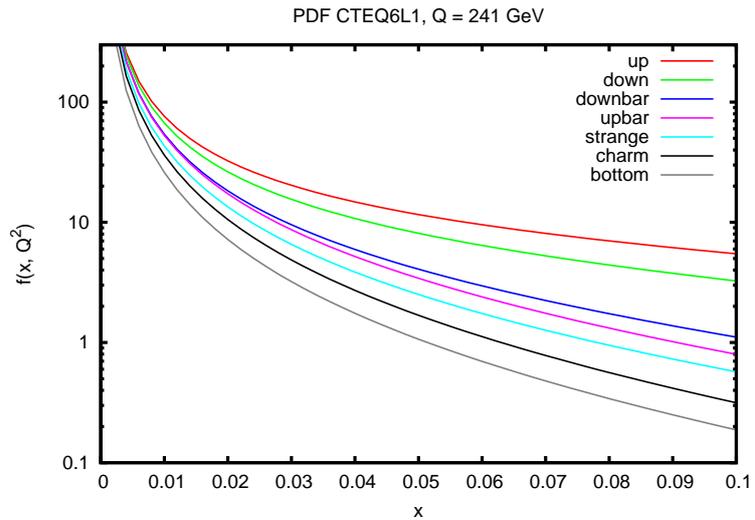
teil zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen, würden die Unitaritätsbedingung der Streutheorie verletzen.

Dass die Änderungen vornehmlich bei großen Energien auftreten, motiviert weitere Phasenraumschnitte für die spätere Sensitivitätsanalyse. Eine interessante Größe ist hierbei der fehlende Transversalimpuls, der sich durch die drei Neutrinos im Endzustand ergibt. Der Endzustand der $W^+W^-W^+$ -Produktion mit leptonischem Zerfall zeichnet sich im Detektor vor allem als 3-Lepton-Signal, davon 2 positiv und 1 negativ geladenes, mit fehlendem Transversalimpuls ohne hadronische Aktivitäten aus.

In der graphischen Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_{T,miss}$ (Abbildung 5.4) sieht man, dass auch hier die Effekte der anomalen Kopplungen vor allem bei größerem fehlendem Transversalimpuls erkennbar sind. Wählt man nun als Bedingung, dass bei einem Ereignis mindestens ein fehlender Transversalimpuls von 100 GeV auftreten muss,

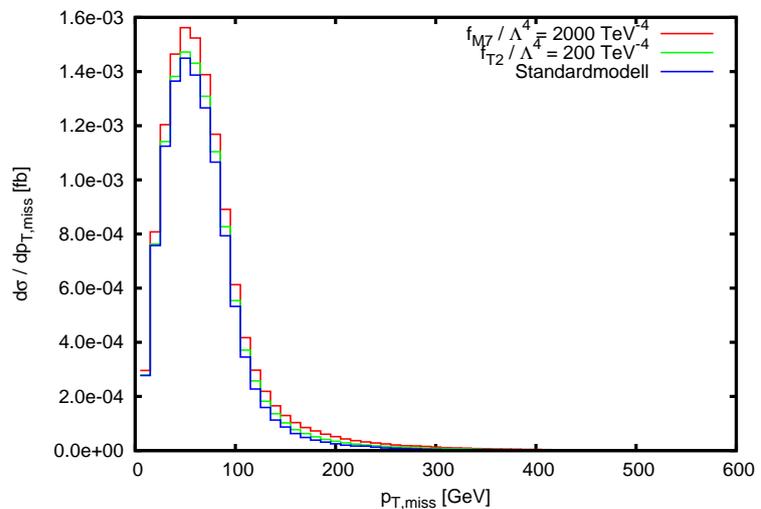
$$p_{T,miss} \geq 100 \text{ GeV} , \quad (5.6)$$

Abbildung 5.3: LO-Partonverteilungsfunktion des Protons im für die VVV-Produktion mit anomalen Kopplungen relevanten Bereich.



erhält man Verteilungen gemäß Abbildung 5.5. Hier werden die Unterschiede durch die anomalen Kopplungen viel deutlicher sichtbar. Dabei wird allerdings ein erheblicher Teil des Standardmodell-Wirkungsquerschnitts weggeschnitten. Dieser verringert sich um 89 % auf 0.101 fb. Dafür beträgt die Änderung durch die anomalen Kopplungen nun + 53.4 % bzw. + 21.1 %.

Abbildung 5.4: LO-Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls.



Ein weiterer Vorteil dieses Schnittes ist, dass damit den bei der WW-Produktion auftretenden Neutrinos Rechnung getragen wird und somit eventuelle Untergründe unterdrückt werden können. Dies ist insbesondere bei der WWZ-Produktion hilfreich, da durch die Forderung von fehlendem Transversalimpuls eine Unterscheidung gegenüber dem Endzustand der ZZ-Produktion gegeben ist.

Die Berücksichtigung der anomalen Kopplungen führt auch zu Änderungen in den Azimutalwinkelverteilungen und bei der R-Separation zwischen zwei Leptonen. Diese ist definiert über die Differenz der Azimutalwinkel ϕ und die Differenz der Pseudorapidi-

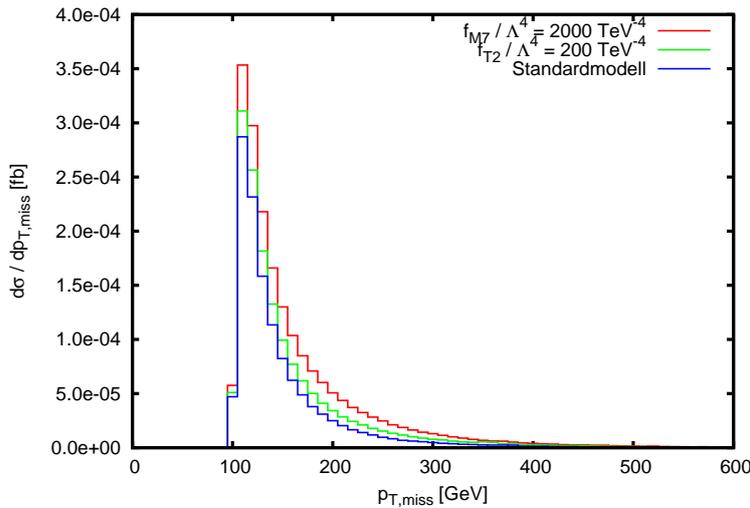


Abbildung 5.5: LO-Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls mit einem zusätzlichen Schnitt $p_{T,miss} \geq 100$ GeV.

täten η gemäß

$$R_{l_1 l_2} = \sqrt{(\phi_1 - \phi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2}. \quad (5.7)$$

Allerdings sind die Unterschiede in den $\Delta\phi$ - und R-Separations-Verteilungen ohne den $p_{T,miss}$ -Schnitt sehr gering. Leichte Verschiebungen zu einer höheren R-Separation zwischen dem negativ geladenen Lepton und dem positiv geladenen Lepton mit dem geringeren Transversalimpuls kann man in Abbildung 5.6a sehen. Die Auswirkungen der anomalen Kopplungen sind mit dem Schnitt (5.6) auch hier viel deutlicher zu erkennen:

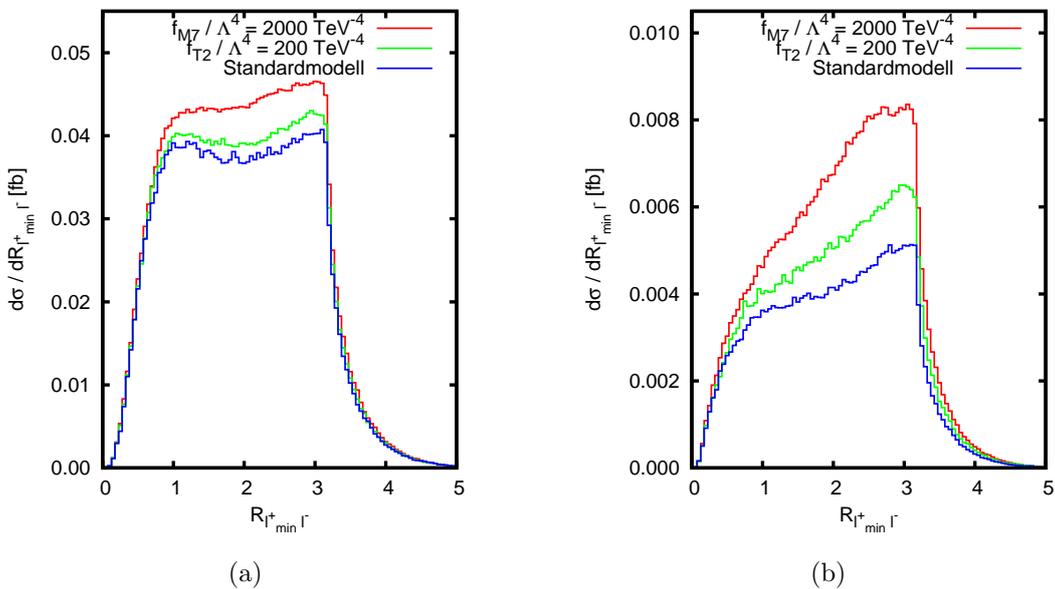


Abbildung 5.6: R-Separation zwischen l^- und $l^+_{p_{T,max}}$ ohne und mit Schnitt auf $p_{T,miss}$.

Möchte man große Änderungen des Wirkungsquerschnittes ohne weitere Phasenraumschnitte, aber unter Erhaltung der Unitaritätsbedingung erreichen, so muss der Kopp-

lungsparameter sehr hoch gewählt werden, bei einer gleichzeitig sehr frühen Dämpfung durch einen Formfaktor (siehe Abbildung 5.7). Die Charakteristika der anomalen Kopplungen in den differentiellen Wirkungsquerschnitten, wie Änderungen in $\Delta\phi$, verstärkt man damit allerdings nicht, im Unterschied zur Berechnung ohne oder mit einem schwächeren Formfaktor. Dies geht jedoch einher mit einer Verletzung der Unitarität (Abbildung 5.8). Zu hohe Werte für f_i/Λ^4 sind allerdings unrealistisch. Sie bedingen mit einer niedrigen Skala Λ für die neue Physik und sind durch Präzisionsmessungen an bisherigen Beschleunigern bereits ausgeschlossen (z.B. [11, 40]).

Abbildung 5.7: Differentielle LO-Wirkungsquerschnitte der W_{WW}-Produktion, aufgetragen über der invarianten Masse des W_{WW}-Systems bei verschiedenen Kopplungsstärken.

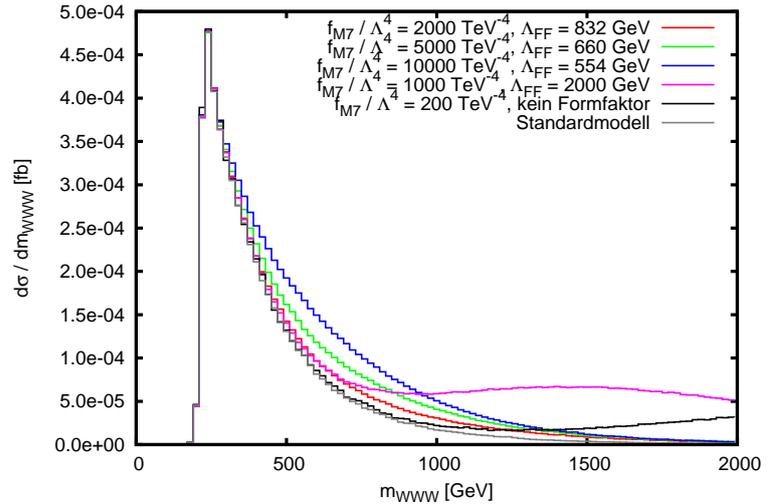
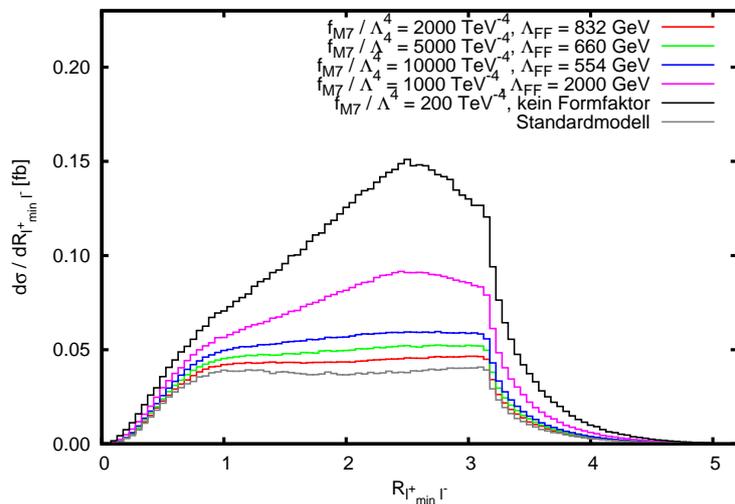


Abbildung 5.8: R-Separation zwischen l^- und $l_{pT,max}^+$ bei verschiedenen Kopplungsstärken.



Analyse der Berechnungen in nächst führender Ordnung QCD

Bisher entstammten die Diagramme der Berechnung in führender Ordnung. Wie zu Beginn des Kapitels bereits erwähnt wurde, sind die Korrekturen in nächst führender Ordnung QCD mit bis zu 80% deutlich oberhalb der nach den bisherigen Überlegungen erwarteten Korrekturen am Gesamtwirkungsquerschnitt aufgrund der anomalen Kopplungen. Außerdem erhält der Subprozess, der die Viererkopplungen beinhaltet, aufgrund seiner Topologie nur eine Art virtuelle Korrekturen, die Vertexkorrekturen (siehe Abbildung 4.2a). Daher ist von einem etwas modifizierten Verhalten der anomalen Kopplungen bei Berechnungen in NLO QCD auszugehen, auch wenn durch die neuen Kopplungen nur der elektroschwache Teil des kompletten Prozesses verändert wird.

Die Verteilung $d\sigma/dm_{WW}$ in NLO sieht der Berechnung in LO recht ähnlich, wie in Abbildung 5.9 ersichtlich ist. Allerdings fällt der Anstieg aufgrund der anomalen Kopplungen etwas geringer aus, was sich in Abbildung 5.10 deutlicher bemerkbar macht. Dies wird auch durch das Verhältnis der Gesamtwirkungsquerschnitte untermauert: Gegenüber einem Anstieg um 13.2% für den Operator $\mathcal{L}_{M,7}$ im LO-Fall ist hier nur eine Steigerung um rund 11.6% zu verbuchen.

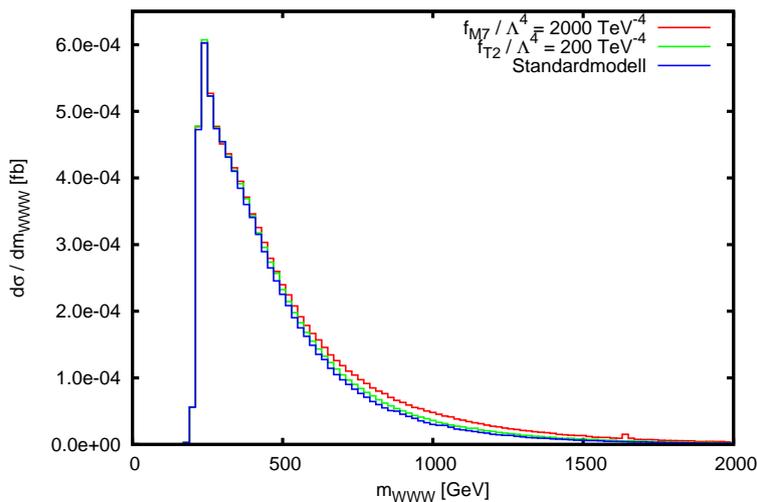


Abbildung 5.9: NLO-Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion, aufgetragen über der invarianten Masse des WW-Systems.

In Abbildung 5.10 ist auch der differentielle K-Faktor des Standardmodells eingezeichnet. Man sieht deutlich, dass die Korrekturen durch die anomalen Kopplungen ein anderes Energieverhalten als die Korrekturen durch die nächst führende Ordnung QCD haben.

Die Verteilung der Ereignisse über dem fehlenden Transversalimpuls sieht ebenfalls recht ähnlich aus (Abbildung 5.11), so dass auch in nächst führender Ordnung QCD ein zusätzlicher Schnitt $p_{T,miss} \geq 100$ GeV sinnvoll erscheint (Abbildung 5.12). Bei einem Verlust von 79% des Standardmodell-Gesamtwirkungsquerschnitts erreicht man eine Änderung durch die anomalen Kopplungen von + 24.6 % bzw. + 10.8 %. Dies ist zwar deutlich weniger als in führender Ordnung, allerdings ist der Standardmodell-Gesamtwirkungsquerschnitt aufgrund der leichten Verschiebungen zu höheren $p_{T,miss}$

hier um den Faktor 3 größer, wodurch die Messbarkeit erheblich verbessert wird.

Abbildung 5.10: Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte der WW-Produktion mit und ohne anomale Kopplungen durch den Operator M_7 gemäß Gleichung (5.4) in LO und NLO, aufgetragen über der invarianten Masse des WW-Systems, außerdem differentieller K-Faktor des Standardmodells.

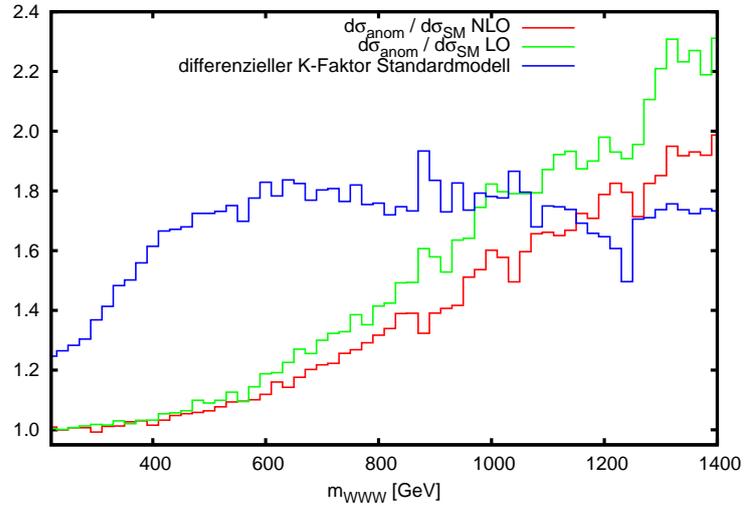
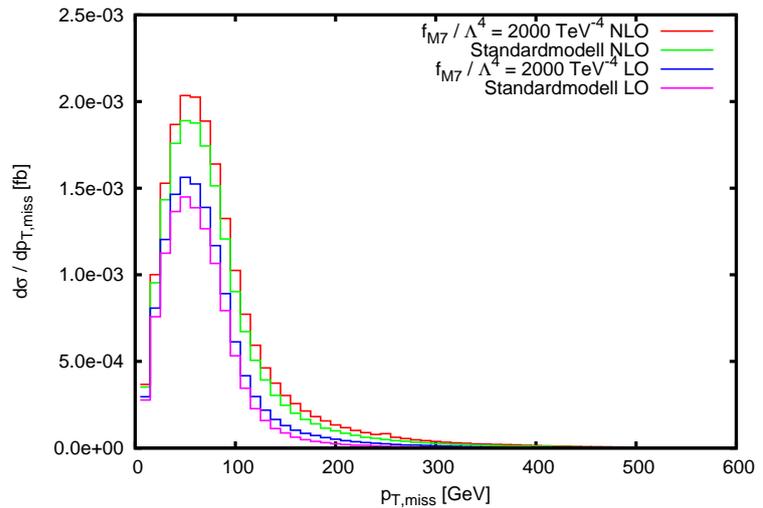


Abbildung 5.11: NLO-Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls.



In Abbildung 5.13 sind die relativen Änderungen durch den Operator $\mathcal{L}_{M,7}$ in LO und NLO an der Verteilung über dem fehlenden Transversalimpuls aufgetragen. Zum Vergleich ist auch hier der entsprechende differentielle K-Faktor des Standardmodells eingezeichnet. Es fällt auf, dass in dieser Verteilung durch den Schnitt auf $p_{T,miss}$ die Änderungen durch die anomalen Kopplungen und der NLO QCD-Effekte ihrem Wesen nach deutlich ähnlicher sind.

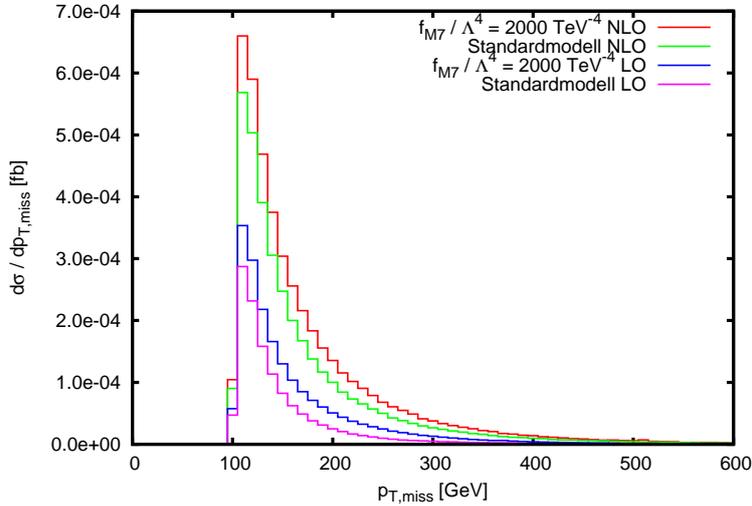


Abbildung 5.12: NLO-Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls mit einem zusätzlichen Schnitt $p_{T,miss} \geq 100$ GeV.

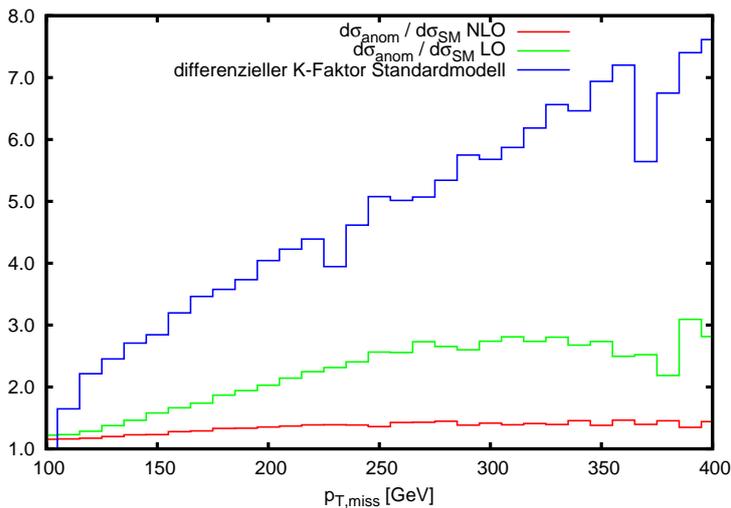
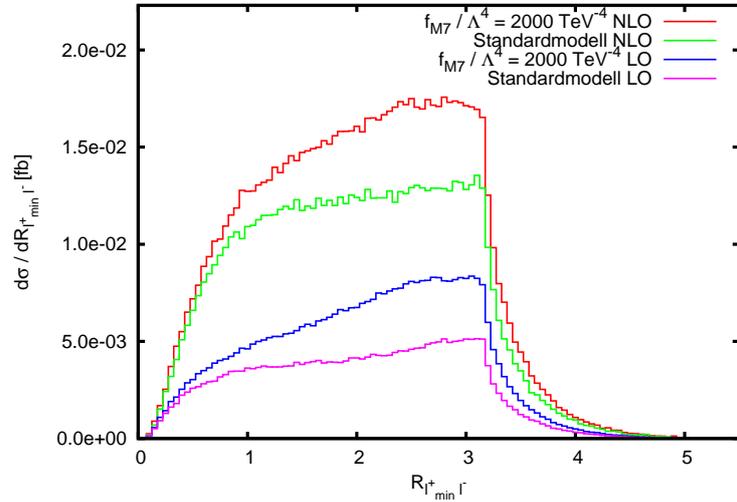


Abbildung 5.13: Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte der WW-Produktion mit und ohne anomale Kopplungen durch den Operator M7 gemäß Gleichung (5.4) und einem Schnitt auf $p_{T,miss} \geq 100$ GeV in LO und NLO, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls, außerdem differentieller K-Faktor des Standardmodells.

Betrachtet man die R-Separation zwischen den Leptonen $l_{p_{T, \min}}^+$ und l^- , so erkennt man, dass die Verschiebung zu großen Werten geringer ausfällt als im LO-Fall, aber noch erkennbar bleibt (Abbildung 5.14).

Abbildung 5.14: R-Separation zwischen l^- und $l_{p_{T, \max}}^+$ mit Schnitt auf $p_{T, \text{miss}}$ in NLO.



Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die anomalen Kopplungen in nächst führender Ordnung QCD ähnliche Effekte wie in führender Ordnung hervorrufen, wenn auch etwas schwächer ausgeprägt. Da der Wirkungsquerschnitt insgesamt aber durch die NLO-Effekte deutlich ansteigt, sollte dies die Messbarkeit der Effekte nicht einschränken. Abbildung 5.13 zeigt, dass zur Analyse der anomalen Kopplungen auf jeden Fall die NLO-Berechnung herangezogen werden sollte, da sonst unter Umständen die NLO-Effekte als anomale Kopplungen fehlinterpretiert werden könnten.

5.3.2 WWZ-Produktion

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei der WWZ-Produktion werden durch die anomalen Kopplungen auf ähnliche Weise modifiziert wie die der WWW-Produktion. Allerdings sind die Unterschiede bei den meisten Operatoren geringer. Im Folgenden werden die Effekte des Operators $\mathcal{L}_{M,7}$ zum Vergleich mit der WWW-Produktion mit der selben Kopplungsstärke (5.4) betrachtet. Außerdem wird noch exemplarisch mit dem Dimension-6-Operator \mathcal{O}_{WWW} ein Operator untersucht, der bei der WWZ-Produktion höhere Wirkungsquerschnitte liefert. Als Kopplungsstärke wurde

$$\frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} = 5 \text{ TeV}^{-2} \quad (5.8)$$

und als Formfaktor $\Lambda_{FF} = 2650 \text{ GeV}$ gewählt.

Wie man in Abbildung 5.15 sieht, erzeugt der Operator $\mathcal{L}_{M,7}$ bei der WWZ-Produktion qualitativ vergleichbare Änderungen, allerdings sind sie schwächer ausgeprägt. So steigt der Wirkungsquerschnitt von 0.271 fb im Standardmodell nur um 8.6% bei Berücksichtigung der anomalen Kopplung an. Der Operator \mathcal{O}_{WWW} verursacht bei der gewählten Kopplung einen Anstieg des Gesamtwirkungsquerschnitts um 18.4% . Insbesondere bei der kleineren Änderung im Vergleich zur WWW-Produktion ist der Schnitt auf Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls wichtig. Hierdurch kann das Verhältnis $\sigma_{anom}/\sigma_{sm}$ für den Operator $\mathcal{L}_{M,7}$ auf 1.235 angehoben werden, allerdings bei einem Verlust von 78% des Standardmodell-Wirkungsquerschnitts (Abbildung 5.16). Bei \mathcal{O}_{WWW} lässt sich damit sogar eine Steigerung um 63.8% erreichen.

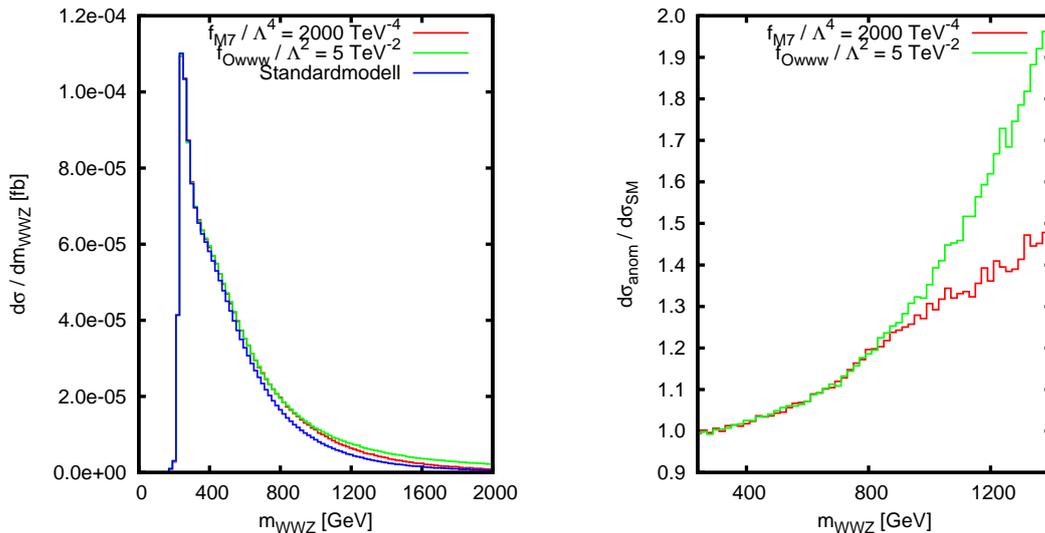


Abbildung 5.15: LO-Wirkungsquerschnitt der WWZ-Produktion, aufgetragen über der invarianten Masse des WWZ-Systems sowie relative Änderungen durch die anomalen Kopplungen.

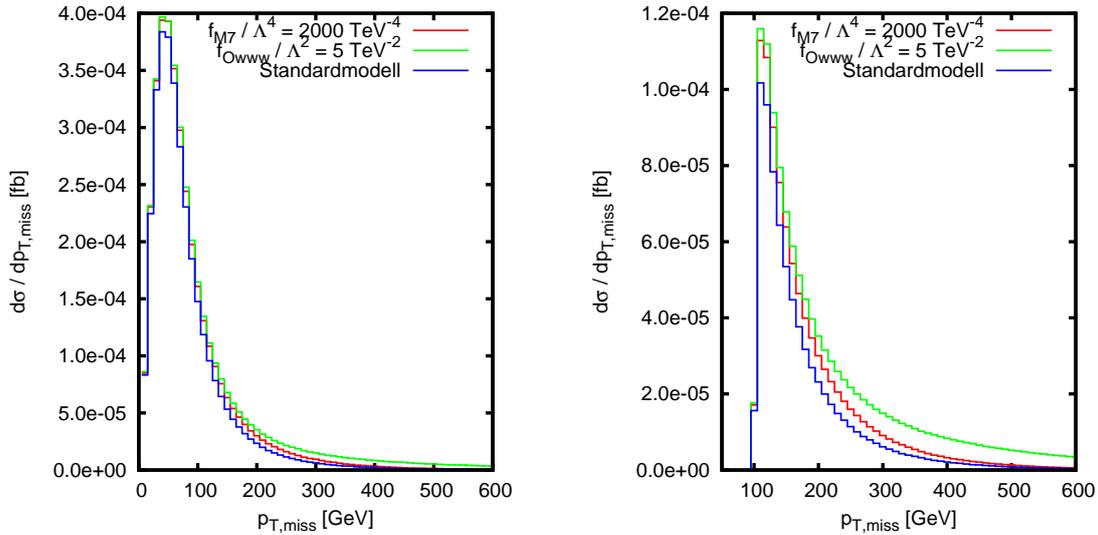


Abbildung 5.16: LO-Wirkungsquerschnitt der WWZ-Produktion, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls ohne und mit einem zusätzlichen Schnitt $p_{T,miss} \geq 100$ GeV.

Ein wesentlicher Unterschied zur WWW-Produktion ist der betrachtete Endzustand mit vier sichtbaren Leptonen sowie zwei Neutrinos, während dort drei sichtbare Leptonen und drei Neutrinos auftreten. Dabei kommt je ein Lepton aus dem Zerfall des W^+ bzw. W^- und ein l^+l^- -Paar stammt aus dem Zerfall des Z-Bosons. Betrachtet man nun die Azimutalwinkelverteilung zwischen den beiden Leptonen aus den W-Zerfällen, so werden hier wie auch im WWW-Fall große Winkel durch die anomalen Kopplungen verstärkt (Abbildung 5.17b). Stammen nun beide Leptonen vom gleichen Boson, so verschiebt sich im Gegensatz dazu der Wirkungsquerschnitt hin zu kleineren Winkeln (Abbildung 5.17a). Dieser Effekt ergibt sich aus der tendenziell höheren Energie des zerfallenden Z-Bosons bei Berücksichtigung der anomalen Kopplungen.

Aus den Daten, die im Experiment gewonnen werden, lassen sich die Leptonen nicht direkt zuordnen. Man erhält dort pro Ereignis nur 2 positiv und 2 negativ geladene Leptonen. Allerdings kann man die Leptonen recht gut einordnen, wenn man sich die invarianten Massen der möglichen Leptonpaare anschaut: Die invariante Masse des Leptonpaares aus dem Z-Zerfall liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit näher an der Masse des Z-Bosons als die invariante Masse des anderen Leptonpaares. Die mit dieser Bedingung erhaltenen Verteilungen zeigen, dass sich damit die Zuordnung der Leptonen recht gut durchführen lässt: Die Azimutalwinkelverteilung des Leptonpaares, dessen invariante Masse nahe bei der Z-Masse liegt (Abbildung 5.17c) zeigt sehr deutlich die Betonung auf kleine Winkel, die auch in Abbildung 5.17a zu sehen war. Selbiges gilt auch für die anderen beiden Leptonen, Abbildung 5.17d stimmt sehr gut mit Abbildung 5.17b überein.

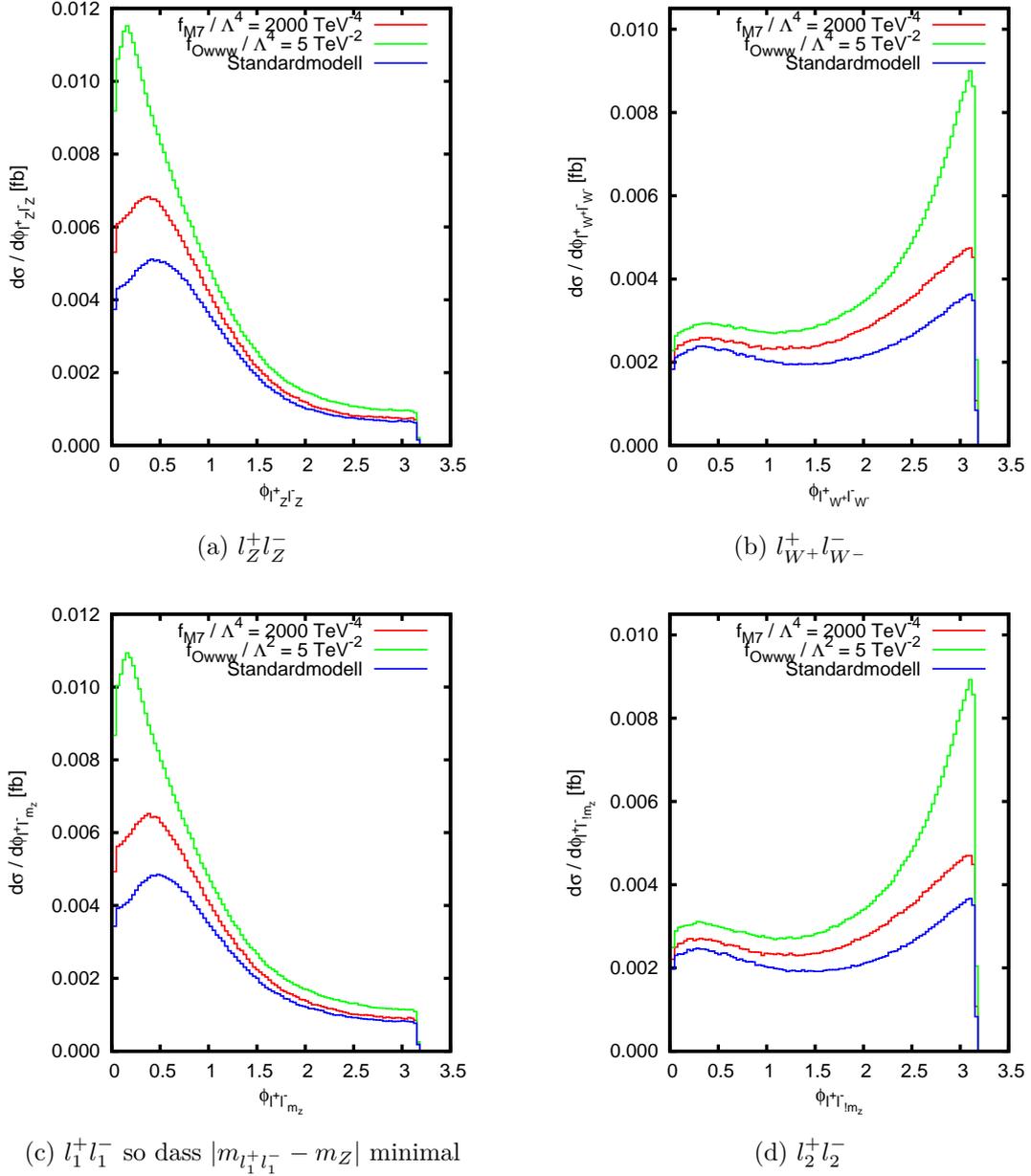


Abbildung 5.17: Azimutalwinkelverteilungen zwischen l^+ und l^- mit Schnitt $p_{T,miss} \geq 100$ GeV in LO. Die Auswahl der Leptonpaare wird im Text beschrieben.

Bei der Berechnung in nächst führender Ordnung QCD zeigen sich ähnliche Effekte wie bei der WWZ-Produktion: Der prozentuelle Effekt der anomalen Kopplungen nimmt ab, allerdings sind die Charakteristika weiterhin erkennbar (Abbildungen 5.18 und 5.19).

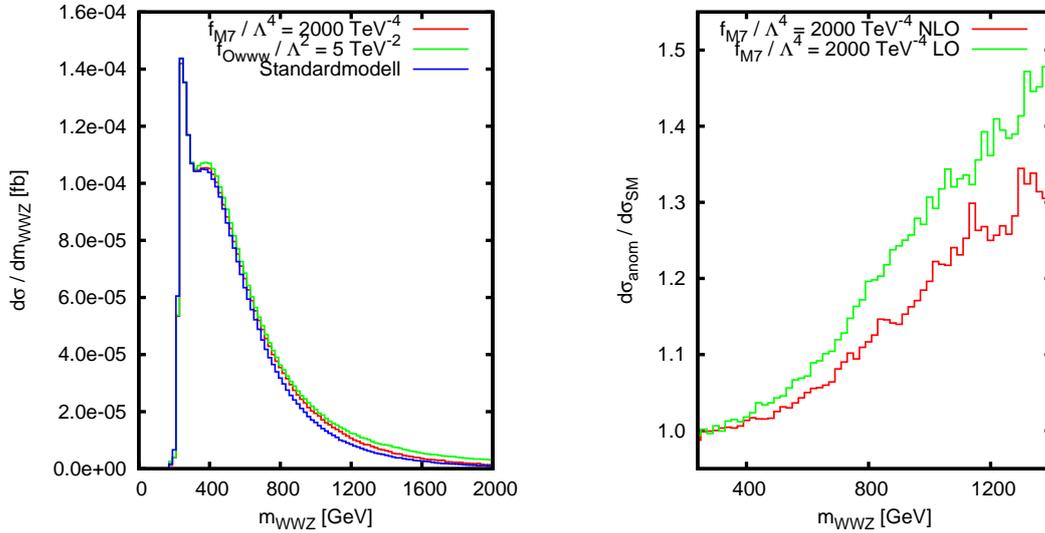


Abbildung 5.18: NLO-Wirkungsquerschnitt der WWZ-Produktion, aufgetragen über der invarianten Masse des WWZ-Systems sowie relative Änderungen durch die anomalen Kopplungen.

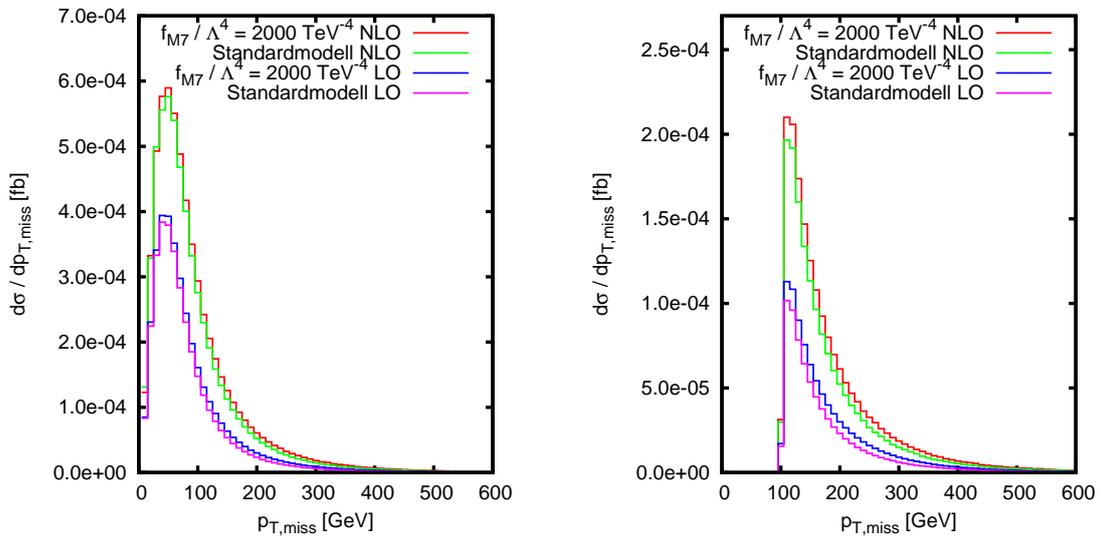


Abbildung 5.19: NLO-Wirkungsquerschnitt der WWZ-Produktion, aufgetragen über dem fehlenden Transversalimpuls ohne und mit einem zusätzlichen Schnitt $p_{T,\text{miss}} \geq 100 \text{ GeV}$.

5.4 Untersuchung der Viererkopplungen via VVV-Produktion am LHC

Um abzuschätzen, wie stark sich die anomalen Viererkopplungen aus der effektiven Lagrangedichte (3.33) am LHC bemerkbar machen könnten, werden nun Wirkungsquerschnitte in nächst führender Ordnung QCD für verschiedene Kopplungsstärken mit Hilfe von VBFNLO berechnet. Die hierbei verwendeten Parameter sind in Anhang B aufgeführt. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass nur jeweils ein neuer Operator zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Mit einem Formfaktor wird der unitaritätsverletzende Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei hohen Energien durch die neuen Operatoren unterdrückt. Die verwendeten Werte in Abhängigkeit der Kopplungsstärke sind in Anhang B.4 verzeichnet. Zur besseren Sichtbarkeit der anomalen Kopplungen fanden, wie im letzten Kapitel motiviert wurde, nur Ereignisse mit einem fehlenden Transversalimpuls von

$$p_{T,miss} \geq 100 \text{ GeV}$$

Berücksichtigung.

Bei der Sensitivitätsanalyse wird von einer integrierten Luminosität von $L = 500\text{fb}^{-1}$, welche nach einer Laufzeit des LHC von ca. 5 Jahren erwartet wird, sowie einer idealen Detektoreffizienz ausgegangen. Eventuelle Hintergrundprozesse wurden nicht berücksichtigt. Unter diesen vereinfachenden Voraussetzungen ist der Ansatz aus [41] zur Berechnung der Schranken an die anomalen Kopplungen ausreichend.

Geht man davon aus, dass sich am LHC keine Anzeichen für Abweichungen vom Standardmodell zeigen, man also maximal $N_{beob.}$ Ereignisse misst, wobei

$$N_{beob.} = \sigma_{SM} \cdot L \quad (5.9)$$

ist, dann lässt sich mit

$$\sum_{k=0}^{N_{beob.}} P_{Poisson}(k | N_{max}) = 0.05 \quad (5.10)$$

eine Obergrenze mit 95% Sicherheit an N_{max} und mit L auch an σ_{max} setzen. Dies lässt sich dann direkt in Schranken an die anomalen Kopplungen umrechnen.

Mit den Standardmodell-Wirkungsquerschnitten auf NLO bei den oben genannten Parametern von

$$\sigma_{WWW+} = (0.2871 \pm 0.0006) \text{ fb} \quad (5.11)$$

und

$$\sigma_{WWZ} = (0.1286 \pm 0.0003) \text{ fb} \quad (5.12)$$

ergeben sich mit einer integrierten Luminosität von $L = 500\text{fb}^{-1}$ die erwarteten Ereigniszahlen

$$N_{SM,WWW+} = 143 \quad (5.13)$$

$$N_{SM,WWZ} = 64. \quad (5.14)$$

Aus der Gleichung (5.10) erhält man Obergrenzen an die Ereigniszahlen mit 95% Sicherheit (2σ) von

$$N_{max,WWW+} = 164 \quad (5.15)$$

$$N_{max,WWZ} = 79, \quad (5.16)$$

was Wirkungsquerschnitten von

$$\sigma_{max,WWW+} = 0.328 \text{ fb} \quad (5.17)$$

$$\sigma_{max,WWZ} = 0.158 \text{ fb} \quad (5.18)$$

entspricht. Die Grenzen an die Parameter der anomalen Kopplungen erhält man dann aus der Bedingung, dass der Wirkungsquerschnitt mit anomalen Kopplungen diesem Grenzwert entspricht.

Die erwarteten Ereigniszahlen für die einzelnen Operatoren, sowie die daraus erhaltenen Ausschlussgrenzen an die anomalen Kopplungen, werden auf den nächsten Seiten vorgestellt.

In den Tabellen sind die Werte, bei denen die oben ermittelten 2σ -Grenzen überschritten wurden, fett gedruckt. Das Erreichen der 1σ -Grenze (68 % CL, 149 bzw. 69 Ereignisse) ist durch einen kursiven Schriftsatz kenntlich gemacht.

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Kopplungskonstanten wird dabei erheblich durch die Formfaktoren beeinflusst. Die Beiträge der anomalen Kopplungen weichen vom erwarteten quadratischen Verhalten ab, da sie an jedem Punkt durch die Formfaktoren so weit abgeschwächt werden, bis sie die Unitaritätsgrenze respektieren.

5.4.1 Operatoren $\mathcal{L}_{S,0}$ und $\mathcal{L}_{S,1}$

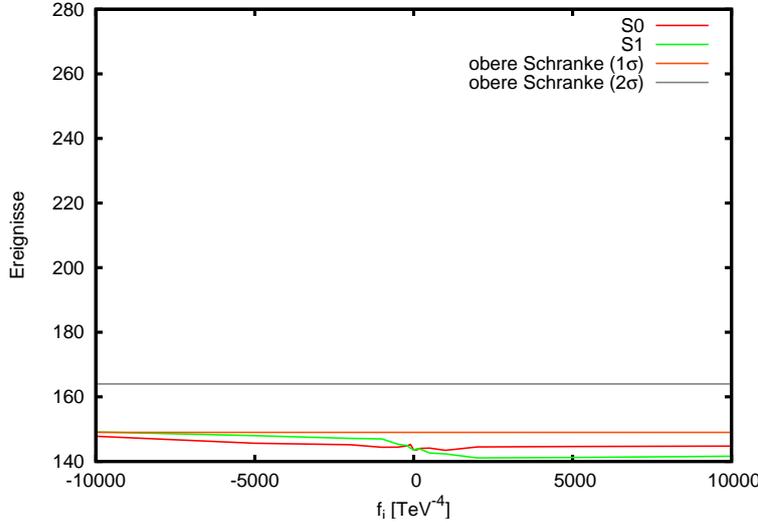


Abbildung 5.20: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-W^+ \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{S,i}/\Lambda^4$.

$f_i/\Lambda^4 [\text{TeV}^{-4}]$	-10000	-5000	-2000	-1000	-500	-200	-100
$\mathcal{L}_{S,0}$	147	145	145	144	144	144	145
$\mathcal{L}_{S,1}$	149	147	147	146	145	144	144

$f_i/\Lambda^4 [\text{TeV}^{-4}]$	0	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\mathcal{L}_{S,0}$	143	143	144	144	143	144	144	144
$\mathcal{L}_{S,1}$	143	143	143	142	142	141	141	141

Tabelle 5.2: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-W^+ \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{S,i}/\Lambda^4$.

Im untersuchten Bereich $|f_{S,i}/\Lambda^4| \leq 10000 \text{ TeV}^{-4}$ lassen sich für $f_{S,0}/\Lambda^4$ und $f_{S,1}/\Lambda^4$ keine aussagekräftigen Schranken angeben, da die Auswirkungen der Operatoren unter Berücksichtigung des Formfaktors so klein sind, dass keine Änderungen an der Ereigniszahl zu erwarten sind. Einzig eine schwache untere 1σ -Schranke für $f_{S,1}/\Lambda^4$ ergibt sich aus den Daten. Eine Vergrößerung des untersuchten Bereichs erscheint nicht sinnvoll, da bereits bei den höchsten betrachteten Kopplungsstärken der Formfaktor in der Nähe der elektroschwachen Skala liegen muss, um die Erhaltung der Unitarität zu gewährleisten.

Éboli et al. haben für den in [11] betrachteten Prozess $pp \rightarrow jje^\pm \mu^{\pm(\mp)} \nu \nu$ Schranken mit 99% Sicherheit von

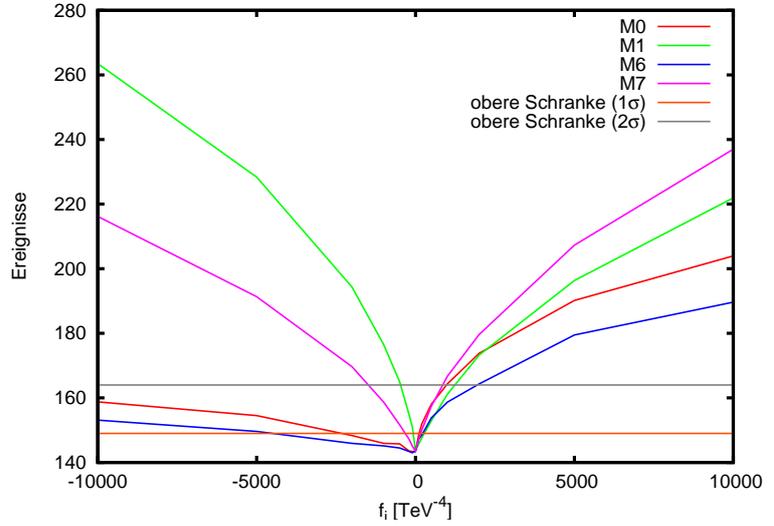
$$-22 < \frac{f_{S,0}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 24, \quad (5.19)$$

$$-25 < \frac{f_{S,1}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 25 \quad (5.20)$$

erhalten, weshalb sich der dort vorgestellte Prozess besser zur Untersuchung dieser Operatoren eignet.

5.4.2 Operatoren $\mathcal{L}_{M,0}$ bis $\mathcal{L}_{M,7}$

Abbildung 5.21: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-W^+ \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{M,i}/\Lambda^4$.



f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	-10000	-5000	-2000	-1000	-500	-200	-100
$\mathcal{L}_{M,0}$	158	154	148	145	145	143	143
$\mathcal{L}_{M,1}$	263	228	194	176	164	154	150
$\mathcal{L}_{M,6}$	153	149	145	145	144	143	143
$\mathcal{L}_{M,7}$	216	191	169	158	151	147	145

f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	0	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\mathcal{L}_{M,0}$	143	148	151	158	164	173	190	203
$\mathcal{L}_{M,1}$	143	145	147	152	161	173	196	221
$\mathcal{L}_{M,6}$	143	147	148	153	158	164	179	189
$\mathcal{L}_{M,7}$	143	147	150	157	166	179	207	237

Tabelle 5.3: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-W^+ \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{M,i}/\Lambda^4$.

Mit den Daten aus Tabelle 5.3 lassen sich folgende 1σ -Ausschlussgrenzen an die anomalen Kopplungen abschätzen:

$$-5000 < \frac{f_{M,0}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 200, \quad (5.21)$$

$$-100 < \frac{f_{M,1}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 500, \quad (5.22)$$

$$-5000 < \frac{f_{M,6}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 500, \quad (5.23)$$

$$-500 < \frac{f_{M,7}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 200. \quad (5.24)$$

2σ -Grenzen können für negative Kopplungskonstanten nicht bei allen Operatoren aus den obigen Daten ermittelt werden, nur bei $\mathcal{L}_{M,1}$ und $\mathcal{L}_{M,7}$ steigt der Wirkungsquerschnitt ausreichend an:

$$\frac{f_{M,0}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 1000, \quad (5.25)$$

$$-500 < \frac{f_{M,1}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 2000, \quad (5.26)$$

$$\frac{f_{M,6}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 2000, \quad (5.27)$$

$$-2000 < \frac{f_{M,7}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 1000. \quad (5.28)$$

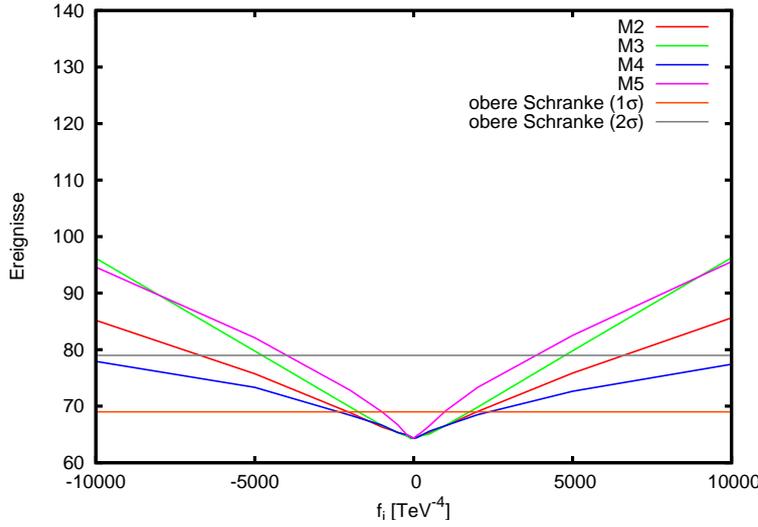


Abbildung 5.22: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-Z \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{M,i}/\Lambda^4$.

f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	-10000	-5000	-2000	-1000	-500	-200	-100
$\mathcal{L}_{M,2}$	85	75	68	66	65	64	64
$\mathcal{L}_{M,3}$	96	79	69	66	65	64	64
$\mathcal{L}_{M,4}$	77	73	68	66	65	64	64
$\mathcal{L}_{M,5}$	94	82	72	69	66	64	64

f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	0	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\mathcal{L}_{M,2}$	64	64	64	65	66	69	75	85
$\mathcal{L}_{M,3}$	64	64	64	65	66	69	79	96
$\mathcal{L}_{M,4}$	64	64	64	65	66	68	72	77
$\mathcal{L}_{M,5}$	64	64	65	66	69	73	82	95

Tabelle 5.4: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-Z \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{M,i}/\Lambda^4$.

Die 1σ -Grenzen für die Operatoren $\mathcal{L}_{M,2}$ - $\mathcal{L}_{M,5}$ aus der WWZ-Produktion mit leptonischem Zerfall lauten:

$$-5000 < \frac{f_{M,2}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 2000, \quad (5.29)$$

$$-2000 < \frac{f_{M,3}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 2000, \quad (5.30)$$

$$-5000 < \frac{f_{M,4}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 5000, \quad (5.31)$$

$$-1000 < \frac{f_{M,5}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 1000. \quad (5.32)$$

Für folgende Operatoren lassen sich 2σ -Grenzen angeben:

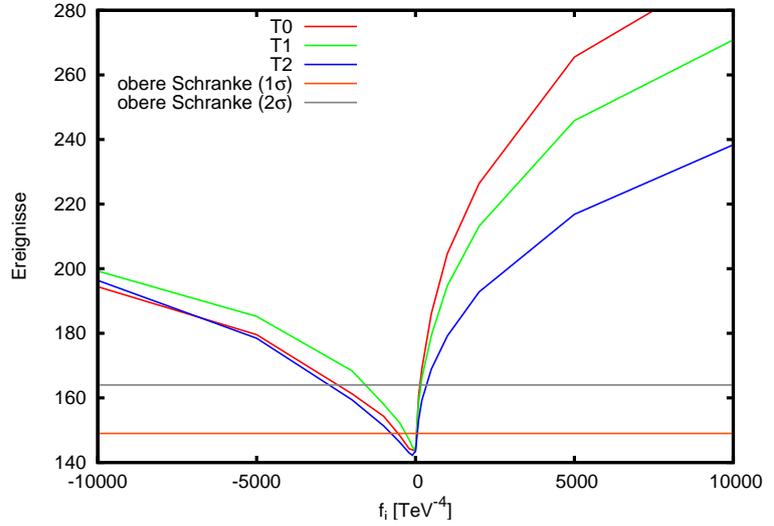
$$-10000 < \frac{f_{M,2}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 10000, \quad (5.33)$$

$$-5000 < \frac{f_{M,3}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 5000, \quad (5.34)$$

$$-5000 < \frac{f_{M,5}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 5000. \quad (5.35)$$

5.4.3 Operatoren $\mathcal{L}_{T,0}$ bis $\mathcal{L}_{T,7}$

Abbildung 5.23: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-W^+ \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{T,i}/\Lambda^4$.



f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	-10000	-5000	-2000	-1000	-500	-200	-100
$\mathcal{L}_{T,0}$	194	179	161	154	148	144	143
$\mathcal{L}_{T,1}$	199	185	168	157	152	147	144
$\mathcal{L}_{T,2}$	196	178	159	151	146	142	142

f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	0	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\mathcal{L}_{T,0}$	143	160	169	186	204	226	265	294
$\mathcal{L}_{T,1}$	143	158	166	179	194	213	245	270
$\mathcal{L}_{T,2}$	143	153	159	168	179	192	216	238

Tabelle 5.5: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-W^+ \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{T,i}/\Lambda^4$.

Aus den Berechnungen ergeben sich die Ausschlussgrenzen zu:

1 σ :

$$-1000 < \frac{f_{T,0}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 100, \quad (5.36)$$

$$-500 < \frac{f_{T,1}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 100, \quad (5.37)$$

$$-1000 < \frac{f_{T,2}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 100. \quad (5.38)$$

2 σ :

$$-5000 < \frac{f_{T,0}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 200, \quad (5.39)$$

$$-2000 < \frac{f_{T,1}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 200, \quad (5.40)$$

$$-5000 < \frac{f_{T,2}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-4}] < 500. \quad (5.41)$$

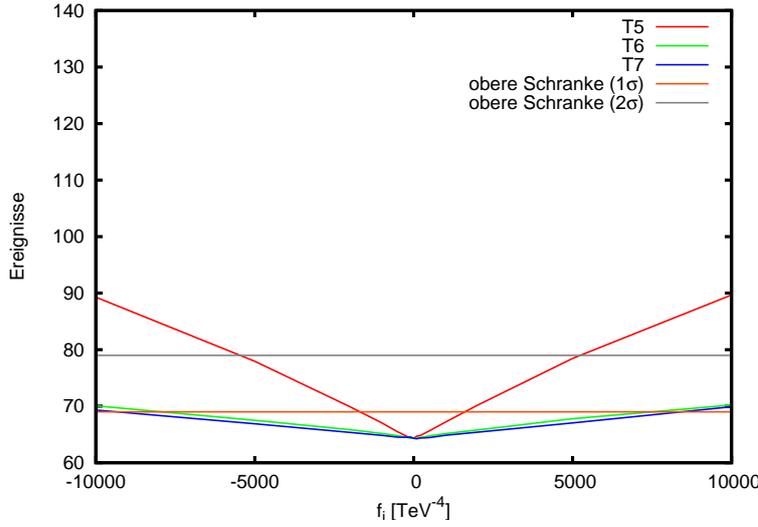


Abbildung 5.24: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-Z \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{T,i}/\Lambda^4$.

f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	-10000	-5000	-2000	-1000	-500	-200	-100
$\mathcal{L}_{T,5}$	89	77	69	67	65	64	64
$\mathcal{L}_{T,6}$	70	67	65	65	64	64	64
$\mathcal{L}_{T,7}$	69	66	65	64	64	64	64

f_i/Λ^4 [TeV $^{-4}$]	0	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\mathcal{L}_{T,5}$	64	64	64	65	67	70	78	89
$\mathcal{L}_{T,6}$	64	64	64	64	65	65	67	70
$\mathcal{L}_{T,7}$	64	64	64	64	64	65	67	69

Tabelle 5.6: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-Z \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+$ mit verschiedenen Werten für $f_{T,i}/\Lambda^4$.

Für die Operatoren $\mathcal{L}_{T,5}$ - $\mathcal{L}_{T,7}$ ergeben sich die ermittelten 1σ -Grenzen zu:

$$-2000 < \frac{f_{T,5}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 2000, \quad (5.42)$$

$$-10000 < \frac{f_{T,6}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 10000, \quad (5.43)$$

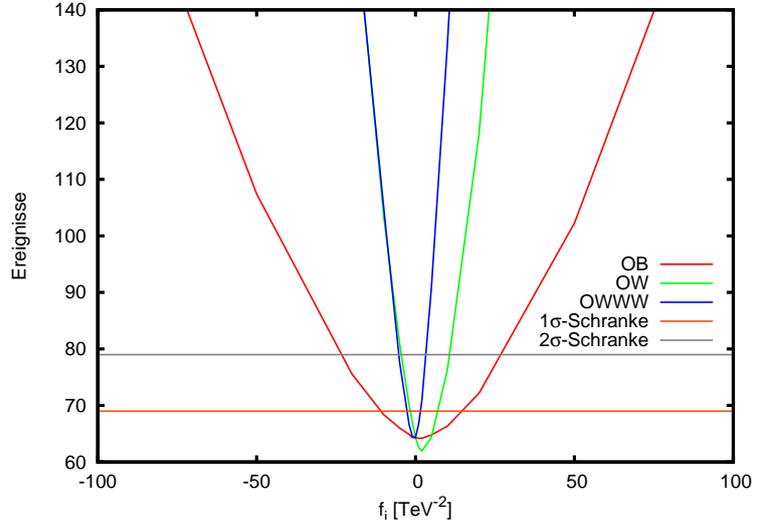
$$-10000 < \frac{f_{T,7}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 10000. \quad (5.44)$$

Eine 2σ -Ausschlussgrenze lässt sich aus diesen Berechnungen nur für $\mathcal{L}_{T,5}$ angeben:

$$-10000 < \frac{f_{T,5}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 10000. \quad (5.45)$$

5.4.4 \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_W und \mathcal{O}_{WWW}

Abbildung 5.25: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-Z \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+$ mit verschiedenen Werten für f_{O^*}/Λ^2 .



f_i/Λ^2 [TeV ⁻²]	-100	-50	-20	-10	-5	-2	-1
\mathcal{O}_B	181	107	75	68	65	64	64
\mathcal{O}_W	975	412	162	103	80	69	67
\mathcal{O}_{WWW}	440	303	161	104	77	66	64

f_i/Λ^2 [TeV ⁻²]	0	1	2	5	10	20	50	100
\mathcal{O}_B	64	64	64	64	66	72	102	177
\mathcal{O}_W	64	62	61	64	76	118	325	807
\mathcal{O}_{WWW}	64	66	70	90	133	230	475	750

Tabelle 5.7: Ereigniszahlen am LHC bei $L = 500 \text{ fb}^{-1}$, für $pp \rightarrow W^+W^-Z \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+$ mit verschiedenen Werten für f_{O^*}/Λ^2 .

Für die zum Vergleich untersuchten Dimension-6-Operatoren \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_W und \mathcal{O}_{WWW} , welche in VBFNLO auch im Prozess zur Produktion von W^+W^- in Vektorbosonfusion implementiert sind, ergeben sich aus den Berechnungen zur WWZ-Produktion mit leptonischem Zerfall die 1σ -Grenzen

$$-20 < \frac{f_B}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 20, \quad (5.46)$$

$$-2 < \frac{f_W}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 10, \quad (5.47)$$

$$-5 < \frac{f_{WWW}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 2, \quad (5.48)$$

sowie die 2σ -Grenzen

$$-50 < \frac{f_B}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 50, \quad (5.49)$$

$$-5 < \frac{f_W}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 20, \quad (5.50)$$

$$-10 < \frac{f_{WWW}}{\Lambda^4} [\text{TeV}^{-2}] < 5. \quad (5.51)$$

KAPITEL 6

Zusammenfassung und Diskussion

Mit dem baldigen Start der Datennahme am LHC bietet sich aufgrund dessen hoher Schwerpunktsenergie die Möglichkeit, die bisher nur kaum untersuchten Vier-Vektorboson-Selbstkopplungen näher zu erforschen. Da die bisherigen Einschränkungen an diese Kopplungen viel schwächer als beispielsweise bei den entsprechenden Dreierkopplungen sind, bieten sie ein interessantes Fenster zur Entdeckung physikalischer Effekte jenseits des Standardmodells.

In dieser Diplomarbeit wurden die möglichen Einflüsse anomaler Kopplungen durch Dimension-8-Operatoren auf die Vier-Vektorboson-Kopplung mit einer linearen Realisierung der elektroschwachen Symmetriebrechung am LHC untersucht. Betrachtet wurden dabei einige Prozesse der Produktion von drei Vektorbosonen, welche anschließend leptonisch zerfallen. Die Signaturen der untersuchten Prozesse lauten damit:

$$\begin{aligned} W^+W^-Z: & \quad pp \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} l_3^- l_3^+ \\ ZZW^+: & \quad pp \rightarrow l_1^- l_1^+ l_2^- l_2^+ \nu_{l_3} l_3^+ \\ ZZW^-: & \quad pp \rightarrow l_1^- l_1^+ l_2^- l_2^+ l_3^- \bar{\nu}_{l_3} \\ W^+W^-W^+: & \quad pp \rightarrow \nu_{l_1} l_1^+ l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_{l_3} l_3^+ \\ W^-W^+W^-: & \quad pp \rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} \nu_{l_2} l_2^+ l_3^- \bar{\nu}_{l_3} \end{aligned}$$

Zu Beginn wurde in Kapitel 2 das Standardmodell als theoretische Grundlage der Arbeit erläutert.

Kapitel 3 stellte das Konzept der effektiven Theorien und die möglichen Auswirkungen einer in höheren Energieskalen gültigen Theorie vor. Dieses Konzept der Erweiterung des Standardmodells wurde für einen bestimmten Sektor, die Vektorboson-Selbstkopplungen näher ausgeführt und es wurden konkrete Ausdrücke für die erweiterte Lagrangedichte durch die Dimension-8-Operatoren angegeben. Anschließend wurden die Auswirkungen dieser effektiven Lagrangedichte auf die Feynman-Regeln der Vier-

Vektorboson-Vertizes ermittelt.

Die so erhaltenen Feynman-Regeln wurden, wie in Kapitel 4 aufgeführt, in das Monte-Carlo-Simulationsprogramm VBFNLO implementiert. Zu Beginn des Kapitels wurde der grundsätzliche Ablauf einer Berechnung in VBFNLO und das Konzept der numerischen Integration vorgestellt. Weiterhin wurde die Implementierung der zugrundeliegenden Standardmodellprozesse der VVV-Produktion erläutert, bevor dann die eigentliche Integration der anomalen Kopplungen beschrieben wurde. Hierfür wurden hauptsächlich die Vertexroutinen sowie die leptonischen Tensoren der VVV-Produktion modifiziert. Außerdem wurde der Phasenraumgenerator angepasst und abschließend Tests der neuen Routinen durchgeführt. Weiterhin wurde das kritische Hochenergieverhalten der neuen Bausteine in der effektiven Lagrangedichte beschrieben und mit dem Einbau eines Formfaktors auch eine Möglichkeit geschaffen, die Auswirkungen der Probleme im Hochenergielimes zu umgehen.

In Kapitel 5 wurden dann mit dem modifizierten VBFNLO die Auswirkungen der anomalen Kopplungen auf differenzielle Wirkungsquerschnitte und Ereigniszahlen am Hadronbeschleuniger LHC untersucht.

Die Effekte der anomalen Kopplungen zeigen sich vor allem bei hohen Schwerpunktsenergien. Allerdings sind diese am LHC durch die Partonverteilungsfunktionen des Protons stark unterdrückt und tragen im Standardmodell nur einen kleinen Teil zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Die relativen Änderungen bei diesen Energien müssen deshalb recht groß sein, um messbare Effekte zu ergeben. Dies gilt insbesondere, da die Wirkungsquerschnitte in den betrachteten Prozessen insgesamt nur im fb-Bereich liegen, was deren Messung zusätzlich erschwert. Extreme Änderungen bei hohen Energien werden allerdings durch die Unitaritätsbedingung aus der Streutheorie verhindert.

Um die Effekte der anomalen Kopplungen besser zu sehen, ist es sinnvoll, Ereignisse nur zu werten, wenn eine Energieschwelle überschritten wurde. Bei der VVV-Produktion bietet sich ein Phasenraumschnitt auf den fehlenden Transversalimpuls an, da dieser zusätzlich den Untergrund mit neutrinolosen Endzuständen unterdrückt. Mit einer Wahl von $p_{T,miss} \geq 100$ GeV kann ein Großteil des Wirkungsquerschnitts bei niederen Energien abgeschnitten werden, wodurch die Sichtbarkeit der anomalen Kopplungen deutlich verbessert wird.

Es zeigt sich weiterhin, dass die Berücksichtigung der QCD-Korrekturen in nächst führender Ordnung zu diesem in führender Ordnung rein elektroschwachen Prozess äußerst wichtig ist. Zum einen übersteigen die NLO-Korrekturen das Ausmaß der erwarteten Korrekturen durch die anomalen Kopplungen teils erheblich, zum anderen könnten bei einer Betrachtung der LO-Verteilungen die Standardmodell-NLO-Korrekturen als Korrekturen durch die anomalen Kopplungen fehlinterpretiert werden. Dies wurde am Beispiel der $p_{T,miss}$ -Verteilung verdeutlicht.

Neben Veränderungen an energie- und impulsabhängigen Verteilungen modifizieren die anomalen Kopplungen auch die Winkelbeziehungen zwischen den Leptonen im Endzustand. So kann zwischen Leptonen aus dem Zerfall verschiedener Bosonen eine Verschiebung hin zu großen Azimutalwinkeln beobachtet werden.

Einen großen Einfluss auf die Verteilungen hat auch der verwendete Formfaktor. Bei einem zu schwach gewählten Formfaktor tragen unphysikalische Beiträge bei sehr hohen Energien unter Umständen einen beachtlichen Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt und zu den Änderungen im Winkelverhalten bei, dämpfen die Modifikationen allerdings bei einem zu rigide gewählten Formfaktor. Um den Effekt der Formfaktoren möglichst klein zu halten, wurden sie auf den maximalen Wert gesetzt, der nach Betrachtung der Unitaritätsbedingung bei der VV-Streuung erlaubt ist.

Die Kopplungsstärke hat ebenfalls einen großen Einfluss auf die Auswirkungen der anomalen Kopplungen. Deren Einfluss auf Wirkungsquerschnitte am LHC wurde deshalb am Ende von Kapitel 5 noch untersucht. Es wurde die erwartete Ereigniszahl am LHC bei verschiedenen Kopplungsstärken für jeden der 19 Operatoren unter Berücksichtigung eines passenden Formfaktors und einer angenommenen integrierten Luminosität von $L = 500 \text{ fb}^{-1}$ berechnet. Aus diesen Werten wurden 1σ - und 2σ -Ausschlussgrenzen ermittelt. Dabei zeigten sich erhebliche Unterschiede zwischen den einzelnen Operatoren. So weisen die Wirkungsquerschnitte einiger Operatoren, wie $\mathcal{L}_{S,i}$, über den untersuchten Bereich $100 \text{ TeV}^{-4} \leq |f_i/\Lambda^4| \leq 10000 \text{ TeV}^{-4}$ kaum messbare Änderungen auf, während bei den Operatoren $\mathcal{L}_{T,0}$ - $\mathcal{L}_{T,2}$ bereits ab Kopplungsstärken von $f_i = 100 \text{ TeV}^{-4}$ deutliche Abweichungen vom Standardmodellverhalten sichtbar werden.

Es hat sich gezeigt, dass die Modifikationen an den Vier-Vektorbosonvertizes durch anomale Kopplungen der Dimension-8-Operatoren einen erheblichen Einfluss auf das Hochenergieverhalten der Produktion von drei Vektorbosonen hat. Auch in den Winkelverteilungen der Zerfallsleptonen ergeben sich sichtbare Änderungen. Wegen der recht kleinen Wirkungsquerschnitte, bei denen Ereignisse mit hohen Energien aufgrund der Partonverteilungen am LHC nur einen geringen Beitrag liefern, ist eine genaue Vermessung dieser Effekte anspruchsvoll und setzt Daten einer mehrjährigen Laufzeit des LHCs voraus.

Für die Zukunft könnten weitere Analysen der anomalen Kopplungen mit einem Monte-Carlo-Generator interessant sein, zum Beispiel das Verhalten bei mehr als einem gleichzeitig aktiven Operator. Da die Operatoren verschiedene Partialwellen verstärken, könnten damit, bei Einhaltung der Unitaritätsbedingung, stärkere Abweichungen vom Standardmodell auftreten. Auch könnte eine Kombination verschiedener Operatoren eine teilweise Auslöschung der unitaritätsverletzenden Beiträge bewirken, was ebenfalls höhere Kopplungskonstanten erlauben würde. Der Einfluss des Formfaktors und unterschiedlicher Formfaktorexponenten ist ebenfalls von Interesse. Für diese und weitere Untersuchungen steht der Code von VBFNLO auf der Institutswebseite öffentlich bereit.

Feynman-Regeln der anomalen Kopplungen

Die Feynman-Regeln für die einzelnen Operatoren wurden, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, mit FeynRules [17] berechnet und für $\mathcal{L}_{S,0}$ und $\mathcal{L}_{S,1}$ von Hand nachgerechnet. Die Operatoren \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_W und \mathcal{O}_{WWW} wurden außerdem noch mit den Ausdrücken aus der Diplomarbeit und dem Code von N. Greiner [12] verglichen.

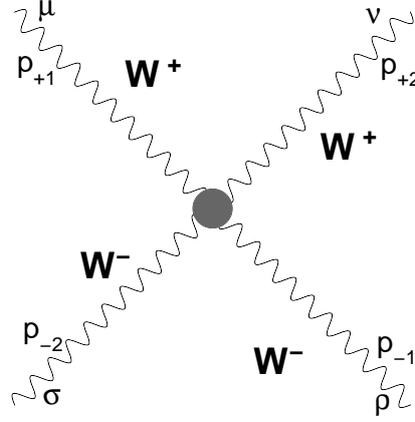
Zum Endzustand mit 6 Leptonen tragen Viererkopplungen mit einem skalaren Higgsboson nicht bei, weshalb hier nur die Kopplungen mit 4 Vektorbosonen berechnet wurden. Die Dreierkopplungen mit zwei Vektorbosonen und einem Higgsboson werden für die Higgsresonanzen benötigt, weshalb für sie ebenfalls die anomalen Kopplungen berechnet wurden. Während die Dimension-8-Operatoren nur die Viererkopplungen verändern, tragen die Dimension-6-Operatoren auch zu den Dreierkopplungen bei.

Im Folgenden bezeichnet c_θ den Cosinus des Weinberg-Winkels $\cos(\theta_W)$, s_θ steht für $\sin(\theta_W)$, $g_w = e/\sin(\theta_W)$ ist die Kopplungskonstante der W_i , $g_1 = e/\sin(\theta_W)$ bezeichnet die Kopplungskonstante der B -Eichbosonen und v ist der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes.

Zum Vergleich sind die entsprechenden Vertizes aus der Standardmodell-Lagrangedichte \mathcal{L}_{SM} ebenfalls angegeben.

Alle Impulse sind einlaufend gewählt.

A.1 WWW-Vertex



$$\mathcal{L}_{SM} : ig_w^2 (2g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho})$$

$$\mathcal{L}_{S,0} : i\frac{f_{S0}}{\Lambda^4} \frac{g_w^4 v^4}{4} g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}$$

$$\mathcal{L}_{S,1} : i\frac{f_{S1}}{\Lambda^4} \frac{g_w^4 v^4}{8} (g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho} + g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,0} : & -\frac{i}{2} \frac{f_{M0}}{\Lambda^4} g_w^4 v^2 (p_{+2}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} - g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} g^{\mu\rho} - g^{\nu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2} g^{\mu\rho} + p_{-1}^\nu p_{+2}^\rho g^{\mu\sigma} \\ & + p_{+1}^\sigma p_{-2}^\mu g^{\rho\nu} + p_{+1}^\rho p_{-1}^\mu g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{+1} \cdot p_{-2} - g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{-1} \cdot p_{+2}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,1} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M1}}{\Lambda^4} g_w^4 v^2 (p_{+1}^\sigma p_{-1}^\nu g^{\mu\rho} + p_{+1}^\nu p_{-1}^\sigma g^{\mu\rho} - p_{-1}^\nu p_{+2}^\sigma g^{\mu\rho} - p_{+1}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} \\ & + g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} g^{\mu\rho} + g^{\nu\sigma} p_{-1} \cdot p_{+2} g^{\mu\rho} - p_{+1}^\rho p_{-1}^\sigma g^{\mu\nu} - p_{-1}^\sigma p_{+2}^\rho g^{\mu\nu} - p_{+1}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} \\ & - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} - p_{+1}^\rho p_{-1}^\nu g^{\mu\sigma} + p_{+1}^\nu p_{-2}^\rho g^{\mu\sigma} + p_{+1}^\rho p_{-2}^\nu g^{\mu\sigma} - p_{+2}^\rho p_{-2}^\nu g^{\mu\sigma} \\ & - p_{+1}^\sigma p_{-1}^\mu g^{\rho\nu} + p_{-1}^\sigma p_{+2}^\mu g^{\rho\nu} + p_{-1}^\mu p_{+2}^\sigma g^{\rho\nu} - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\mu g^{\rho\nu} - p_{+1}^\nu p_{-1}^\mu g^{\rho\sigma} \\ & - p_{-1}^\nu p_{+2}^\mu g^{\rho\sigma} - p_{+1}^\nu p_{-2}^\mu g^{\rho\sigma} - p_{+2}^\mu p_{-2}^\nu g^{\rho\sigma} - p_{-1}^\mu p_{+2}^\nu g^{\rho\sigma} - p_{+1}^\mu p_{-2}^\nu g^{\rho\sigma} \\ & + p_{+2}^\rho p_{-2}^\mu g^{\nu\sigma} + p_{+2}^\mu p_{-2}^\rho g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{+1} \cdot p_{-1} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} \\ & + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{-1} \cdot p_{+2} + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{+2} \cdot p_{-2} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2}) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{M,6} : -\frac{i}{4} \frac{f_{M6}}{\Lambda^4} g_w^4 v^2 (p_{+2}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} - g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} g^{\mu\rho} - g^{\nu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2} g^{\mu\rho} + p_{-1}^\nu p_{+2}^\rho g^{\mu\sigma} \\ + p_{+1}^\sigma p_{-2}^\mu g^{\rho\nu} + p_{+1}^\rho p_{-1}^\mu g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{+1} \cdot p_{-2} - g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{-1} \cdot p_{+2})$$

$$\mathcal{L}_{M,7} : \frac{i}{8} \frac{f_{M7}}{\Lambda^4} g_w^4 v^2 (p_{+1}^\nu p_{-1}^\sigma g^{\mu\rho} - p_{+1}^\rho p_{-1}^\sigma g^{\mu\nu} - p_{-1}^\sigma p_{+2}^\rho g^{\mu\nu} - p_{+1}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} \\ - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} + p_{+1}^\nu p_{-2}^\rho g^{\mu\sigma} + p_{-1}^\sigma p_{+2}^\mu g^{\rho\nu} - p_{+1}^\nu p_{-1}^\mu g^{\rho\sigma} - p_{-1}^\nu p_{+2}^\mu g^{\rho\sigma} \\ - p_{+1}^\nu p_{-2}^\mu g^{\rho\sigma} - p_{+2}^\mu p_{-2}^\nu g^{\rho\sigma} + p_{+2}^\mu p_{-2}^\rho g^{\nu\sigma} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} \\ + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{-1} \cdot p_{+2} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2})$$

$$\mathcal{L}_{T,0} : 8i \frac{f_{T0}}{\Lambda^4} g_w^4 (p_{+1}^\sigma p_{+2}^\rho p_{-1}^\nu p_{-2}^\mu - p_{+1}^\sigma g^{\nu\rho} p_{+2} \cdot p_{-1} p_{-2}^\mu + p_{+1}^\rho p_{+2}^\sigma p_{-1}^\mu p_{-2}^\nu \\ - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} p_{+1} \cdot p_{-1} - p_{+2}^\rho p_{-1}^\nu g^{\mu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{-2} p_{+2} \cdot p_{-1} \\ - p_{+1}^\rho p_{-1}^\mu g^{\nu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} p_{+2} \cdot p_{-2})$$

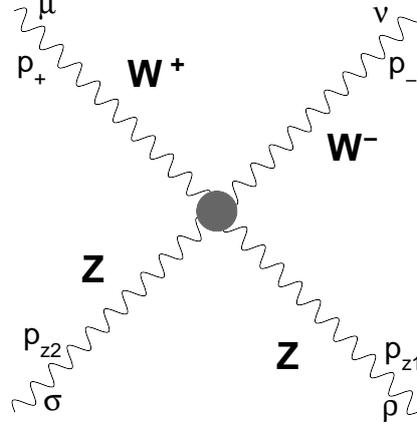
$$\mathcal{L}_{T,1} : 4i \frac{f_{T1}}{\Lambda^4} g_w^4 (p_{+1}^\sigma p_{+2}^\rho p_{-1}^\nu p_{-2}^\mu - p_{+1}^\sigma g^{\nu\rho} p_{+2} \cdot p_{-1} p_{-2}^\mu + p_{+1}^\rho p_{+2}^\sigma p_{-1}^\mu p_{-2}^\nu \\ + 2p_{+1}^\nu p_{+2}^\mu p_{-1}^\sigma p_{-2}^\rho - 2p_{-1}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} p_{+1} \cdot p_{+2} - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} p_{+1} \cdot p_{-1} - p_{+2}^\rho p_{-1}^\nu g^{\mu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} \\ + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{-2} p_{+2} \cdot p_{-1} - p_{+1}^\rho p_{-1}^\mu g^{\nu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} p_{+2} \cdot p_{-2} \\ - 2p_{+1}^\nu p_{+2}^\mu g^{\rho\sigma} p_{-1} \cdot p_{-2} + 2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{+2} p_{-1} \cdot p_{-2})$$

$$\mathcal{L}_{T,2} : i \frac{f_{T2}}{\Lambda^4} g_w^4 (2p_{+1}^\rho p_{+2}^\sigma p_{-1}^\nu p_{-2}^\mu + p_{+1}^\nu p_{+2}^\rho p_{-1}^\sigma p_{-2}^\mu - p_{-1}^\sigma g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{+2} p_{-2}^\mu + p_{-1}^\nu g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{+2} p_{-2}^\mu \\ - 2p_{+2}^\sigma g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{-1} p_{-2}^\mu + 2p_{+2}^\rho g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} p_{-2}^\mu - 2p_{+1}^\rho g^{\nu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-1} p_{-2}^\mu - p_{+1}^\nu g^{\rho\sigma} p_{+2} \cdot p_{-1} p_{-2}^\mu \\ + 2p_{+1}^\sigma p_{+2}^\rho p_{-1}^\mu p_{-2}^\nu + p_{+1}^\rho p_{+2}^\sigma p_{-1}^\nu p_{-2}^\mu + p_{+1}^\nu p_{+2}^\rho p_{-1}^\mu p_{-2}^\sigma + p_{+1}^\sigma p_{+2}^\rho p_{-1}^\nu p_{-2}^\mu \\ - p_{-1}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} p_{+1} \cdot p_{+2} - p_{-1}^\nu p_{-2}^\rho g^{\mu\sigma} p_{+1} \cdot p_{+2} - p_{-1}^\mu p_{-2}^\rho g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{+2} + p_{-1}^\mu p_{-2}^\nu g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{+2} \\ - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} p_{+1} \cdot p_{-1} - 2p_{+2}^\rho p_{-2}^\nu g^{\mu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} + p_{+2}^\mu p_{-2}^\rho g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} - p_{+2}^\mu p_{-2}^\nu g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} \\ - p_{+2}^\rho p_{-1}^\sigma g^{\mu\nu} p_{+1} \cdot p_{-2} - 2p_{+2}^\sigma p_{-1}^\nu g^{\mu\rho} p_{+1} \cdot p_{-2} + 2p_{+2}^\sigma p_{-1}^\mu g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{-2} + p_{+2}^\mu p_{-1}^\sigma g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{-2} \\ - 2p_{+2}^\rho p_{-1}^\mu g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} - p_{+2}^\mu p_{-1}^\nu g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} - p_{+1}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} p_{+2} \cdot p_{-1} - 2p_{+1}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} p_{+2} \cdot p_{-1} \\ + 2p_{+1}^\rho p_{-2}^\nu g^{\mu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-1} + p_{+1}^\nu p_{-2}^\rho g^{\mu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-1} + 2g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} p_{+2} \cdot p_{-1} \\ + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} p_{+2} \cdot p_{-1} - p_{+1}^\rho p_{-1}^\sigma g^{\mu\nu} p_{+2} \cdot p_{-2} + 2p_{+1}^\sigma p_{-1}^\nu g^{\mu\rho} p_{+2} \cdot p_{-2} \\ + p_{+1}^\nu p_{-1}^\sigma g^{\mu\rho} p_{+2} \cdot p_{-2} - 2p_{+1}^\rho p_{-1}^\nu g^{\mu\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2} - 2p_{+1}^\sigma p_{-1}^\mu g^{\nu\rho} p_{+2} \cdot p_{-2} \\ - p_{+1}^\nu p_{-1}^\mu g^{\rho\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2} + 2g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{-1} p_{+2} \cdot p_{-2} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} p_{+2} \cdot p_{-2} \\ + p_{+1}^\sigma p_{+2}^\rho g^{\mu\nu} p_{-1} \cdot p_{-2} + p_{+1}^\rho p_{+2}^\sigma g^{\mu\nu} p_{-1} \cdot p_{-2} - p_{+1}^\nu p_{+2}^\sigma g^{\mu\rho} p_{-1} \cdot p_{-2} \\ - p_{+1}^\nu p_{+2}^\rho g^{\mu\sigma} p_{-1} \cdot p_{-2} - p_{+1}^\sigma p_{+2}^\mu g^{\nu\rho} p_{-1} \cdot p_{-2} - p_{+1}^\rho p_{+2}^\mu g^{\nu\sigma} p_{-1} \cdot p_{-2} \\ + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{+1} \cdot p_{+2} p_{-1} \cdot p_{-2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{+2} p_{-1} \cdot p_{-2})$$

$$\mathcal{O}_W : -\frac{i}{4} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^4 v^2 (g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - 2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{WWW} : & \frac{3i}{2} \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} g_w^4 (p_{+1}^\sigma p_{-1}^\nu g^{\mu\rho} - p_{+1}^\nu p_{-1}^\sigma g^{\mu\rho} - p_{-1}^\nu p_{+2}^\sigma g^{\mu\rho} - p_{+1}^\sigma p_{-2}^\nu g^{\mu\rho} \\ & + g^{\nu\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} g^{\mu\rho} + g^{\nu\sigma} p_{-1} \cdot p_{+2} g^{\mu\rho} + p_{+1}^\rho p_{-1}^\sigma g^{\mu\nu} + p_{-1}^\sigma p_{+2}^\rho g^{\mu\nu} + p_{+1}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} \\ & + p_{+2}^\sigma p_{-2}^\rho g^{\mu\nu} - p_{+1}^\rho p_{-1}^\nu g^{\mu\sigma} - p_{+1}^\nu p_{-2}^\rho g^{\mu\sigma} + p_{+1}^\rho p_{-2}^\nu g^{\mu\sigma} - p_{+2}^\rho p_{-2}^\nu g^{\mu\sigma} \\ & - p_{+1}^\sigma p_{-1}^\mu g^{\rho\nu} - p_{-1}^\sigma p_{+2}^\mu g^{\rho\nu} + p_{-1}^\mu p_{+2}^\sigma g^{\rho\nu} - p_{+2}^\sigma p_{-2}^\mu g^{\rho\nu} + p_{+1}^\nu p_{-1}^\mu g^{\rho\sigma} \\ & + p_{-1}^\nu p_{+2}^\mu g^{\rho\sigma} + p_{+1}^\nu p_{-2}^\mu g^{\rho\sigma} + p_{+2}^\mu p_{-2}^\nu g^{\rho\sigma} - p_{-1}^\mu p_{+2}^\nu g^{\rho\sigma} - p_{+1}^\rho p_{-2}^\mu g^{\nu\sigma} \\ & + p_{+2}^\rho p_{-2}^\mu g^{\nu\sigma} - p_{+2}^\mu p_{-2}^\rho g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{+1} \cdot p_{-1} - g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-1} - g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+1} \cdot p_{-2} \\ & - g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{-1} \cdot p_{+2} + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_{+2} \cdot p_{-2} - g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{+2} \cdot p_{-2}) \end{aligned}$$

A.2 WWZZ-Vertex



$$\mathcal{L}_{SM} : ig_w^2 c_\theta^2 (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - 2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma})$$

$$\mathcal{L}_{S,0} : i \frac{f_{S0}}{\Lambda^4} \frac{g_w^4 v^4}{16c_\theta^2} (g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma})$$

$$\mathcal{L}_{S,0} : i \frac{f_{S1}}{\Lambda^4} \frac{g_w^4 v^4}{8c_\theta^2} g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,0} : & -\frac{i}{2} \frac{f_{M0}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z1}^\sigma p_{z2}^\rho g^{\mu\nu} g_w^2 \\ & - c_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z1} \cdot p_{z2} g_w^2 - c_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- g_w^2 + 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_w \\ & - 2c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- g_w + g_1^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} - g_1^2 s_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,1} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M1}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (c_\theta^2 p_{z1}^\nu p_{z2}^\mu g^{\rho\sigma} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z1}^\mu p_{z2}^\nu g^{\rho\sigma} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z1}^\sigma p_{z2}^\nu g^{\rho\mu} g_w^2 \\ & - c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z1}^\sigma p_{z2}^\mu g^{\rho\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z1}^\nu p_{z2}^\rho g^{\sigma\mu} g_w^2 \\ & - c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z1}^\mu p_{z2}^\rho g^{\sigma\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_+^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} g_w^2 + c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w^2 \\ & + c_\theta^2 p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z1} \cdot p_{z2} g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z1} \cdot p_{z2} g_w^2 \\ & + c_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_+ \cdot p_- g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_- g_w^2 - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} g_w \\ & - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} g_w - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} g_w - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} g_w \\ & + 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w + 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} g_w + 2c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_+ \cdot p_- g_w \\ & + 2c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_- g_w - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} \\ & - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} + g_1^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \\ & + g_1^2 s_\theta^2 p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} + g_1^2 s_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_+ \cdot p_- + g_1^2 s_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{M,2} : -\frac{i}{4} \frac{f_{M2}}{\Lambda^4} g_1^2 g_w^2 s_\theta^2 v^2 g^{\mu\nu} (p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\rho - g^{\rho\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,3} : & -\frac{i}{16} \frac{f_{M3}}{\Lambda^4} g_1^2 g_w^2 s_\theta^2 v^2 (p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\mu g^{\rho\sigma} + p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} - p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\rho\mu} - p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\mu g^{\rho\nu} \\ & - p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho g^{\sigma\mu} - p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho g^{\sigma\nu} + g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} + g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,4} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M4}}{\Lambda^4} g_1 g_w^2 s_\theta v^2 \left(\frac{g_w}{c_\theta} p_{z_2}^\nu p_{z_1}^\sigma g^{\rho\mu} - c_\theta g_w g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_+ g^{\rho\mu} - g_1 s_\theta g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_+ g^{\rho\mu} \right. \\ & - c_\theta g_w g^{\sigma\nu} p_{z_2} \cdot p_- g^{\rho\mu} - g_1 s_\theta g^{\sigma\nu} p_{z_2} \cdot p_- g^{\rho\mu} + \frac{g_w}{c_\theta} p_{z_2}^\mu p_+^\sigma g^{\rho\nu} + c_\theta g_w p_{z_1}^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} \\ & + g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} + c_\theta g_w p_{z_1}^\mu p_+^\rho g^{\sigma\nu} + g_1 s_\theta p_{z_1}^\mu p_+^\rho g^{\sigma\nu} - 2c_\theta g_w p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\mu\nu} \\ & + 2c_\theta g_w g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - c_\theta g_w g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_- - g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_- - c_\theta g_w g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_2} \cdot p_+ \\ & \left. - g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_2} \cdot p_+ \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,5} : & -\frac{i}{16} \frac{f_{M5}}{\Lambda^4} g_1 g_w^2 s_\theta v^2 (c_\theta g_w p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\mu g^{\rho\sigma} + c_\theta g_w p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} + c_\theta g_w p_{z_1}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} \\ & + g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} + c_\theta g_w p_{z_2}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} + g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} - c_\theta g_w g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_- g^{\rho\sigma} \\ & - g_1 s_\theta g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_- g^{\rho\sigma} - c_\theta g_w g^{\mu\nu} p_{z_2} \cdot p_- g^{\rho\sigma} - g_1 s_\theta g^{\mu\nu} p_{z_2} \cdot p_- g^{\rho\sigma} - c_\theta g_w p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\rho\mu} \\ & - c_\theta g_w p_{z_1}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} - g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} + c_\theta g_w p_{z_2}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} + g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} \\ & - c_\theta g_w p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\mu g^{\rho\nu} + c_\theta g_w p_{z_1}^\mu p_+^\sigma g^{\rho\nu} + g_1 s_\theta p_{z_1}^\mu p_+^\sigma g^{\rho\nu} - c_\theta g_w p_{z_1}^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} \\ & - g_1 s_\theta p_{z_1}^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} - c_\theta g_w p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho g^{\sigma\mu} + c_\theta g_w p_{z_1}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} + g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} \\ & - c_\theta g_w p_{z_2}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} - g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} - c_\theta g_w p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho g^{\sigma\nu} + c_\theta g_w p_{z_2}^\mu p_+^\rho g^{\sigma\nu} \\ & + g_1 s_\theta p_{z_2}^\mu p_+^\rho g^{\sigma\nu} - c_\theta g_w p_{z_2}^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} - g_1 s_\theta p_{z_2}^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} + c_\theta g_w p_{z_1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \\ & + g_1 s_\theta p_{z_2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} + c_\theta g_w p_{z_2}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} + g_1 s_\theta p_{z_2}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} + c_\theta g_w g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} \\ & + c_\theta g_w g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - c_\theta g_w g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_+ - g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_+ - c_\theta g_w g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_2} \cdot p_+ \\ & - g_1 s_\theta g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_2} \cdot p_+) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,6} : & -\frac{i}{4} \frac{f_{M6}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 \left(p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} \frac{g_w^2}{c_\theta^2} + g^{\mu\nu} \left(c_\theta^2 g_w^2 p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\rho \right. \right. \\ & \left. \left. - g^{\rho\sigma} \left(c_\theta^2 g_w^2 p_{z_1} \cdot p_{z_2} + \frac{g_w^2}{c_\theta^2} p_+ \cdot p_- \right) \right) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{M,7} : & \frac{i}{16} \frac{f_{M7}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (c_\theta^2 p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\mu g^{\rho\sigma} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_1}^\mu p_+^\nu g^{\rho\sigma} g_w^2 \\
& + c_\theta^2 p_{z_2}^\mu p_+^\nu g^{\rho\sigma} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_1}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_2}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\rho\mu} g_w^2 \\
& + c_\theta^2 p_{z_1}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_2}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\sigma p_+^\nu g^{\rho\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} g_w^2 \\
& - c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\mu g^{\rho\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\mu p_+^\sigma g^{\rho\nu} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_1}^\mu p_-^\sigma g^{\rho\nu} g_w^2 \\
& - c_\theta^2 p_{z_2}^\mu p_-^\sigma g^{\rho\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho g^{\sigma\mu} g_w^2 \\
& - c_\theta^2 p_{z_1}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_2}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_2}^\rho p_+^\nu g^{\sigma\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_2}^\rho p_-^\sigma g^{\sigma\mu} g_w^2 \\
& - c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\sigma g^{\sigma\mu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho g^{\sigma\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_2}^\mu p_+^\rho g^{\sigma\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_1}^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} g_w^2 \\
& + c_\theta^2 p_{z_2}^\rho p_-^\sigma g^{\sigma\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_{z_2}^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} g_w^2 - c_\theta^2 p_+^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_1}^\sigma p_+^\rho g^{\mu\nu} g_w^2 \\
& + c_\theta^2 p_{z_2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w^2 + c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w^2 + c_\theta^2 p_{z_2}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} g_w^2 \\
& + c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} g_w^2 \\
& + c_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_+ g_w^2 - c_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_+ g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_- g_w^2 \\
& - c_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_- g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_2} \cdot p_+ g_w^2 - c_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_2} \cdot p_+ g_w^2 \\
& + c_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_2} \cdot p_- g_w^2 - c_\theta^2 g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_2} \cdot p_- g_w^2 + c_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_+ \cdot p_- g_w^2 \\
& + c_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_- g_w^2 + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\mu p_+^\nu g^{\rho\sigma} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\mu p_+^\nu g^{\rho\sigma} g_w \\
& + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} g_w \\
& - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\sigma p_+^\nu g^{\rho\mu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} g_w \\
& - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\mu p_+^\sigma g^{\rho\nu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\nu p_-^\sigma g^{\rho\nu} g_w \\
& - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\mu p_-^\sigma g^{\rho\nu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} g_w - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} g_w \\
& - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_+^\rho g^{\sigma\mu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\rho p_+^\nu g^{\sigma\mu} g_w \\
& - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} g_w - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\mu p_+^\rho g^{\sigma\nu} g_w \\
& - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} g_w - c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} g_w \\
& - 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\sigma\nu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\rho p_+^\mu g^{\mu\nu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\rho p_+^\mu g^{\mu\nu} g_w \\
& + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w + 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta p_{z_2}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} g_w \\
& + 2c_\theta g_1 s_\theta p_+^\nu p_-^\sigma g^{\mu\nu} g_w + c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_1} \cdot p_+ g_w - c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_+ g_w \\
& + c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_1} \cdot p_- g_w - c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_- g_w + c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_{z_2} \cdot p_+ g_w \\
& - c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_2} \cdot p_+ g_w + c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_{z_2} \cdot p_- g_w - c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\sigma} g^{\mu\nu} p_{z_2} \cdot p_- g_w \\
& + 2c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_+ \cdot p_- g_w + 2c_\theta g_1 s_\theta g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_- g_w - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\sigma g^{\rho\mu} \\
& - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\sigma\mu} - g_1^2 s_\theta^2 p_+^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} + g_1^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \\
& + g_1^2 s_\theta^2 p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} + g_1^2 s_\theta^2 g^{\rho\nu} g^{\sigma\mu} p_+ \cdot p_- + g_1^2 s_\theta^2 g^{\rho\mu} g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_-)
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{T,0} : 8i \frac{f_{T0}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_w^4 (p_+^\nu p_-^\mu - g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_-) (p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\rho - g^{\rho\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2})$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,1} : & 4i \frac{f_{T1}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_w^4 (p_+^\sigma p_-^\rho p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\mu - p_+^\sigma g^{\nu\rho} p_- \cdot p_{z_1} p_{z_2}^\mu + p_+^\rho p_-^\sigma p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu - p_-^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_{z_1} \\
& - p_-^\rho p_{z_1}^\nu g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_{z_2} p_- \cdot p_{z_1} - p_+^\rho p_{z_1}^\mu g^{\nu\sigma} p_- \cdot p_{z_2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} p_- \cdot p_{z_2})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,2} : & i \frac{f_{T2}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_w^4 (p_+^\nu p_-^\rho p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\mu - p_{z_1}^\sigma g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- p_{z_2}^\mu + p_{z_1}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- p_{z_2}^\mu - p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_{z_1} p_{z_2}^\mu \\
& + p_+^\rho p_-^\mu p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu + p_+^\nu p_-^\sigma p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho + p_+^\sigma p_-^\mu p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho - p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- \\
& - p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_- - p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- + p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- - p_-^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_{z_1} \\
& + p_-^\mu p_{z_2}^\rho g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} - p_-^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} - p_-^\rho p_{z_1}^\sigma g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_{z_2} + p_-^\mu p_{z_1}^\sigma g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_{z_2} \\
& - p_-^\mu p_{z_1}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} - p_+^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\mu\nu} p_- \cdot p_{z_1} + p_+^\nu p_{z_2}^\rho g^{\mu\sigma} p_- \cdot p_{z_1} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} p_- \cdot p_{z_1} \\
& - p_+^\rho p_{z_1}^\sigma g^{\mu\nu} p_- \cdot p_{z_2} + p_+^\nu p_{z_1}^\sigma g^{\mu\rho} p_- \cdot p_{z_2} - p_+^\nu p_{z_1}^\mu g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_{z_2} + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} p_- \cdot p_{z_2} \\
& + p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} + p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - p_+^\nu p_-^\sigma g^{\mu\rho} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2} \\
& - p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - p_+^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- p_{z_1} \cdot p_{z_2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- p_{z_1} \cdot p_{z_2})
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{T,5} : 2i \frac{f_{T5}}{\Lambda^4} g_1^2 g_w^2 s_\theta^2 (p_+^\nu p_-^\mu - g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_-) (p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\rho - g^{\rho\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2})$$

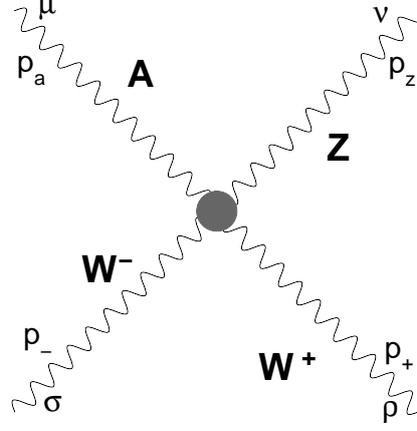
$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,6} : & i \frac{f_{T6}}{\Lambda^4} g_1^2 g_w^2 s_\theta^2 (p_+^\sigma p_-^\rho p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\mu - p_+^\sigma g^{\nu\rho} p_- \cdot p_{z_1} p_{z_2}^\mu + p_+^\rho p_-^\sigma p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu - p_-^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_{z_1} \\
& - p_-^\rho p_{z_1}^\nu g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_{z_2} p_- \cdot p_{z_1} - p_+^\rho p_{z_1}^\mu g^{\nu\sigma} p_- \cdot p_{z_2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} p_- \cdot p_{z_2})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,7} : & \frac{i}{4} \frac{f_{T7}}{\Lambda^4} g_1^2 g_w^2 s_\theta^2 (p_+^\nu p_-^\rho p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\mu - p_{z_1}^\sigma g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- p_{z_2}^\mu + p_{z_1}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- p_{z_2}^\mu \\
& - p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_{z_1} p_{z_2}^\mu + p_+^\rho p_-^\mu p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu + p_+^\nu p_-^\sigma p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho + p_+^\sigma p_-^\mu p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho \\
& - p_{z_1}^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- - p_{z_1}^\nu p_{z_2}^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_- - p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\rho g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- + p_{z_1}^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- \\
& - p_-^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_{z_1} + p_-^\mu p_{z_2}^\rho g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} - p_-^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} - p_-^\rho p_{z_1}^\sigma g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_{z_2} \\
& + p_-^\mu p_{z_1}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} - p_-^\mu p_{z_1}^\sigma g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} - p_+^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\mu\nu} p_- \cdot p_{z_1} + p_+^\nu p_{z_2}^\rho g^{\mu\sigma} p_- \cdot p_{z_1} \\
& + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_2} p_- \cdot p_{z_1} - p_+^\rho p_{z_1}^\sigma g^{\mu\nu} p_- \cdot p_{z_2} + p_+^\nu p_{z_1}^\sigma g^{\mu\rho} p_- \cdot p_{z_2} - p_+^\nu p_{z_1}^\mu g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_{z_2} \\
& + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_1} p_- \cdot p_{z_2} + p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} + p_+^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - p_+^\nu p_-^\sigma g^{\mu\rho} p_{z_1} \cdot p_{z_2} \\
& - p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} p_{z_1} \cdot p_{z_2} - p_+^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} p_{z_1} \cdot p_{z_2} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- p_{z_1} \cdot p_{z_2} \\
& + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- p_{z_1} \cdot p_{z_2})
\end{aligned}$$

$$\mathcal{O}_W : \frac{i}{4} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^4 v^2 (g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - 2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma})$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{WWW} : & - \frac{3i}{2} \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} c_\theta^2 g_w^4 (p_-^\sigma p_{z_1}^\mu g^{\nu\rho} - p_-^\mu p_{z_1}^\sigma g^{\nu\rho} - p_{z_1}^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} - p_-^\sigma p_{z_2}^\mu g^{\nu\rho} \\
& + g^{\mu\sigma} p_- \cdot p_{z_2} g^{\nu\rho} + g^{\mu\sigma} p_{z_1} \cdot p_+ g^{\nu\rho} + p_-^\rho p_{z_1}^\sigma g^{\nu\mu} + p_{z_1}^\sigma p_+^\rho g^{\nu\mu} + p_-^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\nu\mu} \\
& + p_+^\sigma p_{z_2}^\rho g^{\nu\mu} - p_-^\rho p_{z_1}^\mu g^{\nu\sigma} - p_-^\mu p_{z_2}^\rho g^{\nu\sigma} + p_-^\rho p_{z_2}^\mu g^{\nu\sigma} - p_+^\rho p_{z_2}^\mu g^{\nu\sigma} \\
& - p_-^\sigma p_{z_1}^\nu g^{\rho\mu} - p_{z_1}^\sigma p_+^\nu g^{\rho\mu} + p_{z_1}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\mu} - p_+^\sigma p_{z_2}^\nu g^{\rho\mu} + p_-^\mu p_{z_1}^\nu g^{\rho\sigma} \\
& + p_{z_1}^\mu p_+^\nu g^{\rho\sigma} + p_-^\mu p_{z_2}^\nu g^{\rho\sigma} + p_+^\nu p_{z_2}^\mu g^{\rho\sigma} - p_{z_1}^\nu p_+^\mu g^{\mu\sigma} - p_-^\rho p_{z_2}^\mu g^{\mu\sigma} \\
& + p_+^\rho p_{z_2}^\nu g^{\mu\sigma} - p_+^\nu p_{z_2}^\rho g^{\mu\sigma} + g^{\nu\sigma} g^{\rho\mu} p_- \cdot p_{z_1} - g^{\nu\mu} g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_{z_1} - g^{\nu\mu} g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_{z_2} \\
& - g^{\nu\mu} g^{\rho\sigma} p_{z_1} \cdot p_+ + g^{\nu\sigma} g^{\rho\mu} p_+ \cdot p_{z_2} - g^{\nu\mu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_{z_2})
\end{aligned}$$

A.3 WWZ γ -Vertex



$$\mathcal{L}_{SM} : ig_w^2 c_\theta s_\theta (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - 2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,0} : & \frac{i}{2} \frac{f_{M0}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (g_1 g_w p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} c_\theta^2 - g_1 g_w g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- c_\theta^2 + g_1^2 s_\theta p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} c_\theta \\ & - g_w^2 s_\theta p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_a^\nu p_z^\mu g^{\rho\sigma} c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_z c_\theta \\ & - g_1^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- c_\theta - g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \\ & + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,1} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M1}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (g_1 g_w p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta^2 + g_1 g_w p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 \\ & + g_1 g_w p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} c_\theta^2 - g_1 g_w p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} c_\theta^2 - g_1 g_w p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} c_\theta^2 - g_1 g_w g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- c_\theta^2 \\ & - g_1 g_w g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- c_\theta^2 + g_w^2 s_\theta p_a^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_a^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_a^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} c_\theta \\ & + g_1^2 s_\theta p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_a^\nu p_z^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta + g_1^2 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta \\ & - g_w^2 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_a^\sigma p_z^\mu g^{\nu\rho} c_\theta + g_1^2 s_\theta p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} c_\theta \\ & - g_w^2 s_\theta p_a^\rho p_z^\mu g^{\nu\sigma} c_\theta + g_1^2 s_\theta p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} c_\theta - g_1^2 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\rho\sigma} c_\theta \\ & + g_w^2 s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\rho\sigma} c_\theta - g_1^2 s_\theta p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_z c_\theta \\ & + g_w^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_a \cdot p_z c_\theta - g_1^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- c_\theta \\ & - g_1^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- c_\theta - g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} \\ & - g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} - g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} - g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} + g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} \\ & + g_1 g_w s_\theta^2 p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{M,2} : \frac{i}{4} \frac{f_{M2}}{\Lambda^4} c_\theta g_1^2 g_w^2 s_\theta v^2 g^{\rho\sigma} (p_a^\nu p_z^\mu - g^{\mu\nu} p_a \cdot p_z)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{M,3} : & \frac{i}{16} \frac{f_{M3}}{\Lambda^4} c_\theta g_1^2 g_w^2 s_\theta v^2 (p_a^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} + p_a^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} - p_a^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} - p_a^\nu p_z^\rho g^{\mu\sigma} \\
& - p_a^\sigma p_z^\mu g^{\nu\rho} - p_a^\rho p_z^\mu g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_z + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_a \cdot p_z) \\
\mathcal{L}_{M,4} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M4}}{\Lambda^4} g_1 g_w^2 v^2 (-g_w p_a^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta^2 + g_w p_a^\nu p_z^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta^2 - g_w p_a^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 \\
& + g_w g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_- c_\theta^2 - g_w g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_z c_\theta^2 + g_w g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_+ c_\theta^2 - g_1 s_\theta p_z^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta \\
& - g_1 s_\theta p_-^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} c_\theta - g_1 s_\theta p_a^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta - g_1 s_\theta p_a^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} c_\theta + g_1 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_- c_\theta \\
& + g_1 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_+ c_\theta + g_1 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_z c_\theta + g_1 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_z \cdot p_+ c_\theta \\
& + g_w s_\theta^2 p_z^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} + g_w s_\theta^2 p_-^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} - g_w s_\theta^2 p_a^\nu p_z^\mu g^{\sigma\rho} \\
& + g_w s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_z - g_w s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_z - g_w s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_z \cdot p_+) \\
\mathcal{L}_{M,5} : & -\frac{i}{16} \frac{f_{M5}}{\Lambda^4} g_1 g_w^2 v^2 (g_w p_a^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta^2 + g_w p_a^\nu p_z^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta^2 - g_w p_a^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta^2 \\
& - g_w p_a^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} c_\theta^2 - g_w p_a^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} c_\theta^2 + g_w p_a^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta^2 - g_w p_a^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta^2 \\
& + g_w p_a^\sigma p_z^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 - g_w p_a^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 + g_w g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_- c_\theta^2 - g_w g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_z c_\theta^2 \\
& + g_w g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_+ c_\theta^2 + g_1 s_\theta p_a^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta - g_1 s_\theta p_a^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta - g_1 s_\theta p_a^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} c_\theta \\
& - g_1 s_\theta p_-^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} c_\theta + g_1 s_\theta p_a^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta - g_1 s_\theta p_z^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta + g_1 s_\theta p_-^\rho p_z^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta \\
& - g_1 s_\theta p_z^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta - g_1 s_\theta p_a^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta - g_1 s_\theta p_-^\nu p_z^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta - g_1 s_\theta p_a^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta \\
& + g_1 s_\theta p_z^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta + g_1 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_- c_\theta + g_1 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_+ c_\theta + g_1 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_z c_\theta \\
& + g_1 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_z \cdot p_+ c_\theta + g_w s_\theta^2 p_a^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} + g_w s_\theta^2 p_-^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} - g_w s_\theta^2 p_a^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} \\
& + g_w s_\theta^2 p_z^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - g_w s_\theta^2 p_a^\rho p_z^\mu g^{\sigma\nu} - g_w s_\theta^2 p_-^\rho p_z^\mu g^{\sigma\nu} + g_w s_\theta^2 p_z^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} \\
& + g_w s_\theta^2 p_-^\nu p_z^\mu g^{\sigma\rho} - g_w s_\theta^2 p_z^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} + g_w s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_z - g_w s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_z \\
& - g_w s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_z \cdot p_+) \\
\mathcal{L}_{M,6} : & -\frac{i}{4} \frac{f_{M6}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 \left((-g_1 g_w c_\theta^2 + (g_w^2 - g_1^2) s_\theta c_\theta + g_1 g_w s_\theta^2) p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \right. \\
& + g^{\rho\sigma} (c_\theta s_\theta p_a^\nu p_z^\mu g_w^2 + g^{\mu\nu} (g_1 g_w p_+ \cdot p_- c_\theta^2 \\
& \left. - s_\theta (g_w^2 (p_a \cdot p_z + p_+ \cdot p_-) - g_1^2 p_+ \cdot p_-) c_\theta - g_1 g_w s_\theta^2 p_+ \cdot p_-) \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{M,7} : & \frac{i}{16} \frac{f_{M7}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (g_1 g_w p_-^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta^2 - g_1 g_w p_-^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} c_\theta^2 \\
& - g_1 g_w p_-^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta^2 \\
& - g_1 g_w p_-^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta^2 - g_1 g_w p_-^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta^2 \\
& - g_1 g_w p_-^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta^2 - g_1 g_w p_-^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} c_\theta^2 - g_1 g_w p_-^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\mu p_-^\sigma g^{\nu\rho} c_\theta^2 \\
& - g_1 g_w p_-^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\rho p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w p_-^\rho p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta^2 + g_1 g_w g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_- c_\theta^2 \\
& - g_1 g_w g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_- \cdot p_- c_\theta^2 - g_1 g_w g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_+ c_\theta^2 - g_1 g_w g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_- \cdot p_+ c_\theta^2 \\
& - g_1 g_w g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_+ c_\theta^2 + g_1 g_w g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_+ c_\theta^2 - g_w^2 s_\theta p_-^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} c_\theta \\
& + g_1^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\nu} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta + g_1^2 s_\theta p_-^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} c_\theta \\
& - g_w^2 s_\theta p_-^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta p_-^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} c_\theta + g_1^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta p_-^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta - g_1^2 s_\theta p_-^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} c_\theta - g_1^2 s_\theta p_-^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta p_-^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\mu p_-^\sigma g^{\nu\rho} c_\theta \\
& - g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta + g_w^2 s_\theta p_-^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} c_\theta + g_1^2 s_\theta p_-^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} c_\theta - g_w^2 s_\theta p_-^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} c_\theta \\
& - g_w^2 s_\theta p_-^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_- c_\theta - g_w^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_- c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_- c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_- c_\theta - g_w^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_+ c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_+ c_\theta - g_w^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_- c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_- \cdot p_- c_\theta \\
& - g_1^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_+ c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_+ c_\theta - g_1^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_- \cdot p_+ c_\theta \\
& + g_w^2 s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_- \cdot p_+ c_\theta + g_w^2 s_\theta g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_+ c_\theta - g_w^2 s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_+ c_\theta \\
& - g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} + g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\sigma p_+^\rho g^{\mu\nu} - g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} \\
& + g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} + g_w s_\theta p_-^\rho (\frac{g_w}{c_\theta} p_-^\nu g^{\mu\sigma} \\
& - \frac{g_w}{c_\theta} p_+^\nu g^{\mu\sigma} + c_\theta g_w p_-^\sigma g^{\mu\nu} + c_\theta g_w p_+^\sigma g^{\mu\nu} + g_1 s_\theta p_+^\sigma g^{\mu\nu} - c_\theta g_w p_-^\mu g^{\sigma\nu} \\
& - g_1 s_\theta p_-^\mu g^{\sigma\nu} - c_\theta g_w p_-^\mu g^{\sigma\nu}) + g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} + g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} \\
& - g_w s_\theta p_-^\nu (\frac{g_w}{c_\theta} p_-^\rho g^{\mu\sigma} + c_\theta g_w p_-^\rho g^{\mu\sigma} + c_\theta g_w p_-^\sigma g^{\mu\rho} + c_\theta g_w p_+^\sigma g^{\mu\rho} \\
& + g_1 s_\theta p_+^\sigma g^{\mu\rho} - c_\theta g_w p_-^\mu g^{\sigma\rho} - g_1 s_\theta p_-^\mu g^{\sigma\rho} - c_\theta g_w p_+^\mu g^{\sigma\rho} - g_1 s_\theta p_+^\mu g^{\sigma\rho}) \\
& - g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} - g_1 g_w s_\theta^2 p_-^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_- \\
& - g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_- - g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_+ + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_a \cdot p_+ \\
& + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_+ + g_1 g_w s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_- \cdot p_+)
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{T,0} : 8i \frac{f_{T0}}{\Lambda^4} c_\theta g_w^4 s_\theta (p_a^\nu p_z^\mu - g^{\mu\nu} p_a \cdot p_z) (p_+^\sigma p_-^\rho - g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-)$$

$$\mathcal{L}_{T,1} : 4i \frac{f_{T1}}{\Lambda^4} c_\theta g_w^4 s_\theta (p_a^\sigma p_+^\nu p_-^\mu p_z^\rho - p_+^\nu g^{\mu\sigma} p_a \cdot p_- p_z^\rho + p_a^\rho p_+^\mu p_-^\nu p_z^\sigma - p_-^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} p_a \cdot p_+ - p_a^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} p_+ \cdot p_z + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_a \cdot p_- p_+ \cdot p_z - p_a^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_z + g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_+ p_- \cdot p_z)$$

$$\mathcal{L}_{T,2} : i \frac{f_{T2}}{\Lambda^4} c_\theta g_w^4 s_\theta (p_a^\sigma p_+^\nu p_-^\rho p_z^\mu + p_a^\rho p_+^\sigma p_-^\nu p_z^\mu - p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_+ p_z^\mu + p_-^\rho g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_+ p_z^\mu - p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_- p_z^\mu + p_+^\sigma g^{\rho\nu} p_a \cdot p_- p_z^\mu - p_a^\sigma g^{\rho\nu} p_+ \cdot p_- p_z^\mu - p_a^\rho g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_- p_z^\mu + p_a^\nu p_+^\sigma p_-^\mu p_z^\rho + p_a^\nu p_+^\mu p_-^\rho p_z^\sigma - p_-^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} p_a \cdot p_+ - p_+^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} p_a \cdot p_- - p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} p_a \cdot p_z - p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_a \cdot p_z + p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_z + p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_z - p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} p_a \cdot p_z - p_+^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_z - p_a^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- - p_a^\nu p_z^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_- + p_a^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- + p_a^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_a \cdot p_z p_+ \cdot p_- + g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_z p_+ \cdot p_- + p_a^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_z - p_a^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_z - p_a^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_z + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_- p_+ \cdot p_z + p_a^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} p_- \cdot p_z - p_a^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} p_- \cdot p_z - p_a^\nu p_+^\mu g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_z + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_+ p_- \cdot p_z)$$

$$\mathcal{L}_{T,5} : 2i \frac{f_{T5}}{\Lambda^4} c_\theta g_1^2 g_w^2 s_\theta (p_a^\nu p_z^\mu - g^{\mu\nu} p_a \cdot p_z) (p_+^\sigma p_-^\rho - g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-)$$

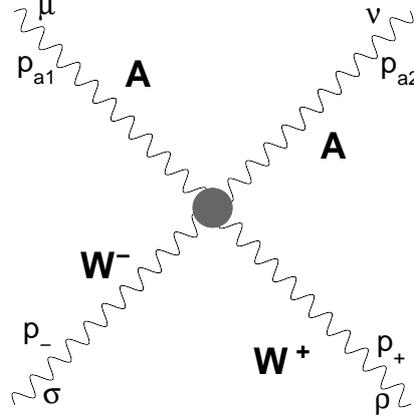
$$\mathcal{L}_{T,6} : i \frac{f_{T6}}{\Lambda^4} c_\theta g_1^2 g_w^2 s_\theta (p_a^\sigma p_+^\nu p_-^\mu p_z^\rho - p_+^\nu g^{\mu\sigma} p_a \cdot p_- p_z^\rho + p_a^\rho p_+^\mu p_-^\nu p_z^\sigma - p_-^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} p_a \cdot p_+ - p_a^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} p_+ \cdot p_z + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_a \cdot p_- p_+ \cdot p_z - p_a^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} p_- \cdot p_z + g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_+ p_- \cdot p_z)$$

$$\mathcal{L}_{T,7} : -\frac{i}{4} \frac{f_{T7}}{\Lambda^4} c_\theta g_1^2 g_w^2 s_\theta (p_a^\sigma p_+^\nu p_-^\rho p_z^\mu + p_a^\rho p_+^\sigma p_-^\nu p_z^\mu - p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_+ p_z^\mu + p_-^\rho g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_+ p_z^\mu - p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_- p_z^\mu + p_+^\sigma g^{\rho\nu} p_a \cdot p_- p_z^\mu - p_a^\sigma g^{\rho\nu} p_+ \cdot p_- p_z^\mu + p_a^\rho g^{\sigma\nu} p_+ \cdot p_- p_z^\mu + p_a^\nu p_+^\sigma p_-^\mu p_z^\rho + p_a^\nu p_+^\mu p_-^\rho p_z^\sigma - p_-^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} p_a \cdot p_+ - p_+^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} p_a \cdot p_- - p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} p_a \cdot p_z - p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_a \cdot p_z + p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_z + p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_z - p_+^\sigma p_-^\mu g^{\rho\nu} p_a \cdot p_z - p_+^\mu p_-^\rho g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_z - p_a^\nu p_z^\sigma g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- - p_a^\nu p_z^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_- + p_a^\sigma p_z^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- + p_a^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- + g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} p_a \cdot p_z p_+ \cdot p_- + g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_z p_+ \cdot p_- + p_a^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_z - p_a^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_z - p_a^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_z + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_- p_+ \cdot p_z + p_a^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} p_- \cdot p_z - p_a^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} p_- \cdot p_z - p_a^\nu p_+^\mu g^{\rho\sigma} p_- \cdot p_z + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_a \cdot p_+ p_- \cdot p_z)$$

$$\mathcal{O}_W : -\frac{i}{8} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^3 g_1 v^2 (2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\rho\nu} - g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu})$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{WWW} : & -\frac{3i}{2} \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} c_\theta g_w^4 s_\theta (p_a^\rho p_-^\nu g^{\mu\sigma} - p_a^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} - p_-^\nu p_z^\rho g^{\mu\sigma} - p_a^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} + g^{\nu\rho} p_a \cdot p_+ g^{\mu\sigma} \\
& + g^{\nu\rho} p_- \cdot p_z g^{\mu\sigma} + p_a^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} + p_-^\rho p_z^\sigma g^{\mu\nu} + p_a^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} + p_z^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} - p_a^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} \\
& - p_a^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} + p_a^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - p_z^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - p_a^\rho p_-^\mu g^{\sigma\nu} - p_-^\rho p_z^\mu g^{\sigma\nu} + p_-^\mu p_z^\rho g^{\sigma\nu} \\
& - p_z^\rho p_+^\mu g^{\sigma\nu} + p_a^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} + p_-^\nu p_z^\mu g^{\sigma\rho} + p_a^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} + p_z^\mu p_+^\nu g^{\sigma\rho} - p_-^\mu p_z^\sigma g^{\nu\rho} \\
& - p_a^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} + p_z^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} - p_z^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} + g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_a \cdot p_- - g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_- - g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_a \cdot p_+ \\
& - g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_- \cdot p_z + g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} p_z \cdot p_+ - g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_z \cdot p_+)
\end{aligned}$$

A.4 WW $\gamma\gamma$ -Vertex



$$\mathcal{L}_{SM} : ig_w^2 s_\theta^2 (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - 2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,0} : & -\frac{i}{2} \frac{f_{M0}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_1^2 - c_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- g_1^2 \\ & - 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_1 + 2c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- g_1 + g_w^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \\ & + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\mu p_{a2}^\rho g^{\rho\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M,1} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M1}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (-c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} g_1^2 - c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} g_1^2 \\ & - c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} g_1^2 - c_\theta^2 p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} g_1^2 + c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_1^2 + c_\theta^2 p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} g_1^2 \\ & + c_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- g_1^2 + c_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- g_1^2 + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} g_1 \\ & + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} g_1 + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} g_1 + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} g_1 \\ & - 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_1 - 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} g_1 - 2c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- g_1 \\ & - 2c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- g_1 + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho g^{\mu\nu} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\nu} \\ & - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma g^{\mu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho g^{\mu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} \\ & - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu g^{\nu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu g^{\nu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} \\ & + g_w^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} \\ & + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{M,2} : -\frac{i}{4} \frac{f_{M2}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_1^2 g_w^2 v^2 g^{\rho\sigma} (p_{a1}^\nu p_{a2}^\mu - g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_{a2})$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{M,3} : & -\frac{i}{16} \frac{f_{M3}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_1^2 g_w^2 v^2 (p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho g^{\mu\nu} + p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\nu} - p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma g^{\mu\rho} \\
& - p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho g^{\mu\sigma} - p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu g^{\nu\rho} - p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2}) \\
\\
\mathcal{L}_{M,4} : & -\frac{i}{8} \frac{f_{M4}}{\Lambda^4} c_\theta g_1 g_w^2 v^2 (c_\theta g_1 p_{a2}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} - g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} - c_\theta g_1 g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_- g^{\mu\sigma} \\
& + g_w s_\theta g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_- g^{\mu\sigma} - c_\theta g_1 g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_+ g^{\mu\sigma} + g_w s_\theta g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_+ g^{\mu\sigma} + c_\theta g_1 p_{a2}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} \\
& - g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} + c_\theta g_1 p_{a1}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} - g_w s_\theta p_{a1}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} + c_\theta g_1 p_{a1}^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} \\
& - g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} + 2g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_{a2}^\mu g^{\sigma\rho} - 2g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} - c_\theta g_1 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_+ \\
& + g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_+ - c_\theta g_1 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_- + g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_-) \\
\\
\mathcal{L}_{M,5} : & -\frac{i}{16} \frac{f_{M5}}{\Lambda^4} c_\theta g_1 g_w^2 v^2 (-g_w s_\theta p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\nu} - g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho g^{\mu\nu} + c_\theta g_1 p_{a1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} \\
& - g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} + c_\theta g_1 p_{a2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} - g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} - c_\theta g_1 g^{\sigma\rho} p_{a1} \cdot p_- g^{\mu\nu} \\
& + g_w s_\theta g^{\sigma\rho} p_{a1} \cdot p_- g^{\mu\nu} - c_\theta g_1 g^{\sigma\rho} p_{a2} \cdot p_- g^{\mu\nu} + g_w s_\theta g^{\sigma\rho} p_{a2} \cdot p_- g^{\mu\nu} + g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho g^{\mu\sigma} \\
& - c_\theta g_1 p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} + g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} + c_\theta g_1 p_{a1}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} - g_w s_\theta p_{a1}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} \\
& + g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma g^{\mu\rho} - c_\theta g_1 p_{a1}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} + g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} + c_\theta g_1 p_{a2}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} \\
& - g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} + g_w s_\theta p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu g^{\nu\sigma} - c_\theta g_1 p_{a2}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} + g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} \\
& + c_\theta g_1 p_{a2}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} - g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} + g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu g^{\nu\rho} + c_\theta g_1 p_{a1}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} \\
& - g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} - c_\theta g_1 p_{a2}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} + g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} + c_\theta g_1 p_{a1}^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} \\
& - g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} + c_\theta g_1 p_{a2}^\mu p_-^\nu g^{\sigma\rho} - g_w s_\theta p_{a2}^\mu p_-^\nu g^{\sigma\rho} - g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} \\
& - g_w s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} - c_\theta g_1 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_+ + g_w s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_+ \\
& - c_\theta g_1 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_+ + g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_+) \\
\\
\mathcal{L}_{M,6} : & -\frac{i}{4} \frac{f_{M6}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_1^2 - c_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- g_1^2 - 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_1 \\
& + 2c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- g_1 + g_w^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_{a2}^\mu g^{\rho\sigma} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{M,7} : & \frac{i}{16} \frac{f_{M7}}{\Lambda^4} g_w^2 v^2 (-c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} g_1^2 - c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} g_1^2 - c_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} g_1^2 \\
& - c_\theta^2 p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} g_1^2 + c_\theta^2 p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_1^2 + c_\theta^2 p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} g_1^2 + c_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- g_1^2 \\
& + c_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- g_1^2 - c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} g_1 \\
& - c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} g_1 \\
& + c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} g_1 \\
& + 2c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\mu\sigma} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_-^\sigma g^{\mu\sigma} g_1 \\
& + c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_-^\nu g^{\mu\sigma} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} g_1 + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} g_1 \\
& + c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} g_1 \\
& + c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} g_1 + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} g_1 \\
& + c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} g_1 + c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} g_1 \\
& + 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\rho\sigma} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\mu p_+^\rho g^{\rho\sigma} g_1 \\
& - c_\theta g_w s_\theta p_{a1}^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_1 - 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\nu p_-^\mu g^{\rho\sigma} g_1 - c_\theta g_w s_\theta p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\rho\sigma} g_1 \\
& - 2c_\theta g_w s_\theta p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} g_1 - c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_+ g_1 + c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_+ g_1 \\
& - c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_- g_1 + c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_- g_1 - c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_+ g_1 \\
& + c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_+ g_1 - c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_- g_1 + c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_- g_1 \\
& - 2c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- g_1 - 2c_\theta g_w s_\theta g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- g_1 + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_{a2}^\rho g^{\mu\nu} \\
& + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\nu} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} \\
& + g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\nu} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma g^{\mu\rho} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\sigma} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\rho p_-^\sigma g^{\mu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_-^\sigma g^{\mu\sigma} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu g^{\nu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu g^{\nu\sigma} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} - g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} \\
& - g_w^2 s_\theta^2 p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_+^\rho g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\mu p_+^\rho g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\rho\sigma} \\
& + g_w^2 s_\theta^2 p_+^\nu p_-^\rho g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 p_+^\mu p_-^\rho g^{\rho\sigma} + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} \\
& + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_+ - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_+ \\
& + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_- - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_- + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_+ \\
& - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_+ + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_- - g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_- \\
& + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- + g_w^2 s_\theta^2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_-)
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{T,0} : 8i \frac{f_{T0}}{\Lambda^4} g_w^4 s_\theta^2 (p_{a1}^\nu p_{a2}^\mu - g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_{a2}) (p_+^\sigma p_-^\rho - g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,1} : & 4i \frac{f_{T1}}{\Lambda^4} g_w^4 s_\theta^2 (p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho p_+^\nu p_-^\mu - p_{a1}^\sigma g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_+ p_-^\mu + p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma p_+^\mu p_-^\nu - p_{a2}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} p_{a1} \cdot p_+ \\
& - p_{a2}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} p_{a1} \cdot p_- + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_- p_{a2} \cdot p_+ - p_{a1}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_- + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_+ p_{a2} \cdot p_-)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,2} : & i \frac{f_{T2}}{\Lambda^4} g_w^4 s_\theta^2 (p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho p_+^\sigma p_-^\mu - p_+^\sigma g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} p_-^\mu + p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} p_-^\mu - p_{a1}^\nu g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_+ p_-^\mu \\
& + p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu p_+^\sigma p_-^\nu + p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma p_+^\mu p_-^\rho + p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu p_+^\nu p_-^\rho - p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} - p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} \\
& - p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} + p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} - p_{a2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_+ + p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_+ \\
& - p_{a2}^\rho p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_+ - p_{a2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_- + p_{a2}^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_- - p_{a2}^\mu p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_- \\
& - p_{a1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_{a2} \cdot p_+ + p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_{a2} \cdot p_+ + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_- p_{a2} \cdot p_+ - p_{a1}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} p_{a2} \cdot p_- \\
& + p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} p_{a2} \cdot p_- - p_{a1}^\nu p_+^\mu g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_- + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_+ p_{a2} \cdot p_- + p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- \\
& + p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- - p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- - p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_- - p_{a1}^\sigma p_{a2}^\nu g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_- \\
& - p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} p_+ \cdot p_- + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} p_+ \cdot p_-)
\end{aligned}$$

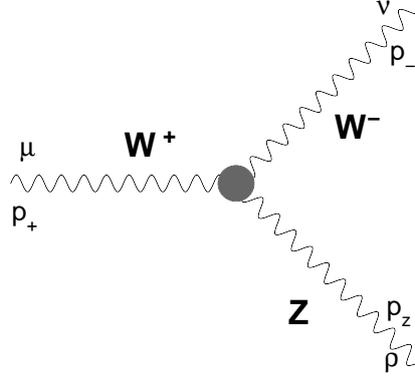
$$\mathcal{L}_{T,5} : 2i \frac{f_{T5}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_1^2 g_w^2 (p_{a1}^\nu p_{a2}^\mu - g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_{a2}) (p_+^\sigma p_-^\rho - g^{\rho\sigma} p_+ \cdot p_-)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,6} : & i \frac{f_{T6}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_1^2 g_w^2 (p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho p_+^\nu p_-^\mu - p_{a1}^\sigma g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_+ p_-^\mu + p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma p_+^\mu p_-^\nu \\
& - p_{a2}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} p_{a1} \cdot p_+ - p_{a2}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} p_{a1} \cdot p_- + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_- p_{a2} \cdot p_+ \\
& - p_{a1}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_- + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_+ p_{a2} \cdot p_-)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{T,7} : & \frac{i}{4} \frac{f_{T7}}{\Lambda^4} c_\theta^2 g_1^2 g_w^2 (p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho p_+^\sigma p_-^\mu - p_+^\sigma g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} p_-^\mu + p_+^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} p_-^\mu \\
& - p_{a1}^\nu g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_+ p_-^\mu + p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu p_+^\sigma p_-^\nu + p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma p_+^\mu p_-^\rho + p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu p_+^\nu p_-^\rho \\
& - p_+^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} - p_+^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} - p_+^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} + p_+^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} \\
& - p_{a2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_+ + p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_+ - p_{a2}^\mu p_-^\nu g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_+ - p_{a2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} p_{a1} \cdot p_- \\
& + p_{a2}^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_- - p_{a2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\sigma} p_{a1} \cdot p_- - p_{a1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} p_{a2} \cdot p_+ + p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} p_{a2} \cdot p_+ \\
& + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_- p_{a2} \cdot p_+ - p_{a1}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} p_{a2} \cdot p_- + p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} p_{a2} \cdot p_- - p_{a1}^\nu p_+^\mu g^{\rho\sigma} p_{a2} \cdot p_- \\
& + g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} p_{a1} \cdot p_+ p_{a2} \cdot p_- + p_{a1}^\sigma p_{a2}^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- + p_{a1}^\rho p_{a2}^\sigma g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_- - p_{a1}^\nu p_{a2}^\sigma g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- \\
& - p_{a1}^\nu p_{a2}^\rho g^{\mu\sigma} p_+ \cdot p_- - p_{a1}^\sigma p_{a2}^\mu g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- - p_{a1}^\rho p_{a2}^\mu g^{\nu\sigma} p_+ \cdot p_- + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_{a2} p_+ \cdot p_- \\
& + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_{a2} p_+ \cdot p_-)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{WWW} : & - \frac{3i}{2} \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} g_w^4 s_\theta^2 (p_{a1}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} + p_{a2}^\sigma p_-^\rho g^{\mu\nu} + p_{a1}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} + p_{a2}^\rho p_+^\sigma g^{\mu\nu} \\
& - g^{\sigma\rho} p_{a1} \cdot p_- g^{\mu\nu} - g^{\sigma\rho} p_{a1} \cdot p_+ g^{\mu\nu} - g^{\sigma\rho} p_{a2} \cdot p_- g^{\mu\nu} - g^{\sigma\rho} p_{a2} \cdot p_+ g^{\mu\nu} + p_{a1}^\rho p_-^\nu g^{\mu\sigma} \\
& - p_{a2}^\rho p_-^\nu g^{\mu\sigma} - p_{a1}^\nu p_-^\rho g^{\mu\sigma} - p_{a1}^\rho p_+^\nu g^{\mu\sigma} - p_{a1}^\sigma p_-^\nu g^{\mu\rho} + p_{a1}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} \\
& - p_{a2}^\sigma p_+^\nu g^{\mu\rho} - p_{a1}^\nu p_+^\sigma g^{\mu\rho} - p_{a1}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} + p_{a2}^\rho p_-^\mu g^{\nu\sigma} - p_{a2}^\mu p_-^\rho g^{\nu\sigma} \\
& - p_{a2}^\rho p_+^\mu g^{\nu\sigma} - p_{a2}^\sigma p_-^\mu g^{\nu\rho} - p_{a1}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} + p_{a2}^\sigma p_+^\mu g^{\nu\rho} - p_{a2}^\mu p_+^\sigma g^{\nu\rho} \\
& + p_{a1}^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} + p_{a2}^\nu p_-^\mu g^{\sigma\rho} + p_{a1}^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} + p_{a2}^\nu p_+^\mu g^{\sigma\rho} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a1} \cdot p_- \\
& + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a1} \cdot p_+ + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} p_{a2} \cdot p_- + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} p_{a2} \cdot p_+)
\end{aligned}$$

A.5 WWZ-Vertex



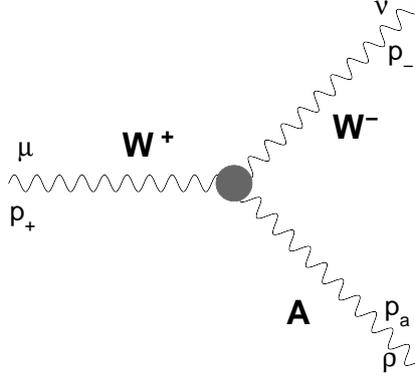
$$\mathcal{L}_{SM} : -ig_w c_\theta (g^{\mu\nu} (p_- - p_+)^{\rho} + g^{\mu\rho} (p_+ - p_a)^{\nu} + g^{\nu\rho} (p_a - p_-)^{\mu})$$

$$\mathcal{O}_B : -\frac{i}{8} \frac{f_B}{\Lambda^2} g_1 g_w^2 s_\theta v^2 (p_z^\nu g^{\rho\mu} - p_z^\mu g^{\rho\nu})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_W : & \frac{i}{8} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^2 v^2 (c_\theta g_w p_z^\nu g^{\rho\mu} - c_\theta g_w p_+^\nu g^{\rho\mu} - g_1 s_\theta p_+^\nu g^{\rho\mu} - c_\theta g_w p_z^\mu g^{\rho\nu} + c_\theta g_w p_-^\mu g^{\rho\nu} \\ & + g_1 s_\theta p_-^\mu g^{\rho\nu} + c_\theta g_w p_+^\rho g^{\mu\nu} + g_1 s_\theta p_+^\rho g^{\mu\nu} - c_\theta g_w p_-^\rho g^{\mu\nu} - g_1 s_\theta p_-^\rho g^{\mu\nu}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{WWW} : & -\frac{3i}{2} \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} c_\theta g_w^3 (p_+^\nu p_-^\rho p_z^\mu - g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_- p_z^\mu - p_+^\rho p_-^\mu p_z^\nu + p_z^\nu g^{\mu\rho} p_+ \cdot p_- \\ & - p_-^\rho g^{\mu\nu} p_+ \cdot p_z + p_-^\mu g^{\nu\rho} p_+ \cdot p_z + p_+^\rho g^{\mu\nu} p_- \cdot p_z - p_+^\nu g^{\mu\rho} p_- \cdot p_z) \end{aligned}$$

A.6 WW γ -Vertex



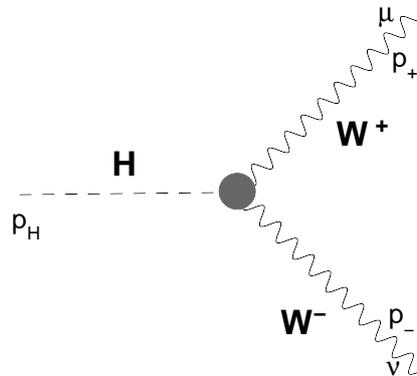
$$\mathcal{L}_{SM} : -ig_w s_\theta (g^{\mu\nu} (p_- - p_+)^{\rho} + g^{\mu\rho} (p_+ - p_a)^{\nu} + g^{\nu\rho} (p_a - p_-)^{\mu})$$

$$\mathcal{O}_B : \frac{i}{8} \frac{f_B}{\Lambda^2} c_\theta g_1 g_w^2 v^2 (p_a^\nu g^{\mu\rho} - p_a^\mu g^{\nu\rho})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_W : & -\frac{i}{8} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^2 v^2 (g_w s_\theta p_a^\mu g^{\rho\nu} + c_\theta g_1 p_-^\mu g^{\rho\nu} - g_w s_\theta p_-^\mu g^{\rho\nu} - g_w s_\theta p_a^\nu g^{\rho\mu} \\ & - c_\theta g_1 p_+^\nu g^{\rho\mu} + g_w s_\theta p_+^\nu g^{\rho\mu} - c_\theta g_1 p_-^\rho g^{\nu\mu} + g_w s_\theta p_-^\rho g^{\nu\mu} + c_\theta g_1 p_+^\rho g^{\nu\mu} - g_w s_\theta p_+^\rho g^{\nu\mu}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{WWW} : & -\frac{3i}{2} \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} g_w^3 s_\theta (p_a^\mu p_+^\nu p_-^\rho - g^{\mu\nu} p_a \cdot p_+ p_-^\rho - p_a^\nu p_+^\rho p_-^\mu + p_-^\mu g^{\rho\nu} p_a \cdot p_+ \\ & - p_+^\nu g^{\rho\mu} p_a \cdot p_- + p_+^\rho g^{\mu\nu} p_a \cdot p_- + p_a^\nu g^{\rho\mu} p_+ \cdot p_- - p_a^\mu g^{\rho\nu} p_+ \cdot p_-) \end{aligned}$$

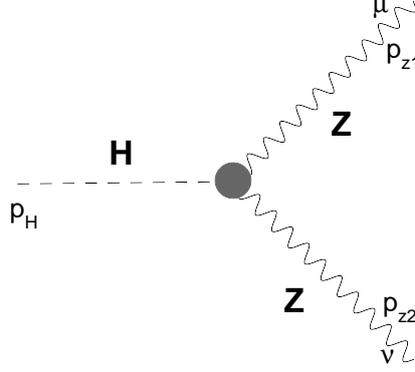
A.7 WWH-Vertex



$$\mathcal{L}_{SM} : ig_w M_W g^{\mu\nu}$$

$$\mathcal{O}_W : -\frac{i}{4} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^2 v \left(p_H^\nu p_-^\mu + p_H^\mu p_+^\nu - g^{\mu\nu} p_1 \cdot p_2 - g^{\mu\nu} p_1 \cdot p_3 \right)$$

A.8 ZZH-Vertex

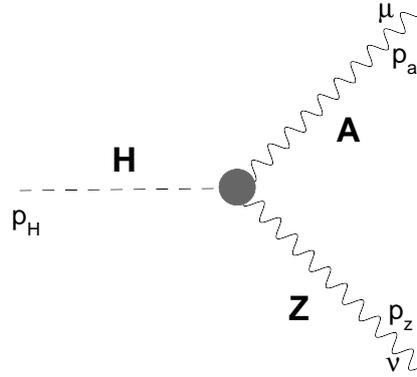


$$\mathcal{L}_{SM} : i \frac{g_w}{c_\theta} M_Z g^{\mu\nu}$$

$$\mathcal{O}_B : -\frac{i}{4} \frac{f_B}{\Lambda^2} g_1^2 v (p_H^\mu p_{z1}^\nu + p_H^\nu p_{z2}^\mu - g^{\mu\nu} p_H \cdot p_{z1} - g^{\mu\nu} p_H \cdot p_{z2})$$

$$\mathcal{O}_W : -\frac{i}{4} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w^2 v (p_H^\mu p_{z1}^\nu + p_H^\nu p_{z2}^\mu - g^{\mu\nu} p_H \cdot p_{z1} - g^{\mu\nu} p_H \cdot p_{z2})$$

A.9 γZH -Vertex



Die Operatoren \mathcal{O}_B und \mathcal{O}_W liefern Beiträge zum Vertex γZH , der sich aus der Standard-Modell-Lagrangedichte nicht ergibt. Kopplungen von Photonen an das Higgs erreicht man im Standard-Modell nur über Korrekturen höherer Ordnung.

$$\mathcal{O}_B : \frac{i}{4} \frac{f_B}{\Lambda^2} g_w g_1 v (p_a^\nu p_H^\mu - g^{\mu\nu} p_a \cdot p_H)$$

$$\mathcal{O}_W : \frac{i}{4} \frac{f_W}{\Lambda^2} g_w g_1 v (g^{\mu\nu} p_a \cdot p_H - p_a^\nu p_H^\mu)$$

Bei den Berechnungen in VBFNLO im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden, sofern nicht auf andere Werte hingewiesen wurde, folgende Parameter verwendet. Die Einstellmöglichkeiten in den Dateien `vbfnlo.dat` und `cuts.dat` werden ausführlich in [18] beschrieben.

B.1 `vbfnlo.dat`: Standardmodell und prozess-spezifische Parameter

- Für die numerische Integration wurden vier Iterationen durchgeführt, die letzte mit 2^{26} Phasenraumpunkten.
- Die Berechnungen wurden für Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV durchgeführt.
- Die Faktorisierungs- und Renormierungsskala wurden auf die invariante Masse des VVV-Systems gesetzt.

$$\mu_F = \mu_R = m_{VVV}$$

- Die am Prozess beteiligten Leptonen wurden als masselos angenommen, für die Vektorbosonmassen wurden die Werte

$$\begin{aligned} m_W &= 80.398 \text{ GeV} \\ m_Z &= 91.1876 \text{ GeV} \\ m_H &= 120.0 \text{ GeV} \end{aligned}$$

angenommen.

- Die Werte für α und $\sin^2(\theta_W)$ wurden im Programm mit Hilfe der elektroschwachen Beziehungen in führender Ordnung aus m_w , m_z und der Fermikonstante

$$G_F = 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

berechnet zu

$$\sin^2(\theta_W) = 0.22264585 \quad \alpha = \frac{1}{132.34070}$$

- Für die starke Kopplungskonstante wurde ein Wert von

$$\alpha_S(M_Z) = 0.1176$$

angenommen.

- Als Partonverteilungsfunktion wurde für die LO-Berechnungen auf CTEQ6L1 und für die NLO-Anteile auf CTEQ6M zurückgegriffen.

B.2 cuts.dat: Phasenraumschnitte an die Endzustandsleptonen

In der Datei `cuts.dat` können vielfältige Einschränkungen an die Endzustandsleptonen gesetzt werden, etwa um für den Detektor nicht erreichbare Bereiche des Phasenraumes auszuschließen.

Soweit nicht extra erwähnt, wurden folgende minimale Schnitte an die geladenen Leptonen gesetzt:

$$\begin{aligned} |y_l|_{max} &= 2.5 \\ p_{T,l,min} &= 10 \text{ GeV} \\ m_{l+l^-,min} &= 15 \text{ GeV} \end{aligned}$$

$y_{l,max}$ ist die maximale Leptonrapidity, $p_{T,l,min}$ bezeichnet den minimalen Transversalimpuls der Leptonen und m_{l+l^-} steht für die invariante Masse jeder möglichen Kombination entgegengesetzt geladener Leptonen.

Um die Auswirkungen der anomalen Kopplungen bei der WWW- und WWZ-Produktion hervorzuheben, wurde noch zusätzlich ein Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls, bedingt durch die Neutrinos im Endzustand, implementiert. Dieser kommt stellenweise in Kapitel 5 mit folgendem Wert zum Tragen:

$$p_{T,miss} \geq 100 \text{ GeV}$$

B.3 anom_vvvv.dat: Parameter der anomalen Kopplungen

Während sich der Code für die anomalen Kopplungen allgemein über den Wert ANOM_CPL in `vbfnlo.dat` aktivieren lässt, werden die Parameter der anomalen Kopplungen über die neue Inputdatei `anom_vvvv.dat` gesteuert.

Die Werte, die für FS0 – FT7 eingestellt werden, entsprechen den Termen $f_{S,0}/\Lambda^4 - f_{T,7}/\Lambda^4$ aus Anhang A. Auch bei den Dimension-6-Operatoren wurde die Skala Λ bereits mit berücksichtigt, FW setzt den Wert für f_W/Λ^2 , ebenso bei FB und FWWW.

Der letzte Block setzt die Parameter für den in Kapitel 4.4.3 beschriebenen Formfaktor:

$$\mathcal{F} = \frac{1}{\left(1 + \frac{s}{\Lambda^2}\right)^n}.$$

Mit FF kann die Berücksichtigung des Formfaktors aktiviert werden. FFMASSCALE setzt Λ , den Parameter für die Skala, ab der die Verletzung der Unitaritätsbedingung erwartet wird, und FFEXP steuert n , den Exponenten im Formfaktor.

Aufgrund unterschiedlicher Definitionen der Feldstärken unterscheiden sich die Parametrisierungen zwischen Éboli et al. [11] und dieser Arbeit:

$$\begin{aligned} f_{S,0,1} &= f_{S,0,1}^{\acute{E}boli} \\ f_{M,0,1} &= \frac{f_{S,0,1}^{\acute{E}boli}}{g_w^2} \\ f_{M,2,3} &= \frac{f_{M,2,3}^{\acute{E}boli}}{g_1^2} \\ f_{M,4,5} &= \frac{f_{M,4,5}^{\acute{E}boli}}{g_w g_1} \\ f_{M,6,7} &= \frac{f_{M,6,7}^{\acute{E}boli}}{g_w^2} \\ f_{T,0,1,2} &= \frac{f_{T,0,1,2}^{\acute{E}boli}}{g_w^4} \\ f_{T,5,6,7} &= \frac{f_{T,5,6,7}^{\acute{E}boli}}{g_w^2 g_1^2} \end{aligned}$$

Standardwerte der Berechnungen in dieser Diplomarbeit

Sofern in den Berechnungen ein Formfaktor zugeschaltet wurde, ist dies unter Angabe dessen Parameters Λ erwähnt. n hatte bei allen Berechnungen mit aktiviertem Formfaktor den Wert 2. Die Werte für die anomalen Kopplungskonstanten wurden alle auf $f_i = 0$ gesetzt. Werte ungleich Null sind im Text an der entsprechenden Stelle erwähnt.

B.4 Formfaktor: Skalen in Abhängigkeit der Kopplungsstärken

In Kapitel 5.4 wurden folgende Werte für Λ_{FF} bei den entsprechenden Kopplungsstärken gewählt. Diese Werte wurden in Kapitel 4.4 ermittelt.

f_i/Λ^4 [TeV ⁻⁴]	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\mathcal{L}_{S,0}$	930	775	616	519	437	345	291
$\mathcal{L}_{S,1}$	777	652	519	434	366	291	243
$\mathcal{L}_{M,0}$	1050	880	696	585	491	392	329
$\mathcal{L}_{M,1}$	1505	1255	995	832	699	554	466
$\mathcal{L}_{M,2}$	3654	3062	2422	2035	1708	1364	1145
$\mathcal{L}_{M,3}$	5237	4367	3462	2895	2432	1927	1621
$\mathcal{L}_{M,4}$	2085	1750	1395	1165	980	782	655
$\mathcal{L}_{M,5}$	2460	2070	1635	1375	1155	911	767
$\mathcal{L}_{M,6}$	1258	1050	835	698	585	466	390
$\mathcal{L}_{M,7}$	1755	1505	1180	990	832	660	554
$\mathcal{L}_{T,0}$	855	712	569	476	400	319	268
$\mathcal{L}_{T,1}$	920	770	610	512	431	343	288
$\mathcal{L}_{T,2}$	1030	866	684	572	481	382	322
$\mathcal{L}_{T,5}$	3475	2895	2282	1905	1600	1275	1070
$\mathcal{L}_{T,6}$	2880	2414	1905	1600	1345	1070	896
$\mathcal{L}_{T,7}$	4000	3320	2610	2188	1828	1450	1215

Tabelle B.1: Werte für Λ_{FF} [GeV] bei den Dimension-8-Operatoren mit positiven f_i

f_i/Λ^4 [TeV ⁻⁴]	-100	-200	-500	-1000	-2000	-5000	-10000
$\mathcal{L}_{S,0}$	950	796	632	529	446	353	296
$\mathcal{L}_{S,1}$	795	668	529	446	374	297	250
$\mathcal{L}_{M,0}$	1050	880	696	585	491	392	329
$\mathcal{L}_{M,1}$	1505	1255	995	832	699	554	466
$\mathcal{L}_{M,2}$	3654	3062	2422	2035	1708	1364	1145
$\mathcal{L}_{M,3}$	5237	4367	3462	2895	2432	1927	1621
$\mathcal{L}_{M,4}$	2085	1750	1395	1165	980	782	655
$\mathcal{L}_{M,5}$	2460	2070	1635	1375	1155	911	767
$\mathcal{L}_{M,6}$	1258	1050	835	698	585	466	390
$\mathcal{L}_{M,7}$	1755	1505	1180	990	832	660	554
$\mathcal{L}_{T,0}$	855	712	569	476	400	319	268
$\mathcal{L}_{T,1}$	920	770	610	512	431	343	288
$\mathcal{L}_{T,2}$	1145	962	761	636	535	426	357
$\mathcal{L}_{T,5}$	3475	2895	2282	1905	1600	1275	1070
$\mathcal{L}_{T,6}$	2880	2414	1905	1600	1345	1070	896
$\mathcal{L}_{T,7}$	4000	3320	2610	2188	1828	1450	1215

Tabelle B.2: Werte für Λ_{FF} [GeV] bei den Dimension-8-Operatoren mit negativen f_i

f_i/Λ^4 [TeV ⁻²]	1	2	5	10	20	50	100
\mathcal{O}_B	2135	1790	1445	1210	1010	802	672
\mathcal{O}_W	2135	1790	1445	1210	1010	802	672
\mathcal{O}_{WWW}	6210	4233	2650	1865	1333	832	588

Tabelle B.3: Werte für Λ_{FF} [GeV] bei den Dimension-6-Operatoren mit positiven f_i

f_i/Λ^4 [TeV ⁻²]	-1	-2	-5	-10	-20	-50	-100
\mathcal{O}_B	2085	1750	1405	1177	985	780	655
\mathcal{O}_W	2085	1750	1405	1177	985	780	655
\mathcal{O}_{WWW}	5200	3590	2240	1621	1125	710	500

Tabelle B.4: Werte für Λ_{FF} [GeV] bei den Dimension-6-Operatoren mit negativen f_i

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*. Phys. Rev. D **2** (1970) no. 7, 1285–1292.
- [2] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*. Almquist and Forlag, Stockholm, 1968.
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. **19** (1967) no. 21, 1264–1266.
- [4] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*. Physics Letters **12** (1964) no. 2, 132 – 133.
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508–509.
- [6] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Phys. Rev. Lett. **13** (1964) no. 9, 321–323.
- [7] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531–533.
- [8] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652–657.
- [9] W. Buchmüller and D. Wyler, *Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation*. Nucl. Phys. **B268** (1986) 621.
- [10] B. L. Young, *Effective Lagrangian Approach to Physics Beyond the Standard Model*. Chinese Journal of Physics **35** (1997) 418.
- [11] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, and J. K. Mizukoshi, *$p p \rightarrow j j e^\pm \mu^\pm \nu \nu$ and $j j e^\pm \mu^\mp \nu \nu$ at $O(\alpha_{em}^6)$ and $O(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$ for the Study of the Quartic Electroweak Gauge Boson Vertex at LHC*. Phys. Rev. **D74** (2006) 073005, [arXiv:hep-ph/0606118](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0606118).

- [12] N. Greiner, *Anomale Kopplungen bei der W-Paar-Produktion in Vektor-Boson-Fusion*. Diplomarbeit, ITP, Uni Karlsruhe, 2006. <http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml>.
- [13] L. H. Ryder, *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, 2 ed., June, 1996.
- [14] M. Steinhauser, *Übungen zu Strahlungskorrekturen in Eichtheorien*, Maria Laach, 2003. <http://maria-laach.physik.uni-siegen.de/2003/Folien/Steinhauser/laach2003.ps.gz>.
- [15] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [16] J. D. Bjorken and S. D. Drell, *Relativistische Quantenfeldtheorie*. B.I. Wissenschaftsverlag, 1967.
- [17] N. D. Christensen and C. Duhr, *FeynRules - Feynman rules made easy*. Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1614–1641, [arXiv:0806.4194](https://arxiv.org/abs/0806.4194) [hep-ph].
- [18] K. Arnold, M. Bähr, G. Bozzi, F. Campanario, C. Englert, T. Figy, N. Greiner, C. Hackstein, V. Hankele, B. Jäger, G. Klämke, M. Kubocz, C. Oleari, S. Plätzer, S. Prestel, M. Worek, and D. Zeppenfeld, *VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons*. Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1661–1670, [arXiv:0811.4559](https://arxiv.org/abs/0811.4559) [hep-ph].
- [19] D. Zeppenfeld, *Collider physics*. [arXiv:hep-ph/9902307](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9902307).
- [20] S. Weinzierl, *Introduction to Monte Carlo methods*, 2000. [arXiv:hep-ph/0006269v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006269v1).
- [21] G. Lepage, *VEGAS: An Adaptive Multi-dimensional Integration Program*, CLNS 80-447, 1980.
- [22] J. Alwall *et al.*, *A standard format for Les Houches event files*. Comput. Phys. Commun. **176** (2007) 300–304, [hep-ph/0609017](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609017).
- [23] S. Catani and M. H. Seymour, *The Dipole Formalism for the Calculation of QCD Jet Cross Sections at Next-to-Leading Order*. Phys. Lett. **B378** (1996) 287–301, [arXiv:hep-ph/9602277](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9602277).
- [24] S. Catani and M. H. Seymour, *A general algorithm for calculating jet cross sections in NLO QCD*. Nucl. Phys. **B485** (1997) 291–419, [arXiv:hep-ph/9605323](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9605323).
- [25] V. Hankele, *NLO QCD corrections to tri-boson production in hadronic collisions*. Dissertation, ITP, Uni Karlsruhe, 2009. <http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml>.

- [26] S. Prestel, *QCD-Korrekturen zu WWW-Produktion am LHC*. Diplomarbeit, ITP, Uni Karlsruhe, 2008.
<http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml>.
- [27] K. Hagiwara and D. Zeppenfeld, *Helicity amplitudes for heavy lepton production in e^+e^- annihilation*. Nuclear Physics B **274** (1986) no. 1, 1 – 32.
- [28] K. Hagiwara and D. Zeppenfeld, *Amplitudes for multi-parton processes involving a current at e^+e^- , $e^\pm p$, and hadron colliders*. Nuclear Physics B **313** (1989) no. 3, 560 – 594.
- [29] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, *HELAS: HELicity Amplitude Subroutines for Feynman Diagram Evaluations* Tech. Rep. KEK-91-11, KEK, 1992.
- [30] T. Stelzer and W. F. Long, *Automatic generation of tree level helicity amplitudes*. Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357–371, [arXiv:hep-ph/9401258](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9401258).
- [31] F. Maltoni and T. Stelzer, *MadEvent: Automatic event generation with MadGraph*. JHEP **02** (2003) 027, [arXiv:hep-ph/0208156](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0208156).
- [32] J. Alwall *et al.*, *MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation*. JHEP **09** (2007) 028, [arXiv:0706.2334](https://arxiv.org/abs/0706.2334) [hep-ph].
- [33] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth, and D. Wackerroth, *Predictions for all processes $e^+e^- \rightarrow 4\text{fermions} + \text{gamma}$* . Nucl. Phys. **B560** (1999) 33–65, [arXiv:hep-ph/9904472](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9904472).
- [34] A. Denner and S. Dittmaier, *The complex-mass scheme for perturbative calculations with unstable particles*. Nucl. Phys. Proc. Suppl. **160** (2006) 22–26, [arXiv:hep-ph/0605312](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0605312).
- [35] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, *Weak Interactions at Very High-Energies: The Role of the Higgs Boson Mass*. Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.
- [36] M. Jacob and G. C. Wick, *On the general theory of collisions for particles with spin*. Ann. Phys. **7** (1959) 404–428.
- [37] H. Spiesberger, M. Spira, and P. M. Zerwas, *The Standard model: Physical basis and scattering experiments*. [arXiv:hep-ph/0011255](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0011255).
- [38] C. Englert, *Spin 1 Resonances in Vector Boson Fusion Processes in Warped Higgsless Models*. Diplomarbeit, ITP, Uni Karlsruhe, 2007.
<http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml>.
- [39] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in Fortran 77 (2nd Ed.)*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1992.

- [40] 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. **D67** (2003) 114024, [arXiv:hep-ph/0303048](#).
- [41] T. Pierzchala and K. Piotrkowski, *Sensitivity to anomalous quartic gauge couplings in photon-photon interactions at the LHC*. Nucl. Phys. Proc. Suppl. **179-180** (2008) 257–264, [arXiv:0807.1121](#) [hep-ph].

Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Zeppenfeld dafür bedanken, dass ich die Diplomarbeit auf diesem interessanten und aktuellen Themengebiet anfertigen konnte. Ebenso bin ich dankbar für die gute Betreuung und die Bereitschaft, bei offenen Fragen jederzeit weiterzuhelfen.

Herrn Prof. Kühn danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ebenso danke ich meinen Kollegen aus dem Büro und dem gesamten Institut für die freundliche Atmosphäre, in der ich das letzte Jahr arbeiten durfte sowie das hohe Maß an Hilfsbereitschaft, das mir entgegengebracht wurde. Besonders danke ich hier Dr. Vera Hankele und Christoph Englert.

Den Korrekturlesern Dr. Michael Rauch und Simon Wendel gilt mein ausdrücklicher Dank.

Meine Freunde waren in den letzten Jahren eine große Hilfe, insbesondere wenn's mal nicht so lief...

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern für den Rückhalt, das entgegengebrachte Vertrauen und die Unterstützung während meines gesamten Studiums.

