Karlsruhe Institute of Technology

Signaturen für Modelle mit Kaluza-Klein-artigen Vektorresonanzen am LHC

Diplomarbeit
von

Franziska Schissler

An der Fakultät für Physik
Institut für Theoretische Physik

Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Korreferentin: Prof. Dr. M. Mühlleitner

Februar 2011

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

Franziska Schissler
Karlsruhe, den 1. Februar 2011

Als Diplomarbeit anerkannt.

Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld
Karlsruhe, den 1. Februar 2011

INHALTSVERZEICHNIS

KAPITEL 1

EINLEITUNG

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine der erfolgreichsten Theorien, die die Physik im Laufe der Zeit hervorgebracht hat. Es ist eine Quantenfeldtheorie, die auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz basiert und durch eine $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$-Eichgruppe beschrieben wird, die durch spontane Symmetriebrechung zur $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ gebrochen wird. Alle bis zu diesem Zeitpunkt bekannten Teilchen und ihre nicht-gravitativen Wechselwirkungen werden im Rahmen des Standardmodells beschrieben. Die Voraussagen der Theorie wurden durch viele Experimente mit hoher Präzision bestätigt. Jedoch entzieht sich ein essenzieller Baustein bis heute einem experimentellen Nachweis: Das Higgsboson, das im Standardmodell für die elektroschwache Symmetriebrechung verantwortlich ist und den massiven Teilchen ihre Masse verleiht, wurde noch nicht gefunden [1–6]. Die große Frage nach dem Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung ist bis heute nicht beantwortet.

Mit der Inbetriebnahme des *Large Hadron Colliders* (LHC) in Genf wurde ein großer Schritt zur Klärung dieser fundamentalen Frage getan. Aufgrund der hohen Strahlenergie der Protonen ist es möglich, Teilchenkollisionen im TeV-Bereich zu untersuchen. Bei diesen Energien wird sich zeigen, wie die elektroschwache Symmetriebrechung in der Natur realisiert ist. Zusätzlich ist eines der Hauptziele des LHC, Effekte der Physik jenseits des Standardmodells zu beobachten, die sich in neuen Teilchen und Kopplungen zeigen kann.

Die Motivation für die Suche nach neuer Physik gründet sich darauf, dass das Standardmodell in eine fundamentalere Theorie eingebettet sein muss und nur bei niedrigen Energien gültig sein kann. Ein Argument dafür ist, dass sich die Gravitation, die bei Energien von der Größenordnung der Planck-Skala, $M_{Pl} \approx 2.4 \cdot 10^{18}$ GeV, nicht mehr vernachlässigbar ist, im Rahmen des Standardmodells nicht in eine Theorie der Quantengravitation mit einbinden lässt. Außerdem gibt es im Standardmodell keine Kandidaten für die kalte dunkle Materie.
Hinzu kommt, dass sich im Rahmen des ad hoc eingeführten Standardmodell-Higgsmechanismus das Hierarchieproblem ergibt. Da bei skalaren Teilchen Schleifenkorrekturen quadratisch divergent sind und die Masse des Higgsbosons durch keine Symmetrie geschützt ist, muss eine große Feinadjustierung der Parameter vorgenommen werden, um die Masse des Higgsbosons kleiner als 1 TeV zu halten, wenn

zusätzliche schwere Teilchen bei einer hohen Energieskala, etwa der Planck-Skala, auftreten. Die Masse des Higgsbosons muss kleiner als 1 TeV sein, um die Unitarität der Streuamplitude elektroschwacher Eichbosonen zu gewährleisten [7].

In den letzten Jahren und Jahrzehnten wurden deshalb viele Theorien entwickelt, die die beobachteten Teilchen und Wechselwirkungen bei niedrigen Energien erklären und teilweise einen anderen Mechanismus zur elektroschwachen Symmetriebrechung aufweisen.
In vielen dieser Theorien treten nun, neben den massiven Eichbosonen des Standardmodells, noch zusätzliche Vektorbosonen auf, die ähnliche Eigenschaften wie die elektroschwachen Eichbosonen haben, jedoch eine höhere Masse aufweisen, sogenannte $W'^{\pm}$- und Z'-Bosonen. Je nach Theorie koppeln die neuen Vektorbosonen verschieden stark an die Standardmodellteilchen [8]. Manche Modelle sagen voraus, dass die $W'^{\pm}$- und Z'-Bosonen fermiophob sind und daher (fast) nicht an Fermionen koppeln. In anderen Theorien zeichnen sie sich durch eine große Zerfallsbreite in Fermionen aus, während die Kopplung an die schwache Eichbosonen des Standardmodells vernachlässigbar ist.
Besonders interessante Theorien sind solche, in denen die elektroschwache Symmetriebrechung ohne ein Higgsboson realisiert ist und die somit das Hierarchieproblem umgehen. Bei der Streuung elektroschwacher Eichbosonen wächst die Amplitude ohne die Higgsbeiträge mit der Schwerpunktsenergie an und verletzt schließlich die Unitarität bei etwa 1.2 TeV. Higgslose Theorien umgehen dieses Problem durch den Austausch zusätzlicher schwerer Vektorbosonen, die die unitaritätsverletzenden Terme in der Streuamplitude kompensieren.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, Aussagen darüber zu treffen, ob neue Vektorbosonen am LHC nachgewiesen werden können. Grundsätzlich können sie als Resonanzen in drei Produktionskanälen auftreten: Vektorbosonfusion, Vektorboson-Paarproduktion und Drell-Yan-Produktion. Um allgemeine Ergebnisse zu erhalten werden die Kopplungen an die Standardmodellteilchen variabel gestaltet, so dass sich, in Abhängigkeit der Kopplungen, der beste Produktionskanal finden lässt.
Zur genauen Untersuchung wurde ein modellunabhängiger Ansatz gewählt, der auf Summenregeln basiert. Dieser wurde in das existierende Monte-Carlo-Programm Vbfnlo [9] implementiert, um Vorhersagen über die Sensitivität der einzelnen Produktionskanäle zu ermöglichen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit wird ein Überblick über das Standardmodell gegeben. Ein spezielles Augenmerk liegt dabei auf dem elektroschwachen Sektor, seinen Eigenschaften und Problemen.
Kapitel 3 gibt eine Übersicht über verschiedene Modelle mit zusätzlichen Vektorbosonen. Ein Schwerpunkt wurde auf solche Modelle gelegt, bei denen die elektroschwache Symmetriebrechung ohne ein Higgsboson realisiert ist, insbesondere auf Modelle mit einer zusätzlichen kompakten Raumdimension. Die Kompaktheit der Extradimension führt zu einer Quantisierung der Impulse entlang der neuen Raumrichtung und manifestiert sich unter anderem im Auftreten zusätzlicher massiver Vektorbosonen, den sogenannten Kaluza-Klein-Anregungen.
In Kapitel 4 wird der modellunabhängige Ansatz zur Bestimmung der Kopplungen zusätzlicher Vektorbosonen an Standardmodellteilchen vorgestellt. Dieser gründet sich auf sogenannte Summenregeln, die aus der Forderung nach der Unitarität von Streuamplituden folgen und ein breites Spektrum möglicher Kopplungen der

zusätzlichen Vektorresonanzen an Standardmodell-Teilchen ermöglichen. Die Eigenschaften der so erhaltenen Kopplungen und Verzweigungsverhältnisse werden erläutert. Außerdem werden experimentelle Einschränkungen durch Vier-Fermionen-Kontaktterme und theoretische Einschränkungen durch Unitaritätsschranken berücksichtigt.
Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Implementierung der drei verschiedenen Produktionskanäle in VBFNLO. Hierzu wird ein kurzer Einblick in die Funktionsweise des Programms gegeben und die Berechnung von Standardmodellwirkungsquerschnitten erklärt. Zudem wird auf die Implementierung der Kopplungen und der Amplituden mit zusätzlichen Vektorbosonen eingegangen.
In Kapitel 6 werden Ergebnisse für eine Analyse am LHC vorgestellt. Speziell wird hier auf eine Resonanz mit einer Masse von 700 GeV eingegangen. Die Sensitivität der einzelnen Produktionskanäle wird in Abhängigkeit der Kopplungen untersucht und der vielversprechendste Kanal gesucht. Anschließend wird die Detektierbarkeit der zusätzlichen Resonanz in Abhängigkeit ihrer Masse im Drell-Yan- und Vektorboson-Paarproduktions-Kanal diskutiert.
Das Schlusskapitel gibt eine kurze Zusammenfassung dieser Arbeit.

KAPITEL 2

DAS STANDARDMODELL DER TEILCHENPHYSIK

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine Quantenfeldtheorie, die auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz beruht. Es ist so erfolgreich, weil es alle zur Zeit bekannten Wechselwirkungen (außer der Gravitation) und alle Elementarteilchen (Quarks, Leptonen: Spin-1/2-Felder, Eichbosonen: Spin-1-Felder) beschreibt. Die in der Natur beobachteten Kräfte lassen sich auf Grund ihrer Stärke bei niedrigen Energien in 4 Kategorien einteilen: die starke, die elektromagnetische, die schwache Kraft und die Gravitation. Für die Übertragung der Kräfte zwischen den einzelnen Elementarteilchen sind sogenannte Eichbosonen verantwortlich. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht über die vier bekannten Wechselwirkungen, die zugehörigen Kopplungen und Eichbosonen.

Wechselwirkung	Kopplung	Boson(en)	Spin
Starke WW	$g_s^2(m_z)/4\pi \approx 0.118$	Gluonen	1
Elektromagnetische WW	$e^2/4\pi \approx 1/137$	Photon	1
Schwache WW	$G_F \approx 1,16610^{-5}$ GeV^{-2}	Z, W$^\pm$	1
Gravitation	$G_N \approx 6,710^{-39}$ GeV^{-2}	Graviton	2

Tabelle 2.1.: Elementare Kräfte in der Natur [10].

2.1. Lokale Symmetrietransformationen

Das Noether-Theorem der klassischen Mechanik besagt, dass die Invarianz der Wirkung unter einer kontinuierlichen Symmetrietransformation in einer Erhaltungsgröße resultiert. Dies gilt auch für Quantenfeldtheorien. Man unterscheidet zwischen globalen und lokalen Symmetrietransformationen. Bei einer globalen Symmetrietransformation werden die Quantenfelder an allen Raumzeitpunkten identisch transformiert, unabhängig davon, ob verschiedene Punkte kausal miteinander verbunden sind. Daher sind lokale Symmetrietransformation plausibler, da hier die Transformation von der Raumzeit x abhängt. Sei nun $\mathcal{G}$ eine beliebige Liegruppe mit den Gruppenparametern ϵ^a:

$$G = e^{i\epsilon^a T^a}. \tag{2.1}$$

G ist ein Element der Symmetriegruppe. Die T^a sind Generatoren, die die Lie-Algebra

$$\left[T^a, T^b\right] = i f^{abc} T^c \tag{2.2}$$

aufspannen und die Gruppenparameter $\epsilon^a = \epsilon^a(x)$ hängen für lokale Transformationen von der Raumzeit ab. Da nun die freie Lagrangedichte für Fermionen,

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi, \tag{2.3}$$

invariant unter einer Transformation $G(x)$ sein soll, müssen Spin-1-Felder A^a_μ, sogenannte Eichfelder, als dynamische Variablen eingeführt werden. Die Kopplung der Eichfelder an die übrigen Felder wird durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz festgelegt.
Im Vergleich zu einer globalen Symmetrie nimmt bei einer lokalen Symmetrie der erhaltene Noetherstrom an der Wechselwirkung teil und ist somit eine physikalische Größe, die prinzipiell gemessen werden kann (z.B. die elektrische Ladung).

Um nun eine Lagrangedichte zu konstruieren, die der Forderung nach lokaler Eichinvarianz genügt, beginnt man mit der freien Lagrangedichte (2.3). Die Spin-1/2-Felder ψ transformieren unter einer irreduziblen Darstellung der Gruppe $\mathcal{G}(x)$,

$$\psi(x) \to S(x)\psi(x). \tag{2.4}$$

Für den kinetischen Term der Lagrangedichte folgt somit:

$$\overline{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi \to \overline{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi + \overline{\psi}\gamma^\mu S^{-1}\left(\partial_\mu S\right)\psi. \tag{2.5}$$

Damit $\mathcal{L}$ nun invariant ist, muss ein Spin-1-Feld $B_\mu(x)$ eingeführt werden, das eine Matrix im inneren Symmetrieraum des Spaltenvektors ψ ist und folgendes Transformationsverhalten besitzt:

$$B_\mu(x) \to S B_\mu(x) S^{-1} + S\partial_\mu S^{-1}. \tag{2.6}$$

Die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu\left(\partial_\mu + B_\mu\right)\psi, \tag{2.7}$$

mit der kovariante Ableitung $D_\mu = \partial_\mu + B_\mu$, die sich wie

$$D_\mu \to S D_\mu S^{-1} \tag{2.8}$$

unter $\mathcal{G}(x)$ transformiert, ist invariant unter der betrachteten Symmetrietransformation.
Damit B_μ zu einem dynamischen Feld wird, das propagieren kann, muss ein kinetischer Term eingeführt werden, der ebenfalls invariant unter der geforderten Symmetrietransformation ist.

$$F_{\mu\nu} = \left[D_\mu, D_\nu\right] = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu + \left[B_\mu, B_\nu\right] \tag{2.9}$$

ist kovariant unter der Symmetriegruppe, da $F_{\mu\nu} \to S F_{\mu\nu} S^{-1}$ gilt. Damit ist $\mathrm{Tr}\left[F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right]$ invariant unter $\mathcal{G}(x)$ und die gesuchte Lagrangedichte ist gegeben durch:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4g^2}\,\mathrm{Tr}\left[F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right] + i\overline{\psi}\gamma^\mu\left(\partial_\mu + B_\mu\right)\psi. \tag{2.10}$$

Um nun einen Zusammenhang zu den Eichfeldern A_μ^a herzustellen, müssen die unabhängigen Komponenten aus der Eichfeldmatrix B_μ herausprojeziert werden. Für jeden Gruppenparameter ϵ^a gibt es ein Eichfeld, daher ist die Anzahl der Eichfelder durch die Anzahl der Gruppenparameter gegeben. Die Eichfeldmatrix lässt sich also schreiben als

$$B_\mu = -igT^a A_\mu^a. \tag{2.11}$$

Aus (2.2), (2.10) und (2.11) folgt damit für die Lagrangedichte der physikalischen Felder:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} f_{\mu\nu}^a f^{a,\mu\nu} + i\overline{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi, \tag{2.12a}$$

$$f_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \tag{2.12b}$$

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a A_\mu^a, \tag{2.12c}$$

wobei angenommen wurde, dass die Generatoren die Normierung $\mathrm{Tr}\left[T^a T^b\right] = \frac{1}{2}\delta^{ab}$ erfüllen.

Nichtabelsche Eichtheorien ($\left[T^a, T^b\right] = if^{abc}T^c \neq 0$) sind sogenannte *Yang-Mills-Theorien*, wie z.B. die Quantenchromodynamik (QCD), die auf einer $SU(3)_C$-Symmetriegruppe beruht, oder der elektroschwache Sektor des Standardmodells. Hingegen ist die auf einer $U(1)$ basierende Quantenelektrodynamik (QED) eine *abelsche Eichtheorie*, bei der der Generator $T^a = 1$ ist und der Kommutator (2.2) somit verschwindet.

Das Standardmodell beruht auf einer $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$-Eichgruppe. Die starke Wechselwirkung ($SU(3)_C$) wird von acht Gluonen übertragen und wirkt nur auf Quarks und Gluonen, da nur diese die $SU(3)$-Quantenzahl Farbe tragen. Da die $SU(3)_C$-Eichgruppe im Standardmodell ungebrochen bleibt, sind die Gluonen masselos, da ein Massenterm die Eichinvarianz brechen würde.
Die Symmetriegruppe des elektroschwachen Sektors $SU(2)_L \times U(1)_Y$ wird hingegen spontan gebrochen. Dadurch erhalten die W- und Z-Bosonen ihre Masse. Die spontane Symmetriebrechung ist wiederum nötig, da durch die an die Lagrangedichte geforderte lokale Eichinvarianz kein naiver Massenterm hinzugefügt werden kann. Das Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft bleibt hingegen masselos. Durch die spontane Symmetriebrechung tritt nun noch ein weiteres Teilchen neben den bisher erwähnten Bosonen und Fermionen auf, das skalare Higgsboson.

2.1.1. Die QCD als Beispiel einer Yang-Mills-Theorie

Ein großer Vorteil von Yang-Mills-Theorien ist, dass die Kopplung der Bosonen untereinander und mit Materiefeldern durch nur eine Kopplungskonstante festgelegt ist. Ein expliziter Massenterm für die Eichbosonen würde die Eichsymmetrie brechen. Jedoch gibt es nur zwei Wechselwirkungen mit unendlicher Reichweite und damit masselosen Eichbosonen: Gravitation und elektromagnetische Kraft. Daher müssen die Eichbosonen entweder eine Masse erhalten ohne die Eichinvarianz explizit zu brechen, wie es bei der elektroschwachen Symmetriebrechung der Fall ist, oder es muss erklärt werden, warum es trotz masseloser Eichbosonen keine langreichweitige Wechselwirkung gibt (QCD).

Für die starke Kopplungskonstante gilt:

$$g_s(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \to \infty} 0, \tag{2.13a}$$

$$g_s(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \to 0} \text{groß}. \tag{2.13b}$$

Diese sogenannte asymptotische Freiheit konnte von Wilczek, Gross und Politzer erklärt werden [11, 12]. Für eine asymptotisch freie Theorie muss gelten, dass

$$\beta(g_s) \xrightarrow{g_s \to 0} 0, \tag{2.14}$$

wobei $\beta(g_s) < 0$ für kleine g_s gelten muss. $\beta(g_s) = dg_s/d(\ln Q^2)$ ist hierbei die β-Funktion, die in der Renormierungsgruppengleichung vorkommt und durch die Renormierung der Kopplungskonstanten g_s berechnet werden kann. Man kann zeigen, dass die Gleichungen (2.13) und (2.14) nur für nichtabelsche Eichtheorien gelten und dass die β-Funktion für eine $SU(N)$-Eichgruppe gegeben ist durch

$$\beta(g) = -\frac{g^3}{16\pi^2}\left[\frac{11}{3}N - \frac{2}{3}N_f\right]. \tag{2.15}$$

N_f bezeichnet hierbei die Anzahl der Fermionen (beteiligte Fermionflavour), die sich unter der fundamentalen Darstellung der $SU(N)$ transformieren.

Die Lagrangedichte der QCD ist damit

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_f \left[i\overline{q}_f \gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g_s \lambda^a G^a_\mu\right) q_f - m_f \overline{q}_f q_f \right] - \frac{1}{4} G^{a,\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \tag{2.16}$$

wobei $q_f = (q_f^1, q_f^2, q_f^3)$ Quarks mit drei möglichen Farben, λ^a die Gell-Mann-Matrizen ($SU(3)$-Generatoren) und G^a_μ die acht Gluonfelder sind. Die Summation läuft über alle möglichen Quarkflavour $f = 1, \ldots, 6$.
Ein expliziter Massenterm $m_f \overline{q}_f q_f$ kann bei einer reinen $SU(3)$-Eichgruppe eingeführt werden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden nur die leichten Quarks betrachtet, deren Massen in guter Näherung vernachlässigt werden können. Schwere bottom- und top-Quarks werden nicht berücksichtigt.
Um zu erklären, warum die starke Wechselwirkung keine unendlich große Reichweite besitzt, wurde das sogenannte *Confinement* eingeführt. Es besagt, dass nur Zustände beobachtbar sind, die ein Singulett unter der Symmetrie der Eichgruppe bilden. Im Falle der QCD bedeutet das, dass es nur farblose, gebundene Zustände gibt, die sich über makroskopische Distanzen bewegen, nämlich Baryonen und Mesonen.

2.2. Der elektroschwache Sektor

Der elektroschwache Sektor des Standardmodells beruht auf einer $SU(2)_L \times U(1)_Y$-Eichgruppe [13]. Daher gibt es vier masselose Eichfelder: $W^i_\mu, i = 1, 2, 3$ bilden ein Triplett unter $SU(2)_L$ und B_μ ist das zur $U(1)_Y$ gehörige Eichboson. Die Lagrangedichte für die Eichbosonen ist

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W^i_{\mu\nu} W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \tag{2.17}$$

mit

$$W^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\epsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_\nu, \tag{2.18a}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \tag{2.18b}$$

Man sieht, dass ein Massenterm für die Eichbosonen der Form $m^2 A_\mu A^\mu$ die geforderte Symmetrie explizit brechen würde, da eine infinitesimale Transformation sich wie folgt auf die Felder auswirkt:

$$A^a_\mu \to A^a_\mu + \frac{1}{g}\partial_\mu \epsilon^a + f^{abc} A^b_\mu \epsilon^c. \tag{2.19}$$

2.2.1. Der Higgsmechanismus

Da ein naiver Massenterm für die W- und Z-Bosonen die Eichsymmetrie explizit brechen würde, wurde das Konzept der spontanen Symmetriebrechung eingeführt. Die kovariante Ableitung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist gegeben durch

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\tau^i W_\mu^i - ig' Y \mathbb{1} B_\mu, \tag{2.20}$$

wobei $\tau^a = \sigma^a/2$ die Generatoren der $SU(2)_L$, g die zugehörige Kopplungskonstante, Y eine Quantenzahl (Hyperladung) und g' die $U(1)_Y$-Kopplungskonstante ist. Um nun die spontane Symmetriebrechung zu erzeugen, muss ein komplexes Higgs-Feld eingeführt werden, das sich unter der $SU(2)_L$ als Dublett transformiert und die Quantenzahl $Y = 1/2$ hat:

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \tag{2.21}$$

Ein unter der geforderten Eichgruppe invariantes Potential ist gegeben durch

$$V(\Phi) = -\mu^2 \left|\Phi^\dagger \Phi\right| + \lambda \left|\Phi^\dagger \Phi\right|^2. \tag{2.22}$$

Für $\mu^2 < 0$ ergibt sich eine ϕ^4-Theorie mit einem massiven Feld, das mit sich selbst wechselwirkt. Das Minimum des Potentials ist in diesem Fall $|\Phi_0| = 0$ und alle Eichbosonen bleiben masselos. Wählt man $\mu^2 > 0$, ergibt sich für $\Phi_0 = 0$ ein lokales Maximum und das absolute Minimum des Potentials liegt nun bei

$$|\Phi_0| = \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^{1/2} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \tag{2.23}$$

Die gesamte Lagrangedichte ist damit gegeben durch

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \left(D_\mu \Phi\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi\right) - V\left(\Phi\right). \tag{2.24}$$

Eine übliche Parametrisierung der Fluktuationen des Feldes Φ um den Vakuumserwartungswert $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ ist

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\pi^a(x)\tau^a/v} \begin{pmatrix} 0 \\ H + v \end{pmatrix}. \tag{2.25}$$

Die drei Felder π^a, die masselosen Goldstone-Bosonen, werden zu den longitudinalen Freiheitsgraden der massiven Eichbosonen und können durch die unitäre Eichung ganz aus der Lagrangedichte rotiert werden.
Setzt man diese Parametrisierung in die Lagrangedichte ein, so sieht man, dass diese noch invariant unter einer Transformation

$$S(x) = e^{i\left(\tau^3 + \mathbb{1} Y\right)\epsilon(x)} \tag{2.26}$$

ist. Das masselose Eichboson, das zu dieser ungebrochen $U(1)$-Symmetrie gehört, ist das physikalische Photon.

Der kinetische Term des Higgs-Feldes ergibt einen Massenterm für die schweren W- und Z-Bosonen und Wechselwirkungsterme zwischen dem Higgsboson und den Eichbosonen

$$|D_\mu \Phi|^2 = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 + \frac{g^2}{4}\left(v+H\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2+g'^2}{8}\left(v+H\right)^2 Z_\mu Z^\mu. \tag{2.27}$$

Dabei wurden die physikalischen W- und Z-Felder eingeführt, die die Masseneigenzustände der Lagrangedichte sind, das Photon bleibt masselos:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2\right), \tag{2.28a}$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}\left(g W_\mu^3 - g' B_\mu\right), \tag{2.28b}$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}\left(g' W_\mu^3 + g B_\mu\right). \tag{2.28c}$$

Aus Gleichung (2.27) lassen sich die Massen der Eichbosonen ablesen:

$$m_W = \frac{gv}{2}, \tag{2.29a}$$

$$m_Z = \frac{\sqrt{g^2+g'^2}}{2} v. \tag{2.29b}$$

Führt man nun noch den $SU(2)$-Auf- bzw. Absteigeoperator $\tau^\pm = (\tau^1 \pm i\tau^2) = \frac{1}{2}(\sigma^1 \pm i\sigma^2)$ ein, so erhält man die kovariante Ableitung des elektroschwachen Sektors

$$\begin{aligned} D_\mu = \partial_\mu &- \frac{ig}{\sqrt{2}}\left(\tau^+ W_\mu^+ + \tau^- W_\mu^-\right) - \frac{i}{\sqrt{g^2+g'^2}}\left(g^2\tau^3 + g'^2 Y \mathbb{1}\right) Z_\mu \\ &- \frac{igg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}\left(\tau^3 + Y\mathbb{1}\right) A_\mu. \end{aligned} \tag{2.30}$$

Man sieht, dass das masselose Eichboson, das Photon, an den Generator $\tau^3 + Y\mathbb{1}$ koppelt. Die Kopplungskonstante kann nun mit der Kopplung des Photons an das Elektron identifiziert werden,

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}. \tag{2.31}$$

Die Ladung des koppelnden Fermions ist $Q = T^3 + Y$.
Außerdem wird noch der schwache Mischungswinkel (Weinbergwinkel) eingeführt, der als Drehwinkel zwischen der Wechselwirkungseigenzuständen W^3 und B und den Masseneigenzuständen Z und A definiert ist:

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^3 \\ B \end{pmatrix}, \tag{2.32}$$

mit

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}, \qquad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}, \qquad e = g\sin\theta_W. \tag{2.33}$$

2.2.2. Die Custodiale SU(2)

Auf Baumgraphenniveau gilt für das Verhältnis der W- und Z-Masse

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \tag{2.34}$$

Diese Relation erhält im Standardmodell durch höhere Ordnungen der Störungstheorie nur kleine Korrekturen. Dies lässt sich durch eine näherungsweise realisierte globale Symmetrie erklären, die es neben der lokalen $SU(2)_L \times U(1)_Y$-Eichsymmetrie der elektroschwachen Lagrangedichte gibt (siehe z.B. [14]). Die globale Symmetrie erkennt man am besten, indem man eine Higgsmatrix (Bidublett) einführt, die aus $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ und $\epsilon\Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$ aufgebaut ist ($\epsilon = i\sigma^2$):

$$\mathit{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon\Phi^*, \Phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi^0 \end{pmatrix}. \tag{2.35}$$

Φ und $\epsilon\Phi^*$ sind Dubletts unter der $SU(2)_L$ und tragen die Hyperladung $Y = 1/2$ bzw. $Y = -1/2$. Damit lässt sich die Higgs-Lagrangedichte umschreiben:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mathrm{Tr}\left[(D_\mu \mathit{\Phi})^\dagger (D^\mu \mathit{\Phi})\right] - V(\mathit{\Phi}), \tag{2.36a}$$

$$V(\mathit{\Phi}) = -\mu^2\, \mathrm{Tr}\left[\mathit{\Phi}^\dagger \mathit{\Phi}\right] + \lambda \left(\mathrm{Tr}\left[\mathit{\Phi}^\dagger \mathit{\Phi}\right]\right)^2, \tag{2.36b}$$

$$D_\mu \mathit{\Phi} = \partial_\mu \mathit{\Phi} - ig\tau^a W_\mu^a \mathit{\Phi} + 2ig' Y \tau^3 B_\mu \mathit{\Phi}. \tag{2.36c}$$

Die Paulimatrix $\tau^3 = \frac{\sigma^3}{2}$ muss eingeführt werden, da das Vorzeichen der Hyperladung von Φ und $\epsilon\Phi^*$ unterschiedlich ist.

Die Transformationseigenschaften des neuen Bidubletts unter der Eichsymmetrie sind nun

$$SU(2)_L \quad : \qquad \mathit{\Phi} \to U_L \mathit{\Phi}, \tag{2.37}$$

$$U(1)_Y \quad : \qquad \mathit{\Phi} \to \mathit{\Phi} e^{-i\tau_3 \Theta}. \tag{2.38}$$

τ_3 tritt wiederum wegen der unterschiedlichen Vorzeichen der Hyperladung auf. Diese Transformationen lassen die Higgs-Lagrangedichte invariant. Nimmt man nun den Grenzwert $g' \to 0$, also für verschwindende Hyperladungen, tritt nun eine weitere globale Symmetrie auf. Die Higgs-Lagrangedichte bleibt dieselbe, jedoch ändert sich die kovariante Ableitung

$$D_\mu \mathit{\Phi} = \partial_\mu \mathit{\Phi} - ig\tau^a W_\mu^a \mathit{\Phi}. \tag{2.39}$$

Nun ist die Lagrangedichte auch unter einer globalen $SU(2)_R$ invariant

$$SU(2)_R : \qquad \mathit{\Phi} \to \mathit{\Phi} U_R^\dagger. \tag{2.40}$$

Damit hat der elektroschwache Sektor des Standardmodells im Grenzfall verschwindender Hyperladungen eine globale $SU(2)_L \times SU(2)_R$-Symmetrie

$$SU(2)_L \times SU(2)_R : \qquad \mathit{\Phi} \to U_L \mathit{\Phi} U_R^\dagger. \tag{2.41}$$

Die $SU(2)_L$ ist die globale Version der Eichsymmetrie und die $SU(2)_R$ ist eine globale, zufällige Symmetrie, die nur im Grenzfall $g' \to 0$ exakt ist.

Erhält das Higgsfeld nun einen Vakuumserwartungswert

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v & 0 \\ 0 & v \end{pmatrix}, \tag{2.42}$$

bricht dieser beide globale Symmetrien:

$$U_L \langle \Phi \rangle \neq \langle \Phi \rangle, \qquad \langle \Phi \rangle U_R^\dagger \neq \langle \Phi \rangle. \tag{2.43}$$

Jedoch bleibt die Untergruppe $SU(2)_{L+R}$, die einer gleichzeitigen $SU(2)_L$- und $SU(2)_R$-Transformation mit $U_L = U_R = U$ entspricht, ungebrochen:

$$U \langle \Phi \rangle U^\dagger = \langle \Phi \rangle. \tag{2.44}$$

Diese $SU(2)_L \times SU(2)_R \to SU(2)_D$ wird *Custodiale Symmetrie* genannt. Die Zahl der gebrochenen Generatoren ist $3 + 3 - 3 = 3$. Diese werden in der Theorie zu masselosen Goldstonebosonen, die dann durch den Higgsmechanismus zu den longitudinalen Freiheitsgraden der 3 massiven Eichbosonen werden. Im Fall von $g' \to 0$ bilden W^+, W^- und Z ein Triplett unter der ungebrochenen globalen Symmetrie, was erklärt, dass in diesem Limes $m_W = m_Z$ ist.
Daher erhält auch der ρ-Parameter nur sehr kleine Strahlungskorekturen durch Higgs- und Eichbosonenschleifen. Diese müssen proportional zu g'^2 sein und verschwinden somit für $g' \to 0$ ($\sin^2\theta_W \to 0$). Damit erklärt sich auch der Name custodiale Symmetrie (lat.: custodire: bewachen, beschützen).
Jedoch ist der Higgsmechanismus nicht unbedingt nötig. Solange der gewählte Mechanismus zur elektroschwachen Symmetriebrechung eine custodiale Symmetrie hat, ist $\rho = 1$ in führender Ordnung der Störungstheorie und erhält durch Schleifenbeiträge keine großen Korrekturen.

Die elektroschwache Symmetriebrechung ohne ein Spin-0-Feld wird durch das sogenannte Nichtlineare-Sigma-Modell beschrieben. Hierbei wird das Higgs-Feld durch ein anderes Matrixfeld Σ ersetzt, das die drei Goldstonebosonen π_i beinhaltet und somit nur noch drei Freiheitsgrade hat:

$$\Phi \to \frac{v}{2}\Sigma, \qquad \Sigma = e^{i\frac{\sigma\pi}{v}}. \tag{2.45}$$

Die Lagrangedichte des skalaren Sektors wird damit zu

$$\mathcal{L} = \frac{v^2}{4} \mathrm{Tr} \left[[D_\mu \Sigma]^\dagger D^\mu \Sigma \right], \tag{2.46}$$

und Σ hat folgende Transformationseigenschaften unter der custodialen Symmetrie:

$$\begin{aligned} SU(2)_L &: \Sigma \to U_L \Sigma, \\ SU(2)_R &: \Sigma \to \Sigma U_R^\dagger, \\ SU(2)_{L+R} &: \Sigma \to U \Sigma U^\dagger. \end{aligned} \tag{2.47}$$

Die π_i verhalten sich nichtlinear unter einer infinitesimalen Transformation der gebrochenen, nichtdiagonalen $SU(2)_L$

$$\pi_i \to \frac{v}{2}\theta_i + \pi_i. \tag{2.48}$$

Daher sind Massen für die Goldstonebosonen verboten.
Unter der ungebrochenen $SU(2)_D$ transformieren die Goldstonebosonen linear:

$$\pi_i \to \pi_i - \epsilon_{ijk}\theta_j\pi_k \ . \tag{2.49}$$

Die $SU(2)_L \times SU(2)_R$ ist nichtlinear realisiert, was bedeutet, dass die Symmetrie gebrochen ist.

Setzt man die kovariante Ableitung (2.20) in die Lagrangedichte (2.46) ein, erhält man

$$\frac{v^2}{4}\mathrm{Tr}\ \left[(D_\mu\Sigma)^\dagger D^\mu\Sigma\right] = \frac{1}{2}\partial_\mu\vec{\pi}^\dagger\partial^\mu\vec{\pi} + \frac{v^2g^2}{8}W^a_\mu W^{a\,\mu} - \frac{v^2gg'}{4}W^3_\mu B^\mu + \frac{v^2g'^2}{8}B_\mu B^\mu \tag{2.50}$$
$$+ \text{ höhere Ordnungen.}$$

Diagonalisiert man die Zustände, geht man also zu den Masseneigenzuständen über, so erhält man das richtige Massenverhältnis der W- und Z-Bosonen.

2.3. Probleme des Standardmodells

Obwohl das Standardmodell der Teilchenphysik sehr erfolgreich ist, die Teilchen und Wechselwirkungen bei niedrigen Energien zu beschreiben und es bis jetzt keinem Experiment widerspricht, gibt es einige Probleme. Die Gravitation kann nicht beschrieben werden, es gibt keinen kalten dunkle Materie-Kandidaten und der Überschuss der sichtbaren Materie über Antimaterie kann nicht erklärt werde [15].
Eines der größten Probleme ist jedoch das sogenannte Hierarchieproblem. Die elektroschwache Symmetriebrechung findet bei der Skala $v \approx 246$ GeV statt. Im Gegensatz dazu ist die charakteristische Skala der Gravitation die Planck-Skala $M_{Pl} \approx 2.4 \cdot 10^{18}$ GeV. Dieser enorme Unterschied ist nicht stabil gegenüber Quantenkorrekturen und es ist ein Rätsel, warum diese beiden Skalen so weit auseinander liegen. Um zu sehen, wo das Problem genau liegt, muss man das Standardmodell zu sehr hohen Energien nahe der Planck-Skala extrapolieren. Geht man davon aus, dass bis dorthin keine neue Physik entdeckt wird und man die Gravitation außer Acht lässt, die bei so hohen Skalen relevant werden sollte, so hat man trotzdem ein Problem mit der Extrapolation: Die elektroschwache Skala v hängt von der Higgsmasse über $v = \sqrt{\frac{m_H^2}{2\lambda}}$ ab. Die Schleifenkorrekturen aus Abbildung 2.1 liefern sehr große Korrekturen zu m_H^2.

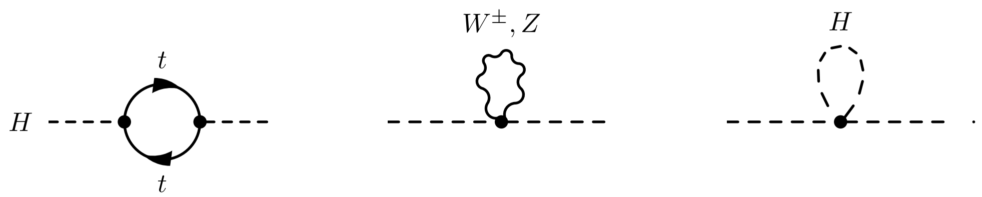


Abbildung 2.1.: Dominante Beiträge zu den Strahlungskorrekturen der Higgsmasse auf 1-Schleifenniveau.

Die dominanten Beiträge kommen von den drei schwachen Eichbosonen, dem top-Quark und dem Higgsboson selbst. Wählt man als Regulator für die divergenten

Schleifenintegrale einen Abschneideparameter Λ, so sieht man, dass die einzelnen Integrale quadratisch divergent sind, da es sich um eine skalare Zweipunkt-Funktion handelt:

$$m_H^2 - m_H^{0\,2} = \Delta m_H^2 = \frac{3g^2}{32\pi^2}\frac{\Lambda^2}{m_W^2}\left(2m_W^2 + m_Z^2 + m_H^2 - 4m_t^2\right). \tag{2.51}$$

Erreicht nun $\Lambda \sim M_{Pl}$, so müssen sich die einzelnen Terme in (2.51) auf 32 Nachkommastellen genau wegheben, damit die schwache Skala v stabil bleibt. Da es im Standardmodell keine Symmetrie gibt, die garantiert, dass sich die Terme in Gleichung (2.51) wegheben, scheint die elektroschwache Symmetriebrechung bei $\mathcal{O}(TeV)$ nicht erklärbar zu sein.
Für dieses Problem wurden viele Lösungen vorgeschlagen. Die wohl bekanntesten sind die supersymmetrischen Theorien [16], bei denen die Anzahl der Freiheitsgrade der Teilchen des Standardmodells verdoppelt wird. Jedes fermionische Teilchen bekommt pro Freiheitsgrad einen bosonischen supersymmetrischen Partner und umgekehrt. Dadurch treten auch Beiträge der jeweiligen Partnerteilchen in der Schleife von Abbildung 2.1 auf und heben den Beitrag der Standardmodellteilchen (bei einer ungebrochenen supersymmetrischen Theorie) gerade weg. Eine andere Möglichkeit ist es, eine Theorie zu formulieren, die komplett ohne ein skalares Teilchen auskommt.

Hierbei tritt nun jedoch ein weiteres Problem auf:
Betrachtet man die $WW \to WW$-Streuung auf Baumgraphenniveau ohne Higgsboson, so erhält man für die Amplitude [15]:

$$\mathcal{A}_{WW} = \mathcal{A}^{(2)}(\cos\theta)\frac{s}{m_W^2} + \mathcal{A}^{(0')}(\cos\theta)\ln\left(\frac{s}{m_W^2}\right) + \mathcal{A}^{(0)}(\cos\theta), \tag{2.52}$$

wobei $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie und θ der Streuwinkel ist. Diese Amplitude ist für $s \gg m_W^2$ divergent. Führt man eine Partialwellenentwicklung durch,

$$\mathcal{A} = 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} a_l\,(2l+1)\,P_l(\cos\theta), \tag{2.53}$$

so muss $|a_l| \leq \frac{1}{2}$ für alle l sein, um die perturbative Unitarität zu bewahren. Die obige Formel ist hierbei nur gültig, wenn die ein- und auslaufenden Teilchen Spin 1 haben. Diese Bedingung ist jedoch für $\sqrt{s} = \left(\frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F}\right)^{1/2} \simeq 1.2$ TeV $= 2\pi v$ (G_F ist die Fermikonstante) nicht mehr erfüllt.
Nun gibt es zwei Möglichkeiten, die Unitarität wieder herzustellen:

- Es gibt ein Austauschteilchen mit $m \lesssim 1$ TeV, welches die Unitarität wieder herstellt.
- Die Schleifenkorrekturen werden sehr groß, so dass die Theorie ab $\sqrt{s} \approx 1$ TeV stark gekoppelt ist.

Bei der ersten Möglichkeit kommen neben skalaren Higgsbosonen auch schwere Vektorbosonen als Austauschteilchen in Betracht. Dies stellt die Grundlage dieser Arbeit dar und wird in Kapitel 3 und 4 näher erläutert.

KAPITEL 3

MODELLE MIT ZUSÄTZLICHEN VEKTORBOSONEN

Es gibt viele Modelle, die zusätzlich zu den massiven Eichbosonen des Standardmodells noch weitere massive Spin-1-Teilchen vorhersagen. Diese lassen sich in zwei Kategorien einteilen: perturbative [8] und stark gekoppelte Eichtheorien.
Die perturbativen Eichtheorien zeichnen sich durch eine im Gegensatz zum Standardmodell erweiterte Eichgruppe aus. Diese wird zur üblichen $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y + X$ gebrochen und der elektroschwache Sektor ist derselbe wie im Standardmodell (X bezeichnet zusätzliche Symmetrien, die bei Energien bis zur (sub-) TeV-Ordnung noch "überlebt" haben können).
Die stark gekoppelten Theorien brechen die elektroschwache Eichsymmetrie dynamisch, ohne dass ein Higgsboson nötig ist. Zu dieser Klasse gehören Technicolor-Modelle [17], aber auch Modelle mit extra Dimensionen, auf die hier besonders eingegangen werden soll.

3.1. Perturbative Eichtheorien

Es gibt eine Vielzahl von Modellen mit einer erweiterten Eichgruppe. Im Folgenden wird ein kleiner Überblick gegeben.

3.1.1. Das sequentielle Standardmodell (SSM)

Im SSM werden zusätzlich zu den Standardmodell-$W^{\pm}$- und Z-Bosonen noch schwerere Kopien, Z_{SSM}- und $W^{\pm}_{SSM}$-Bosonen definiert, deren Kopplungen an die SM-Teilchen dieselben sind wie die der elektroschwachen Eichbosonen. Solche Teilchen werden im Rahmen von Eichtheorien nicht erwartet. Das SSM dient jedoch als Referenzmodell, um Einschränkungen aus vielen Bereichen zu veranschaulichen. So definierte zusätzlichen Spin-1-Teilchen sind durch direkte Messungen und indirekte Berechnungen aus elektroschwachen Präzisionsdaten bis zu relativ hohen Massen ausgeschlossen ($m \gtrsim 1 - 1.5$TeV, siehe [18]).

3.1.2. E_6-Modelle

Betrachtet man eine große vereinheitlichte Theorie (GUT), der die exzeptionelle Gruppe E_6 zu Grunde liegt, so wird diese bei der sogenannten GUT-Skala, bei der die Vereinheitlichung der Kräfte stattfindet, spontan zu einer $SO(10) \times U(1)_\Psi$ gebrochen. Die verbleibende $SO(10)$ wird ungefähr bei der gleichen Energie zur $SU(5) \times U(1)_\chi$ gebrochen. Die $SU(5)$ bildet nach einer weiteren Symmetriebrechung die Standardmodellgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Es ist jedoch möglich, dass eine Linearkombination der beiden zur $U(1)_\chi$ bzw. $U(1)_\Psi$ gehörenden Generatoren, T_χ bzw. T_Ψ, ungebrochen bleibt und so bis zur TeV-Skala "überlebt". Eine solche Linearkombination lässt sich allgemein schreiben als

$$Q_{E_6} = \cos\theta\, T_\chi + \sin\theta\, T_\Psi, \tag{3.1}$$

mit dem E_6-Generator Q_{E_6} und $-\frac{\pi}{2} < \theta \leq \frac{\pi}{2}$. Das resultierende schwere Z'-Boson koppelt dann mit $g' Q_{E_6}$ an Fermionen.

Weitere Modelle, z.B. das links-rechts symmetrische Modell, und ihre speziellen Eigenschaften sind u.A. in [10, 8, 19] zu finden.

3.2. Higgslose Modelle

Ein spezielles Augenmerk soll hier nun aber auf Modelle gerichtet werden, die ohne ein Higgsboson auskommen und daher einen anderen Mechanismus benötigen, um die Massen der Eichbosonen und Fermionen des Standardmodells zu generieren. Zusätzlich müssen, wie in Kapitel 2.3 erläutert, neue Teilchen auftreten, die an die Standardmodell-Eichbosonen koppeln, um die Unitarität der Streuung schwacher Eichbosonen zu garantieren. Daher werden nun einige Modelle beschrieben, die als Austauschteilchen schwere Spin-1-Teilchen (W'/Z') vorhersagen (Kapitel 3.2.1 und 3.2.2).
Ziel dieser Arbeit ist es, Aussagen über die Detektierbarkeit von neuen, schweren Vektorbosonen am LHC zu treffen. Dafür wird später der Formalismus aus Kapitel 3.2 übernommen.
Die $SU(3)_C$-Eichgruppe für die QCD wird im Folgenden nicht betrachtet, kann aber in die Theorie mit eingefügt werden.

3.2.1. Symmetriebrechung in fünf Dimensionen

Um den großen Unterschied zwischen der Planck- und der elektroschwachen Skala zu erklären, wurde von L. Randall und R. Sundrum eine höherdimensionale Theorie vorgeschlagen [20]. Grundlage hierfür ist die Idee von T. Kaluza und O. Klein, die versuchten, Gravitation und Elektromagnetismus zu einer höherdimensionalen Theorie der Gravitation zu vereinen [21, 22].
Im RS-Modell wird eine zusätzliche Dimension eingeführt, die von zwei sogenannten 3-Branes begrenzt und somit kompakt ist. Diese Branes sind 3+1 dimensionale Unterräume. Die Metrik ist eine Scheibe eines fünfdimensionalen Anti-de Sitter (AdS_5) Raumes und lässt sich aus dem Wegelement

$$ds^2 = e^{-2kr_c\Phi}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\Phi^2 \tag{3.2}$$

berechnen. k ist eine Skala, die typischerweise von der Ordnung der Planckmasse M_{Pl} ist, die Extradimension Φ hat den Radius r_c und x^μ sind die üblichen vierdimensionalen Raumzeitkoordinaten.
Stellt man mit dieser Metrik ein fünfdimensionales Wirkungsintegral auf, so sieht

man, dass die vierdimensionalen Massen m mit den fünfdimensionalen Massen, die als Parameter m_0 in die Wirkung eingehen, und dem Krümmungsfaktor $e^{-2kr_c\pi}$ verknüpft sind:

$$m = e^{-kr_c\pi} m_0. \tag{3.3}$$

Im Gegensatz dazu wird die Planckmasse durch den Krümmungsfaktor kaum verändert,

$$M_{Pl,4}^2 = M_{Pl,5}^3 \frac{1 - e^{-2kr_c\pi}}{k}, \tag{3.4}$$

wenn man voraussetzt, dass $kr_c \approx 50$. Damit kann der Unterschied der Skalen erklärt werden, da nun alle Eingangsparameter von der Ordnung $\mathcal{O}(M_{Pl})$ gewählt werden können.

Darauf aufbauend wurde von C. Csaki *et al.* ein Modell vorgeschlagen, das ohne ein physikalisches Higgsboson auskommt. Somit tritt das Hierarchieproblem des Standardmodells (Kapitel 2.3) nicht auf [23–26].
Das Wegelement ist dasselbe wie in Gleichung (3.2), jedoch wurde hier eine etwas andere Parametrisierung gewählt:

$$ds^2 = \left(\frac{R}{z}\right)^2 \left(\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dz^2\right). \tag{3.5}$$

$z \in [R, R']$ ist die Koordinate der Extradimension, bei R befindet sich die Planck- oder UV-Brane, bei R' die sogenannte TeV-Brane und dazwischen das Bulk. Die Namensgebung der Branes lässt sich leicht erklären: Die Metrik ist invariant unter der Reskalierung der Koordinaten x und z mit dem gleichen Faktor. Daher kann $\frac{1}{z}$ als Energieskala interpretiert werden.

Das fünfdimensionale Wirkungsintegral der Eichbosonen ist dann gegeben durch

$$\begin{aligned} S_5 = \int d^5x \sqrt{g} \left[-\frac{1}{4} F_{MN}^a F_{PR}^a g^{MP} g^{NR}\right] \\ = \int d^4x \int_R^{R'} dz \, \frac{R}{z} \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{a\;2} - \frac{1}{2} F_{\mu 5}^{a\;2}\right], \end{aligned} \tag{3.6}$$

mit dem Feldstärketensor

$$F_{MN}^a = \partial_M A_N^a(x,y) - \partial_N A_M^a(x,y) + g_5 f^{abc} A_M^b(x,y) A_N^c(x,y). \tag{3.7}$$

Die großen, lateinischen Buchstaben können die Werte $M = 0, 1, 2, 3, 5$ annehmen und die Determinante der Metrik $\sqrt{g}$ lässt sich aus Gleichung (3.5) berechnen. Die Faktoren f^{abc} sind die Strukturkonstanten der Eichgruppe und g_5 ist die zur Eichgruppe gehörende 5D-Kopplungskonstante.

Die Symmetriebrechung in diesem sogenannten gekrümmten higgslosen Modell (KK-Modell) wird nun durch die Randbedingungen der Felder auf der Planck- bzw. TeV-Brane festgelegt. Ein einfaches Beispiel wird im Anhang A.1 erklärt.
Um ein realistisches Teilchenspektrum zu erhalten, muss im Raum zwischen den beiden Branes die Eichgruppe

$$G = SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L} \tag{3.8}$$

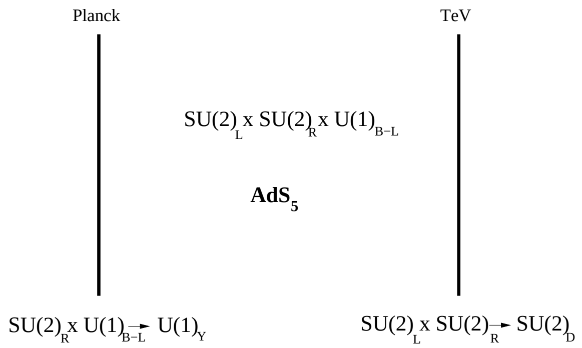


Abbildung 3.1.: Struktur der Symmetriebrechung im gekrümmten higgslosen Modell [27]

vorhanden sein. Die Gruppe $SU(2)_L \times SU(2)_R$ ist nötig, damit der ρ-Parameter 1 bleibt, siehe Kapitel 2.2.2. Wählt man die Dirichlet- und Neumann-Randbedingungen aus Anhang A.2, so wird G wie in Abbildung 3.1 gebrochen.

Die Symmetriebrechung auf der Planck-Brane stellt sicher, dass die korrekte Eichgruppe für den Niedrigenergielimes reproduziert wird und es ein physikalisches Photon γ, sowie ein Z- und zwei W-Bosonen gibt, die custodiale Symmetrie ist gebrochen. Durch die Symmetriebrechung auf der TeV-Brane der $SU(2)_L \times SU(2)_R$ zur custodialen Symmetrie $SU(2)_D$ wird erreicht, dass das korrekte Massenverhältnis der im Standardmodell auftretenden W- und Z-Bosonen auftritt (siehe Anhang A.2). Zusätzlich erhält man noch schwerere Anregungen der vier elektroschwachen Eichbosonen, sogenannte Kaluza-Klein-Anregungen.
Die Kompaktheit der zusätzlichen Raumdimension z führt also zu einer Quantisierung der Impulse entlang dieser neuen Raumrichtung. Diese Quantisierung manifestiert sich in den Massen zusätzlicher Teilchen, den Kaluza-Klein-Anregungen, in einer effektiv vierdimensionalen Theorie.

Ein Vorteil solcher fünfdimensionaler Theorien ist die sogenannte AdS/CFT-Korrespondenz (CFT=konforme Feldtheorie) [28, 29]. Die Korrespondenz besteht darin, dass Eichtheorien in einem fünfdimensionalen Anti-de Sitter Raum eine duale Interpretation zu konformen Feldtheorien auf den vierdimensionalen 3-Branes zulassen. Damit besteht die Möglichkeit, stark wechselwirkende Theorien, bei denen die Symmetriebrechung durch starke Wechselwirkungen verursacht wird und damit störungstheoretisch nicht zugänglich ist, als eine duale fünfdimensionale Theorie zu behandeln, die schwach wechselwirkt. Die Koordinate z lässt sich beispielsweise als Energieskala der CFT interpretieren, die UV-Brane entspricht dann der Abschneide-Skala der CFT. Dies erklärt auch die Aufteilung am Anfang des Kapitels in perturbative und stark gekoppelte Eichtheorien.

Fermionen in fünf Dimensionen

Die Beschreibung von Fermionen in diesem Modell bringt einige Schwierigkeiten mit sich, da die einfachste irreduzible Darstellung der Lorentzgruppe in fünf Dimensionen für Spin-1/2-Teilchen ein Dirac-Spinor und kein Weyl-Spinor ist [25]. γ_5 kann hier nicht als Projektor auf die zweikomponentigen links- und rechtshändigen Weylspinoren verwendet werden, da es in der Clifford-Algebra in fünf Dimensionen enthalten ist. Für ein Bulk-Fermionfeld, das in einer flachen Extradimension propagiert, erhält man folgende Wirkung [30]:

$$S = \int d^5x \left(\frac{i}{2} \left(\bar{\Psi}\Gamma^M \partial_M \Psi - \partial_M \bar{\Psi}\Gamma^M \Psi \right) - m\bar{\Psi}\Psi \right). \tag{3.9}$$

Γ_M sind die Diracschen γ-Matrizen in fünf Dimensionen.

Unter der vierdimensionalen Lorentzuntergruppe wird das Feld Ψ in zwei Weylspinoren zerlegt:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi \\ \bar{\chi} \end{pmatrix}. \tag{3.10}$$

Weiterhin muss noch die Krümmung der Raumzeit beachtet werden, was sich in der Einführung von sogenannten Vielbeinen e_a^M widerspiegelt, die folgende Relation erfüllen:

$$e_a^M \eta^{ab} e_b^N = g^{MN}. \tag{3.11}$$

Benützt man $e_M^a = (R/z)\delta_M^a$, $D_\mu \Psi = (\partial_\mu + \gamma_\mu \gamma_5/(4z))\Psi$ und $D_5\Psi = \partial_5\Psi$, so hat die Wirkung in einer gekrümmten Raumzeit folgende Form:

$$\begin{aligned} S &= \int d^5x \sqrt{g} \left(\frac{i}{2} (\bar{\Psi}\, e_a^M \gamma^a D_M \Psi - D_M \bar{\Psi}\, e_a^M \gamma^a \Psi) - M_{5D} \bar{\Psi}\Psi \right) \qquad (3.12) \\ &= \int d^5x \left(\frac{R}{z} \right)^4 \left(-i\bar{\chi}\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi - i\psi\sigma^\mu \partial_\mu \bar{\psi} + \frac{1}{2}(\psi \overleftrightarrow{\partial_z} \chi - \bar{\chi} \overleftrightarrow{\partial_z} \bar{\psi}) + \frac{c}{z} \left(\psi\chi + \bar{\chi}\bar{\psi} \right) \right). \end{aligned}$$

$c = RM_{5D}$ ist ein Bulk-Dirac-Massenterm, multipliziert mit der Länge R der Extradimension und $\overleftrightarrow{\partial_z} = \overrightarrow{\partial_z} - \overleftarrow{\partial_z}$.
Die Bewegungsgleichungen im Bulk ergeben sich dann zu

$$-i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi - \partial_z \bar{\psi} + \frac{c+2}{z} \bar{\psi} = 0, \tag{3.13}$$

$$-i\sigma^\mu \partial_\mu \bar{\psi} + \partial_z \chi + \frac{c-2}{z} \chi = 0. \tag{3.14}$$

Eine (masselose) Nullmode kann, abhängig von den Randbedingungen, entweder in der links- oder rechtshändigen Komponente auftreten. Für eine linkshändige Nullmode ist die Lösung gegeben durch

$$\chi_0 = A_0 \left(\frac{z}{R} \right)^{2-c_L}. \tag{3.15}$$

Die Normierung muss dann so gewählt werden, dass

$$\int_R^{R'} dz \left(\frac{R}{z} \right)^5 \frac{z}{R} A_0^2 \left(\frac{z}{R} \right)^{4-2c_L} = 1 \quad \Longleftrightarrow \quad A_0 = \frac{\sqrt{1-2c_L}}{R^{c_L} \sqrt{R'^{1-2c_L} - R^{1-2c_L}}} \tag{3.16}$$

gilt. Ersetzt man c_L durch $-c_R$, so erhält man die Lösung für die rechtshändige Nullmode ψ_0.
Wählt man $c_L > 1/2$ ($c_R < -1/2$) sind die linkshändigen (rechtshändigen) Fermionen auf der UV-Brane lokalisiert, sonst auf der TeV-Brane. Für $c_L = 1/2$ ($c_R = -1/2$) ist das Profil flach.

Die Kopplung an ein Eichboson A^μ hängt dann von c durch das Integral über die Eichboson-Wellenfunktion $\phi_1^X(z)$ ab:

$$g_{f\bar{f}A} \sim \int_R^{R'} dz\, \chi_0^2\, \phi_1^X(z) \left(\frac{R}{z}\right)^4 . \tag{3.17}$$

Weitere Normierungsfaktoren müssen so gewählt werden, dass die Standardmodellkopplungen zwischen Eichbosonen und leichten Fermionen wiederhergestellt werden.

Über den c-Parameter kann nun der Beitrag zu den obliquen Parametern S, T und U [31] variiert werden, um mit den experimentellen Werten

$$\begin{aligned} S =& 0.01 \pm 0.10, \\ T =& 0.03 \pm 0.11, \\ U =& 0.06 \pm 0.10 \end{aligned} \tag{3.18}$$

übereinzustimmen [18]. Sind die Fermionen auf der Planck- oder UV-Brane lokalisiert, so ergeben sich sehr große positive bzw. negative Beiträge zu S (siehe Abbildung 3.2).

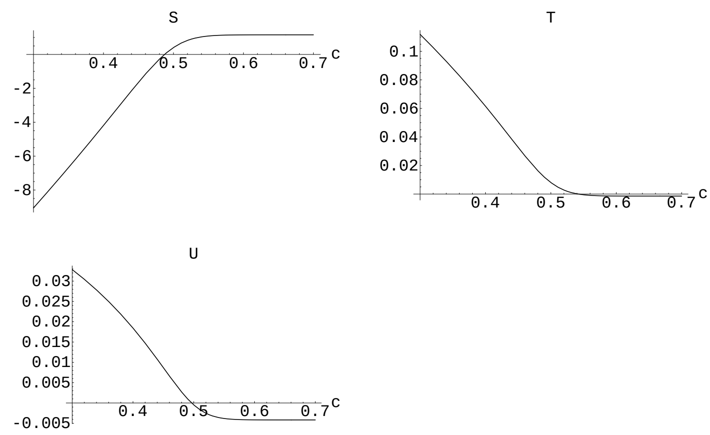


Abbildung 3.2.: Beiträge zu S, T und U in Abhängigkeit von c [25]. Die Randbedingungen sind so gewählt, dass die Nullmode linkshändig ist. Für $c = 0.487$ verschwindet der Beitrag zu S.

Trägt man nun S in Abhängigkeit von c_L und R in einen Konturplot ein, so lassen sich daraus die erlaubten Bereiche für c_L ablesen (vgl. Abbildung 3.3). Daraus kann man dann die Kopplungen der schweren Resonanzen an masselose Fermionen berechnen. Diese Kopplungen sind mindestens um einen Faktor 10 im Vergleich zum SM-Wert unterdrückt, sollten jedoch nicht verschwinden.

Es ist möglich, ein realistisches Massenspektrum der Fermionen zu erhalten [26, 32], jedoch ist das genaue Vorgehen für diese Arbeit von geringerem Interesse, da hier die Kopplungen sehr stark variiert werden sollen und kein spezielles Modell betrachtet wird.
In Tabelle 3.1 sind einige realistische Werte aufgetragen.

$m_{W'}$	695 GeV
$m_{Z'}$	690 GeV
$g_{W'u\bar{d}}$	0.07 g
$g_{Z'q\bar{q}}$	0.14 $g_{Zq\bar{q}}$

g_{ZWW}	1.018 g $\cos\theta_W$
$g_{Z'WW}$	0.059 g $\cos\theta_W$
$g_{ZW'W}$	0.051 g $\cos\theta_W$

Tabelle 3.1.: Realistisches higgsloses Modell mit folgenden Parametern: $1/R = 10^8$ GeV, $1/R' = 282$ GeV, $g_5 = 0.66(R \log R'/R)^{1/2}$, $\tilde{g}_5 = 0.42(R \log R'/R)^{1/2}$. Für die leichten Fermionen wurde $c_L = 0.46$ gewählt [26].

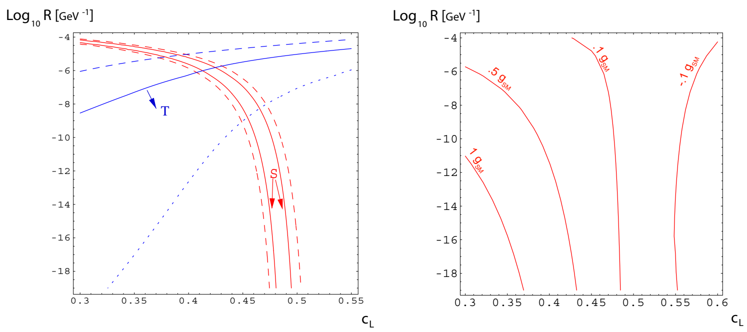


Abbildung 3.3.: Links sind die Konturen für S (rot), $|S| = 0.25$ (durchgezogen) und 0.5 (gestrichelt) gezeichnet, wie auch T (blau), für $|T| = 0.1$ (gepunktet), 0.3 (durchgezogen) und 0.5 (gestrichelt), jeweils als Funktion von c_L und R. Rechts sind die Kopplungen der ersten Z'-Resonanz an leichte, linkshändige Fermionen aufgetragen. Der durch die Einschränkungen an S erlaubte Bereich für c_L liegt zwischen $0.43 - 0.5$ und die Kopplungen sind mindestens um einen Faktor 10 im Vergleich zum Standardmodell unterdrückt [25].

3.2.2. (De)Constructed Models

In fünfdimensionalen Modellen wird die Extradimension bei Energien, die größer als die inverse Größe der Extradimension sind (typischerweise $\sim$ TeV^{-1}), offenkundig. Da die Kopplung Massendimension -1/2 hat, wird ein Abschneideparameter Λ benötigt. Daher kann das in Kapitel 3.2.1 erläuterte Modell nur als Niedrigenergielimes bis $\mathcal{O}$(einige TeV) angesehen werden und für Energien, die größer als Λ sind, muss die Theorie in eine grundlegendere Theorie eingebettet werden.

Es ist jedoch möglich, eine höherdimensionale Eichtheorie zu konstruieren, die keinen Abschneideparameter benötigt [33]. Man geht von einer vierdimensionalen Eichtheorie aus und konstruiert die Extradimensionen. Dadurch bleibt die Eichtheorie (meist) renormierbar und ist asymptotisch frei (*Constructed Models*).

Eine andere Möglichkeit ist es, von einer fünfdimensionalen Theorie wie in Kapitel 3.2.1 auszugehen und die fünfte Dimension zu diskretisieren (*Deconstructed Models*). Die Eichfelder A_μ an jedem Punkt in der Extradimension werden zu unabhängigen Eichfeldern einer Produktgruppe in vier Dimensionen. Die skalaren Teilchen A_5 werden als Goldstonebosonen eines nichtlinearen Sigmamodells interpretiert (siehe Kapitel 2.2.2), das die Eichgruppe benachbarter Stellen der diskretisierten Extradimension bricht.

Um das Modell aus Kapitel 3.2.1 zu erhalten, benötigt man eine $U(1) \times [SU(2)]^{N+1}$-Eichtheorie mit Sigma-Feldern, die die $SU(2) \times SU(2)$ benachbarter Stellen zur

Diagonalen brechen. Man erhält also N zusätzliche Z- und $W^{\pm}$-Bosonen. Hier ist die Quantisierung der Impulse nun offensichtlich. Für jedes N, also für jeden diskreten Punkt, erhält man ein neue zusätzliche Anregung im Teilchenspektrum. Eine kontinuierliche, kompakte Extradimension erhält man im Limes $N \to \infty$.
Eine graphische Darstellung für die *Deconstructed Models* sind sogenannte Moose-Diagramme (Abbildung 3.4).

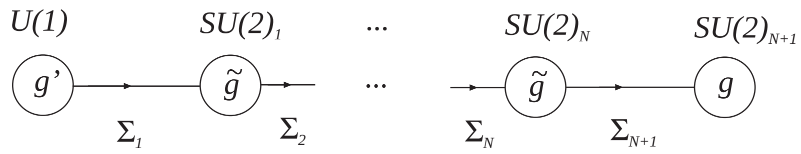


Abbildung 3.4.: Ein sogenanntes lineares Moose-Diagramm zur Beschreibung der elektroschwachen Symmetriebrechung ohne Higgsboson [34].

Die Lagrangedichte ist gegeben durch

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{N+1} W_i^{a\,\mu\nu} W^a_{i\,\mu\nu} + \frac{f^2}{4} \sum_{i=1}^{N+1} \mathrm{Tr}\left[D^\mu \Sigma_i (D_\mu \Sigma_i)^\dagger \right] . \tag{3.19}$$

Die nichtlinearen Sigmafelder können dann wie folgt parametrisiert werden:

$$\Sigma_i = e^{2i\pi_i^a T^a / f} . \tag{3.20}$$

Die Σ_i-Felder koppeln über die kovariante Ableitung mit den Eichfeldern:

$$\begin{aligned} D_\mu \Sigma_1 &= \partial_\mu \Sigma_1 - i g' T^3 B_\mu \Sigma_1 + i\tilde{g} \Sigma_1 T^a W^a_{1\mu} , \\ D_\mu \Sigma_k &= \partial_\mu \Sigma_k - i\tilde{g} T^a W^a_{k-1\mu} \Sigma_k + i\tilde{g} \Sigma_k T^a W^a_{k\mu} , \qquad (k \neq 1, N+1) \\ D_\mu \Sigma_{N+1} &= \partial_\mu \Sigma_{N+1} - i\tilde{g} T^a W^a_{N\mu} \Sigma_{N+1} + i g \Sigma_{N+1} T^a W^a_{N+1\mu} . \end{aligned} \tag{3.21}$$

Vorhersagen dieses Modells (Unitarität, Massen, Kopplungen) sind in [34] und [35] zu finden.

KAPITEL 4

MODELLUNABHÄNGIGER ANSATZ

In Anlehnung an das in Kapitel 3 vorgestellte higgslose Randall-Sundrum-Modell (KK-Modell) soll nun eine modellunabhängige Analyse durchgeführt werden, die zeigen soll, ob sich neue Kaluza-Klein-artige Vektorbosonen am LHC detektieren lassen. Im Rahmen dieser Arbeit werden dazu jeweils zwei neue Vektorbosonen $W_{1/2}, Z_{1/2}$ zu den Teilchen des Standardmodells hinzugefügt (W_0, Z_0 sind die schwachen Eichbosonen des Standardmodells). Die Massen der ersten höheren Resonanzen W_1, Z_1 lassen sich variabel wählen, die Massen der zweiten Anregungen W_2, Z_2 wurden hier sehr schwer gewählt ($m_{W_2/Z_2} = 2.5\, m_{W_1/Z_1}$). In diesen zweiten Resonanzen werden alle Beiträge der Physik über 1 TeV summiert. Im KK-Modell wären in diesen zweiten Anregungen alle weiteren Anregungen vereint. Das W_2- und Z_2-Boson ist somit keine beobachtbares Teilchen, sondern dient lediglich als effektive Beschreibung der Physik weit über 1 TeV, die im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet werden soll. Insbesondere ergeben sich teilweise sehr große Kopplungen an die Standardmodell-Teilchen, die nicht physikalisch sind. Durch Einschränkungen an die Parameter des hier betrachteten Modells haben diese nichtphysikalischen Teilchen keinen Einfluss auf die Physik bei $E \approx m_{W_1/Z_1}$.

Wie schon in Kapitel 3 beschrieben, müssen die neuen, schweren KK-Resonanzen eine kleine Kopplung an die Standardmodell-Fermionen haben, um die gemessenen elektroschwachen Präzisionsdaten zu erfüllen. Da auch die in vielen anderen Modellen vorhergesagten, zusätzlichen, schweren Vektorbosonen i.A. nicht fermiophob sind, können im Rahmen dieser Analyse mit dem hier entwickelten Formalismus Vorhersagen getroffen werden, ob diese neuen Teilchen am LHC detektiert werden können.
Durch die nichtverschwindende Kopplung an die Standardmodellfermionen kommen nun drei Produktionskanäle in Frage: Vektorbosonfusion, Vektorboson-Paarproduktion und Drell-Yan-Produktion [36], siehe Abbildung 4.1.

Diese Arbeit beschäftigt sich damit, welches, in Abhängigkeit der Stärke der einzelnen Kopplungen, der beste Kanal für die Suche nach zusätzlichen W- und Z-Bosonen am LHC ist. Um diese modellunabhängige Analyse duchführen zu können, müssen jedoch einige Einschränkungen an die Kopplungen der neuen Vektorbosonen untereinander und an Fermionen vorgenommen werden, um den Unitaritätsschranken und experimentellen Daten zu genügen.

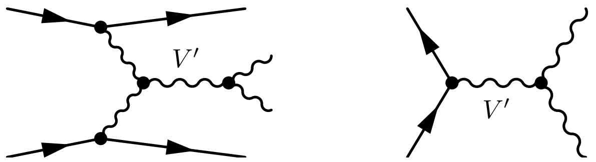


Abbildung 4.1.: Generische Darstellung der Produktionskanäle: Vektorbosonfusion, Vektorboson-Paarproduktion und Drell-Yan-Produktion

4.1. Summenregeln

4.1.1. Die Streuung schwerer Vektorbosonen

Die Streuung der longitudinalen Moden der elektroschwachen Eichbosonen ($W^{\pm}, Z$) ist ohne die Higgsbeiträge im Rahmen des Standardmodells nicht unitär. In der Amplitude treten Terme auf, die proportional zum Quadrat der Schwerpunktsenergie E anwachsen. Außerdem erhält man Terme, die proportional zu E^4 sind, wenn man die Eichstruktur des Standardmodells und die daraus folgenden Relationen unter den Kopplungen nicht explizit berücksichtigt. Diese Terme lassen sich jedoch vermeiden, wenn man neue, schwerere Vektorbosonen ($W_k^{\pm}, Z_k$) einführt. Fordert man zusätzlich, dass die neuen Kopplungen sogenannte Summenregeln erfüllen, so heben sich die Terme, die mit der Energie anwachsen, gerade weg.

4.1.1.1. $W_L W_L \to W_L W_L$

Beginnt man mit n W- und Z-Bosonen mit Masse m_n und betrachtet die Streuung der longitudinalen Komponenten $Z_n Z_n \to Z_n Z_n$, $W_n W_n \to W_n W_n$ und $W_n W_n \to Z_n Z_n$, tragen die Feynmangraphen aus Abbildung 4.2 bei.

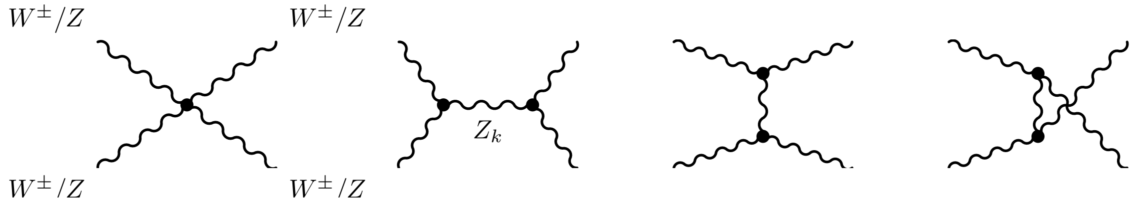


Abbildung 4.2.: Eichbosonenstreuung auf Baumgraphniveau

Berechnet man nun die Amplituden der einzelnen Streuprozesse im Hochenergielimes ($E \gg M_W$, $s = 4E^2$, E ist die Schwerpunktsenergie), so erhält man für die jeweiligen Matrixelemente [27]:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(W_n^+ W_n^- \to Z_n Z_n) =& \mathcal{A}(s,t,u), \\ \mathcal{M}(W_n^+ W_n^- \to W_n^+ W_n^-) =& \mathcal{A}(s,t,u) + \mathcal{A}(t,s,u), \\ \mathcal{M}(Z_n Z_n \to Z_n Z_n) =& \mathcal{A}(s,t,u) + \mathcal{A}(t,s,u) + \mathcal{A}(u,t,s), \end{aligned} \tag{4.1}$$

mit

$$\mathcal{A}(s,t,u) = \mathcal{A}^{(2)}(s,t,u)s^2 + \mathcal{A}^{(1)}(s,t,u)s^1 + \mathcal{A}^{(0)}(s,t,u) + \mathcal{O}(m_n^2 s^{-1}). \tag{4.2}$$

Im Standardmodell verschwindet der $\mathcal{A}^{(2)}$-Term automatisch durch Relationen unter den Eichkopplungen, während der $\mathcal{A}^{(1)}$-Term durch Diagramme, in denen ein Higgs-Boson ausgetauscht wird, zu null wird. Das Wegheben ist also Folge der spontan gebrochenen Eichsymmetrie. In einer Theorie ohne Higgsboson muss man nun fordern, dass die $\mathcal{A}^{(2)}$- und $\mathcal{A}^{(1)}$-Terme verschwinden, damit die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse endlich werden.

$$16m_n^4\mathcal{A}^{(2)} = \left(g_{nnnn} - \sum_k g_{nnk}^2\right)\left(-\cos^2\theta + 6\cos\theta + 3\right) \stackrel{!}{=} 0. \tag{4.3}$$

Nutzt man Gleichung (4.3) explizit aus, so erhält man

$$16m_n^4\mathcal{A}^{(1)} = \left(4\,m_n^2\,g_{nnnn} - 3\sum_k m_k^2\,g_{nnk}^2\right)(1-\cos\theta) \stackrel{!}{=} 0. \tag{4.4}$$

4.1.1.2. $W_L Z_L \to W_L Z_L$

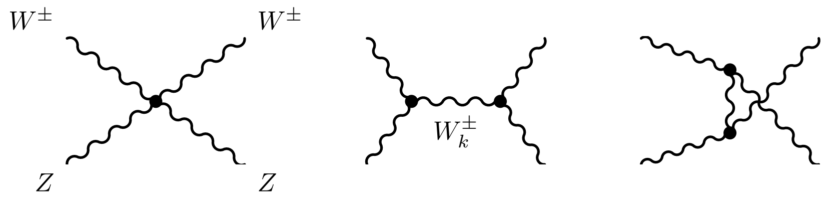


Abbildung 4.3.: $WZ \to WZ$-Graphen in führender Ordnung.

Führt man die gleiche Berechnung für zwei jeweils unterschiedliche Bosonen im Anfangs- und Endzustand durch, muss man beachten, dass die Masse der $W^\pm$- und Z-Bosonen in den Feynmangraphen aus Abbildung 4.3 unterschiedlich sind [37]. Die Amplitude $\mathcal{A}(WZ \to WZ)$ lässt sich wie in Gleichung (4.2) entwickeln. Wiederum muss man nun fordern, dass die Terme, die ein schlechtes Hochenergieverhalten haben, verschwinden:

$$16\,m_Z^2 m_W^2 \mathcal{A}^{(2)} = \left(g_{WWZZ} - \sum_k g_{W_kWZ}^2\right)\left(\cos^2\theta - 6\cos\theta - 3\right) \stackrel{!}{=} 0, \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned} 16\,m_Z^2 m_W^2 \mathcal{A}^{(1)} = &\left(-g_{WWZZ} + \sum_k g_{W_kWZ}^2\right)\left(\cos^2\theta - 10\cos\theta - 3\right) m_W^2 \\ &+ \left(g_{WWZZ} - \sum_k g_{W_kWZ}^2\right)\left(\cos^2\theta - 2\cos\theta - 3\right) m_Z^2 \\ &+ \Bigg[2\left(m_Z^2 + m_W^2\right) g_{WWZZ} \\ &\quad - \sum_k \left(3m_k^2 - \frac{\left(m_Z^2 - m_W^2\right)^2}{m_k^2}\right) g_{W_kWZ}^2\Bigg] (1-\cos\theta) \stackrel{!}{=} 0. \end{aligned} \tag{4.6}$$

Aus (4.3)-(4.6) lassen sich nun die Summenregeln ablesen, die die Kopplungen der

Standardmodell-Eichbosonen und ihrer zwei schwereren Partner erfüllen müssen:

$$g_{WWWW} = \sum_{k=0}^{2} g^2_{WWZ_k} + g^2_{WW\gamma}, \tag{4.7}$$

$$4\, m_W^2\, g_{WWWW} = 3 \sum_{k=0}^{2} m^2_{Z_k} g^2_{WWZ_k}, \tag{4.8}$$

$$g_{WWZZ} = \sum_{k=0}^{2} g^2_{W_k WZ}, \tag{4.9}$$

$$2\left(m_Z^2 + m_W^2\right) g_{WWZZ} = \sum_{k=0}^{2} \left(3m^2_{W_k} - \frac{\left(m_Z^2 - m_W^2\right)^2}{m^2_{W_k}}\right) g^2_{W_k WZ}. \tag{4.10}$$

Es genügt, nur die Summenregeln für $W_L W_L \to W_L W_L$ aus Kapitel 4.1.1.1 zu betrachten.
Die anderen Polarisationen, z.B. mit einem longitudinal und einem transversal polarisierten Eichboson, liefern keine zusätzlichen Einschränkungen. Aus den Gleichungen (4.7)-(4.10) ist ersichtlich, dass jeweils zwei neue Vektorresonanzen nötig sind, um nichttriviale Kopplungen der ersten Resonanz an Standardmodellteilchen zu generieren.

4.1.2. Vektorboson-Paarproduktion

Berechnet man im Standardmodell Prozesse der Art $f\bar{f} \to W_L^+ W_L^-$ und $f\bar{f}' \to W_L^\pm Z_L$, so hat auch diese Amplitude ein schlechtes Hochenergieverhalten. f bezeichnet hierbei ein Fermion, $\bar{f}'$ ein (anderes) Antifermion. Da jedoch die Standardmodell-Kopplungen bestimmte Relationen erfüllen, heben sich Terme proportional zum Quadrat der Schwerpunktsenergie weg. Dies muss natürlich auch mit zusätzlichen Vektorbosonen gelten. Die genaue Berechnung der Amplituden zu Abbildung 4.4 und 4.5 befindet sich in Anhang B.2, wobei die CKM-Matrix als Einheitsmatrix genähert wurde [38, 39].

4.1.2.1. $f\bar{f} \to W_L W_L$

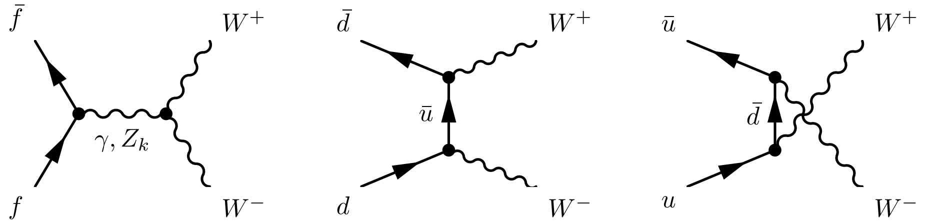


Abbildung 4.4.: Feynmangraphen für den Prozess $f\bar{f} \to WW$

Zur Berechnung der Amplitude für "down-artige" Quarks oder geladene Leptonen tragen die ersten beiden Graphen aus Abbildung 4.4 bei. Damit die Terme in der Amplitude, die proportional zu E^2 sind, verschwinden, muss für die Kopplungen der Vektorbosonen gelten:

$$g_{\gamma f\bar{f}} g_{\gamma WW} + g_{Zf\bar{f}} g_{WWZ} + \sum_{k=1}^{2} g_{Z_k f\bar{f}} g_{WWZ_k} = +g^2_{f\bar{f}'W}. \tag{4.11}$$

Diese Gleichung ist für die links- und rechtshändige Komponenten der jeweiligen Kopplungen getrennt gültig, wobei angenommen wurde, dass die Kopplungen der Fermionen an die neuen, schweren Eichbosonen, wie im KK-Modell erwartet, die gleiche Struktur wie die Standardmodell $g_{Z_k f\bar{f}}$ - bzw. $g_{W_k f\bar{f}'}$ -Kopplung haben.

Für "up-artige" Quarks und Neutrinos erhält man eine ähnliche Relation, wobei hier das u-Kanal-Diagramm aus Abbildung 4.4 beiträgt:

$$g_{\gamma f\bar{f}} g_{\gamma WW} + g_{Zf\bar{f}} g_{WWZ} + \sum_{k=1}^{2} g_{Z_k f\bar{f}}\, g_{WWZ_k} = -g^2_{f\bar{f}'W}. \tag{4.12}$$

Auch hier sind diese Summenregeln für links- und rechtshändige Kopplungen getrennt gültig. Im Standardmodell garantiert die Eichsymmetrie, dass sich das schlechte Hochenergieverhalten der s- und u- bzw. t-Kanal-Beiträge gerade weghebt, so dass das Matrixelement für die Produktion longitudinaler W-Bosonen für hohe Energien eine konstanten Wert annimmt.

4.1.2.2. $f\bar{f}' \to Z_L W_L$

Berechnet man die Amplitude $u\bar{d} \to Z_L W_L^+$ bzw. $\nu_f f^+ \to Z_L W_L^+$, so tragen alle drei Graphen aus Abbildung 4.5 bei.

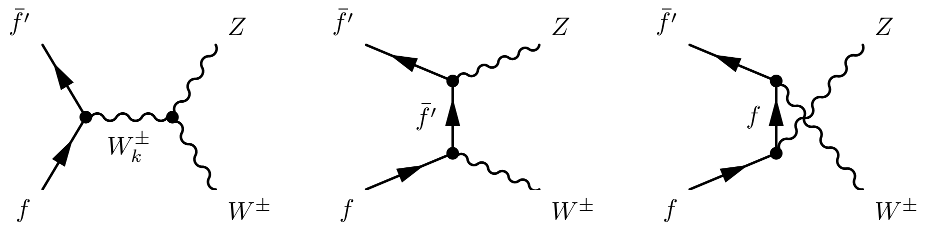


Abbildung 4.5.: Feynmangraphen für die Produktion von Z_L und W_L

Wegen der Stromerhaltung wird beim u-Kanal-Diagramm ein up-Quark bzw. Neutrino ausgetauscht, beim t-Kanal-Diagramm entsprechend ein anti-down-Quark bzw. Antilepton. Im Hochenergielimes erhält man dann wiederum eine Summenregel:

$$g_{Wf\bar{f}'}(g_{WWZ} + g_{Zu\bar{u}} - g_{Zd\bar{d}}) + \sum_{k=1}^{2} g_{W_k f\bar{f}'}\, g_{W_k WZ} = 0. \tag{4.13}$$

Diese Gleichung gilt auch für links- und rechtshändige Kopplungen getrennt, wobei $g_{f\bar{f}'W_k}$ wie im Standardmodell nur eine linkshändige Komponente hat und daher der rechtshändige Anteil der Gleichung gerade null ergibt.

Wiederholt man die drei obigen Rechnungen für ein transversales und ein longitudinales Vektorboson im Endzustand, so erhält man die gleichen Vorfaktoren vor dem Energieterm, der dann aber nur linear auftritt.

4.2. Modellparameter

Kombiniert man nun die Gleichungen (4.3) und (4.4), so lässt sich die Vier-Boson-Kopplung eliminieren:

$$g^2_{WWZ_2} = \frac{1}{\underbrace{\left(3m^2_{Z_2} - 4m^2_W\right)}_{>0}} \Bigg[\overbrace{4m^2_W g^2_{WW\gamma} + g^2_{WWZ}\left(4m^2_W - 3m^2_Z\right)}^{>0} + \underbrace{g^2_{WWZ_1}\left(4m^2_W - 3m^2_{Z_1}\right)}_{<0} \Bigg]. \tag{4.14}$$

Damit die Kopplung des neuen Z_2-Bosons an die Standardmodell-Eichbosonen reell ist, muss die eckige Klammer in Gleichung 4.14 größer null sein. Daraus lässt sich dann ein Maximalwert für die Kopplung der ersten Resonanz an die schwachen Eichbosonen festlegen:

$$g^2_{WWZ_1} \leq \frac{4m^2_W g^2_{WW\gamma} + g^2_{WWZ}\left(4m^2_W - 3m^2_Z\right)}{\left(3m^2_{Z_1} - 4m^2_W\right)} = \left(g^{max}_{WWZ_1}\right)^2. \tag{4.15}$$

Das gleiche Vorgehen mit Gleichung (4.5) und (4.6),

$$a = m^2_Z + m^2_W,\ \ b = m^2_Z - m^2_W,$$

$$g^2_{W_2WZ} = \frac{1}{\underbrace{\left(3m^2_{W_2} - 2a - b^2/m^2_{W_2}\right)}_{>0}} \Bigg[g^2_{WWZ}\overbrace{\left(2a - 3m^2_W + b^2/m^2_W\right)}^{>0} + g^2_{W_1WZ}\overbrace{\left(2a - 3m^2_{W_1} + b^2/m^2_{W_1}\right)}^{<0} \Bigg], \tag{4.16}$$

führt zu einem Maximalwert für g_{W_1WZ}:

$$g^2_{W_1WZ} \leq \frac{\left(2a - 3m^2_W + b^2/m^2_W\right)}{\left(3m^2_{W_1} - 2a - b^2/m^2_{W_1}\right)} g^2_{WWZ} = \left(g^{max}_{W_1WZ}\right)^2. \tag{4.17}$$

Nun wird der Parameter $\xi_E \in [-1, 1]$ eingeführt. Dieser kann in der späteren Rechnung variiert werden, um festzustellen, welcher der beste Produktionskanal in Abhängigkeit der Kopplung der ersten KK-Resonanz an die massiven Eichbosonen ist.

$$\boxed{g_{WWZ_1} = \xi_E\, g^{max}_{WWZ_1}} \quad \boxed{g_{W_1WZ} = \xi_E\, g^{max}_{W_1WZ}} \tag{4.18}$$

Da die Standardmodell-Kopplung zweier W-Bosonen an ein Z-Boson g^{SM}_{WWZ} (noch) nicht exakt gemessen werden konnte (unten werden die Werte aus [40] benutzt) und da das in Kapitel 3 vorgestellte higgslose Randall-Sundrum-Modell einen etwas größeren Wert für die g_{WWZ}-Kopplung bevorzugt, bleibt diese Kopplung variabel. Um ein Gefühl für den Effekt dieser Kopplung auf den Wirkungsquerschnitt der drei Produktionskanäle zu erhalten, werden daher später folgende drei Szenarien betrachtet:

- Szenario 1: $g_{WWZ} = 0.949\; g_{WWZ}^{SM}$
- Szenario 2: $g_{WWZ} = \qquad g_{WWZ}^{SM}$
- Szenario 3: $g_{WWZ} = 1.034\; g_{WWZ}^{SM}$

Hat man nun g_{WWZ_1} bzw. g_{W_1WZ} und g_{WWZ} festgelegt, kann mit (4.14) bzw. (4.16) die Kopplung der Z_2/W_2-Resonanz an die Standardmodell-Eichbosonen berechnet werden.

Die Vier-Vektorboson-Kopplungen g_{WWZZ} und g_{WWWW} müssen nun so gewählt werden, dass die Summenregeln für die Vektorbosonstreuung, Gleichung (4.3) und (4.5), erfüllt werden. Die $WW\gamma$-Kopplung bleibt dieselbe wie im Standardmodell, da die Stärke der Kopplung durch die Ladung der W-Bosonen bestimmt ist und daher die theoretischen Vorhersagen innerhalb des Standardmodells ihre Gültigkeit behalten müssen.

Für die Kopplung der schweren $W_{1/2}$- und $Z_{1/2}$-Bosonen an die Standardmodell-Fermionen geht man wie folgt vor: Die Struktur der Kopplung wird wie im Standardmodell gewählt, da die Struktur der Kopplung für das higgslose RS-Modell sich auch für höhere Kaluza-Klein-Resonanzen nicht ändert. Der Parameter $\xi_F \in [-1, 1]$ kann variiert werden und die Kopplung der ersten Resonanz wird durch

$$\boxed{g_{f\bar{f}Z_1} = \xi_F\, g_{f\bar{f}Z}^{SM}} \quad \boxed{g_{f\bar{f}'W_1} = \xi_F\, g_{f\bar{f}'W}^{SM}} \tag{4.19}$$

festgelegt.
Die Kopplungen der Fermionen an die zweiten, nichtphysikalischen Resonanzen werden dann so gewählt, dass die Summenregeln erfüllt sind:

$$g_{Z_2f\bar{f}} = \frac{1}{g_{WWZ_2}}\left(\pm g_{f\bar{f}'W}^2 - g_{\gamma f\bar{f}}g_{\gamma WW} - \sum_{k=0}^{1} g_{Z_kf\bar{f}}\, g_{WWZ_k}\right), \tag{4.20}$$

$$g_{W_2f\bar{f}'} = \frac{-1}{g_{W_2WZ}}\Big(g_{f\bar{f}'W}\,(g_{WWZ} + g_{Zu\bar{u}} - g_{Zd\bar{d}}) + g_{f\bar{f}'W_1}\, g_{W_1WZ}\Big). \tag{4.21}$$

4.3. Eigenschaften der Kopplungen und Unitarität

In diesem Kapitel soll nun ein kleiner Überblick über die Größenordnungen der Kopplungen der neuen Resonanzen an die Standardmodellteilchen gegeben und die Verzweigungsverhältnisse der ersten Resonanz in Stamdardmodell-Teilchen diskutiert werden. Außerdem muss untersucht werden, welche Auswirkungen die Wahl der Kopplungen auf die Unitarität hat, da die stark wechselwirkenden Theorien aus Kapitel 3 in der Regel ab einer bestimmten Skala ihre Gültigkeit verlieren.

4.3.1. Die Kopplung an Standardmodell-Eichbosonen

In Abbildung 4.6 ist die Kopplung der ersten und zweiten W-Resonanz für $m_{W_1} = 700$ GeV an die massiven Standardmodell-Eichbosonen in Abhängigkeit von ξ_E aufgetragen. Die Kopplung der ersten Resonanz ist linear in ξ_E. Man erkennt, dass der Maximalwert $g_{W_1WZ}^{max}$ aus Gleichung (4.17) kaum vom gewählten Szenario abhängt, da dieser gerade proportional zur g_{WWZ}-Kopplung ist. g_{WWZ} schwankt wiederum nur

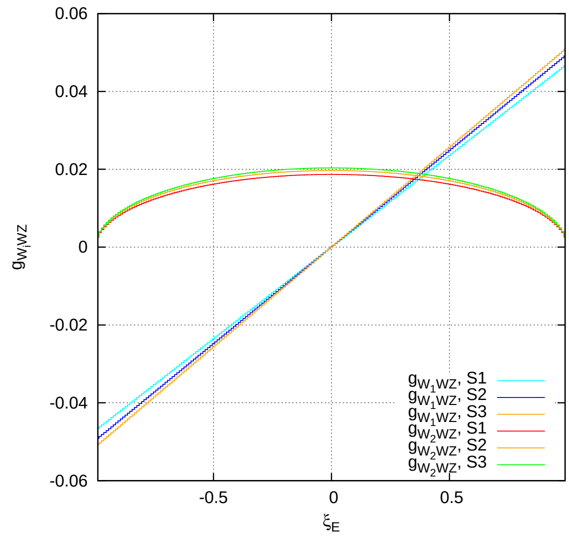


Abbildung 4.6: Kopplung der W_1- und W_2-Resonanzen an die massiven Eichbosonen des Standardmodells für die drei unterschiedlichen Szenarien S_i mit $m_{W_1} = 700$ GeV und $m_{W_2} = 2.5 m_{W_1}$.

um ca. 3-5 % im Vergleich zum Standardmodellwert. In Tabelle 4.1 sind einige numerischen Werte für die verschiedenen Szenarien zusammengefasst.

Ab einem Wert von $|\xi_E| \lesssim 0.4$ ist die Kopplung der zweiten Resonanz größer als die der ersten. Wird $\xi_E = 0$, so müssen die Summenregeln (4.3)-(4.6) alleine durch die Kopplung an die zweite Resonanz erfüllt werden.

	Szenario1	Szenario 2	Szenario 3
g_{WWZ}	0.5464	0.5760	0.5954
$g^{max}_{W_1WZ}$	$4.7087 \cdot 10^{-2}$	$4.9617 \cdot 10^{-2}$	$5.1304 \cdot 10^{-2}$
$g^{max}_{WWZ_1}$	$4.3453 \cdot 10^{-2}$	$4.3692 \cdot 10^{-2}$	$4.3857 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.1.: Numerische Werte der Kopplungen an die elektroschwachen Eichbosonen für $m_{Z_1} = m_{W_1} = 700$ GeV.

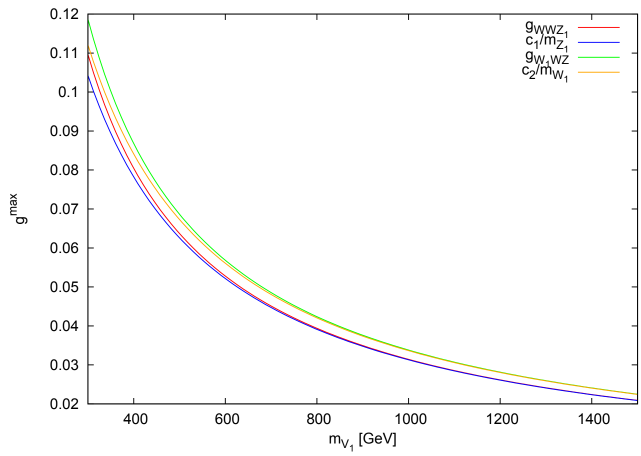


Abbildung 4.7: Maximal erlaubte Kopplung der Z_1/W_1-Resonanz an die massiven Standardmodell-Eichbosonen in Abhängigkeit ihrer Masse.

Für die Kopplung der schweren, Z-artigen Anregungen an Eichbosonen ergibt sich qualitativ das gleiche Bild wie in Abbildung 4.6, die numerischen Werte sind jedoch etwas kleiner. Da g_{W_2WZ} proportional zu $m_{W_2}^{-1}$ und g_{WWZ_2} proportional zu $m_{Z_2}^{-1}$ ist, wird die Kopplung für größere Massen kleiner.

Wählt man die Masse der ersten Resonanz m_{V_1} als freien Parameter, so ist die maximal erlaubte Kopplung an Eichbosonen, Gleichung (4.15) und (4.17), ab einer Masse $m_{V_1} \approx 600$ GeV durch das $m_{V_1}^{-1}$-Verhalten dominiert. Zur Illustration ist in Abbildung 4.7 $g^{max}_{W_1WZ}$ und $g^{max}_{WWZ_1}$ in Abhängigkeit von m_{W_1} bzw. m_{Z_1} aufgetragen. Zum Vergleich wurde c_i/m_{V_1}, wobei $3c_i$ dem numerischen Wert des Nenners aus Gleichung (4.15) bzw. (4.17) entspricht, mit eingezeichnet.

4.3.2. Die Kopplung an Standardmodell-Fermionen

Im Gegensatz zu den Kopplungen an Eichbosonen sind die Kopplungen der zweiten Resonanzen an die (leichten) Fermionen sowohl von ξ_E als auch von ξ_F abhängig. Außerdem schwanken sie je nach gewähltem Szenario sehr stark. Die Kopplung der jeweils ersten Resonanz ist natürlich wieder linear in ξ_F. In Abbildung 4.8 sind diese für links- und rechtshändige Kopplung getrennt aufgetragen. Sie sind unabhängig vom gewählten Szenario und von der Masse der ersten Resonanz.

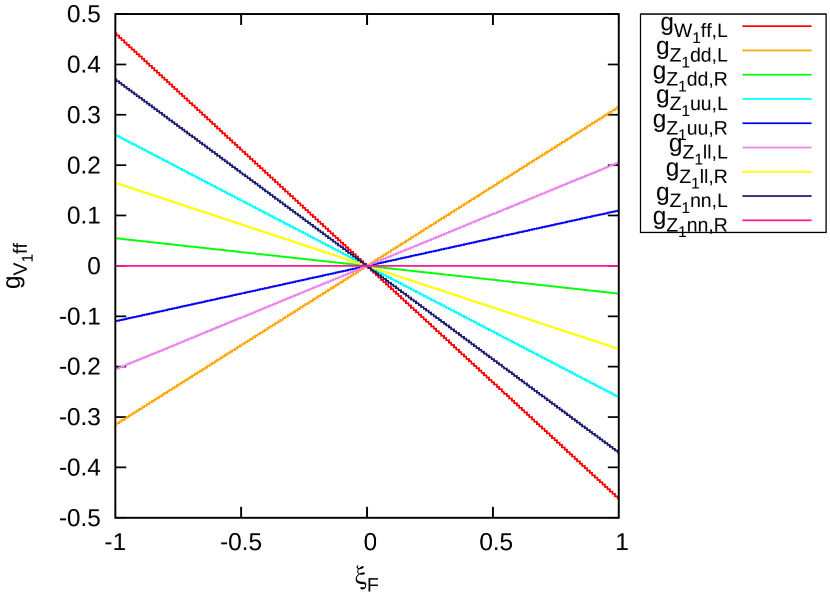


Abbildung 4.8.: Numerische Werte der Kopplungen der erste Kaluza-Klein-artigen-W- und -Z-Anregung an die Fermionen des Standardmodells.

Da hier Fermionuniversalität vorausgesetzt wurde, sind die Kopplungen für alle up-artigen Quarks ($g_{Z_1u\bar u}$), down-artigen Quarks ($g_{Z_1d\bar d}$), geladene Fermionen ($g_{Z_1l\bar l}$) und Neutrinos ($g_{Z_1\nu\bar\nu}$) an Z_1 dieselben. Dies gilt auch für die Kopplung zweier (verschiedener) Fermionen an W_1 ($g_{W_1f\bar f'}$).

Am Beispiel von $g_{W_2f\bar f'}$ wird nun die Abhängigkeit der Kopplung der zweiten Resonanz an Fermionen diskutiert. Die zweite Anregung ist sehr wichtig, um die Summenregeln (4.11)-(4.13) zu erfüllen und, wie sich im folgenden Unterkapitel zeigen wird, die Unitarität in der Vektorbosonpaarproduktion zu erhalten. $g_{W_2f\bar f'}$ (siehe Gleichung (4.21)) hängt über g_{W_2WZ} und g_{W_1WZ} von ξ_E ab, außerdem erhält man durch $g_{W_1f\bar f'}$ eine Abhängigkeit von ξ_F:

$$g_{W_2f\bar f'} = \frac{-1}{\underbrace{g_{W_2WZ}}_{-1/\sqrt{c_a^2+c_b^2\xi_E^2}}} \left(\underbrace{g_{Wf\bar f'}(g_{WWZ}+g_{Zu\bar u}-g_{Zd\bar d})}_{c_1} + \underbrace{g_{W_1f\bar f'}\,g_{W_1WZ}}_{\xi_F\xi_E c_2} \right). \tag{4.22}$$

Die c_i bezeichnen Konstanten. c_a ist sehr klein und kann für eine qualitative Diskussion vernachlässigt werden. c_2 ist im betrachteten Fall kleiner null und c_1 ist abhängig vom Szenario (Szenario 1: $c_1 > 0$, Szenario 2: $c_1 = 0$, Szenario 3: $c_1 < 0$).

In Abbildung 4.9 wurde der Wert der Kopplung für Szenario 1 abgebildet. Die Farbe entspricht dabei dem numerischen Wert der Kopplung. Bereiche mit $|g_{W_2 f \bar{f}'}| > 1$ wurden weiß gezeichnet, da diese durch später erläuterte, experimentelle Daten bereits ausgeschlossen sind.

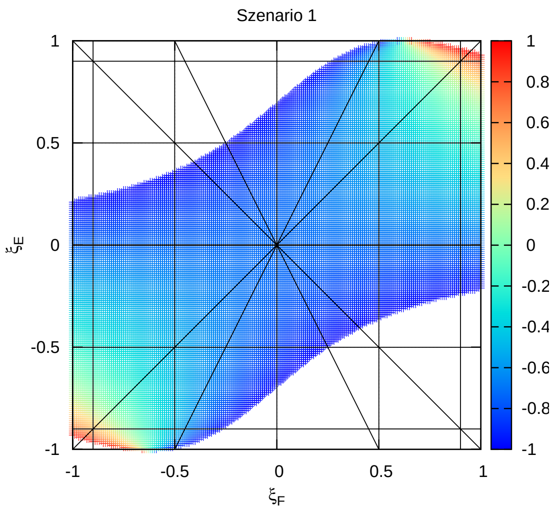


Abbildung 4.9: Kopplung der zweiten W-Resonanz an Fermionen (Farbskala) für mit $m_{W_2} = 1750$ GeV. Bereiche mit $|g_{W_2 f \bar{f}'}| > 1$ wurden weiß gezeichnet. Die schwarzen Linien entsprechen den Schnitten, die in Abbildung 4.10 aufgetragen sind.

Das Vorzeichen und die Stärke der Kopplung lässt sich leicht anhand von Gleichung (4.22) erklären: Haben ξ_E und ξ_F unterschiedliche Vorzeichen, so sind alle Terme in der Klammer positiv und der Gesamtausdruck wird negativ und betragsmäßig umso größer, je größer das Produkt aus ξ_E und ξ_F ist.
Haben die beiden Parameter das gleiche Vorzeichen, so ist c_1 größer und der zweite Term kleiner null. Für große Werte von $\xi_E \cdot \xi_F$ überwiegt der negative, zweite Term und der Gesamtausdruck ist positiv. Für kleine $\xi_E \cdot \xi_F$ überwiegt c_1 und die Kopplung ist negativ.

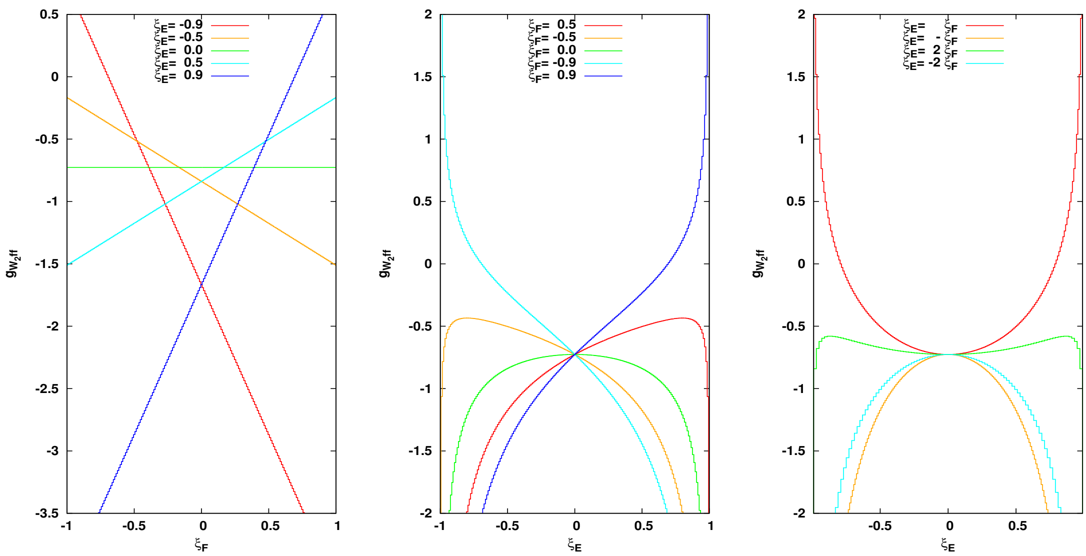


Abbildung 4.10.: Schnitte aus Abbildung 4.9. Links: konstantes ξ_E, Mitte: konstantes ξ_F, rechts: diagonale Schnitte.

In Abbildung 4.10 sind die Schnitte im Parameterraum aus Abbildung 4.9 aufgetragen. Man erkennt, dass die Kopplung nur linear von ξ_F abhängt (links), während die Abhängigkeit von ξ_E komplizierter ist (Mitte). Für Werte von $\xi_F \lesssim 0.5$ und kleine ξ_E (grüne, rote und gelbe Kurve in der Mitte) sind die Kopplungen an die zweite Resonanz besonders groß, da die Summenregeln erfüllt werden müssen. Dies kann, da zusätzlich $g_{W_2/Z_2 f\bar{f}'} \sim m_{W_2/Z_2}$ ist, für große Massen zu Problemen führen, da die Zerfallsbreite der W_2-Bosonen dann sehr groß wird. Da hier nur die erste Resonanz von Interesse ist, muss darauf geachtet werden, dass die zweite Resonanz die erste, wenn man beispielsweise die invariante Masse betrachtet, nicht überlagert. Daher wird im nächsten Abschnitt ein zusätzliches Kriterium eingeführt, dass zu große Zerfallsbreiten von W_2 unterbindet.

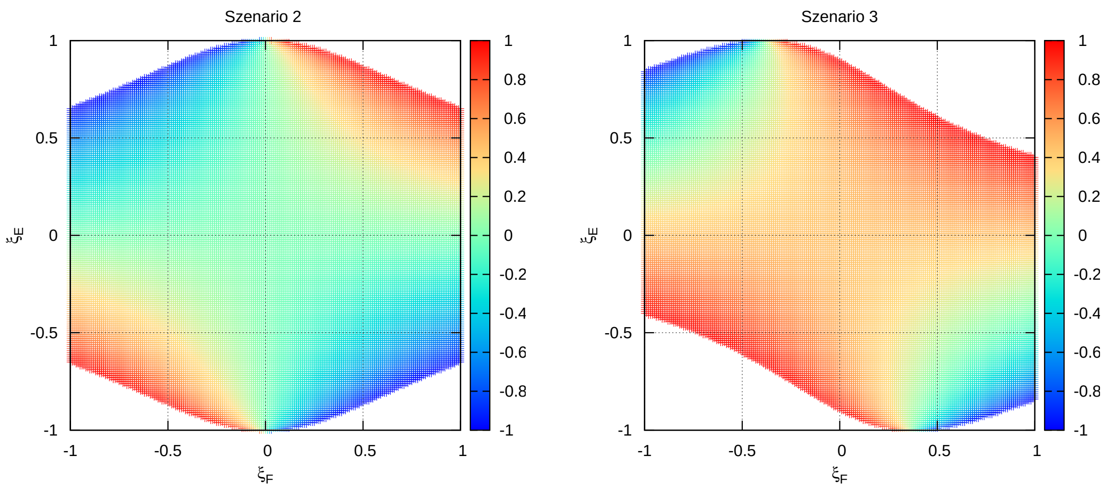


Abbildung 4.11.: Kopplung der zweiten W-Resonanz ($m_{W_2} = 1750$ GeV) an Fermionen (Farbskala) für Szenario 2 und 3. Bereiche größer als 1 wurden wiederum weiß gezeichnet.

Zur Vollständigkeit wird in Abbildung 4.11 auch noch $g_{W_2 f\bar{f}'}$ für Szenario 2 und 3 dargestellt. Der qualitative Verlauf der Kopplungsstärke lässt sich analog zum ausgeführten Szenario 1 anhand von Gleichung (4.22) ablesen.

Die Kopplungen der zweiten Z-Resonanz an die Fermionen (4.20) sind von derselben Größenordnung. $g_{Z_2 f\bar{f}}$ hängt auch von ξ_F und ξ_E ab und kann je nach Kombination der Vorzeichen positive und negative Werte annehmen.

4.3.3. Zerfallsbreiten der Vektorresonanzen

Entscheidend für die Detektierbarkeit der Kaluza-Klein-artigen Resonanzen ist deren totale Zerfallsbreite und, abhängig vom Produktionskanal, die partielle Zerfallsbreite in Fermionen und Eichbosonen. Diese parametrisieren eine Resonanz, wie aus der relativistischen Breit-Wigner-Formel [41]

$$\hat{\sigma} = \frac{12\pi}{M^2}\Gamma_i\Gamma_f \frac{\hat{s}}{(\hat{s}-M^2)^2 + \Gamma_{tot}^2 \hat{s}^2/M^2}, \tag{4.23}$$

hervorgeht. $\sqrt{\hat{s}}$ die beim Prozess zugängliche Schwerpunktsenergie, Γ_i und Γ_f die partielle Zerfallsbreite der Resonanz mit Masse M in die Eingangs- und Ausgangsteilchen und Γ_{tot} die gesamte Zerfallsbreite.

Zur Berechnung der partiellen Zerfallsbreite in Standardmodell-Fermionen wurden alle Fermionen, außer das top-Quark, als masselos angenommen. Für die Zerfallsbreite eines Z'-Bosons in masselose Fermionen erhält man

$$\Gamma(Z' \to f\bar{f}) = \frac{m_{Z'}}{24\pi}\left[\left(g^L_{Z'f\bar{f}}\right)^2 + \left(g^R_{Z'f\bar{f}}\right)^2\right], \tag{4.24}$$

für das massive top-Quark taucht dessen Masse in der Berechnung auf

$$\Gamma(Z' \to t\bar{t}) = \frac{m_{Z'}}{24\pi}\sqrt{1-\frac{4m_t^2}{m_{Z'}^2}}\left[\left(\left(g^L_{Z't\bar{t}}\right)^2 + \left(g^R_{Z't\bar{t}}\right)^2\right)\left(1-\frac{m_t^2}{m_{Z'}^2}\right)\right. \\ \left. +6\, g^R_{Z't\bar{t}}\, g^L_{Z't\bar{t}}\frac{m_t^2}{m_{Z'}^2}\right]. \tag{4.25}$$

Die verschiedenen Flavour und Farben der Fermionen wurden noch nicht mit in die Rechnung mit einbezogen. Analog ergibt sich für den Zerfall der W_1-Bosons in Fermionen

$$\Gamma(W' \to f\bar{f}) = \frac{m_{W'}}{24\pi} g^2_{W'f\bar{f}'}, \tag{4.26}$$

wiederum für masselose Fermionen im Endzustand. Für ein massives Top-Quark wurde

$$\Gamma(W' \to t\bar{b}) = \frac{m_{W'}}{24\pi} g^2_{W'f\bar{f}'}\left[1-\frac{3m_t^2}{2m_{W'}^2}+\frac{m_t^4}{2m_{W'}^4}\right] \tag{4.27}$$

berechnet.
Für die Zerfallsbreite des W_1-Bosons in elektroschwache Eichbosonen erhält man

$$\Gamma_{W_1\to WZ} = \frac{g^2_{W_1WZ}}{192\pi m^5_{W_1} m_W^2 m_Z^2}\left[m^4_{W_1} + \left(m_W^2 - m_Z^2\right)^2 - 2m^2_{W_1}\left(m_W^2+m_Z^2\right)\right]^{3/2} \\ \left[m^4_{W_1} + m_W^4 + 10 m_W^2 m_Z^2 + m_Z^4 + 10 m^2_{W_1} m_Z^2 \right. \\ \left. -2m_W^2\left(m^2_{W_1}+m_Z^2\right)\right], \tag{4.28}$$

siehe [37]. Die Zerfallsbreite des Z_1-Bosons in zwei Standardmodell-W-Bosonen ergibt sich analog, indem man m_Z durch m_W ersetzt und die entsprechende Kopplung und Masse des Z_1-Bosons einsetzt.

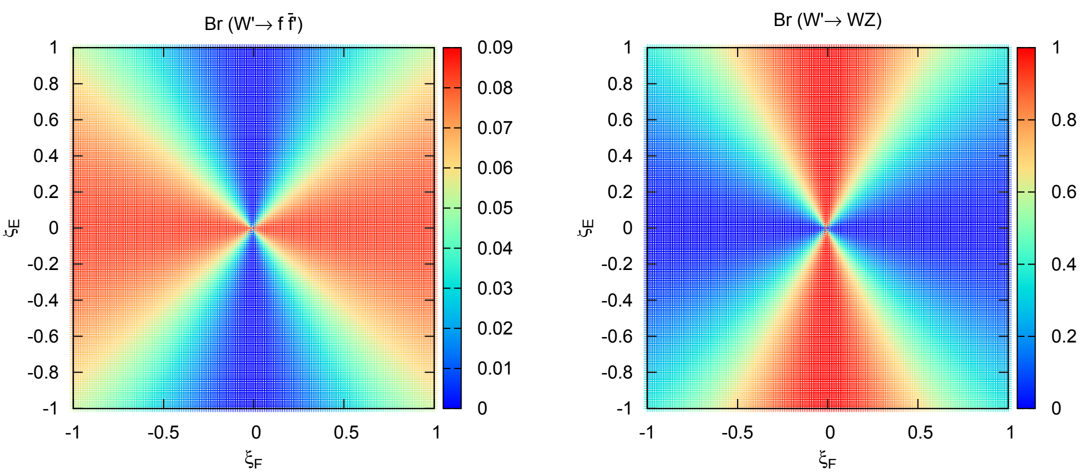


Abbildung 4.12.: Verzeigungsverhältnis der W_1-Resonanz (Farbskala) in ein $f\bar{f}'$-Paar (ohne Farbfaktoren) und ein WZ-Paar für Szenario 2 mit $m_{W'} = 700$ GeV.

In Abbildung 4.12 sind die Verzweigungsverhältnisse (Br: "branching ratio") des W_1-Bosons in elektroschwache Eichbosonen und in Fermionen mit $m_{W'/Z'} = 700$ GeV aufgetragen. Ein Summation über Farben und Flavour der Fermionen wurde nicht ausgeführt. Das maximale Verzweigungsverhältnisse $Br(W' \to f\bar{f}')$ beträgt ca. 8.4%. Dies ist ein guter Test für die Implementierung der Zerfallsbreiten, da sich für verschwindende Kopplung des W_1-Bosons an die elektroschwachen Eichbosonen $\sum_{c,f} Br(W' \to f\bar{f}') \approx 12 \cdot Br(W' \to f\bar{f}') \approx 100\%$ ergibt. Der Faktor zwölf kommt von den drei Fermiongenerationen und den 3 Farben der Quarks, $3 \cdot 3 + 3 = 12$.
Für den Zerfall des Z_1-Bosons in Fermionen treten unterschiedliche Kopplungen an die up- und down-artigen Quarks bzw. geladene Leptonen und Neutrinos auf. Daher unterscheiden sich die einzelnen Verzweigungsverhältnisse, qualitativ ergibt sich jedoch das gleiche Bild wie für das W_1-Boson.

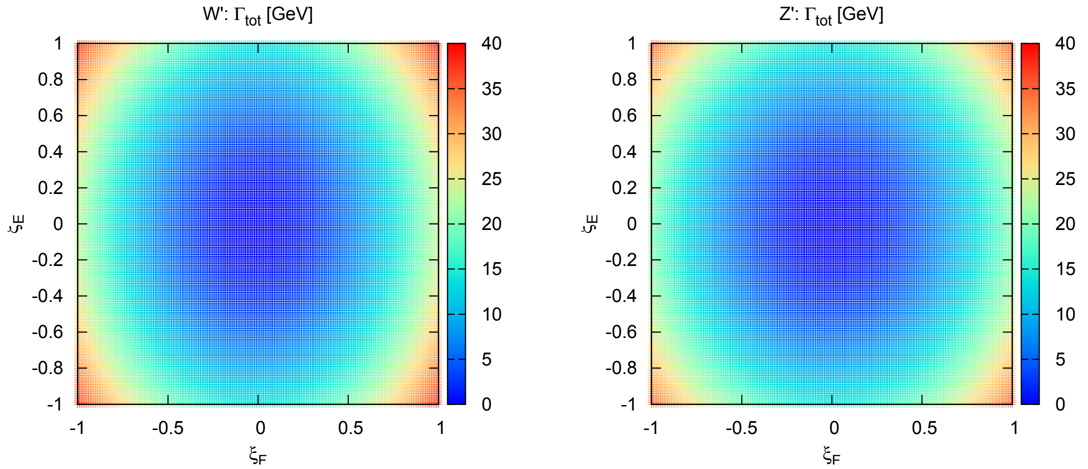


Abbildung 4.13.: Totale Zerfallsbreite der W_1- und Z_1-Resonanz (Farbskala) für Szenario 2 mit $m_{W'/Z'} = 700$ GeV in Abhängigkeit von ξ_E und ξ_F.

Die totale Zerfallsbreite ist die Summe aus den partiellen Zerfallsbreiten der neuen Resonanzen in Standardmodell-Fermionen und -Eichbosonen. In Abbildung 4.13 sind diese für das W_1- und Z_1-Boson ($m_{W'/Z'} = 700$ GeV) in Abhängigkeit der beiden Modellparameter ξ_E und ξ_F aufgetragen. Für die meisten Punkte des Parameterraums wird die Zerfallsbreite nicht größer als 20 GeV. Die Wahl des Szenarios hat nur einen sehr kleinen Einfluss auf die Zerfallsbreite durch die Abhängigkeit der W_1WZ- und WWZ_1-Kopplung von g_{WWZ}.

4.3.4. Unitarität

Wie in Kapitel 4.1 bereits erwähnt, wächst die Amplitude für die longitudinale WW- und WZ-Streuung ohne einen Standardmodell-Higgsbeitrag mit dem Quadrat der Energie. Außerdem kommt noch ein Beitrag proportional zu E^4 hinzu, wenn man die Relation unter den Eichkopplungen nicht explizit ausnutzt. Daher wurden die Summenregeln eingeführt, um diese Beiträge zu eliminieren. Um nun das Hochenergieverhalten dieses higgslosen Modells zu untersuchen eignet sich die Partialwellenanalyse. Die Partialwellenzerlegung des T-Matrixelements ist gegeben durch [42]:

$$\langle \theta\phi\, \lambda_3\lambda_4 \left| T(E) \right| 00\, \lambda_1\lambda_2 \rangle = 16\pi \sum_j (2j+1) \left\langle \lambda_3\lambda_4 \left| T^j(E) \right| \lambda_1\lambda_2 \right\rangle e^{i(\lambda-\mu)\phi} d^j_{\lambda\mu}(\theta). \tag{4.29}$$

$\lambda_{1/2}$ sind die Helizitätszustände der einlaufenden, $\lambda_{3/4}$ die der auslaufenden Teilchen ($\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ und $\mu = \lambda_3 - \lambda_4$). Da die $d^j_{\lambda\mu}$-Funktionen vollständig sind, lässt sich die Projektion des Matrixelementes $\mathcal{M}$ auf die Partialwellen schreiben als:

$$a^j_{\lambda\mu} = \frac{1}{32\pi}\int_{-1}^{1} d\cos\theta\,\mathcal{M}\,d^j_{\lambda\mu}(\theta). \tag{4.30}$$

Die Unitaritätsbedingung lautet dann wie folgt [43]:

$$\left|\mathrm{Re}(a^j_{\lambda\mu})\right| \leq \frac{1}{2}. \tag{4.31}$$

Re steht für den Realteil einer Zahl. Für $\lambda = \mu = 0$ sind die $d^j_{\lambda\mu}$-Funktionen gerade die Legendrepolynome $d^j_{00}(\theta) = P_j(\cos\theta)$.

Um nun die Projektion der Amplitude auf die jeweilige Partialwelle zu bestimmen wurde ein Fortran-Programm für die WW-Streuung von Christoph Englert [37] verwendet und leicht angepasst. Dieses basiert auf einem von MadGraph [44] generierten Code zur Berechnung von $|\mathcal{M}|^2$. Die Matrixelemente werden bei MadGraph mit Hilfe der Helas-Subroutinen [45] berechnet. Der Code musste nun so verändert werden, dass nicht nur $|\mathcal{M}|^2$, sondern auch $\mathcal{M}$ ausgelesen werden kann. Außerdem mussten für die zusätzlichen Diagramme, die durch den Austausch zusätzlicher Vektorbosonen entstehen, die MadGraph-Routinen noch angepasst werden. Die θ-Integration in Gleichung (4.30) wurde mit Hilfe der `qromb`-Subroutine [46] ausgeführt.

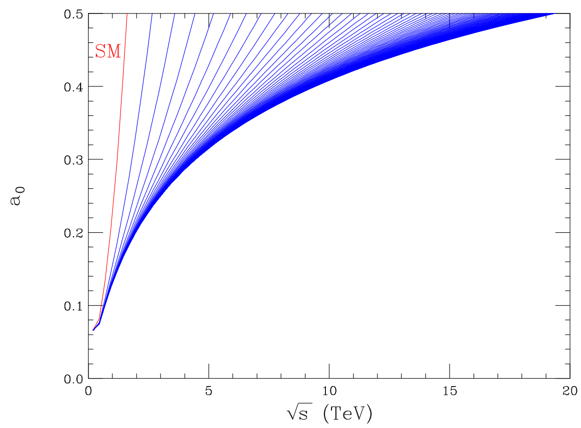


Abbildung 4.14: $J = 0$-Partialwelle für $W_LW_L \to W_LW_L$-Streuung als Funktion von $\sqrt{s}$ für das Standardmodell ohne Higgsboson (rot) und das $U(1) \times [SU(2)]^{N+1}$-Modell (blau) für N=1 bis 100 mit $m_{W'_1} = 500$GeV [34].

Für die $WW \to WW$-Streuung wurden die Feynmangraphen aus Abbildung 4.2 und die Summenregeln in das erwähnte Programm implementiert. Den größten Beitrag zur Streuamplitude liefern Beiträge mit kleinem Drehimpuls, weshalb im Folgenden nur die $J = 0$-Beiträge betrachtet werden.
Die Analyse sollte ähnliche Ergebnisse liefern wie das $U(1) \times [SU(2)]^{N+1}$-Modell für $N = 2$, was gerade zwei zusätzlichen Resonanzen entspricht (siehe Abbildung 4.14). Dieses Modell liefert für kleine N nur für niedrige Energien $\leq 1-2$ TeV verlässliche Ergebnisse, da die Unitaritätsschranke bei $2-3$ TeV erreicht wird. Dasselbe gilt für das hier betrachtete Modell, das im Bezug auf die Unitarität als eine Variation des $U(1) \times [SU(2)]^{N+1}$-Modells mit $N = 2$ betrachtet werden kann. Es sollte daher nicht als seriöses Modell zur elektroschwachen Symmetriebrechung angesehen werden.

In Abbildung 4.15 ist die $J = 0$-Partialwelle für $W_LW_L \to W_LW_L$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ für Szenario 1 mit $\xi_F = 0.5$ zu sehen. Wählt man andere

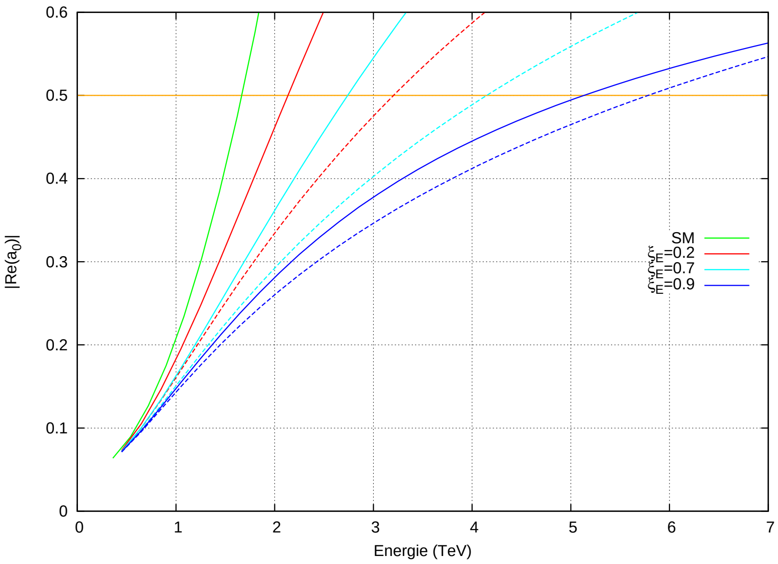


Abbildung 4.15.: $J = 0$-Partialwelle für $W_L W_L \to W_L W_L$-Streuung als Funktion von $\sqrt{s}$ für Szenario 1 mit $\xi_F = 0.5$. Die durchgezogenen Linien entsprechen $m_{Z_2} = 2.5\, m_{Z_1}$ mit $m_{Z_1} = 700$ GeV, die gestrichelten $m_{Z_2} = 1.5\, m_{Z_1}$. In grün ist die $J = 0$-Partialwelle für das Standardmodell ohne Higgsboson zu sehen.

Werte für ξ_F unterscheidet sich das Ergebnis nur sehr leicht. Die Wahl des Szenarios hat ebenso keinen Einfluss. Die durchgezogenen Linien entsprechen einer Masse der zweiten Z-Resonanz von $m_{Z_2} = 2.5\, m_{Z_1}$ mit $m_{Z_1} = 700$ GeV, die gestrichelten Linien sind für $m_{Z_2} = 1.5\, m_{Z_1}$. Der Parameter ξ_E ist für gleichfarbige Linien gleich.
Für kleine Werte von ξ_E müssen die Summenregeln fast alleine durch die Kopplung an die zweite Resonanz erfüllt werden. Für große Massen $m_{Z_2} \gtrsim 1$ TeV werden diese zwar erfüllt, jedoch kann die Unitarität nicht wieder hergestellt werden. Dafür wäre ein Teilchen mit einer Masse $m \lesssim 1$ TeV nötig (vergleiche Kapitel 2.3). Dies sieht man sehr schön, wenn man die zu $\xi_E = 0.2$ gehörende, gestrichelte Linie betrachtet. Ist die Masse der zweiten Resonanz nahe bei der der ersten, so wird die Unitaritätsschranke erst bei höheren Energien erreicht. Für größere ξ_E sieht man, dass die Wahl der Masse immer weniger Einfluss auf den Verlauf der Kurven hat. Der größte Teil der Summenregeln wird von der ersten Resonanz erfüllt.
In dieser Arbeit soll nun aber untersucht werden, wie sich ein zusätzliches Vektorboson in den Verteilungen der drei möglichen Produktionskanäle, Vektorbosonfusion, Vektorboson-Paar- und Drell-Yan-Produktion, auswirkt und wie es am LHC am besten gemessen werden kann. Daher muss man sicherstellen, dass die zweite Resonanz, die sehr wichtig für die Einschränkung der möglichen Parameter ist, keinen Einfluss auf die Verteilungen bei Energien hat, bei denen man die erste Resonanz erwartet.

Dieses Modell ist daher nur für eine Schwerpunktsenergie $E \lesssim 1.5 - 2$ TeV gültig. Die Summenregeln für die Eichbosonen werden erfüllt, jedoch ist die Masse der zweiten Resonanz zu hoch gewählt, um ein realistisches Szenario zur elektroschwachen Symmetriebrechung darzustellen. Die zweite Anregung ist hier nur ein effektives Teilchen, das zur Erfüllung der Summenregeln und Einschränkung des Parameterraums benötigt wird. Nimmt man für die Masse der zweiten Resonanz einen realistischeren Wert im Sinne des higgslosen RS-Modells, so lässt sich die Unitaritätsverletzung mit nur zwei zusätzlichen Vektorbosonen bis zu Schwerpunktsenergien $E \geq 3 - 4$ TeV verschieben. Für eine realistische Analyse bei höheren Energien müsste die erste W- bzw. Z-Resonanz in eine Theorie eingebettet sein, die die Unitarität wieder herstellt, z.B. durch ein oder mehrere Higgsbosonen oder zusätzliche Vektorresonanzen.

Für die $WZ \to WZ$-Streuung wurde eine entsprechende Analyse mit den Graphen aus Abbildung 4.3 ausgeführt, die ein vergleichbares Ergebnis liefert. Die Unitaritätsverletzung tritt jedoch bei etwas höheren Energien ein.

Auch die Produktion zweier longitudinaler Eichbosonen aus zwei linkshändigen Quarks hat ein schlechtes Hochenergieverhalten. Daher wurde auch hierfür eine Partialwellenanalyse durchgeführt. Wiederum liefert die $J = 0$-Partialwelle die größten Beiträge zur Streuamplitude.

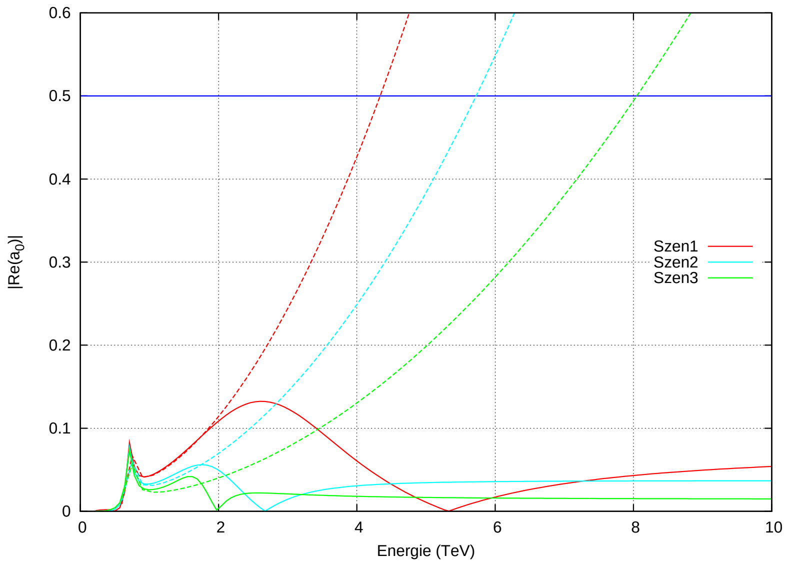


Abbildung 4.16.: $J = 0$-Partialwelle für $d_l\bar{d}_l \to W_L W_L$ als Funktion von $\sqrt{s}$ für die verschiedenen Szenarien mit (durchgezogen) und ohne Erfüllung (gestrichelt) der Summenregeln mit $\xi_E = 0.9, \xi_F = -1.0$, $m_{z_1} = 700$ GeV und $m_{z_2} = 2.5\, m_{z_1}$.

Als Beispiel wird die $d_l\bar{d}_l \to W_L W_L$-Produktion mit linkshändigen down-Quarks betrachtet, da diese, im Vergleich zu den anderen möglichen Prozessen mit zwei schwachen Eichbosonen im Endzustand, den größten Beitrag zur nullten Partialwelle hat (siehe Abbildung 4.16). Im Standardmodell ist $|\mathrm{Re}(a_0)| \ll 1/2$.
Wenn man beide Resonanzen zulässt und die Summenregeln für die Fermionenkopplungen (Gleichung (4.11)-(4.13)) dadurch erfüllt, so ist der Betrag des Realteils der nullten Partialwelle im eingeführten Modell für alle möglichen Parameter und Szenarien kleiner als 0.5. Betrachtet man hingegen nur eine zusätzliche Resonanz, d.h. der Beitrag der zweiten zur Amplitude wird vernachlässigt, so erhält man, je nach gewählten Parametern und Szenarien, Unitaritätsverletzung ab ca. 4 TeV. Für große ξ_F wird die Unitaritätsschranke bei niedrigeren Energien erreicht als bei kleinen ξ_F, da die Kopplung der ersten Resonanz an Fermionen, und dadurch auch das Matrixelement, größer ist.
Dies gilt auch für die anderen möglichen Prozesse ($u\bar{u} \to WW$, $u\bar{d} \to WZ$, $d\bar{u} \to WZ$). Die Unitaritätsschranke wird in diesen Fällen nur bei etwas höheren Energien erreicht. Sobald die Summenregeln erfüllt sind, liefert die Unitarität jedoch keine Einschränkungen.

Für allgemeine Modelle mit zusätzlichen Vektorbosonen, die an Fermionen koppeln können, hat dies zur Folge, dass es mindestens zwei neue Vektorbosonen geben muss, wenn die Standardmodell-WWZ-Kopplung (Szenario 2) nicht verändert und keine starke Kopplung angenommen wird. Bei einer im Vergleich zum Standardmodell größeren oder kleineren g_{WWZ}-Kopplung, ist die Erfüllung der Summenregeln auch mit einer zusätzlichen Resonanz möglich.

4.4. Einschränkungen der Modellparameter

Natürlich können die Massen der neuen Vektorbosonen bzw. deren Kopplungen an Standardmodellfermionen nicht beliebig groß gewählt werden, sondern müssen den experimentell bestimmten Einschränkungen genügen. Bei gegebener Masse lassen sich Obergrenzen für die Kopplungen aus einer effektiven Lagrangedichte für eine Vier-Fermionen-Kontaktwechselwirkung ableiten [40]:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{g^2}{(1+\delta)\Lambda^2} \sum_{i,j=L,R} \eta_{ij} \bar{e}_i \gamma_\mu e_i \bar{f}_j \gamma^\mu f_j. \tag{4.32}$$

Nach Konvention wird $\frac{g^2}{4\pi} = 1$ und $\delta = 1\,(0)$ für $f = e$ $(f \neq e)$ gewählt. Λ ist die Skala der Kontaktwechselwirkung, e_i und f_i sind links- oder rechtshändige Spinoren und $\eta_{ij} = 0, \pm 1$, je nach betrachtetem Modell. Für den Prozess $e^+e^- \to e^+e^-$ wurden aus der LEP-II-Daten folgende Skalen berechnet:

$e^+e^- \to e^+e^-$			
Model	ϵ (TeV^{-2})	Λ^- (TeV)	Λ^+ (TeV)
LL	$0.0049^{+0.0084}_{-0.0084}$	9.0	7.1
RR	$0.0056^{+0.0082}_{-0.0092}$	8.9	7.0
VV	$0.0004^{+0.0022}_{-0.0016}$	18.0	15.9
AA	$0.0009^{+0.0041}_{-0.0039}$	11.5	11.3
LR	$0.0008^{+0.0064}_{-0.0052}$	10.0	9.1
RL	$0.0008^{+0.0064}_{-0.0052}$	10.0	9.1
V0	$0.0028^{+0.0038}_{-0.0045}$	12.5	10.2
A0	$-0.0008^{+0.0028}_{-0.0030}$	14.0	13.0

Tabelle 4.2.: Grenzen an die Kontaktwechselwirkung von vier Elektronen [40].

Um nun eine Obergrenze für die Kopplung der schweren Eichbosonen an die Fermionen zu erhalten, muss man den Vorfaktor aus (4.32) betrachten:

$$\frac{4\pi}{\Lambda^2} = \frac{g^2}{m^2}. \tag{4.33}$$

m ist die Masse eines neuen Teilchens, das für die effektive Vier-Fermion-Wechselwirkung verantwortlich ist und g die Kopplung dieses Teilchens an die Standardmodell-Fermionen.

Wie schon am Anfang dieses Kapitels angeführt, werden hier zwei schwere Vektorbosonen betrachtet. Diese haben auch beide einen Beitrag zu Gleichung (4.33). Die

Obergrenzen wurden dann, für links- und rechtshändige Kopplungen getrennt, aus diesen Formeln berechnet:

$$\frac{4\pi}{(\delta+1)\Lambda^2} \geq \frac{g^2_{Z_1 f\bar{f}}}{m^2_{Z_1}} + \frac{g^2_{Z_2 f\bar{f}}}{m^2_{Z_2}}, \tag{4.34}$$

$$\frac{4\pi}{\Lambda^2} \geq \frac{g_{Z_1 l\bar{l}}\, g_{Z_1 q\bar{q}}}{m^2_{Z_1}} + \frac{g_{Z_2 l\bar{l}}\, g_{Z_2 q\bar{q}}}{m^2_{Z_2}}. \tag{4.35}$$

Die Kopplungen mit dem Index f beziehen sich auf geladenen Leptonen (l) und Quarks (q). Da hier Fermionuniversalität angenommen wurde, wird bei allen möglichen Kombinationen der Kopplung dieselbe Skala verwendet. Für diese wurde der Durchschnittswert der in Tabelle 4.2 angegebenen Werte $\Lambda = 11$ TeV gewählt. Dies liefert mit dem Faktor $\delta = 1$ die größte Einschränkung an die Kopplung der geladenen Leptonen.
Da $g_{Z_1 f\bar{f}} = \xi_F\, g^{SM}_{Z f\bar{f}}$ ist und $g_{Z_2 f\bar{f}}$ durch die Summenregel (4.20) festgelegt werden kann, können somit alle erlaubten Werte für ξ_F in Abhängigkeit des Parameters ξ_E und des betrachteten Szenarios bestimmt werden. Für die Kopplung der schweren W_1-Bosonen an Fermionen wurde das so ermittelte ξ_F übernommen. Als zusätzliche Bedingung wurde gefordert, dass die Breite der zweiten Resonanz nicht größer als die halbe Masse ist ($\Gamma_{W_2} < m_{W_2}/2$), damit diese keinen Einfluss auf den Massenbereich der ersten Resonanz hat. Durch direkte Messungen am TeVatron wurde für eine W'-Masse von 700 GeV eine obere Schranke an die Kopplung an Fermionen gesetzt, was einem Wert von $\xi_F = 0.75$ entspricht [47]. Diese Grenze führt jedoch zu keinen weiteren Einschränkungen des Parameterraums.

Die zweite Resonanz ist also sehr wichtig, um den Parameterraum einzugrenzen. In ihr stecken alle möglichen Beiträge neuer Physik, die auch zur Vier-Fermionwechselwirkung beitragen könnten.

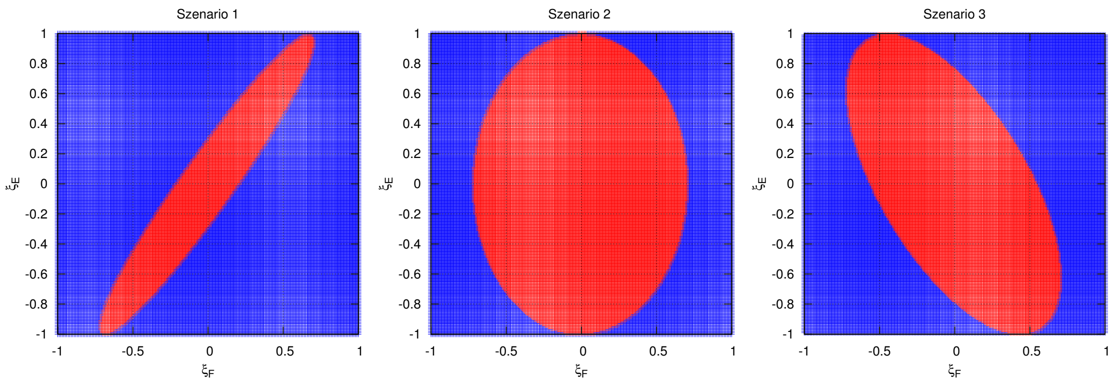


Abbildung 4.17.: Erlaubte Bereiche (rot) im Parameterraum, die aus den experimentellen Grenzen der Vier-Fermion-Wechselwirkung abgeleitet wurden für $m_{Z_1} = m_{W_1} = 700$ GeV.

Damit bleiben im Parameterraum die roten Flächen aus Abbildung 4.17 für $m_{V_1} = 700$ GeV als erlaubte Kombinationen von ξ_E und ξ_F übrig.
Die Einschränkung durch die Gleichungen (4.34) und (4.35) auf (gedrehte) Ellipsen lässt sich leicht verstehen. Eine Ellipse lässt sich durch $1 = \frac{x^2}{a} + \frac{y^2}{b}$ parametrisieren. Vergleicht man dies mit den beiden Gleichungen, so hängt der erste Faktor auf der rechten Seite, $\frac{x^2}{a}$, nur von ξ_F^2 ab, beim zweiten Faktor kommen Terme vor, die sowohl

von ξ_F^2, ξ_E^2, aber auch $\xi_F\xi_E$ abhängen können (daher die Drehung der Ellipse).
Die Masse der zweiten Resonanz hat keinen Einfluss auf die Form und Größe der Ellipse, da $g_{Z_2 f\bar{f}} \sim m_{Z_2}$ ist und sich die Masse daher gerade wegkürzt. Jedoch hat die zweite Bedingung $\Gamma_{W_2} < m_{W_2}/2$ einen großen Einfluss auf die erlaubten Kopplungen. Wählt man die Masse sehr viel größer als der hier betrachtete Wert, so wird die Zerfallsbreite Γ_{W_2} sehr groß und die Punkte, die sich um den Ursprung befinden, werden ausgeschlossen (je größer die Masse ist, umso mehr Punkte sind betroffen). Dies hängt wiederum damit zusammen, dass $g_{W_2 f\bar{f}'} \sim m_{W_2}$ ist. Für große Massen wird die Zerfallsbreite in Fermionen sehr groß. Da $g_{W_2 WZ} \sim 1/m_{W_2}$ ist, wird der Zerfall in Standardmodell-Eichbosonen im Verhältnis dazu unterdrückt (die gleiche Argumentation ist auch für die zusätzlichen Z-Resonanzen gültig).

KAPITEL 5

IMPLEMENTIERUNG IN VBFNLO

Um nun die Wirkungsquerschnitte und verschiedene Verteilungen für zusätzliche Vektorbosonen am LHC zu untersuchen, mussten die verschiedenen Produktionskanäle in das Monte-Carlo-Programm Vbfnlo [9] implementiert werden, da die analytische Berechnung solcher Prozesse an Hadron-Collidern nicht mehr möglich ist. Daher werden zunächst die Struktur und die zugrundeliegende Techniken von Vbfnlo erläutert und dann etwas genauer auf die Implementierung der einzelnen Prozesse und Modellparameter eingegangen. Die folgenden Ausführung orientiert sich an der etwas ausführlicheren Beschreibung aus [48].

5.1. Numerische Berechnung von partonischen Wirkungsquerschnitten

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts, $\sigma\,(pp \to b_1 \dots b_n)$, an Proton-Proton-Beschleunigern muss folgendes Integral gelöst werden:

$$\sigma = \int dx_1 dx_2 \sum_{i,j} f_{a_i/p}(x_1) f_{a_j/p}(x_2) \times \frac{1}{2\hat{s}} \int d\Phi_n(x_1 p_{a_1} + x_2 p_{a_2}; p_1 \dots p_n)\, \Theta_c \overline{\sum} \left|\mathcal{M}\right|^2 (a_i a_j \to b_1 \dots b_n). \tag{5.1}$$

$f_{a_i/p}(x, Q^2)$ ist die Partonverteilungsfunktion des Protons für das entsprechende Parton a_i. Nur dieses Parton nimmt an der Wechselwirkung teil und trägt natürlich nicht den vollen Impuls p des Protons, sondern nur den Anteil xp. Daher muss auch über x integriert werden. Die Summation über i und j steht hier als Kurzschreibweise für die Summation über alle möglichen Subprozesse (d.h. die verschiedenen Anfangszustände).
Der Faktor $\frac{1}{2\hat{s}}$ ist der Flussfaktor. $\sqrt{\hat{s}}$ ist dabei die effektiv zugängliche Schwerpunktsenergie des Prozesses. Das Integral über den Phasenraum $d\Phi_n$ ist für n Teilchen im Endzustand $(3n-4)$-dimensional.
$\overline{\sum} \left|\mathcal{M}\right|^2$ ist das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes des Subprozesses, bei dem über die Spins und Farben der einlaufenden Partonen gemittelt und über die

der Teilchen im Endzustand summiert wird.
Θ_c schränkt das Integral auf bestimmte Bereiche des Phasenraums ein (sogenannte Phasenraumschnitte oder Cuts).

Das Integral (5.1) kann nun nicht mehr analytisch berechnet werden, da zum einen die Partonverteilungsfunktionen nur numerisch bekannt sind, zum anderen muss eine d-dimensionale Phasenraumintegration durchgeführt werden mit $d = 3n - 4$ bei n Teilchen im Endzustand.
Zur numerischen Berechnung wird daher auf die Monte-Carlo-Integration (siehe z.B. [49]) zurückgegriffen. Dazu wird ein Hyperwürfel $[0, 1]^d$ verwendet und dieser dann auf den Phasenraum des zu berechnenden Integrals abgebildet. Das Integral wird an N zufällig gewählten Stellen ausgewertet. Bei dieser Methode fällt der Fehler wie $1/\sqrt{N}$ und ist unabhängig von der Dimensionalität des Problems.
Durch ein sogenanntes "Importance Sampling" kann der Fehler noch verringert werden. Das Importance Sampling entspricht einer Variablentransformation, so dass nicht mehr gleichverteilte Zufallszahlen zur Auswertung des Integrals verwendet werden. An Stellen, an denen große Beiträge zum Integral auftreten, werden mehr Zufallszahlen, d.h. Auswertungen generiert.

5.2. Das Programm VBFNLO

Vbfnlo ist ein in Fortran geschriebenes Programm zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten (ursprünglich nur für Vektorbosonfusion, VBF) auf nächstführender Ordnung QCD (next to leading order - NLO). Vbfnlo beruht auf einer abgewandelte Form des Vegas-Algorithmus [50], eines adaptiven Monte-Carlo-Algorithmus. Dies bedeutet, dass sich der Algorithmus selbstständig an das Problem anpasst. In Vegas wird dies durch ein Importance Sampling über mehrere Iterationen erreicht. In der ersten Iteration wird mit einer konstanten Wahrscheinlichkeitsverteilung begonnen und diese in jeder weiteren Iteration dem Verlauf des Integrals angepasst.
Im Phasenraumgenerator von Vbfnlo werden nun von Anfang an die Verteilungen der Variablen im Phasenraum berücksichtigt, so dass die Verteilung der Zufallszahlen möglichst flach ist. Ein Importance Sampling wird damit direkt implementiert. Daher muss der Phasenraumgenerator für jeden Prozess spezifisch erstellt werden.

Programmablauf

Im folgenden werden die verschiedenen Schritte beschrieben, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts in führender Ordnung (LO) notwendig sind. Die Datei `vbfnlo_main.F` ist die Hauptroutine, von der aus alle Teile der Simulation gesteuert werden.
Zuerst werden die Eingabeparameter eingelesen. Die wichtigsten befinden sich in der Datei `vbfnlo.dat`. Hier kann der gewünschte Prozess, die Anzahl der Iterationen und Phasenraumpunkte und einige andere Parameter, wie etwa die starke Kopplungskonstante α_s, angegeben werden. Außerdem wird hier die logische Variable `KK_MOD` festgelegt. Diese muss auf `true` gesetzt werden, um Berechnungen im higgslosen Kaluza-Klein-Modell durchzuführen. Außerdem können in der Datei `cuts.dat` die wichtigsten Phasenraumschnitte eingestellt werden.
Danach werden dem Prozess entsprechend der Zufallszahlengenerator, die Integrationsroutine, die Histogrammroutine (zum Generieren verschiedener Verteilungen)

und einige andere Parameter initialisiert (z.B. die Partonverteilungsfunktion).
Die eigentliche Berechnung wird dann in zwei geschachtelten Schleifen durchgeführt. Die erste Schleife zählt die Iterationen des adaptiven Monte-Carlo-Algorithmus, die zweite läuft über die Anzahl der Phasenraumpunkte. Die innere Schleife berechnet für jeden Phasenraumpunkt den Beitrag zum Wirkungsquerschnitt:

- Die Integrationsroutine liefert ein Array mit Zufallszahlen, deren Anzahl durch die Anzahl der Integrationsvariablen gegeben ist. Außerdem werden die Gewichte aus dem Importance Sampling mitgeliefert.
- Die `phasespace`-Routine berechnet aus den Zufallszahlen die Teilchenimpulse für den entsprechenden Prozess.
- Fällt der Phasenraumpunkt in einen Bereich, der durch die Phasenraumschnitte nicht erlaubt ist, wird er verworfen und der Rest der Schleife wird für diesen Phasenraumpunkt nicht mehr ausgeführt.
- Die Renormierungs- und Faktorisierungsskala des Phasenraumpunktes wird berechnet.
- In der `Amplitude`-Routine wird das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes berechnet und die Faltung mit der Partonverteilungsfunktion ausgeführt. Das Ergebnis wird mit dem Phasenraumfaktor (Jakobi-Faktor), der durch Variablentransformationen in der `phasespace`-Routine auftritt, multipliziert und an die Integrationsroutine übergeben.
- In der letzten Iteration werden die Ereignisse an die Histogramm-Routine weitergeleitet, in der man verschiedene Verteilungen zeichnen lassen kann.

Am Ende jeder Iteration summiert die Integrationsroutine über alle Phasenraumpunkte und gibt den Schätzwert des Ergebnis und den statistischen Fehler aus.

5.3. Implementierung der Standardmodellprozesse

Neue Vektorresonanzen können in drei Kanälen am LHC produziert werden: Vektorbosonfusion, Vektorbosonpaarproduktion und Drell-Yan-Produktion. Die Vektorbosonfusion wurde schon von Christoph Englert implementiert, auch mit zusätzlichen KK-Resonanzen [37]. Auch die W^+W^--Paarproduktion wurde schon von Vera Hankele implementiert, hier jedoch ohne zusätzliche Vektorresonanzen [51].
Daher mussten fünf neue Prozesse ($pp \to W^+/\,W^-/\,Z/\,W^+Z/\,W^-Z$) in VBFNLO eingebaut und getestet werden. Im Folgenden wird auf die Implementierung der Standardmodellprozesse eingegangen.
Die Bosonen im Endzustand zerfallen alle leptonisch. Die Massen der ein- und auslaufenden Fermionen können hier in guter Näherung vernachlässigt werden. Die Beiträge durch τ-Leptonen werden nicht betrachtet. Außerdem werden Interferenzeffekte, die durch gleiche Teilchen im Endzustand auftreten, vernachlässigt.

5.3.1. Drell-Yan-Produktion

Zur Drell-Yan-Produktion eines Z- bzw. W-Bosons trägt eine Summe aus s-Kanal-Diagrammen bei (Abbildung 5.1), bei denen, je nach Prozess, ein Photon und Z-Boson oder ein W-Boson ausgetauscht wird. Daher wurde die Amplitude mit Hilfe von MadGraph generiert. Eine andere Möglichkeit wäre es, mit leptonischen Tensoren zu arbeiten. Auf Grund der geringen Anzahl an Feynmangraphen, die zum Prozess beitragen, wurde jedoch die einfachere Methode gewählt. Analytisch würde das Ergebnis durch Bilden einer Spur berechnet werden. Für kompliziertere Prozesse, wie etwa die Vektorbosonfusion, ist dies jedoch rechenaufwändig, und daher wird die Berechnung mit Hilfe einzelner Helizitätsamplituden für jeden Phasenraumpunkt durchgeführt (mit Hilfe der Helas-Subroutinen). Diese liefern als Ergebnis für jeden Subprozess eine komplexe Zahl. Dadurch kann das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes und damit die Interferenzeffekte zwischen den einzelnen Subgraphen sehr viel leichter berechnet werden. Bei der Implementierung der Graphen mit zusätzlichen Vektorbosonen wird noch etwas genauer auf die Berechnung der Helizitätsamplituden eingegangen.

Der Phasenraum ist ein einfacher $2 \to 2$-Prozess, der auf Grundlage der Subroutine `lipstopdecay` von Manuel Bähr implementiert wurde [52]. Die ursprüngliche Routine wird zur Berechnung von Single-Top-Wirkungsquerschnitten verwendet. Sie musste noch leicht verändert werden, da hier alle auslaufenden Leptonen masselos sind und bei `lipstopdecay` ein schweres top-Quark im Endzustand auftritt. Außerdem wurde der Aufbau der Routine mit einigen Hilfsroutinen aus der Datei `ps_tools.F` etwas übersichtlicher gestaltet.

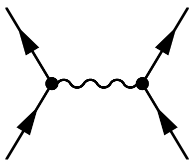


Abbildung 5.1.: Feynmangraph, der zur Drell-Yan-Produktion beiträgt. Das Boson ist entweder ein γ, Z oder $W^\pm$ und die Anfangs- und Endzustände ergeben sich entsprechend.

Die CKM-Matrix kann in guter Näherung als Einheitsmatrix angenommen werden, da die Fehler, die durch die Vernachlässigung der NLO- und NNLO-QCD-Beiträge noch größer sind. Für die einzelnen Prozesse treten die Subprozesse aus Tabelle 5.1 auf.

$\left.\begin{matrix} u\bar{u} \\ d\bar{d} \\ c\bar{c} \\ s\bar{s} \end{matrix}\right\} \to Z \to l^+l^-$	$\left.\begin{matrix} u\bar{d} \\ c\bar{s} \end{matrix}\right\} \to W^+ \to l^+\nu_l$	$\left.\begin{matrix} \bar{u}d \\ \bar{c}s \end{matrix}\right\} \to W^- \to l^-\bar{\nu}_l$

Tabelle 5.1.: Subprozesse zur Drell-Yan-Produktion schwacher Eichbosonen

Das erste Quark in Tabelle 5.1 ist aus dem ersten Proton, das zweite aus dem zweiten. Daher müssen auch noch die Terme berechnet werden, bei denen das erste Quark aus dem zweiten Proton und das zweite Quark aus dem ersten Proton stammt. Über alle diese Subprozesse wird, wie in Gleichung (5.1) ersichtlich, summiert und die Monte-Carlo-Integration durchgeführt. Bottom- und Top-Quarks im Anfangszustand haben nur einen kleinen Beitrag auf Grund der Partonverteilungsfunktion und werden daher vernachlässigt.
Außerdem kann bei der Z-Produktion auch ein Photon anstatt eines Z-Bosons ausgetauscht werden. Dieser Graph und die daraus resultierenden Interferenzeffekte müssen natürlich auch berücksichtigt werden.

Die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt wurden mit SHERPA [53, 54] verglichen:

- $pp \to Z \to l^+l^-$: $p_{T,l}^{min} = 30$ GeV$, m_{ll} > 50$ GeV, $R_{ll} > 0.2$

VBFNLO	580.718 ± 0.036 pb
SHERPA	580.634 ± 0.058 pb

- $pp \to W^- \to l^-\bar{\nu}_l$: $p_{T,l}^{min} = 20$ GeV

VBFNLO	3898.15 ± 0.23 pb
SHERPA	3897.68 ± 0.39 pb

- $pp \to W^+ \to l^+\nu_l$: $p_{T,l}^{min} = 20$ GeV

VBFNLO	5422.91 ± 0.47 pb
SHERPA	5422.50 ± 0.54 pb

m_{ll} ist die invariante Masse der beiden Leptonen im Endzustand, $p_{T,l}^{min}$ der minimale Transversalimpuls der geladenen Leptonen und $R_{ll} = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ die sogenannte R-Separation mit der Rapiditätsdifferenz zwischen den beiden geladenen Leptonen $\Delta\eta$ und der Differenz der Azimuthalwinkel $\Delta\Phi$. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der erlaubten Fehlertoleranzen überein.

5.3.2. Vektorboson-Paarproduktion

Zur Produktion eines WZ-Paares mit anschließendem leptonischen Zerfall tragen nun zehn unterschiedliche Subgraphen bei, da durch den $l\,\nu_l\,l^+l^-$-Endzustand neben der s-Kanal-Produktion eines W-Bosons mit anschließendem Zerfall in ein WZ-Paar noch andere Graphen der gleichen Ordnung in der Kopplungskonstante berücksichtig werden müssen (siehe Abbildung 5.2). So gibt es drei verschiedene Typen von Diagrammen:
Beim Typ I werden ein W- und ein Z-Boson bzw. Photon durch ein u-Kanal-Prozess erzeugt.
Beim Typ II wird ein W-Boson im s-Kanal erzeugt und zerfällt in ein W- und ein Z-Boson/Photon.
Beim Typ III wird ebenfalls ein W-Boson im s-Kanal erzeugt. Da aber die leptonischen Zerfälle mitbetrachtet werden, kann das W-Boson in ein Lepton-Antineutrino-Paar zerfallen. Eines dieser Teilchen kann dann ein Photon, W- oder Z-Boson abstrahlen, das wiederum leptonisch zerfällt.

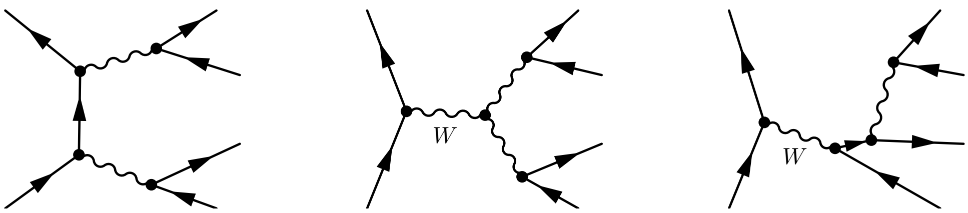


Abbildung 5.2.: Generische Darstellung der Feynmangraphen für die WZ-Produktion mit leptonischen Zerfällen. Die unterschiedlichen Diagramme werden im Text in Typ I, II und III unterteilt.

Der Phasenraum für diesen Prozess ist in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt und der Aufbau von Vera Hankeles `LIPSVVJ` wurde übernommen. Da die invarianten Massen der beiden Eichbosonen, q_1^2 und q_2^2, als neue Integrationsvariablen auftreten und diese Breit-Wigner-verteilt sind, wurde ein sogenanntes "tan-mapping" ausgeführt. Dies entspricht einer Variablentransformation, bei der sich die Resonanzstruktur des Integranden vollständig wegheben lässt. Der rote Kreis symbolisiert einen $2 \to 2$-Prozess, der mit Hilfe der `TwotoTwo`-Subroutine implementiert wurde. Darin werden aus vier Zufallszahlen die ein- und auslaufenden Impuls p_1, p_2 bzw. q_1, q_2 generiert, siehe [52]. Mit Hilfe der Subroutine `TwoBodyDecay0` wurde der Zerfall der beiden massiven Eichbosonen in masselose Fermionen implementiert (blauer und grüner Kreis).

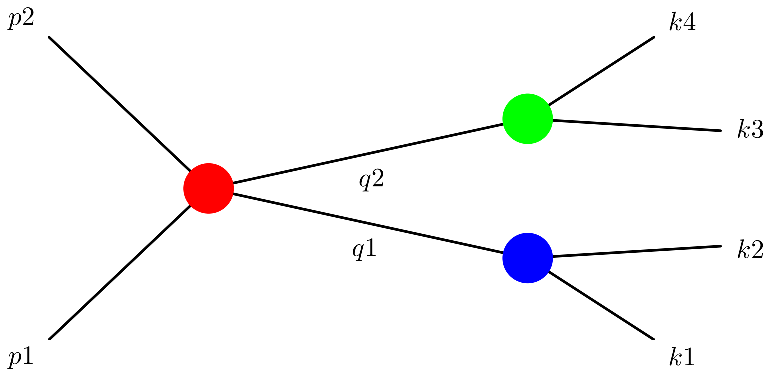


Abbildung 5.3.: Phasenraumgenerator für die Vektorboson-Paarproduktion

Da auch hier relativ wenige Subdiagramme beitragen und keine QCD-Korrekturen berechnet werden sollten, wurden die einzelnen Amplituden mit Hilfe von MadGraph generiert und in Vbfnlo eingebaut. Wie schon bei der Drell-Yan-Produktion wurde die CKM-Matrix wiederum als Einheitsmatrix genähert und es muss über alle möglichen Subprozesse summiert werden (verschiedene Quarks im Anfangszustand, siehe Tabelle 5.1).

Die Ergebnisse wurden wiederum mit Sherpa verglichen und stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein:

- $pp \to W^-Z \to e^-\bar{\nu}_e\mu^+\mu^-$: $p_{T,l}^{min} = 20$ GeV, $R_{ll} > 0.2$

Vbfnlo	(13.563 ± 0.003) fb
Sherpa	(13.568 ± 0.003) fb

- $pp \to W^+Z \to e^+\nu_e\mu^+\mu^-$: $p_{T,l}^{min} = 20$ GeV, $R_{ll} > 0.2$

Vbfnlo	(20.612 ± 0.001) fb
Sherpa	(20.611 ± 0.004) fb

5.4. Zusätzliche Vektorbosonen

Um nun Vorhersagen für das in Kapitel 4 vorgestellte Modell treffen zu können, mussten sämtliche Eigenschaften der neuen Teilchen und natürlich die zusätzlichen Diagramme für ihre Produktion implementiert werden.

5.4.1. Berechnung der Modellparameter

Wie schon erwähnt muss zur Berechnung im gekrümmten higgslosen Modell, das von Christoph Englert implementiert wurde [37], in der Datei `vbfnlo.dat` die logische Variable `KK_MOD` auf `true` gesetzt werden. Ist dies geschehen, ruft die Hauptdatei verschiedene Subroutinen aus `kk_coupl_inp.F` auf, die zur Berechnung der Kopplungen, Massen und Zerfallsbreiten benötigt werden. Zuerst werden aus der Datei `kk_input.dat` die wichtigsten Eingabeparameter für das Modell ausgelesen. Hier wurden, für die Berechnung der Kopplungen der zusätzlichen Vektorbosonen an Fermionen, einige Änderungen vorgenommen:

```
.true. ! gf_k, Should vbfnlo compute couplings to fermions? -> kk_coupl_inp
1e0   ! Xi_F=gfkv/gsmv
1e0   ! Xi_E: gwwz'=Xi_E gwwz'_max, gw'wz=Xi_E gw'wz_max
1     ! gwwz_case 1:gwwz=0.949*gwwz_SM, 2:gwwz=gwwz_SM, 3:gwwz=1.034*gwwz_SM
```

Ist die logische Variabel `gf_k` auf `.true.` gesetzt, wird die Berechnung in der Subroutine `calcfermioncouplings` gestartet. Die Variablen `Xi_F` und `Xi_E` sind die Modellparameter aus Gleichung (4.19) und (4.18), `gwwz_case` kann die Werte 1, 2 und 3 annehmen und steht für die drei unterschiedlichen Szenarien.
Sind alle Eingabeparameter eingelesen und übergeben, werden die Massen der zusätzlichen Anregungen $m_{Z_1} = m_{W_1} = 700$ GeV und $m_{Z_2} = m_{W_2} = 2.5\, m_{Z_1}$ gesetzt. Nun kann $g^{max}_{WWZ_1}$ und $g^{max}_{W_1WZ}$ berechnet werden. Da nun alle nötigen Eingangsparameter vorliegen, werden die Kopplungen der neuen Vektorbosonen an die Standardmodell-Eichbosonen berechnet und in einem `common`-Block gespeichert, damit sie in allen Programmteilen, die zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten benötigt werden, verfügbar sind. Dasselbe gilt für die Kopplungen der neuen Anregungen an Standardmodellfermionen. Dadurch kann die Kopplung der zweiten Anregung, wie schon in Kapitel 4.2 hergeleitet, bestimmt werden.
Bei den Kopplungen der neuen Anregungen an die schwachen Eichbosonen ist zu bemerken, dass die Kopplung von vier Vektorbosonen wie in Gleichung (4.7) und (4.9) definiert wurde, um die Summenregeln möglichst genau zu erfüllen.
Nun können die Zerfallsbreiten der neuen W- und Z-artigen Anregungen berechnet werden. Für den Zerfall in Vektorbosonen wurden diese schon in der Routine `widthkk` implementiert. Die Zerfallsbreite der neuen W'- und Z'-Bosonen in Fermionen wurde auf Grundlage der Gleichungen (4.24)-(4.27) berechnet.
Am Ende wird noch überprüft, ob die Wahl der Parameter durch die Einschränkungen der Vier-Fermion-Kontaktterme erlaubt sind (vgl. Kapitel 4.4). Außerdem werden die sieben Summenregeln, (4.7)-(4.10) und (4.11)-(4.13) überprüft und das Ergebnis in die Datei `kkcheck.dat` geschrieben. Zusätzlich werden noch die Kopplungen, Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse ausgegeben.

5.4.2. Zusätzliche Diagramme

Anhand der Drell-Yan-Produktion von Z'-Bosonen ($u\bar{u} \to e^+e^-$) wird nun etwas genauer auf die Funktionsweise von Helas und die Implementierung neuer Subprozesse eingegangen.
MadGraph generiert einen Fortran-Code, der als Ergebnis das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes liefert. Dieser Code basiert auf Helas-Subroutinen, mit denen sich die Helizitätsamplituden sehr einfach berechnen lassen.

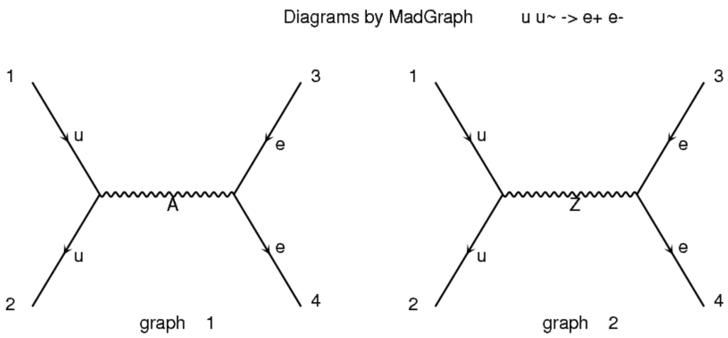


Abbildung 5.4.: Von MadGraph generierte Subdiagramme für den Prozess $u\bar{u} \to e^+e^-$.

Für die Berechnung des ersten Feynmangraphen in Abbildung 5.4 ist folgender Code nötig:

```
CALL JIOXXX(W(1,1 ),W(1,2 ),GAU ,ZERO ,ZERO ,W(1,5 ))
CALL IOVXXX(W(1,3 ),W(1,4 ),W(1,5 ),GAL, AMP(1 ))
```

`W(1,1 )-W(1,4 )` sind die Spinoren der ein- und auslaufenden Fermionen, wie sie in Abbildung 5.4 nummeriert sind. Sie wurden aus den Impulsen für die ein- und auslaufenden Teilchen berechnet, die vom Phasenraumgenerator generiert wurden. Mit der Helas-Subroutine `JIOXXX` wird nun der Strom

$$J^\mu = \bar{\Psi}\gamma^\mu \left(C_L \frac{1-\gamma_5}{2} + C_R \frac{1+\gamma_5}{2} \right) \Psi$$

aus den beiden Spinoren der einlaufenden u-Quarks berechnet (`GAU` bezeichnet die Kopplung zwischen einem Photon und zwei up-artigen Quarks). Die Kopplung ist ein zweikomponentiger Array aus komplexen Zahlen. Im ersten Eintrag steht der numerische Wert der linkshändigen Kopplung C_L, im zweiten der der rechtshändigen C_R. Dieser Strom wird mit dem Propagator $P_{\mu\nu}$ für das Photon (in der Feynman-Eichung) kontrahiert. `ZERO ,ZERO` steht für die Masse und Zerfallsbreite des ausgetauschten Teilchens. Das Ergebnis dieser Berechnung, $J'^\nu = J^\mu P^\nu_\mu$, wird in `W(1,5)` gespeichert.
Die Routine `IOVXXX` führt die volle Kontraktion von J'^ν mit den auslaufenden Spinoren Ψ', $\bar{\Psi}'$ und der übrigen γ-Matrix aus:

$$J'^\nu \bar{\Psi}' \gamma_\nu \left(C'_L \frac{1-\gamma_5}{2} + C'_R \frac{1+\gamma_5}{2} \right) \Psi'.$$

C'_L und C'_R sind die links- und rechtshändigen Kopplungen zwischen dem Photon und den beiden geladenen Leptonen im Endzustand (`GAL`).
Das Ergebnis dieser Rechnung ist die Helizitätsamplitude für den ersten Subprozess, `AMP(1 )`.

Für das zweite Diagramm mit dem s-Kanal Z-Austausch passiert genau dasselbe. Jedoch wird im Propagator für massive Eichbosonen die unitären Eichung und das komplexe Massenschema $m^2 \to m^2 - i\Gamma m$ verwendet. Der `JIOXXX`-Routine werden dafür die Z-Masse (`ZMASS`) und -Zerfallsbreite (`ZWIDTH`) übergeben.

```
CALL JIOXXX(W(1,1 ),W(1,2 ),GZU ,ZMASS ,ZWIDTH ,W(1,6 ))
CALL IOVXXX(W(1,3 ),W(1,4 ),W(1,6 ),GZL, AMP(2 ))
```

Für das Übergangsmatrixelementes kann dann über die beteiligten Amplituden summiert werden. Das Ergebnis ist eine komplexe Zahl, deren Betragsquadrat sich einfach bilden lässt.

Möchte man zusätzliche Vektorbosonen in die Berechnung miteinschließen, muss man nur zusätzliche Amplituden berechnen und die Summation über alle Graphen durchführen. Der Code ist derselbe wie oben, jedoch müssen die neuen Massen und Kopplungen als Parameter für die jeweiligen Subroutinen übergeben werden. Für das obige Beispiel ergeben sich, bei zwei neuen Z-artigen Anregung, folgende zusätzlichen Amplituden:

```
CALL JIOXXX(W(1,1 ),W(1,2 ),GZU_k, Z1MASS_k(1), Z1WIDTH_k(1), W(1,7 ))
CALL IOVXXX(W(1,3 ),W(1,4 ),W(1,7 ),GZL_k, AMP(3 ))

CALL JIOXXX(W(1,1 ),W(1,2 ),GZ2U_k, Z1MASS_k(2), Z1WIDTH_k(2), W(1,8 ))
CALL IOVXXX(W(1,3 ),W(1,4 ),W(1,8 ),GZ2L_k, AMP(4 ))
```

Summiert man nun über alle vier Amplituden sind auch die Interferenzeffekte der neuen Subprozesse mit der Standardmodell-Z-Produktion mit berücksichtigt.

Für die Prozesse $pp \to W^{\pm}$ und $pp \to W^{\pm}Z$ konnten die zusätzlichen Graphen ebenfalls auf diese Weise implementiert werden. Der Prozess $pp \to W^{\pm}W^{\mp}$ wurde mit Hilfe sogenannter leptonischer Tensoren implementiert. Daher weicht die Implementierung neuer Subdiagramme etwas von dem hier beschriebenen Vorgehen ab, es entspricht jedoch dem in [37] geschilderten.
Für die Vektorboson-Paarproduktion wurden die neuen Vektorbosonen nur im resonanten s-Kanal-Diagramm implementiert (Typ II aus Abbildung 5.2), da die anderen Diagramme vernachlässigt werden können. Dies wurde für den Prozess $pp \to WW$ getestet, die nichtresonanten Diagramme haben einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt.

KAPITEL 6

ANALYSE

Der LHC in Genf verfügt über genügend Schwerpunktsenergie, um den Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung zu ergründen. Sollten dabei zusätzliche Vektorresonanzen eine Rolle spielen, so kommen, in Abhängigkeit der Kopplungen an Standardmodell-Teilchen, verschiedene Produktionskanäle in Frage. In diesem Kapitel werden mit Hilfe von VBFNLO die drei möglichen Kanäle auf ihre Sensitivität in Abhängigkeit der Kopplungen an Fermionen und elektroschwache Eichbosonen untersucht. Dabei wird zuerst ein kleiner Überblick über die verwendeten Methoden gegeben und danach die Analyse für eine Masse der zusätzlichen Vektorresonanz von 700 GeV für verschiedene Schwerpunktsenergien (7 TeV und 14 TeV) und integrierte Luminositäten (5 fb^{-1} und 300 fb^{-1}) durchgeführt. Im Anschluss wird für den Drell-Yan- und Vektorboson-Paarproduktions-Kanal die Detektierbarkeit in Abhängigkeit der Z'/W'-Masse diskutiert. Dafür werden die Signifikanzniveaus in jedem Kanal für $m_{W'/Z'} = 500$ GeV, $m_{W'/Z'} = 700$ GeV und $m_{W'/Z'} = 900$ GeV verglichen.

6.1. Allgemeines Vorgehen

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zusätzliche W- und Z-artige Vektorresonanzen mit flexiblen Kopplungen an die Standardmodell-Teilchen in den drei möglichen Produktionskanälen implementiert: W- bzw. Z-Drell-Yan-Produktion, WW- bzw. WZ-Vektorboson-Paarproduktion und $WZjj$- bzw. $WWjj$-Vektorbosonfusion. Bei allen Prozessen wurden die vollen leptonischen Zerfälle berücksichtigt.
Eine Studie der $WWjj$-Vektorbosonfusion wird hier nicht durchgeführt, da bei diesem Prozess sehr große Untergründe durch $t\bar{t}$-Ereignisse mit keinem, einem oder zwei zusätzlichen Jets auftreten und die Sensitivität des Prozesses sehr stark verringern. Bei der $WZjj$-Vektorbosonfusion auftretende QCD-Untergründe, die von höherer Ordnung in der starken Kopplungskonstante α_s sind, aber gleiche Endzustände haben, wurden mit Hilfe des von Matthias Kerner implementierten Codes simuliert [55].

In VBFNLO werden die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse berechnet indem der Zerfall in eine bestimmte Leptonkonfiguration betrachtet wird. Interferenzeffekte durch identische Teilchen im Endzustand werden nicht berücksichtigt.

Für den LHC sind Zerfälle in Elektronen und Myonen sehr interessant, da diese als Endzustände im Detektor gemessen werden können und es daher, im Gegensatz zu hadronischen Zerfällen, ein klares Detektorsignal gibt. Die Berechnung der einzelnen Wirkungsquerschnitte und Verteilungen in diesem Kapitel wurden für einen Zerfall in die erste Leptonfamilie durchgeführt. Um das Ergebnis für die ersten beiden Leptonfamilien zu erhalten, müssen die Ergebnisse mit einem entsprechenden Faktor multipliziert werden.
Für die beiden Drell-Yan-Prozesse können zwei verschiedene Endkonfigurationen detektiert werden, für die WW-, WZ- und $WZjj$-Produktion sind es vier verschiedene Endzustände. Für die totalen Wirkungsquerschnitte und die daraus berechneten Signifikanzniveaus wurden diese Faktoren bereits berücksichtigt. Bei differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde nur der Zerfall in eine bestimmte Endkonfiguration betrachtet.

Die Berechnungen wurden für einen Proton-Proton-Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV bzw. 14 TeV durchgeführt. Die verwendeten elektroschwachen Parameter sind in Anhang D aufgelistet. Der Fehler bei der Monte-Carlo-Integration war für alle Prozesse und Parameter kleiner als 0.5%.

Bei den betrachteten Prozessen soll durch Phasenraumschnitte ein möglichst großer Teil des Wirkungsquerschnittes erhalten bleiben, Untergründe, auf die später eingegangen wird, sollen gering gehalten werden. Für die verschiedenen Prozesse wurde versucht, die Phasenraumschnitte zu optimieren. Einige Standard-Phasenraumschnitte sind jedoch für alle Prozesse, wenn nicht anders vermerkt, gleich.
Eine maximale Leptonrapidität

$$|y_l| \leq 2.5 \tag{6.1}$$

muss gefordert werden um der Detektorgeometrie zu genügen. Um Singularitäten durch den Zerfall virtueller Photonen in ein Leptonpaar ($\gamma* \to l^+l^-$) zu vermeiden, muss für die invariante Masse eines beliebigen l^+l^--Paares

$$m_{l^+l^-} \geq 15 \text{ GeV} \tag{6.2}$$

gelten. Fordert man, dass der Transversalimpuls eines Leptons

$$p_l^T \geq 20 \text{ GeV} \tag{6.3}$$

ist, erhält man ein klares Detektorsignal.

Kontrolle der Ergebnisse

Um zu überprüfen, ob die Implementierung der Diagramme mit zusätzlichen Vektorresonanzen richtig ist, kann man, ausgehend von der relativistischen Breit-Wigner-Formel [41],

$$\hat{\sigma} = \frac{12\pi}{M^2}\Gamma_i\Gamma_f\frac{\hat{s}}{(\hat{s}-M^2)^2+\Gamma_{tot}^2\hat{s}^2/M^2}, \tag{6.4}$$

auf den zu erwartenden Wirkungsquerschnitt der Resonanz, ohne mögliche Interferenzeffekte, schließen. M ist die Masse der betrachteten Resonanz, $\hat{s}$ die zugängliche Schwerpunktsenergie, Γ_{tot} die totale Zerfallsbreite und Γ_i und Γ_f die partiellen Zerfallsbreiten der Resonanz in die ein- bzw. auslaufenden Teilchen. Für eine W'-Resonanz in der Vektorboson-Paarproduktion wäre Γ_i die Zerfallsbreite in zwei verschiedene Quarks und Γ_f die Zerfallsbreite in ein W- und Z-Boson.

Bei $\hat{s} = M^2$, also in der Spitze der Verteilung, erhält man den maximalen Wirkungsquerschnitt

$$\hat{\sigma}_{max} = \frac{12\pi}{M^2} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}^2}. \tag{6.5}$$

Um nun eine Abschätzung für den gesamten Wirkungsquerschnitt auf Grund der zusätzlichen Vektorresonanz zu erhalten, kann man diesen Maximalwert mit der Breite der Verteilung, also der totalen Zerfallsbreite der Resonanz, multiplizieren und erhält

$$\frac{12\pi}{M^2} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}} \propto \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}}. \tag{6.6}$$

Normiert man diesen Wert auf die Zerfallsbreiten und den Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten Referenz-Parameterpunkt, so erhält man eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für alle erlaubten Werte:

$$\sigma_{norm} = \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}} \left. \frac{\Gamma_{tot}}{\Gamma_i \Gamma_f} \right|_{ref} \sigma|_{ref} \,. \tag{6.7}$$

Dieser Test wurde mit $\sigma|_{ref} = \sigma\left(\xi_E = 0.5, \xi_F = 0.5\right)$ für alle betrachteten Produktionskanäle durchgeführt. Die Ergebnisse werden in den folgenden Kapiteln aufgeführt.

Observablen

In einem Teilchendetektor können nur geladene Leptonen mit genügend langer Lebensdauer, Photonen und stabile Hadronen gemessen werden. Neutrinos und andere mögliche neutrale, schwach wechselwirkende Teilchen lassen sich nicht detektieren. Auf sie lassen sich nur Rückschlüsse ziehen, indem man alle an einem Ereignis beteiligten Transversalimpulse aufaddiert. Ergibt sich dabei ein von null verschiedener Wert, gibt es also fehlenden Transversalimpuls, so waren, da Impulserhaltung gilt und es im Anfangszustand keine Transversalkomponente des Impulses gab, ein oder mehrere nicht detektierte Teilchen an dem Ereignis beteiligt.

Dies macht es jedoch schwierig, Resonanzen in Produktionskanälen zu messen, bei denen Neutrinos im Endzustand vorkommen. Für $pp \to Z' \to l^+ l^-$ lässt sich die Masse und Zerfallsbreite der Resonanz aus der invarianten Masse der beiden geladenen Leptonen im Endzustand bestimmen. Für $pp \to Z' \to WW \to l^+ \nu \, l^- \bar{\nu}$ ist dies jedoch nicht möglich.
Deshalb wird für Endzuständen mit Neutrinos die sogenannte transversale Masse m_T als Observable verwendet. Die entsprechenden Definitionen für die einzelnen Prozesse werden später angegeben.

Um ein realistischeres Ergebnis zu erhalten, wurde die endliche Detektorauflösung, wie in Anhang C beschrieben, berücksichtigt.

Signifikanz

Um zu untersuchen, ob eine noch nicht entdeckte Resonanz am LHC gefunden werden kann, muss der Begriff der (statistischen) Signifikanz eingeführt werden. Signifikanz bedeutet üblicherweise die Anzahl der Standardabweichungen σ, die ein gemessenes Signal über dem erwarteten Untergrund liegt. 5σ entsprechen einer Entdeckung. Bei einer zugrundeliegenden Gaußschen Verteilung bedeutet dies, dass die

Wahrscheinlichkeit, dass das vermeintliche Signal durch Fluktuationen des Untergrundes hervorgerufen wird, bei 2.9×10^{-7} liegt [56].
Es gibt sehr viele, unterschiedliche Definitionen für die Signifikanz, abhängig von der zugrundeliegenden Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse. Die jeweils verwendete Definition wird bei den entsprechenden Produktionskanälen angegeben.

Die Anzahl der Signal- bzw. Untergrundereignisse erhält man, indem man den differentiellen Wirkungsquerschnitt (in Abhängigkeit der betrachteten Observable x) innerhalb bestimmter Grenzen integriert und mit der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L}\, dt$ multipliziert

$$S_{S/B} = \underbrace{\int_{x_1}^{x_2} dx \ \frac{d\sigma}{dx}}_{\sigma_{S/B}} \int \mathcal{L}\, dt. \tag{6.8}$$

Der Wirkungsquerschnitt für das Signal σ_S wurde als

$$\sigma_S = \sigma_{KK} - \sigma_{SM,00} \tag{6.9}$$

definiert (die Anzahl der möglichen Endzustände ist schon berücksichtigt). σ_{KK} bezeichnet den Wirkungsquerschnitt mit den neuen Vektorresonanzen, $\sigma_{SM,00}$ ist der entsprechende Wirkungsquerschnitt für das Standardmodell mit einer möglichen anomalen WWZ-Kopplung (entsprechend den drei möglichen Szenarien).

Der Wirkungsquerschnitt für die möglichen Untergründe ergibt sich analog:

$$\sigma_B = \sigma_{SM,00} + \sigma_{B,00}. \tag{6.10}$$

$\sigma_{B,00}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt möglicher Untergrundprozessen mit gleicher Leptonkonfiguration im Endzustand wie der Signalprozess mit einer angepassten g_{WWZ}-Kopplung. $\sigma_{B,00}$ und $\sigma_{SM,00}$ wurden mit dem hier vorgestellten modellunabhängigen Ansatz für $\xi_E = 0$ und $\xi_F = 0$ berechnet.

Im Folgenden wird untersucht, welches der beste Kanal für die Suche nach schweren Vektorresonanzen am LHC ist. Dafür wird zuerst auf die Suche nach einer W'-Resonanz mit $m_{W'} = 700$ GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und 14 TeV eingegangen. Danach wird die Signifikanz für eine Z'-Resonanz mit derselben Masse in den unterschiedlichen Produktionskanälen berechnet.

6.2. Untersuchung der W'-Resonanz

In diesem Abschnitt werden die möglichen Produktionskanäle für eine W-artige Resonanz untersucht. Da dabei ein Neutrino im Endzustand auftritt, wird als Observable die transversale Masse m_T gewählt. Um zu garantieren, dass der fehlende Transversalimpuls durch das Neutrino hervorgerufen wird, wurde für alle drei Kanäle zusätzlich zu den Standard-Phasenraumschnitten gefordert, dass der fehlende Transversalimpuls größer als ein minimaler Wert,

$$\not{p}_T \geq 30 \text{ GeV}, \tag{6.11}$$

ist.

6.2.1. 7 TeV Schwerpunktsenergie

Die Ergebnisse für diesen Abschnitt wurden für eine Schwerpunktsenergie des Proton-Proton-Systems von 7 TeV berechnet. Der LHC sammelte 2010 Daten bei dieser Schwerpunktsenergie. Die Entscheidung, ob er bei 7 TeV oder 8 TeV weiter betrieben wird, fällt erst Ende Februar 2011. Für die integrierte Luminosität wurde 5 fb^{-1} gewählt, was etwa einer Laufzeit bis Ende 2012 entspricht.

Die transversale Masse kann nur mit etwa 10% Genauigkeit aufgelöst werden [57]. Für die Analyse wurde der von VBFNLO berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt über die transversale Masse aufgetragen. Die Binbreite ist dabei 5 GeV, was die experimentelle Auflösung bei weitem überschreitet. Für die Berechnung der Signifikanz wurde deshalb mit Hilfe eines sogenannten χ^2-Tests der beste Integrationsbereich in Gleichung (6.8) für die verschiedenen Szenarien und Produktionskanäle gesucht. Der gesamte Integrationsbereich wurde dabei unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung auf 80 GeV festgelegt. Das genaue Vorgehen wird nun anhand der einzelnen Produktionskanäle erläutert.

6.2.1.1. Signifikanz-Analyse des Drell-Yan-Kanals

Der Drell-Yan-Kanal eignet sich gut zur Untersuchung zusätzlicher W'-Resonanzen, wenn diese eine nicht vernachlässigbare Kopplung an Standardmodell-Fermionen haben. Durch den hohen Wirkungsquerschnitt reichen geringe integrierte Luminositäten aus, um bereits bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV einen großen Teil des Parameterraumes auszuschließen oder eine neue W'-Anregung zu entdecken.

In Abbildung 6.1 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für $pp \to e^+\nu_e$ in Abhängigkeit der invarianten und der transversalen Masse für Szenario 2 und einige Parameterpunkte zu sehen. Die transversale Masse ist

$$m_T^2(W) = 2\,|\vec{p_T}|\,\left|\vec{\not{p}}_T\right|(1-\cos\phi_{12}), \tag{6.12}$$

wobei $\vec{p_T}$ der transversale Dreierimpuls des geladenen Leptons (Elektrons) und $\vec{\not{p}}_T$ der fehlende Transversalimpuls ist. ϕ_{12} ist der Winkel zwischen Neutrino und geladenem Lepton.

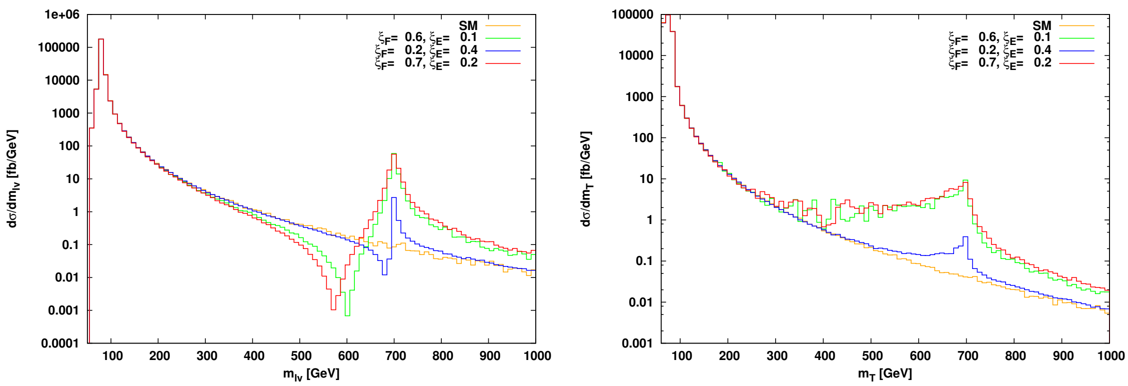


Abbildung 6.1.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to e^+\nu_e$, in Abhängigkeit der invarianten Masse des Elektrons und des Neutrinos (links) und der transversalen Masse (rechts) für Szenario 2 und $\sqrt{s} = 7$ TeV. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

Eine Rekonstruktion der invarianten Masse des Neutrinos und des geladenen Leptons ist nicht möglich. Eine Bestimmung der Masse und Zerfallsbreite direkt aus den Daten, indem man den differentiellen Wirkungsquerschnitt über die invariante Masse des Lepton-Neutrino-Systems aufträgt, ist somit nicht durchführbar und daher sind auch die großen destruktiven Interferenzeffekte zwischen dem Standardmodell und dem Beitrag der zusätzlichen Vektorresonanz nicht zu erkennen.
Daher muss hier die transversale Masse als Observable verwendet werden. Dies hat zur Folge, dass zum einen die gesamte Verteilung auf einen größeren Bereich verschmiert wird, zum anderen sind Masse und Zerfallsbreite der Resonanz nicht mehr einfach zu bestimmen.

Um zu untersuchen, ob eine mögliche neue Vektorresonanz in diesem Kanal entdeckt werden kann, wird in einem noch festzulegenden Bereich über den differentiellen Wirkungsquerschnitt integriert und berechnet, wieviele Signal- und Untergrundereignisse mit einer gewissen transversalen Energie gemessen werden können. Daraus lässt sich die Signifikanz für jeden einzelnen Parameterpunkt bestimmen.

Aufgrund der endlichen Detektorauflösung wurde der Integrationsbereich auf 80 GeV festgelegt. Um nun möglichst viele Signal (S)- und möglichst wenig Untergrundereignisse (B) zu erhalten, muss die Lage des Integrationsbereichs optimiert werden. VBFNLO liefert den differentiellen Wirkungsquerschnitt in einem Histogramm. Die Binbreite wurde auf 5 GeV gesetzt. Um nun den optimalen Integrationsbereich des differentiellen Wirkungsquerschnitts festzulegen, wurde für jedes Szenario und für alle berechneten Parameterpunkte in jedem Bin ein χ^2-Test durchgeführt. Dabei wurde

$$\chi^2 = \frac{\left(\sigma_{KK} - \sigma_{SM,00}\right)^2}{\sigma_{SM,00}} \cdot \int \mathcal{L} dt = \frac{S^2}{B} \tag{6.13}$$

verwendet. Ist $\chi^2 \geq 25$ bedeutet dies, dass das Signal mit einer Signifikanz $S_{\chi^2} \geq 5$ nicht durch Untergrundfluktuationen zustande kommt, dass man Signal und Untergrund also voneinander trennen kann. Der χ^2-Test wurde für alle drei Szenarien durchgeführt und lieferte als Bereich für die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes über die transversale Masse 635 GeV $\leq m_T \leq$ 715 GeV.

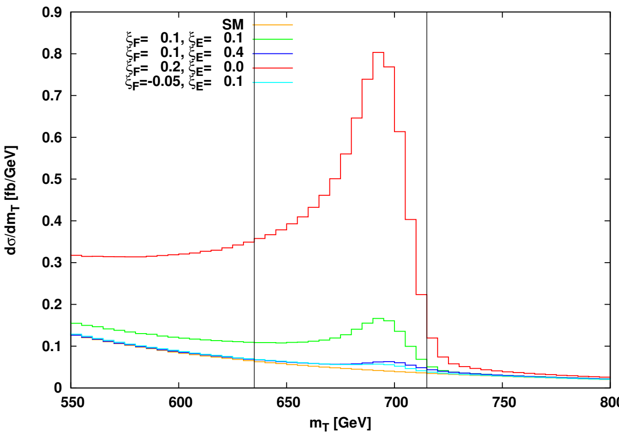


Abbildung 6.2: Optimaler Integrationsbereich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt von $pp \to e^+\nu_e$ über die transversale Masse, Szenario 2, mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV.

In Abbildung 6.2 ist der optimale Integrationsbereich für Szenario 2 eingezeichnet. Zu beachten ist, dass der gezeichnete differentielle Wirkungsquerschnitt für die verschiedenen Parameter auch die Interferenzeffekte mit dem Standardmodell berücksichtigt. Das bedeutet, dass der Wirkungsquerschnitt des Signals die Fläche zwischen der Standardmodell- und der Resonanz-Verteilung (KK-Verteilung) ist.

Wie schon in Kapitel 6.1 erwähnt, kann mit Hilfe der partiellen Zerfallsbreiten getestet werden, ob die berechnete Anzahl der Signalereignisse mit der Erwartung übereinstimmt (siehe Gleichung (6.7)). Dafür wurden die Signalereignisse wie in Gleichung (6.9) berechnet. In Abbildung 6.3 sind die erwarteten (links) und die berechneten (rechts) Signalereignisse in Abhängigkeit der beiden Parameter ξ_E und ξ_F aufgetragen. Die Abbildungen beziehen sich auf den Prozess $pp \to W^+ \to l^+\nu$ mit einem Zerfall in die erste Leptonfamilien. Die Schwerpunktsenergie zur Berechnung des Referenzwirkungsquerschnittes ist 7 TeV, für die integrierte Luminosität wurde 1 fb^{-1} gewählt. Die transversale Masse liegt im optimalen Bereich, 635 GeV $\leq m_T \leq$ 715 GeV. Zum Vergleich werden in diesem Energiebereich etwa zwei Untergrundereignisse aufgrund der Standardmodell-W^+-Produktion erwartet. Für zwei Leptonfamilien und 5 fb^{-1} müssen die Signalereignisse aus Abbildung 6.3 mit einem Faktor 10 multipliziert werden.

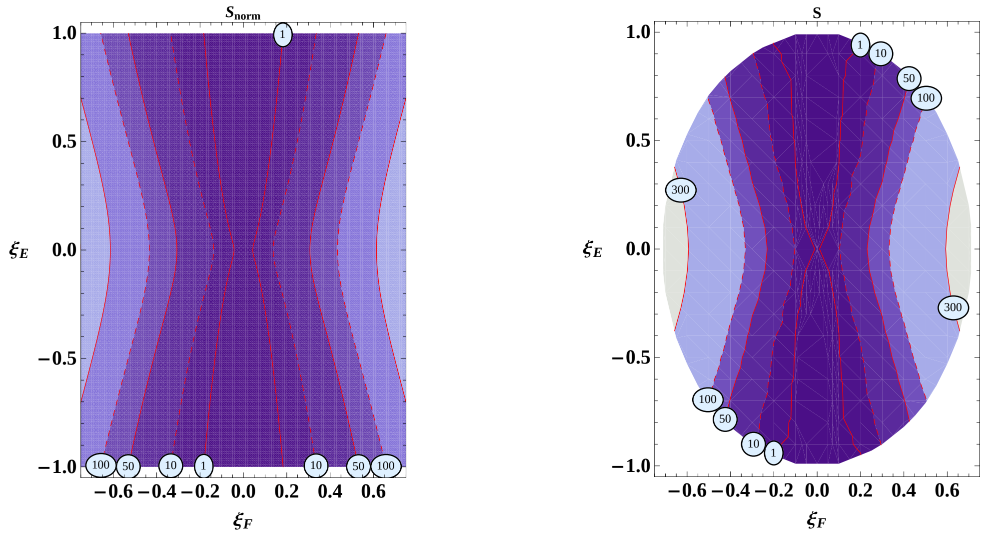


Abbildung 6.3.: Anzahl der erwarteten (links) und mit VBFNLO berechneten Signalereignisse (rechts) für $pp \to e^+\nu$ für 7 TeV und 1 fb^{-1} mit 635 GeV $\leq m_T \leq$ 715 GeV für Szenario 2.

Die obige Verteilung ist völlig symmetrisch in ξ_E und ξ_F. Dies lässt sich verstehen, indem man das quadrierte Matrixelement für den Prozess,

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{KK} + \mathcal{M}_{SM}|^2 = |\mathcal{M}_{KK}|^2 + |\mathcal{M}_{SM}|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,(\mathcal{M}^*_{KK}\mathcal{M}_{SM})\,, \qquad (6.14)$$

betrachtet. $|\mathcal{M}_{SM}|^2$ ist das quadrierte Matrixelement, das auch im Standardmodell auftritt, $|\mathcal{M}_{KK}|^2$ ist das quadrierte resonante s-Kanal-Diagramm, das durch die zusätzliche Vektorresonanz in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts auftaucht und, mit der Phasenraumintegration, σ_{norm} aus Gleichung (6.7) entspricht. Da Γ_i und Γ_f für die Drell-Yan-Produktion die Zerfallsbreite in Leptonen beziehungsweise Quarks ist, ist

$$\sigma_{norm} \propto \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}} \propto \frac{\xi_F^2\,\xi_F^2}{c_1\xi_F^2 + c_2\xi_E^2} \qquad (6.15)$$

mit Konstanten c_1 und c_2.
Einzig der Interferenzterm $\mathrm{Re}\,(\mathcal{M}^*_{KK}\mathcal{M}_{SM})$ könnte also lineare Terme in ξ_E und ξ_F enthalten. Die Amplitude für den Standardmodellprozess ist nicht von den Parametern ξ_E und ξ_F abhängig, nur in der KK-Amplitude tritt die Kopplung des W'

an Leptonen und Quarks auf. Da diese jedoch mit dem selben Faktor ξ_F skalieren, kommt hier auch nur ein quadratischer Parameter vor und die Interferenzeffekte sind für gleiche $|\xi_F|$ die selben. Daher ist die Verteilung symmetrisch in beiden Parametern.

Wie in Abbildung 6.3 aus der Übereinstimmung von den mit VBFNLO berechneten und den abgeschätzen Signalereignissen (vgl. Gleichung (6.7)) ersichtlich ist, lässt sich die Verteilung der Signalereignisse alleine mit $|\mathcal{M}_{KK}|^2$ erklären, der Interferenzterm spielt keine Rolle. Daher sollte, wenn die Signifikanz berechnet wird, auch hier keine Asymmetrie in den Parametern auftreten.

Die Verzweigungsverhältnisse des W' in Standardmodell-Fermionen und elektroschwache Eichbosonen haben einen sehr großen Einfluss auf die Anzahl der Signalereignisse. Je größer $|\xi_E|$ wird, desto kleiner wird das Verzweigungsverhältnis in Fermionen und desto weniger W'-Bosonen können erzeugt werden.

Da hier nur ein Bin betrachtet wird, wird eine sogenannte Zählmethode zur Bestimmung der Signifikanz verwendet. Dafür werden die Signal- und Untergrundereignisse, S und B, in einer bestimmeten Signalregion gezählt und daraus die Signifikanz bestimmt. Für kleine Ereigniszahlen wird dabei eine Poissonverteilung der Ereignisse angenommen. Dies führt auf die Definition

$$S_{cL} = \sqrt{2\left((S+B)\ln\left(1+\frac{S}{B}\right)-S\right)} \tag{6.16}$$

für die Signifikanz. Diese Definition wurde für alle Ergebnisse in diesem Abschnitt verwendet. Im Gaußlimit, also für große Ereigniszahlen S und B, geht Gleichung (6.16) in die oft verwendete Definition

$$S_{c1} = \frac{S}{\sqrt{B}} \tag{6.17}$$

über [56].

In Abbildung 6.4 sind die verschiedenen Signifikanzniveaus für die drei unterschiedlichen Szenarien in den jeweils erlaubten Parameterbereichen aufgetragen.

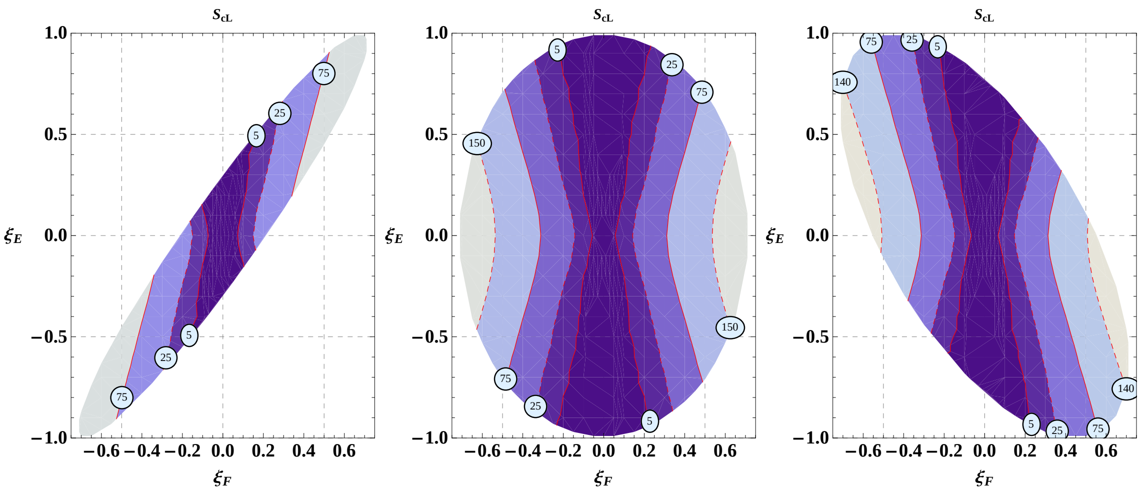


Abbildung 6.4.: Signifikanz der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) für $pp \to l\nu$ mit Zerfall in die ersten beiden Leptonfamilien, $\sqrt{s} = 7$ TeV und einer integrierten Luminosität von 5 fb^{-1}.

Für die Abbildung wurden die Ergebnisse für $pp \to l^+\nu$ und $pp \to l^-\bar{\nu}$ kombiniert, indem die Signal- und Untergrundereignisse für beide Kanäle addiert und danach die Signifikanz nach Gleichung (6.16) berechnet wurde. Die Begrenzungen der drei unterschiedlichen Szenarien folgen aus den Einschränkungen des Parameterraums, die sich aus den experimentellen Daten für die Vier-Fermion-Wechselwirkung ergeben, siehe Kapitel 4.4.
Die Zahlen an den Berandungen der einzelnen Flächen beziehen sich auf die jeweils dunklere Fläche: Alle Punkte in der dunkelsten Fläche in der Mitte, die durch die rote 5σ-Kurve begrenzt sind, haben eine Signifikanz $S_{cL} \leq 5$ und in diesem Bereich kann das W' somit nicht nachgewiesen werden.

Für alle Szenarien ergibt sich in etwa dasselbe Ergebnis: schon bei 7 TeV und 5 fb^{-1} können Kopplungen von W'-Resonanzen mit $m_{W'} \approx 700$ GeV an Standardmodell-Fermionen ausgeschlossen werden, wenn die Kopplung 20% der Standardmodell-$Wf\bar{f}'$-Kopplung beträgt, unabhängig davon, wie groß die Kopplung der neuen Resonanz an die elektroschwachen Eichbosonen ist. Für vernachlässigbar kleine Kopplungen des W'-Bosons an ein WZ-Paar können Resonanzen gemessen werden, deren Kopplung an Fermionen um einen Faktor 10 im Vergleich zur $Wf\bar{f}'$-Kopplung unterdrückt sind.

6.2.1.2. Signifikanz-Analyse der Vektorboson-Paarproduktion

In der Vektorboson-Paarproduktion $pp \to WZ \to l\nu\, l^+l^-$ kommen bei der Berechnung des Matrixelementes für den Austausch einer resonanten W'-Anregung im s-Kanal die Kopplungen an Standardmodell-Fermionen und -Eichbosonen vor. Daher sollte dieser Prozess auch für große $|\xi_E|$ eine hohe Signifikanz bei kleinen $W'f\bar{f}'$-Kopplungen liefern.

Da auch hier ein Neutrino im Endzustand auftritt, wird die transversale Masse als Observable verwendet. Diese ist für drei geladene Leptonen und ein Neutrino durch

$$m_T^2(WZ) = \left(\sqrt{m_{lll}^2 + \vec{p}_{T,lll}} + \left|\not{p}_T\right|^2\right)^2 - \left(\vec{p}_{T,lll} + \vec{\not{p}}_T\right)^2 \qquad (6.18)$$

definiert. m_{lll} ist die invariante Masse der drei geladenen Leptonen, $\vec{p}_{T,lll}$ deren Transversalimpuls und $\vec{\not{p}}_T$ der (fehlende) Transversalimpuls des Neutrinos.

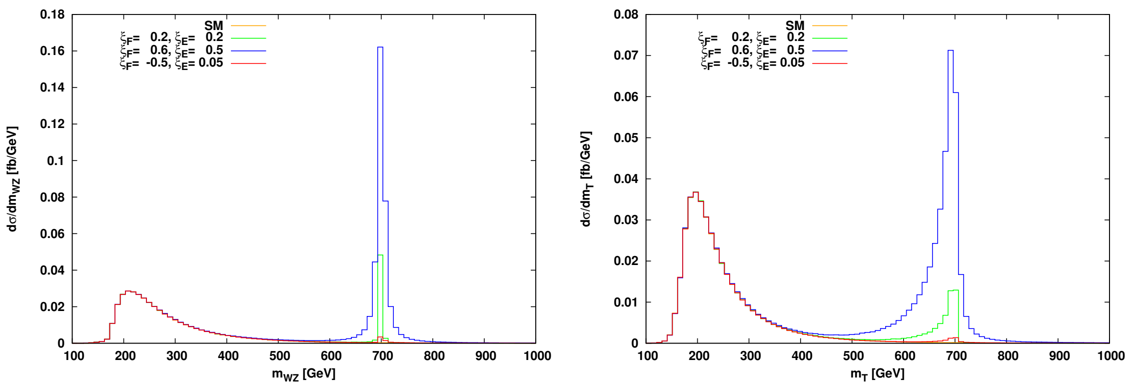


Abbildung 6.5.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to W^+Z \to e^+\nu_e e^+e^-$ in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen (links) und der transversalen Masse (rechts) mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV, Szenario 2. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

In Abbildung 6.5 ist der differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to W^+Z \to e^+\nu_e e^+e^-$ in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen und der transversalen Masse aufgetragen.

Um die Signifikanz der einzelnen Parameterpunkte zu bestimmen wurde wie bei der Drell-Yan-Produktion im vorherigen Abschnitt vorgegangen. Für jedes Bin wurde ein χ^2-Test durchgeführt, um den optimalen Integrationsbereich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu finden (vgl. Gleichung (6.13)), wiederum für alle berechneten Parameter in allen drei Szenarien. Der optimale Bereich liegt zwischen 630 GeV $\leq m_T \leq$ 710 GeV, wobei wieder von einer Auflösung der transversalen Masse von 80 GeV in diesem Bereich ausgegangen wurde.

In Abbildung 6.6 ist dieser Bereich mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der transversalen Masse für Szenario 2 mit einigen Kombinationen von ξ_E und ξ_F zu sehen. Der Wirkungsquerschnitt des Signals ergibt sich aus der Fläche zwischen Standardmodell- und KK-Kurve. Der Integrationsbereich ist durch die vertikalen schwarzen Linien gekennzeichnet.

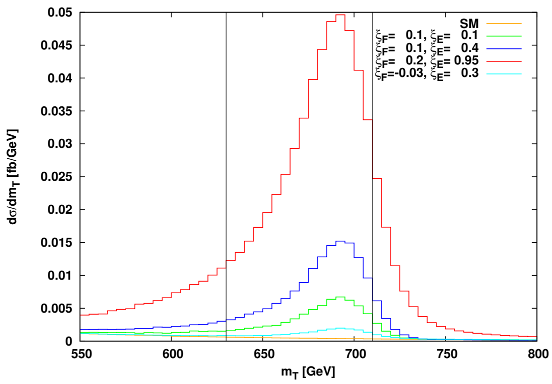


Abbildung 6.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der transversalen Masse und bester Integrationsbereich (vertikale Linien) für den Prozess $pp \to W^+Z \to e^+\nu_e e^+e^-$, Szenario 2 mit $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Auch für diesen Produktionskanal wurden die Signalereignisse, die durch Gleichung (6.7) erwartet werden, mit den berechneten Ereigniszahlen verglichen. Sie sind in Abbildung 6.7 für $pp \to W^+Z \to l^+\nu l^+l^-$ mit einem Zerfall der Eichbosonen in zwei Leptonfamilien aufgetragen. Als Untergrund erwartet man bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und $\int L\,dt = 5$ fb^{-1} im Rahmen des Standardmodells 0.98 Ereignisse.

Die Verteilungen sind wiederum symmetrisch in ξ_E und ξ_F, da der $\mathcal{M}^2_{KK}$-Term in Gleichung (6.14) völlig symmetrisch in den beiden Parametern ist. Somit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt dieses Terms

$$\sigma_{norm} \propto \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}} \propto \frac{\xi_F^2\,\xi_E^2}{c_1\xi_F^2 + c_2\xi_E^2}, \tag{6.19}$$

wobei Γ_i die partielle Zerfallsbreite des W' in Quarks, Γ_f die in ein WZ-Paar ist.

Im Interferenzterm $\mathrm{Re}\,(\mathcal{M}^*_{KK}\mathcal{M}_{SM})$ aus Gleichung (6.14) kommen ξ_E und ξ_F jeweils linear vor, so dass sich das Vorzeichen des Produkts der beiden Terme auf die Interferenz zwischen Standardmodell- und KK-Beiträgen auswirken könnte. Da jedoch der Standardmodellbeitrag bei hohen Energien sehr klein ist, lässt sich keine Asymmetrie erkennen.

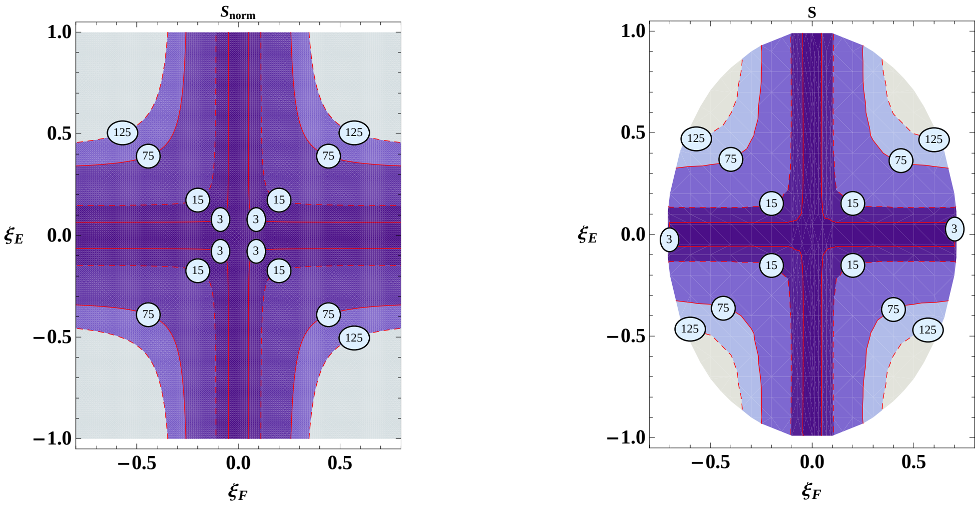


Abbildung 6.7.: Erwartete (links) und berechnete Signalzahlen (rechts) für den Prozess $pp \to W^+Z \to l^+\nu l^+l^-$ für eine integrierte Luminosität von 5 fb^{-1} bei $\sqrt{s} = 7$ TeV unter Berücksichtigung der Zerfälle in die ersten beiden Leptonfamilien, Szenario 2.

Zur Berechnung der Signifikanz wurden die Definition für S_{cL} aus Gleichung (6.16) verwendet und die Ergebnisse für $pp \to W^+Z$ und $pp \to W^-Z$ mit den entsprechenden leptonischen Zerfällen in die beiden ersten Leptonfamilien kombiniert. Für eine Strahlenergie von jeweils 3.5 TeV und einer integrierten Luminosität von 5 fb^{-1} erhält man die in Abbildung 6.8 aufgetragenen Signifikanzniveaus für die drei unterschiedlichen Szenarien.

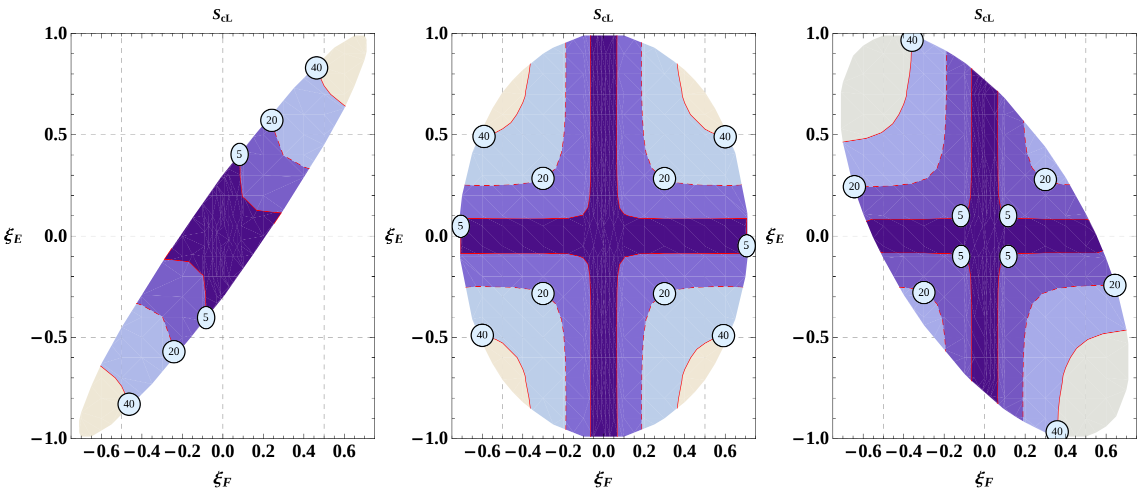


Abbildung 6.8.: Signifikanz der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) für die Vektorboson-Paarproduktion mit $\sqrt{s} = 7$ TeV und $\int \mathcal{L} dt = 5$ fb^{-1}.

Für Szenario 2 und Szenario 3 ergibt sich dasselbe Bild, bei 7 TeV und 5 fb^{-1} können alle Punkte des Parameterraumes mit $|\xi_E| > 0.1$ und $|\xi_F| > 0.1$ ausgeschlossen werden. Außer für sehr kleine Kopplungen des W' an die elektroschwachen Eichbosonen können in diesem Kanal bessere Ergebnisse als bei der Drell-Yan-Produktion erwartet werden.

Für Szenario 1 ist die Signifikanz etwas geringer als für die beiden anderen Szenarien. Dies kommt daher, dass durch die veränderte g_{WWZ}-Kopplung der Wirkungsquerschnitt im Vergleich zum Standardmodell höher ist. Dadurch erhält man zwar die gleichen Signalraten, es treten jedoch mehr Untergrundereignisse auf. Dieser Effekt lässt sich anhand der Summenregeln (4.11)-(4.13) verstehen. Der Wirkungsquerschnitt für den Untergrund wurde mit $\xi_E = \xi_F = 0$ berechnet, es tritt also nur die sehr schwere zweite Resonanz auf, die die Amplitude unitär macht. Bei niedrigen Energien hat diese zweite Resonanz noch keinen Einfluss auf die Summenregeln, sie sind nicht erfüllt (die Verletzung ist gerade proportional zu $g_{WWZ} - g_{WWZ}^{SM}$). Dadurch tritt ein Term in der Amplitude auf, der mit der Energie anwächst. Durch Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes wird die Energieabhängigkeit eliminiert und es bleibt ein zusätzlicher, konstanter Beitrag für kleine Energien übrig. Dieser bewirkt den höheren Wirkungsquerschnitt des Untergrundes. Dies gilt auch für Szenario 3, hier sind die Effekte jedoch kleiner und wirken sich nicht so stark aus. Diese Betrachtung ist für alle Vektorboson-Paarproduktionskanäle gültig.

Eine Betrachtung der W'-Produktion via Vektorbosonfusion ist bei niedrigen Energien nicht nötig, da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess im Vergleich zur Drell-Yan- und Vektorbosonpaar-Produktion sehr klein ist und sich für niedrige Energien keine nennenswerte Ereigniszahlen ergeben.

6.2.2. 14 TeV Schwerpunktsenergie

Ziel ist es, dass der LHC in möglichst naher Zukunft mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV Daten sammelt. Damit sind noch präzisiere Messungen möglich, da auch Prozesse, die eine hohe effektive Schwerpunktsenergie benötigen, erfolgen können.

6.2.2.1. W' im Drell-Yan-Kanal

Bei einer integrierten Luminosität von 20 fb^{-1} können fast alle Phasenraumpunkte bei der W'-Produktion im Drell-Yan-Kanal mit $|\xi_F| > 0.1$ ausgeschlossen oder eine Resonanz entdeckt werden. Nur für große $\xi_E > 0.7$ ist dies nicht möglich, da dort die totale Zerfallsbreite des W' sehr groß und das Verzweigungsverhältnis in Fermionen gleichzeitig sehr klein wird. Die Verteilung ist daher über einen großen Energiebereich verschmiert und sehr flach, so dass sie sich nicht mehr vom Untergrund unterscheiden lässt. In diesen Bereichen ist die Vektorbosonfusion der zu bevorzugende Kanal, da, wie schon bei 7 TeV gesehen, die Kopplung an die elektroschwachen Eichbosonen direkt mit einfließt und die Signifikanz dadurch sehr viel höher ist.

In Abbildung 6.9 sind die Signifikanzniveaus für 300 fb^{-1} und kleine $|\xi_F| < 0.1$ aufgetragen. Sie wurden wiederum mit der Definition für S_{cL} aus Gleichung (6.16) berechnet und die Prozesse $pp \to W'^+$ und $pp \to W'^-$ mit den jeweils möglichen leptonischen Zerfällen wurden kombiniert. Die dunkelsten Flächen sind die Bereiche mit einer Signifikanz $S_{cL} \leq 5$. In diesen Bereichen kann im Drell-Yan-Kanal keine W'-Resonanz gefunden werden.
Hier zeigt sich wiederum der große Einfluss der totalen Zerfallsbreite $\Gamma_{W',tot}$ auf die Anzahl der Signalereignisse. $\Gamma_{W',tot}$ ist proportional zu $c_1\xi_F^2 + c_2\xi_E^2$ mit Konstanten c_i aus der Berechnung der partiellen Zerfallsbreiten in Fermionen und Eichbosonen. Je größer die totale Zerfallsbreite ist, desto breiter wird die Resonanz und desto schlechter ist sie vom Untergrund zu unterscheiden. Betrachtet man einen festen ξ_F-Wert,

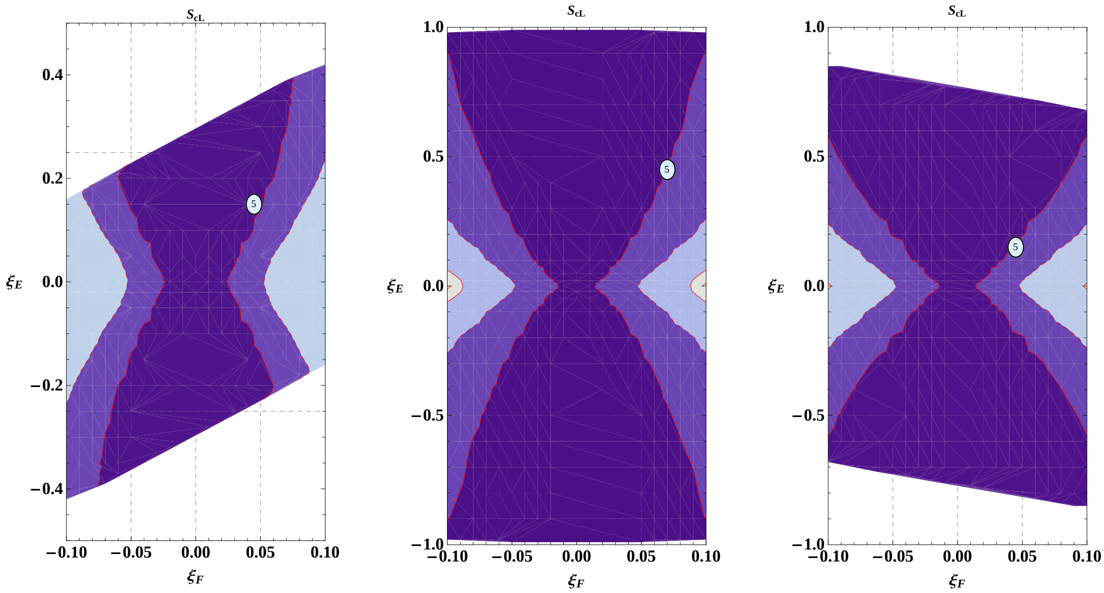


Abbildung 6.9.: Signifikanz der drei verschiedenen Szenarien im Drell-Yan-Kanal, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) für 14 TeV Schwerpunktsenergie und $\int \mathcal{L}dt = 300\ \text{fb}^{-1}$.

so wird die Auflösung der Resonanz für größer werdende $|\xi_E|$ immer schlechter, da die totale Zerfallsbreite quadratisch in ξ_E ist und der Zerfall in Fermionen gleichzeitig unterdrückt wird.
Der Einfluss der totalen Zerfallsbreite ist auch gut aus dem Vergleich von Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) ersichtlich. Durch die größere WWZ-Kopplung ist der Maximalwert für $g_{W'WZ}$ größer und damit auch die totale Zerfallsbreite und das Verzweigungsverhältnis in Eichbosonen. Dem entsprechend lässt sich eine W'-Resonanz in Szenario 3 für $\xi_F = 0.1$ ab $\xi_E \approx 0.6$ nicht mehr nachweisen. In Szenario 2 kann das W' bei $\xi_F = 0.1$ bis $\xi_E \approx 0.9$ entdeckt oder ausgeschlossen werden.

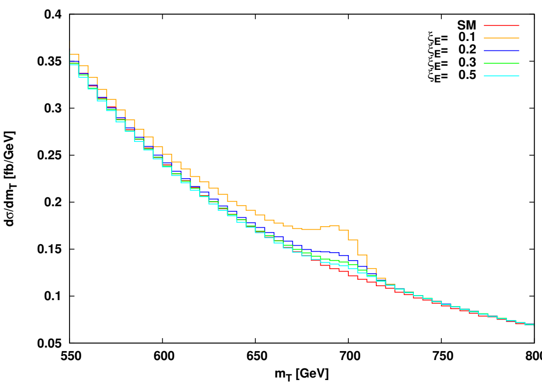


Abbildung 6.10: Differentieller Wirkungsquerschnitt über die transversale Masse für den Prozess $pp \to W^+ \to e^+\nu_e$, Szenario 2, $\xi_F = 0.05$ und $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Zur Illustration ist in Abbildung 6.10 der differentielle Wirkungsquerschnitt über die transversale Masse für eine W'^+-Resonanz mit $\xi_F = 0.05$ für Szenario 2 aufgetragen. Für $\xi_E = 0.2$ lässt sich das Signal (Fläche zwischen SM- und KK-Kurve) vom Untergrund unterscheiden. Man sieht sehr schön, dass die Verteilung der Resonanz für größer werdende Kopplungen an die Standardmodell-Eichbosonen immer flacher wird.

Der Drell-Yan-Kanal ist daher nur für die Suche nach W'-Resonanzen geeignet, die entweder eine große Kopplung an die Standardmodell-Fermionen oder eine kleine Kopplung an Fermionen, aber auch eine fast verschwindende Kopplung an die elektroschwachen Eichbosonen haben.

6.2.2.2. Vektorboson-Paarproduktion

Wie schon bei der Analyse bei 7 TeV ersichtlich war, ist dieser Kanal sehr gut für die Entdeckung zusätzlicher W'-Resonanzen geeignet. Schon bei niedrigen Schwerpunktsenergien lassen sich alle Bereiche des Parameterraums mit $\xi_F > 0.1$ und $\xi_E > 0.1$ ausschließen.
Dieser Vorteil gegenüber dem Drell-Yan-Kanal kommt daher, dass das W' in diesem Kanal sowohl an Fermionen als auch an elektroschwache Eichbosonen koppelt. Die Produktion des W' wird nicht mit ξ_F^4, sondern nur mit $\xi_F^2\xi_E^2$ unterdrückt. Dadurch können Resonanzen mit kleinere Kopplungen an Fermionen gemessen werden als im Drell-Yan-Kanal. Außerdem wirkt sich die totale Zerfallsbreite nicht so negativ auf die Signifikanz aus, da sowohl das Verzweigungsverhältnis in Fermionen als auch in massive Eichbosonen mit einfließt.

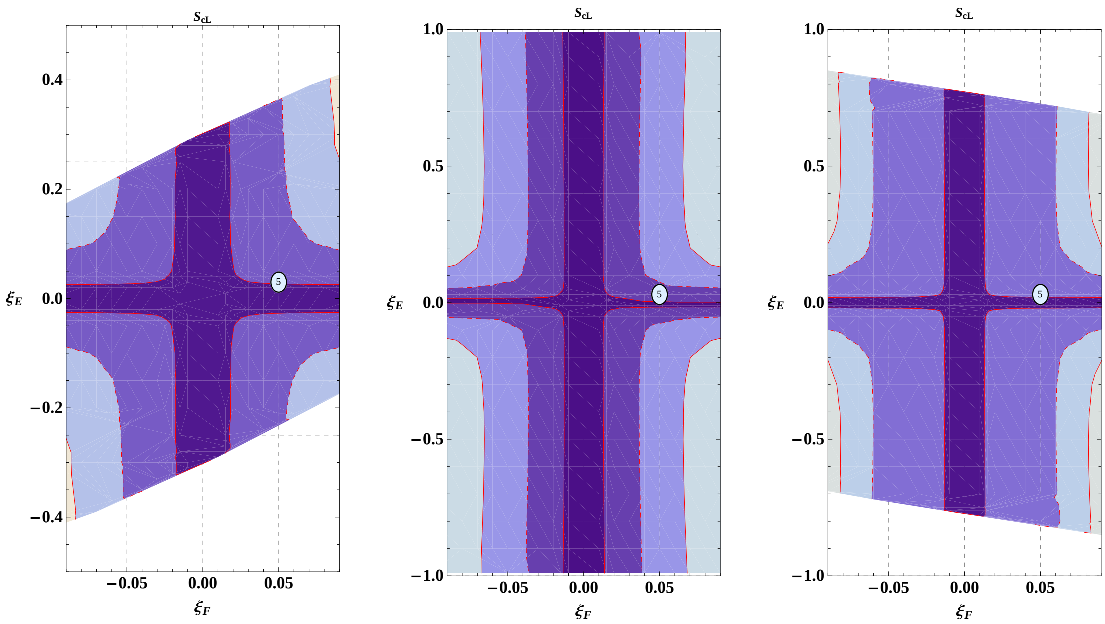


Abbildung 6.11.: Signifikanz der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) mit $\int \mathcal{L}dt = 300\ \text{fb}^{-1}$ und $\sqrt{s} = 14$ TeV für die Vektorboson-Paarproduktion.

In Abbildung 6.11 sind die Signifikanzniveaus der beiden kombinierten $pp \to WZ$-Kanäle unter Berücksichtigung der leptonischen Zerfälle für die drei verschiedenen Szenarien mit $\int \mathcal{L}dt = 300\ \text{fb}^{-1}$ eingezeichnet.

Sollte die g_{WWZ}-Kopplung den Standardmodell-Wert haben oder etwas größer sein, so kann eine zusätzliche W'-Resonanz gemessen werden, selbst wenn deren Kopplungen an Fermionen und Eichbosonen um einen Faktor 0.015 im Vergleich mit den Standardmodell-Werten unterdrückt sind. Die im higgslosen RS-Modell vorhergesagten W-artigen Kaluza-Klein-Anregungen können also, wenn es sie gibt, selbst bei so kleinen Kopplungen an Fermionen am LHC im WZ-Kanal gemessen werden.
Aus den beschriebenen Gründen ist für Szenario 1 die Sensitivität etwas schlechter,

jedoch können auch hier alle Parameterpunkte mit $|\xi_E| \gtrsim 0.03$ und $|\xi_F| \gtrsim 0.025$ ausgeschlossen oder eine zusätzliche Vektorresonanz entdeckt werden.

6.2.2.3. W'-Produktion via Vektorbosonfusion

Eine weitere Möglichkeit zur Produktion schwerer Vektorresonanzen ist die Vektorbosonfusion. Das W'-Boson koppelt dabei nur an elektroschwache Eichbosonen, weshalb zu erwarten ist, dass die Signifikanz größer wird, je größer $|\xi_E|$ ist.
Für die Analyse müssen noch einige zusätzlichen Phasenraumschnitte eingeführt werden, um ein klares Detektorsignal zu erhalten und den Wirkungsquerschnitt für alle Prozesse endlich zu machen [58]. Dafür werden alle masselosen Partonen im Endzustand mit Jets identifiziert, die einen hohen Transversalimpuls haben. Für die beiden Jets mit dem größten Transversalimpuls ("tagging" Jets) wird

$$p_{T,j}^{tag} > 30 \text{ GeV} \tag{6.20}$$

gefordert. Die Rapidität der Jets muss außerdem in einem durch den Detektor abgedeckten Bereich liegen,

$$|\eta_j| < 4.5, \tag{6.21}$$

und die beiden Jets sollen voneinander unterscheidbar in der Rapidität-Azimuthalwinkel-Ebene liegen,

$$\Delta R_{jj} = \sqrt{(\eta_{j1} - \eta_{j2})^2 + (\phi_{j1} - \phi_{j2})^2} > 0.7. \tag{6.22}$$

Damit die beteiligten Leptonen gut gemessen werden können, wird außerdem

$$R_{lj} > 0.4 \tag{6.23}$$

gefordert.

Für den $l^+l^-\, l\nu jj$-Endzustand kommt neben der Vektorbosonfusion auch ein Prozess in Frage, der von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^2)$ ist, $qq \to qqWZ$ und $qg \to qgWZ$. Der Wirkungsquerschnitt und die Verteilungen für diese Prozesse wurden mit dem erwähnten Code von Matthias Kerner simuliert. Um diese Untergründe möglichst klein zu halten, müssen zusätzliche Phasenraumschnitte angewendet werden. Vektorbosonfusion-Ereignisse sind durch zwei tagging-Jets in der vorwärtigen und rückwärtigen Dektorregion charakterisiert, die leptonischen Zerfallsprodukte befinden sich in der Rapiditätsregion zwischen den Jets. Eine solche Konfiguration sollen die Endzustände der verschiedenen Prozesse erfüllen. Es wird gefordert, dass die Rapidität der beiden Jets weit auseinander liegt,

$$\Delta\eta_{jj} = \left|\eta_{j1}^{tag} - \eta_{j2}^{tag}\right| > 4, \tag{6.24}$$

und dass sie in entgegengesetzten Detekorhemisphären liegen,

$$\eta_{j1}^{tag} \times \eta_{j1}^{tag} < 0. \tag{6.25}$$

Um die Untergründe möglichst gering zu halten, wird an die invariante Masse der beiden Jets gefordert, dass

$$m_{jj} > 500 \text{ GeV} \tag{6.26}$$

ist. Die Leptonen sollen zwischen den beiden Jets liegen,

$$\eta_{j,min}^{tag} < \eta_l < \eta_{j,max}^{tag}. \tag{6.27}$$

In Abbildung 6.12 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für $pp \to W^+Zjj \to e^+\nu_e\, e^+e^-jj$ über der invariante und transversale Masse der Leptonen aufgetragen. Die transversale Masse ist wie bei der Vektorboson-Paarproduktion, Gleichung (6.18), definiert. Neben der Standardmodell-Verteilung sind einige Parameterpunkte des Modells und der QCD-Untergrund (jeweils Szenario 2) aufgetragen.

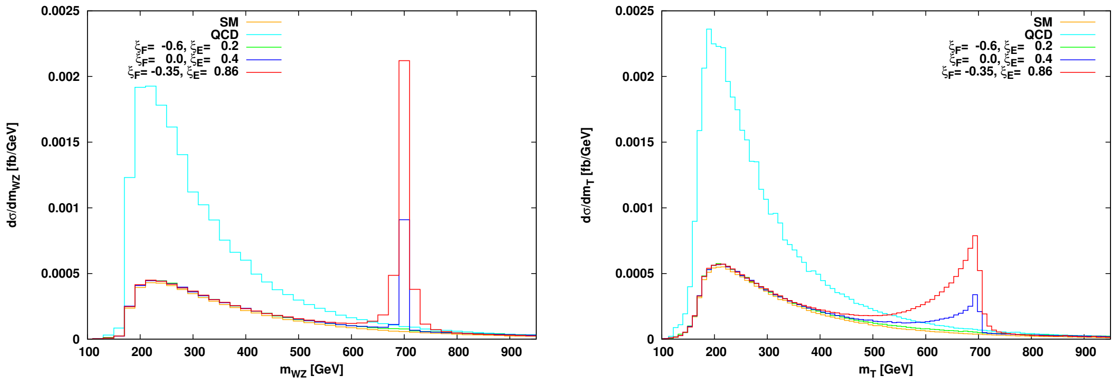


Abbildung 6.12.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to W^+Zjj \to e^+\nu_e\, e^+e^-jj$, in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen (links) und der transversalen Masse (rechts), Szenario 2 mit $\sqrt{s} = 14$ TeV. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

Für die Berechnung der Signifikanz der einzelnen Parameterraum-Punkte wurde, wie schon bei den anderen möglichen W'-Produktionskanälen, die transversale Masse als Observable genutzt. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund Verhältnis zu erreichen, wurde ein χ^2-Test für jedes Bin ausgeführt, um den besten Integrationsbereich des differentiellen Wirkungsquerschnitts über die transversale Masse zu finden. 635 GeV $\leq m_T \leq$ 715 GeV stellt sich als gute Wahl heraus.

Zur Kontrolle der Ergebnisse wurden die nach Gleichung (6.7) erwarteten mit den berechneten Signalereignissen verglichen. In Abbildung 6.13 sind diese beide Ereigniszahlen für den Prozess $pp \to W^+Zjj \to l^+\nu\, l^+l^-jj$ bei 14 TeV und 300 fb^{-1} mit einem Zerfall in die ersten beiden Leptonfamilien aufgetragen, sie stimmen überein. Im Rahmen des Standardmodells erwartet man 3-4 Untergrundereignisse.

Für die Berechnung der Signifikanz wurde Gleichung (6.16) verwendet. Um die Signifikanz zu erhöhen, wurden die beiden Prozesse $pp \to W^+Zjj$ und $pp \to W^-Zjj$ mit den leptonischen Zerfällen in die ersten beiden Leptonfamilien kombiniert. In Abbildung 6.14 sind die verschiedenen Signifikanzniveaus für die drei betrachteten Szenarien zu sehen.

Im Vergleich zu den anderen beiden möglichen Produktionskanälen können bei der Vektorbosonfusion, selbst bei hohen integrierten Luminositäten, nur sehr kleine Bereiche des jeweiligen Parameterraums gemessen werden. Dies ist auf den, im Vergleich zur Drell-Yan- und Vektorboson-Paarproduktion, kleinen Wirkungsquerschnitt des Prozesses zurückzuführen. Außerdem treten zusätzliche QCD-Untergründe auf, die die Suche nach einer W'-Resonanz erschweren.

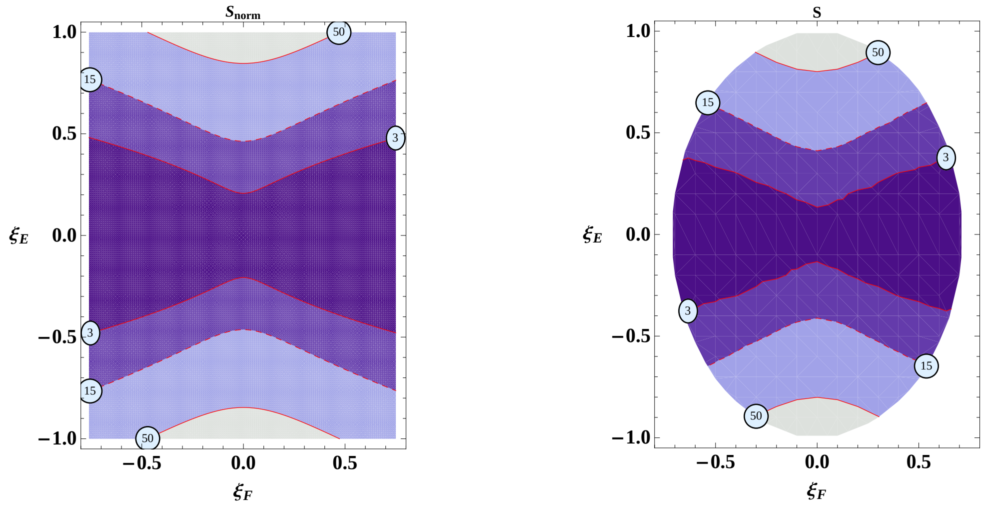


Abbildung 6.13.: Erwartete (links) und berechnete (rechts) Signalereignisse für den Prozess $pp \to W^+Zjj \to l^+\nu l^+l^- jj$, Szenario 2. Der Referenzwirkungsquerschnitt wurde mit $\sqrt{s} = 14$ TeV berechnet, die integrierte Luminosität ist 300 fb^{-1}.

Bei der Berechnung der Signifikanzniveaus in der $WZjj$-Vektorbosonfusion tritt derselbe Effekt wie bei der Drell-Yan-Produktion auf, nur dass ξ_E und ξ_F vertauscht sind. Wie bei der Drell-Yan-Produktion hängt dies mit der totalen Zerfallsbreite des W' und den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen zusammen. Der Wirkungsquerschnitt der resonanten Verteilung ist

$$\sigma_{norm} \propto \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}} \propto \frac{\xi_E^2\, \xi_E^2}{c_1 \xi_F^2 + c_2 \xi_E^2}. \tag{6.28}$$

Das beutetet, dass der Wirkungsquerschnitt und damit die Signalrate für einen konstanten Wert von ξ_E und größer werdendes $|\xi_F|$ kleiner wird.

Dieser Produktionskanal wird daher nur benötigt, wenn die zusätzlichen Vektorresonanzen fermiophob sind, die Kopplung an die Fermionen also verschwindet und die Kopplung an die Standardmodell-Eichbosonen groß ist. Für die anderen Bereiche der drei verschiedenen Parameterräume ist dieser Kanal für die Entdeckung einer

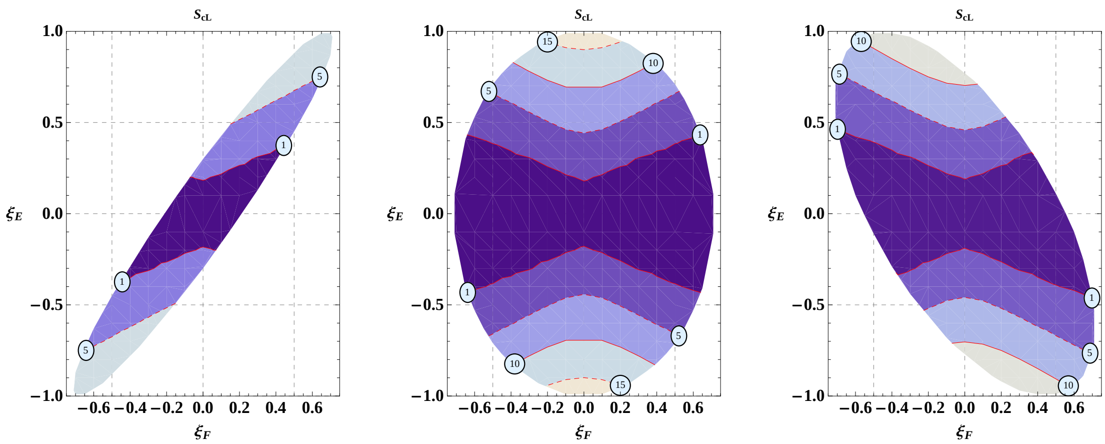


Abbildung 6.14.: Signifikanz der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) mit $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 300$ fb^{-1}.

W'-Resonanz uninteressant, kann jedoch zur Bestätigung der Ergebnisse der anderen Kanäle verwendet werden.

6.2.3. Diskussion

Mit dem Start des LHC in Genf wurde ein großer Schritt getan, die ausstehenden Fragen der Teilchenphysik zu beantworten. Der Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung und die Entdeckung neuer Teilchen steht dabei im Mittelpunkt.

Eines dieser Teilchen könnte ein sogenanntes W'-Boson sein, das als Relikt einer, im Vergleich zum Standardmodell erweiterten Eichgruppe oder durch einen anderen Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung auftreten kann. Je nach betrachteter Theorie zeichnet sich dieses neue Teilchen durch verschiedene Kopplungen an die bekannten Standardmodell-Teilchen aus.

Mit der hier vorgestellten Analyse wurde gezeigt, dass die Vektorboson-Paarproduktion der vielversprechenste Kanal für die Suche nach einer W'-Resonanz mit Kaluza-Klein-artigen Kopplungen und einer Masse von etwa 700 GeV ist. Für kleine Kopplungen der neuen Vektorresonanz, sowohl an Fermionen, als auch an die elektroschwachen Eichbosonen, lässt sich das Signal sehr gut vom Untergrund unterscheiden. Schon bis Ende 2012 könnte in diesem Kanal ein W' gefunden werden, dessen Kopplungen 10% der Standardmodell-WWZ- bzw. -$Wf\bar{f}'$-Kopplung beträgt.

Auch der Drell-Yan-Kanal muss bei der Suche berücksichtigt werden, da dieser vor allem bei sehr kleinen Kopplungen der neuen Vektorresonanz an elektroschwache Eichbosonen gute Vorraussetzungen für eine Entdeckung bietet und zur Bestätigung einer Entdeckung im Vektorboson-Paarproduktionskanal dienen kann.

Die Vektorbosonfusion kommt nur für (fast) verschwindende Kopplungen der W'-Resonanz an ein Fermionpaar als Entdeckungskanal in Frage. Durch den kleinen Wirkungsquerschnitt kann eine Resonanz erst ab ca. 100 fb^{-1} bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV gemessen werden. Im Vektorboson-Paarproduktionskanal wäre bei diesen Beschleunigerparametern die meisten Kombinationen der Kopplungen bereits ausgeschlossen oder das W' entdeckt. Die Vektorbosonfusion kann aber zur Bestätigung der gefundenen Ergebnisse verwendet werden.

6.3. Untersuchung der Z'-Resonanz

Viele Modelle jenseits des Standardmodells sagen, zusätzlich zum Standardmodell-Z-Boson, weitere Z-artige Anregungen vorher, deren Massen in Bereichen liegen, die vom LHC abgedeckt werden. Mit dem in Kapitel 4 beschriebenen Ansatz lassen sich, unabhängig von dem speziellen Modell, Aussagen darüber treffen, ob eine Kaluza-Klein-artige Z'-Resonanz am LHC entdeckt werden kann. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse des Drell-Yan- und Vektorbosonpaar-Kanals, die mithilfe von Vbfnlo untersucht wurden, vorgestellt. Die Analyse wurde für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV und 14 TeV durchgeführt. Die Standard-Phasenraumschnitte, die am Anfang dieses Kapitels beschrieben wurden, bleiben auch in diesem Abschnitt gültig.

6.3.1. 7 TeV Schwerpunktsenergie

Schon bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV sollten sich, wie bei der Suche nach einem W', Anzeichen einer Z-artigen Resonanz mit einer Masse von 700 TeV finden oder ein großer Teil des erlaubten Parameterraums ausschließen lassen. Zuerst wird auf die Suche im Drell-Yan-Kanal eingegangen und danach die Ergebnisse für die Vektorboson-Paarproduktion erläutert.

6.3.1.1. Z' im Drell-Yan-Kanal

Im Drell-Yan-Kanal lassen sich zusätzliche Vektorresonanzen mit einer großen Kopplung an die Standardmodell-Fermionen sehr gut nachweisen. Die Simulation der verschiedenen Parameterpunkte wurde mit VBFNLO durchgeführt. Wird ein resonantes Z' erzeugt, so kann dieses in ein Elektron-Positron- oder Myon-Antimyon-Paar zerfallen. Diese Zerfallsprodukte lassen sich im Detektor nachweisen. Daher kann die invariante Lepton-Antilepton-Masse als Observable verwendet werden. Ein Zerfall in Neutrinos wird hier nicht betrachtet.

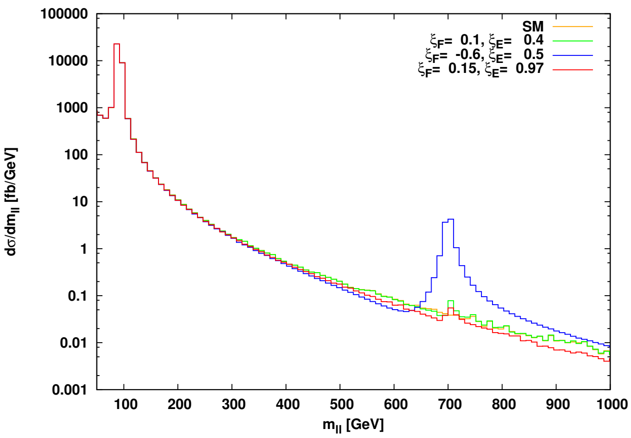


Abbildung 6.15: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to e^+e^-$ in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen für Szenario 2 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

In Abbildung 6.15 wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen für den Prozess $pp \to e^+e^-$ aufgetragen. Durch die logarithmische Auftragung ist die Resonanz sehr gut zu erkennen.

Durch Fehlerfortpflanzung wurde ermittelt, dass sich die Energieauflösung des Myons, ΔE, auf die Auflösung der invarianten Masse des Myon-Antimyon-Paares mit

$$\Delta m_{\mu\mu} = \frac{\Delta E}{\sqrt{2}} \tag{6.29}$$

auswirkt. Mit der angegebenen Auflösung für ΔE, siehe Anhang C, wurde für die Auflösung der invarianten Masse 10 GeV angenommen.
Um möglichst viele Signalereignisse zu erhalten, wurden deshalb vier dieser Bins zur Bestimmung der Signifikanz der einzelnen Parameterpunkte verwendet. Für 680 GeV $\leq m_{ll} \leq$ 690 GeV, 690 GeV $\leq m_{ll} \leq$ 700 GeV, 700 GeV $\leq m_{ll} \leq$ 710 GeV und 710 GeV $\leq m_{ll} \leq$ 720 GeV wurde jeweils der differentielle Wirkungsquerschnitt über die invariante Dileptonmasse integriert und daraus die Signal- bzw. Untergrundereignisse berechnet.

In Abbildung 6.16 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der invarianten Dileptonmasse für die Drell-Yan-Produktion eines Z' mit Zerfall in die

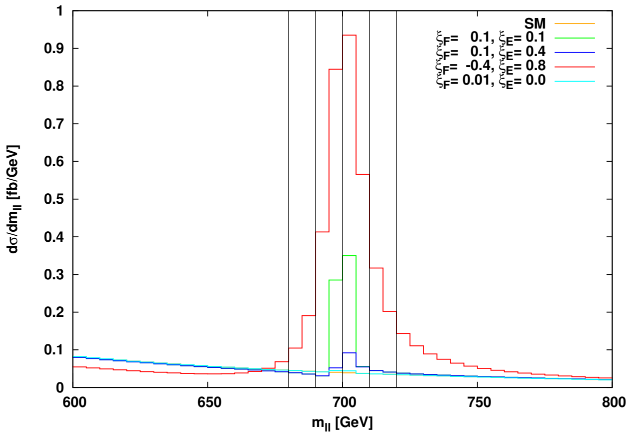


Abbildung 6.16: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der invariante e^+e^--Masse für den Prozess $pp \to e^+e^-$ in Szenario 2, $\sqrt{s} = 7$ TeV. Die vertikalen Linien begrenzen die vier Bins, die zur Berechnung der Signal- und Untergrundereignisse verwendet wurden.

erste Leptonfamilie aufgetragen. Die vertikalen Linien begrenzen die vier Bins, die zur Berechnung der Signal- und Untergrundereignisse verwendet wurden.

In Abbildung 6.17 sind die zu erwartenden und berechneten Signalereignisse in den vier Bins für Szenario 2, eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV und eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} aufgetragen. Hier wurde nur der Zerfall in die erste Leptonfamilie berücksichtigt. Die Zahlen in den Kreisen beziehen sich auf die jeweils dunkleren Flächen: In der durch die 1 begrenzten Fläche kann höchstens ein Signalereignis gemessen werden. Die gute Übereinstimmung zeigt die Validität der Implementierung der Diagramme mit einer Z'-Resonanz in VBFNLO. Im Rahmen des Standardmodells erwartet man in diesem Bereich etwa 1.5 Ereignisse.

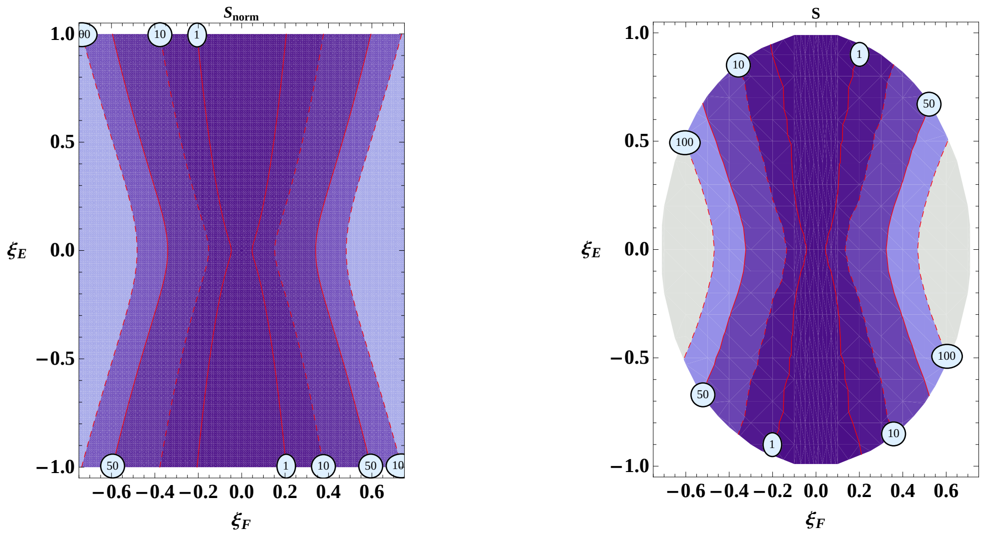


Abbildung 6.17.: Erwartete (links) und berechnete (rechts) Signalereignisse für den Prozess $pp \to e^+ e^-$ für Szenario 2, 7 TeV Schwerpunktsenergie und eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1}.

Um nun die Signifikanz der einzelnen Parameterpunkte zu bestimmen könnte analog zur W'-Suche vorgegangen werden. Durch die bessere experimentelle Auflösung kann hier die Form der Verteilung in einem sogenannten χ^2-Test berücksichtigt werden. Dabei wird untersucht, ob die Verteilung der Ereignisse der Standardmodell-

Verteilung entsprechen oder sich von ihr unterscheiden. Die Prüfgröße [59]

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_{bin}} \frac{S^2(i)}{B(i)} + (n_{bin} - 1) \tag{6.30}$$

misst die Abweichung der Verteilung mit einer Resonanz von der Standardmodell-Verteilung. n_{bin} entspricht der Anzahl der Freiheitsgrade, hier also der Anzahl der betrachteten Bins. Ist die Abweichung sehr groß, kann die Verteilung nicht durch das Standardmodell erklärt werden. Aus den χ^2-Werten kann, in Abhängigkeit der Freiheitsgrade, das Signifikanzniveau berechnet werden. Zu beachten ist, dass in jedem Bin mindestens 1-5 Untergrundereignisse vorhanden sein müssen.

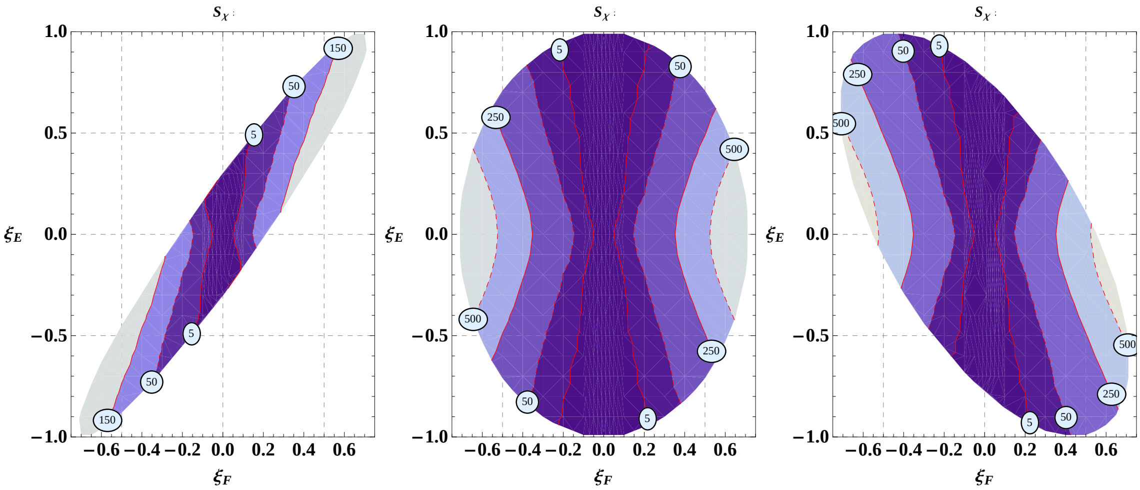


Abbildung 6.18.: Signifikanzniveaus der drei verschiedenen Szenarien für eine Strahlenergie von 3.5 TeV und $\int \mathcal{L}\, dt = 5$ fb^{-1} für den Prozess $pp \to l^+l^-$ unter Berücksichtigung der ersten beiden Leptonfamilien.

In Abbildung 6.18 sind die Signifikanzniveaus für die drei unterschiedlichen Szenarien aufgetragen (Szenario 1 links, Szenario 2 Mitte, Szenario 3 rechts). In den vier betrachteten Bins gibt es jeweils 3-4 Untergrundereignisse, was die Verwendung der χ^2-Methode rechtfertigt.

Durch die Berücksichtigung der Verteilung können für das Z', vor allem für große Kopplungen, im Vergleich zur W'-Suche im Drell-Yan-Kanal bessere Ergebnisse erwartet werden, obwohl der Wirkungsquerschnitt am LHC aufgrund der kleineren Kopplungen des Z' an Fermionen geringer ist. Die 5σ-Kurve liegt jedoch im gleichen Bereich wie bei der W'-Drell-Yan-Produktion (vgl. Abbildung 6.4). Das bedeutet, dass schon bei niedrigen Schwerpunktsenergie ein großer Teil des Parameterraums des jeweiligen Szenarios bis 2012 vom LHC abgedeckt ist. Eine Z'-Resonanz mit einer Masse von etwa 700 GeV lässt sich bis dahin nachweisen, wenn deren Kopplung an Standardmodell-Fermionen 20% der $Zf\bar{f}$-Kopplung beträgt.

6.3.1.2. WW-Paarproduktion

Zur Untersuchung des Prozesses $pp \to WW \to l^+l^-\not{E}_T$ wurden einige zusätzlichen Phasenraumschnitte verwendet, um mögliche Untergründe zu unterdrücken. Es wird gefordert, dass der Transversalimpuls der geladenen Leptonen,

$$p_{T,l} > 50 \text{ GeV}, \tag{6.31}$$

groß ist, da zu erwarten ist, dass die Leptonen durch die resonante Z'-Produktion sehr hart sind. Um zusätzliche $pp \to ZZ \to l^+ l^- \nu \bar{\nu}$-Untergründe zu unterdrücken, wurde außerdem gefordert, dass die invariante Masse der Leptonen

$$m_{ll} > 100 \text{ GeV} \tag{6.32}$$

ist [60]. Dieser Untergrund wird im Weiteren nicht berücksichtigt.

In Abbildung 6.19 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der invarianten und transversalen Masse der Leptonen für $pp \to WW \to e^+ \nu_e \mu^- \bar{\nu}_\mu$ für Szenario 2 aufgetragen.

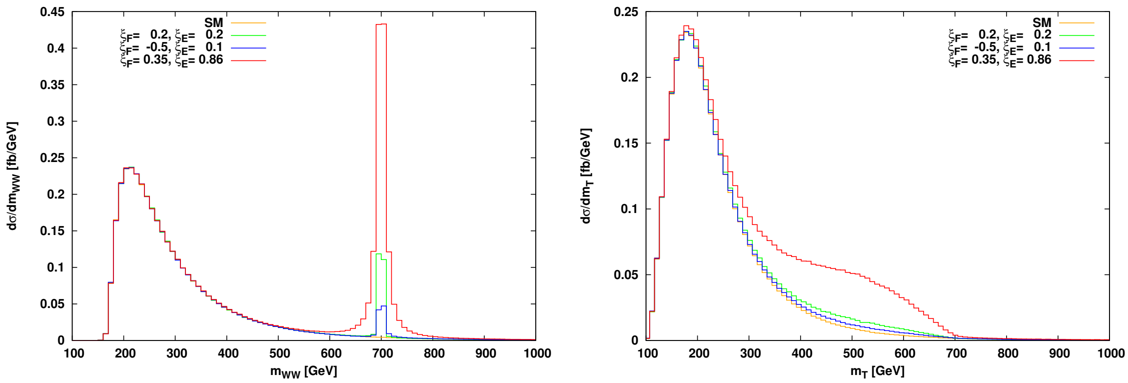


Abbildung 6.19.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to WW \to e^+ \nu_e \mu^- \bar{\nu}_\mu$, in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen (links) und der transversalen Masse (rechts) für Szenario 2, $\sqrt{s} = 7$ TeV. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

Die transversale Masse wurde als

$$m_T^2(WW) = \left(\sqrt{m_{ll}^2 + \vec{p}_{T,ll}^{\,2}} + \left|\not{p}_T\right|\right)^2 - \left(\vec{p}_{T,ll} + \vec{\not{p}}_T\right)^2 \tag{6.33}$$

definiert. Für zwei Neutrinos im Endzustand ist es nicht mehr möglich die invariante Masse der beiden W-Bosonen zu rekonstruieren, so dass die transversale Masse die beste Observable ist. Jedoch ist die Verteilung bei dieser Observablen über einen sehr großen m_T-Bereich verschmiert, so dass eine Entdeckung in diesem Kanal schwieriger ist als bei der entsprechenden W'-Suche.

Um aus der Verteilung der Signalereignisse in Abhängigkeit der transversalen Masse die Signifikanz zu bestimmen, wurde die im letzten Abschnitt beschriebene χ^2-Methode verwendet. Dazu wurde, für 200 GeV $\leq m_T \leq$ 700 GeV der Integrationsbereich des differentiellen Wirkungsquerschnitts in zehn Bins à 50 GeV unterteilt (siehe Abbildung 6.20).

Auch für diesen Prozess wurde mit Hilfe der partiellen Zerfallsbreiten die Implementierung in Vbfnlo überprüft. In Abbildung 6.21 sind die erwarteten und berechneten Signalereignisse für den Zerfall in die ersten beiden Leptonfamilien und $\int \mathcal{L} dt = 5\ \text{fb}^{-1}$ gezeigt. Für die berechneten Signalereignisse wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt im Bereich 200 GeV $\leq m_T \leq$ 700 GeV über die transversale Masse integriert, die erwarteten Signalereignisse wurden auf den berechneten Wirkungsquerschnitt in dem selben Bereich mit $\xi_E = \xi_F = 0.5$ normiert. Die beiden

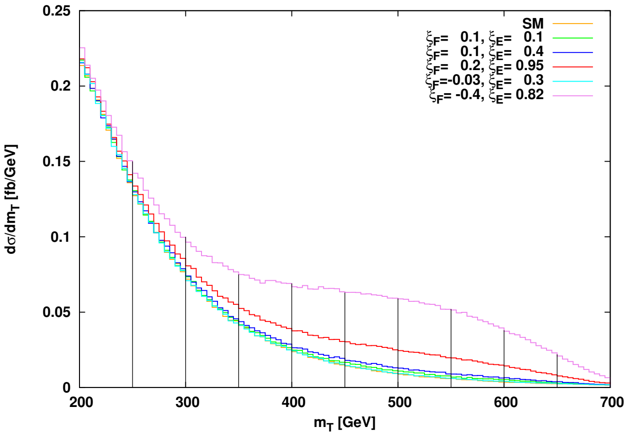


Abbildung 6.20: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von m_T für den WW-Kanal mit leptonischem Zerfall in die erste Leptonfamilie für Szenario 2 und eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Die vertikalen Linien unterteilen die einzelnen Bins.

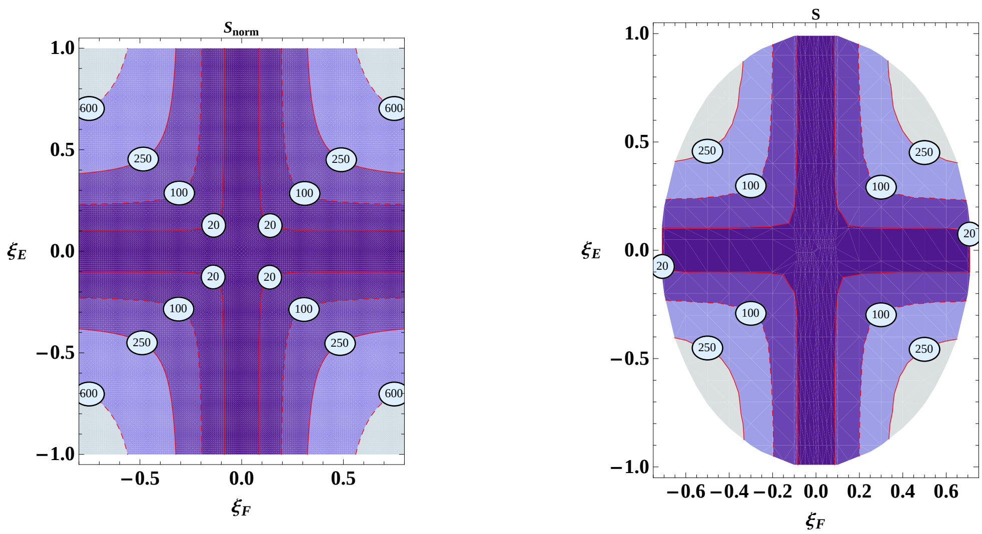


Abbildung 6.21.: Erwartete (links) und berechnete Signalraten (rechts) für den Prozess $pp \to WW \to l^+l^-\bar{\nu}\nu$ für eine integrierte Luminosität von 5 fb^{-1}, eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV und Zerfälle in die ersten beiden Leptonfamilien, Szenario 2.

Abbildung stimmen überein und zeigen das erwartete Verhalten,

$$S \propto \frac{\xi_E^2 \xi_F^2}{c_1 \xi_F^2 + c_2 \xi_E^2}, \tag{6.34}$$

da das Z' im resonanten s-Kanal-Diagramm sowohl an Quarks als auch an zwei W-Bosonen koppelt und somit beide Parameter quadratisch in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts und damit in die Berechnung der Signalereignisse eingehen. Im Rahmen des Standardmodells werden in diesem Bereich 206 Untergrundereignisse erwartet.

Zur Berechnung der Signifikanz wurden, wie oben beschrieben, zehn Bins gebildet und daraus mithilfe von Gleichung (6.30) die Signifikanzniveaus bestimmt. Diese sind in Abbildung 6.22 zu sehen.

Der Verlauf der Begrenzungslinien der verschiedenen Signifikanzniveaus ist derselbe wie bei einer W'-Resonanz im Vektorbosonpaar-Kanal, vgl. Abbildung 6.8. Jedoch können bei niedrigen Energien deutlich weniger Parameterpunkte ausgeschlossen

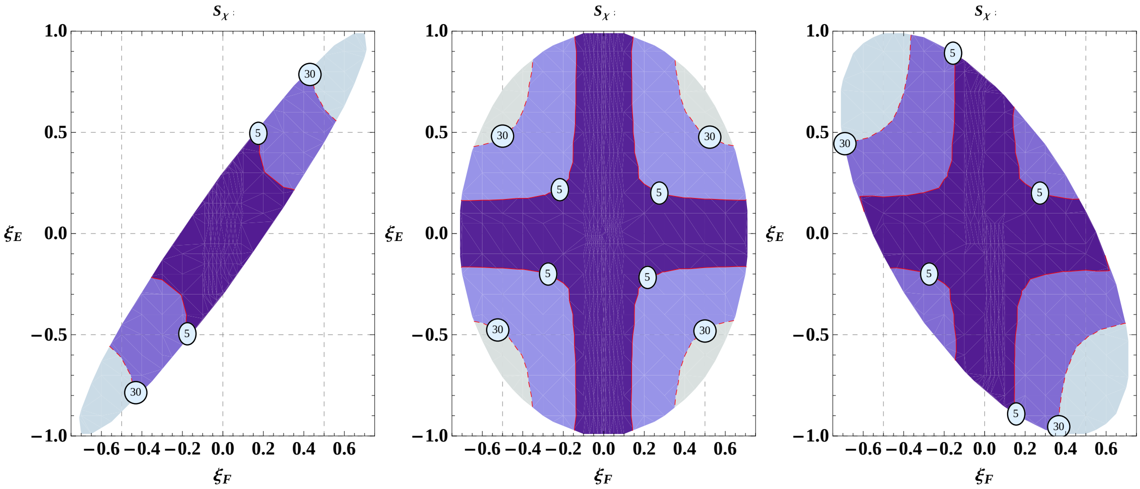


Abbildung 6.22.: Signifikanzniveaus der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) im WW-Kanal für $\sqrt{s} = 7$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 5\ \text{fb}^{-1}$.

werden als im W'-Fall. Durch die beiden Neutrinos im Endzustand ergibt sich keine ausgeprägte Resonanzstruktur in der $\frac{d\sigma}{dm_T}$-Verteilung, sondern in einem Bereich zwischen 200 GeV und 700 GeV erwartet man eine breit verschmierte Verteilung mit mehr Ereignissen als im Standardmodell. Daher ist es sehr schwierig, Signal und Untergrund zu trennen. Durch den großen Integrationsbereich steigt zwar die Zahl der Signal-, aber entsprechend auch die der Untergrundereignisse an. Deshalb ist die Suche nach einem Z' via Vektorboson-Paarproduktion schwieriger als die entsprechende Suche nach einem W'. Zusätzlich können $t\bar{t} \to W^+W^-(b\bar{b})$-Untergründe auftreten, bei denen die W-Bosonen leptonisch zerfallen und die beiden Jets nicht detektiert wurden. Diese wurden hier nicht betrachtet.

6.3.2. 14 TeV Schwerpunktsenergie

Mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV können beide Kanälen mit größerer Genauigkeit untersucht werden, so dass auch Z'-Resonanzen mit sehr kleinen Kopplungen an die Standardmodell-Teilchen detektiert werden können.

6.3.2.1. Z' im Drell-Yan-Kanal

Bei einer integrierten Luminosität von 20 fb^{-1} können in den drei Szenarien fast alle erlaubten Parameterpunkte im Drell-Yan-Kanal mit $|\xi_F| > 0.1$ ausgeschlossen werden. Wegen der starken Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der totalen Zerfallsbreite und den Verzweigungsverhältnissen des Z'-Bosons ist dies nur für große Kopplungen an zwei W-Bosonen nicht möglich ($|\xi_E| \gtrsim 0.5 - 0.7$).

In Abbildung 6.23 sind die Signifikanzniveaus der drei verschiedenen Szenarien für $|\xi_F| < 0.1$ mit $\int \mathcal{L}dt = 300\ \text{fb}^{-1}$ aufgetragen.

Sollte es eine Z-artige Anregung geben, deren Kopplung an Standardmodell-Teilchen zu den Parametern in der dunkelsten Fläche gehören, so kann diese im Drell-Yan-Kanal nicht nachgewiesen werden.
Die Form der Signifikanzniveaus lässt sich alleine mit der Breit-Wigner-Verteilung

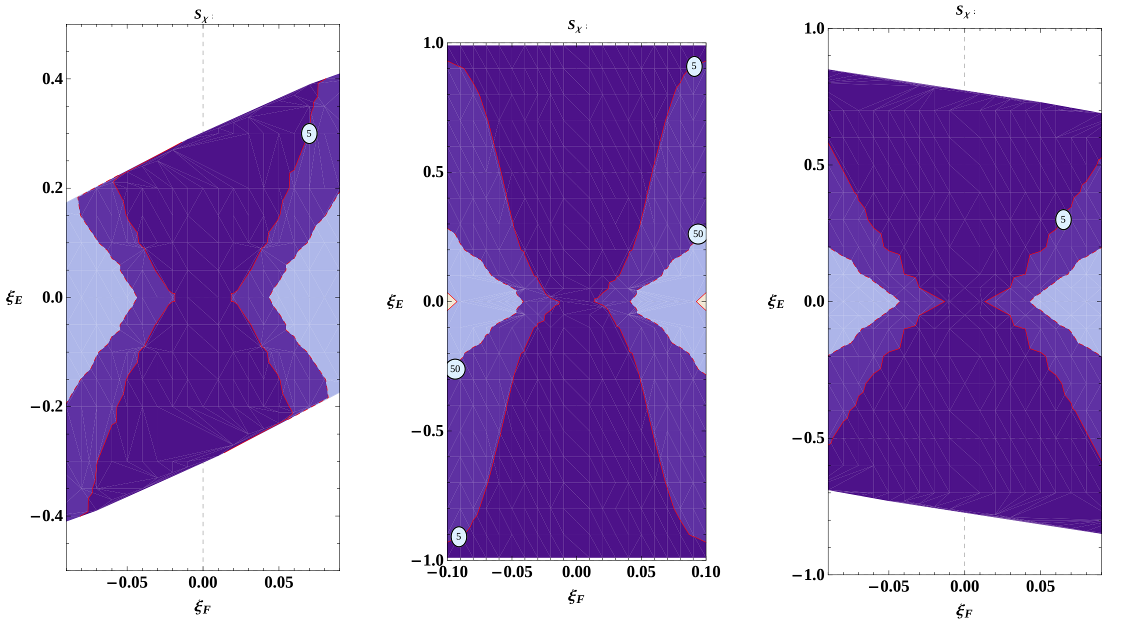


Abbildung 6.23.: Signifikanzniveaus der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) für $pp \to l^+l^-$ mit $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 300$ fb^{-1}.

der Resonanzkurve erklären, die Signalrate hängt nicht vom Vorzeichen der beiden Parameter ab und ist gegeben durch

$$S \propto \frac{\xi_F^2 \xi_F^2}{c_1 \xi_F^2 + c_2 \xi_E^2}. \tag{6.35}$$

Interferenzeffekte zwischen der Standardmodellamplitude und dem resonanten s-Kanal-Diagramm der Z'-Resonanz haben keinen Einfluss auf die Verteilung.

Wie schon bei 7 TeV zeigt sich, dass dieser Kanal besonders geeignet für die Suche nach Z'-Resonanzen ist, die eine große Kopplung an Standardmodell-Fermionen haben, deren Kopplung an ein WW-Paar aber klein ist.

Im Vergleich zur Suche nach einem W' im Drell-Yan-Kanal sind die detektierbaren Flächen im jeweiligen Parameterraum etwa gleich groß. Der Vorteil, den man bei der Z'-Suche durch die Betrachtung mehrerer Bins hat, wird durch die Kombination der Ergebnisse der W'^+- und W'^--Resonanz und die größeren Kopplungen an Standardmodellteilchen kompensiert.

6.3.2.2. WW-Paarproduktion

Die Entdeckung eines Z' via Vektorboson-Paarproduktion ist wegen den beiden Neutrinos im Endzustand wesentlich schwieriger als die entsprechende Entdeckung eines W'-Bosons. Die Verteilung ist über einen großen Bereich der transversalen Masse verschmiert. Um große Signalraten zu erreichen muss man den differentiellen Wirkungsquerschnitt über eine großen m_T-Bereich integrieren. Dadurch erhält man auch viele Untergrundereignisse.
Trotzdem ist es möglich, bei 20 fb^{-1} mithilfe dieses Kanals den größten Bereich des Parameterraums auszuschließen, nämlich für alle $|\xi_F| > 0.15$ und $|\xi_E| > 0.15$.

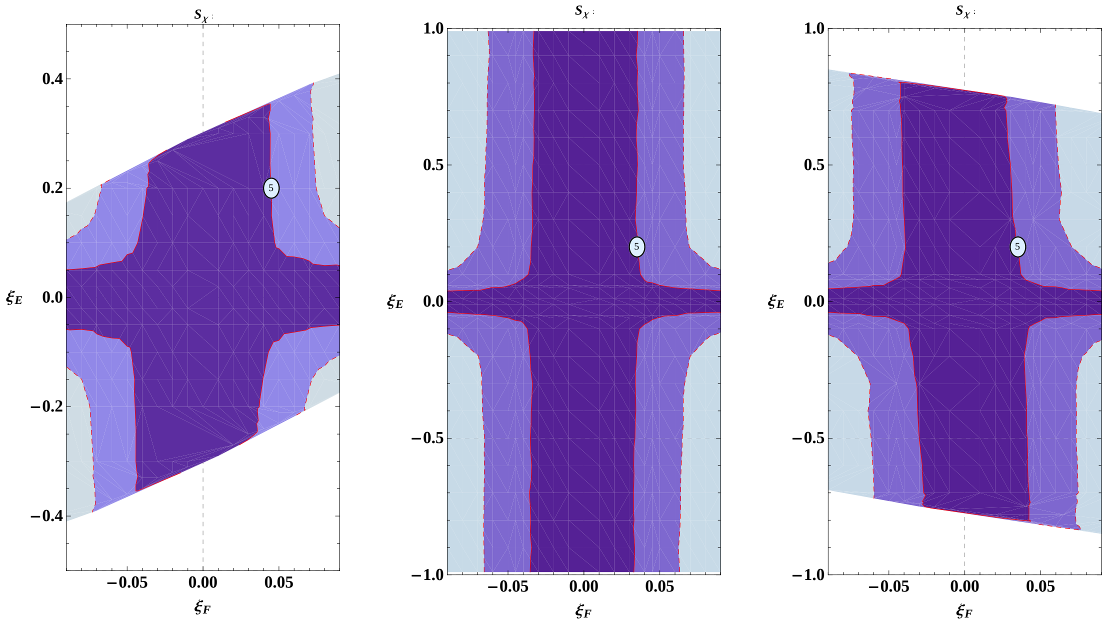


Abbildung 6.24.: Signifikanzniveaus der drei verschiedenen Szenarien, Szenario 1 (links), Szenario 2 (Mitte) und Szenario 3 (rechts) im WW-Kanal für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV und eine integrierte Luminosität von 300 fb^{-1}.

In Abbildung 6.24 sind die Signifikanzniveaus der drei Szenarien aufgetragen. Zur Berechnung wurde eine integrierte Lumionosität von 300 fb^{-1} angenommen. In den dunkelsten Flächen, die durch die rote 5σ-Kurve begrenzt sind, kann das Signal durch Untergrundfluktuationen zustande kommen, so dass eine Entdeckung eines Z'-Bosons mit diesen Parametern nicht möglich ist.

Im WW-Kanal lassen sich, im Vergleich zur W'-Erzeugung via Vektorboson-Paarproduktion, weniger Punkte des Phasenraums ausschließen oder entdecken. Für kleine $|\xi_F| < 0.1$ ist dieser Kanal für die Suche nach einer Z-artigen Resonanz, besonders für große $|\xi_E| > 0.5$ gegenüber der Z'-Produktion im Drell-Yan-Prozess zu bevorzugen. Jedoch bietet die Vektorboson-Paarproduktion nicht die großen Vorteile, die sie bei der Suche nach einer W'-Resonanz hat. Wegen der großen fehlenden Transversalenergie der beiden Neutrinos im Endzustand ist die Verteilung sehr stark verschmiert und die Resonanz zeigt sich nicht in einem klaren Peak, sondern man erwartet eine breite Verteilung mit einigen Ereignissen mehr als im Standardmodell.

6.3.3. Diskussion

Auch für die Suche nach einer schweren Z-artigen Anregung bietet der LHC beste Vorraussetzungen. Wie ein zusätzliches W'-Boson zeichnet sich das Z', je nach betrachteter Theorie, durch unterschiedlich starke Kopplungen an die Standardmodell-Teilchen aus.

Besonders für große Kopplungen an die Fermionen bietet der Drell-Yan-Kanal die besten Vorraussetzungen für eine Entdeckung dieser zusätzlichen Resonanz. Da der Wirkungsquerschnitt jedoch sehr stark von der totalen Zerfallsbreite und den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen des Z'-Bosons abhängt, kann eine neue Resonanz mit einer sehr kleinen Kopplung an Fermionen nur entdeckt werden, wenn gleichzeitig die Kopplung an zwei W-Bosonen sehr stark unterdrückt ist.

Eine Resonanz, die in der WW-Paarproduktion auftritt, kann, bei gleicher Kopplung an Fermionen, auch für größere Kopplung an elektroschwache Eichbosonen entdeckt werden. Jedoch ist eine Entdeckung wesentlich schwieriger als im Drell-Yan-Kanal. Zerfällt das Z' direkt in zwei Leptonen, so können aus deren Impulsen und Energien die invariante Masse rekonstruiert werden und man hat einen eindeutigen Nachweis einer Resonanz. Bei der WW-Paarproduktion ist dies nicht möglich, da dort zwei Neutrinos im Endzustand auftreten und somit die transversale Masse als Observable verwendet werden muss.

Die Entdeckung einer Z'-Resonanz in der $WWjj$-Vektorbosonfusion ist nur für sehr große $g_{WWZ'}$ und verschwindende Kopplungen an Fermionen möglich. Außerdem gibt es große $t\bar{t}$-Untergründe, die zwar durch Phasenraumschnitte reduziert werden können, die Signifikanz der einzelnen Parameterpunkte jedoch herabsetzen. Da auch hier zwei Neutrinos im Endzustand auftreten, muss die transversale Masse der Leptonen als Observable verwendet werden. Dadurch ergeben sich dieselben Probleme wie bei der Vektorboson-Paarproduktion. Der Kanal kann aber, wie schon bei der W'-Suche, zur Bestätigung der Ergebnisse der beiden anderen Produktionskanäle verwendet werden.

6.4. Massenabhängigkeit der Signifikanzniveaus

Für ein Kaluza-Klein-artiges Modell, das ohne ein Higgsboson auskommt, muss die Masse der ersten Anregung kleiner als 1 TeV sein, um die Unitarität der Streuung longitudinaler Eichbosonen wiederherzustellen. Bis jetzt wurde speziell $m_{W'} =$ 700 GeV betrachtet. Um Abzuschätzen, wie sich die Signifikanz des Drell-Yan- und Vektorboson-Paarproduktion-Kanals in Abhängigkeit der Masse ändert, wurde für Szenario 2 eine Analyse mit $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1\ \text{fb}^{-1}$ durchgeführt. Dabei wurden zusätzlich die Signifikanzniveaus für $m_{W'/Z'} = 500$ GeV und $m_{W'/Z'} = 900$ GeV berechnet.

6.4.1. Allgemeiner Verlauf

In Abbildung 6.25 wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt über die invariante Masse für eine resonante W'-Produktion im Drell-Yan- und Vektorboson-Paarproduktions-Kanal aufgetragen. Für beide Prozesse wurden die Parameter $\xi_E = \xi_F =$ 0.2 gewählt.

Für größere Massen wird die Produktion einer zusätzlichen Resonanz in beiden Kanälen unterdrückt. Dies ist auf den Propagator zurückzuführen, der proportional zu k^{-2} ist, wobei k der Impulsübertrag der einlaufenden Quarks auf die Zerfallsprodukte der Resonanz ist und der Schwerpunktsenergie der Partonen entspricht.

Man erkennt, dass die Produktion von Resonanzen mit großer Massen im Drell-Yan-Kanal sehr viel stärker unterdrückt wird als bei der Paarproduktion. Wie schon bei der Signifikanzanalyse in den beiden vorherigen Abschnitten erläutert, ist der Drell-Yan-Kanal sehr sensitiv auf die totale Zerfallsbreite und die jeweiligen Verzweigungsverhältnisse der Resonanz, sodass sich ein W'-Boson mit relativ großer Zerfallsbreite sehr schlecht nachweisen lässt.
Einen großen Einfluss auf die totale Zerfallsbreite hat die partielle Zerfallsbreite in ein WZ-Paar. Da die beiden elektroschwachen Eichbosonen massiv sind, sind die

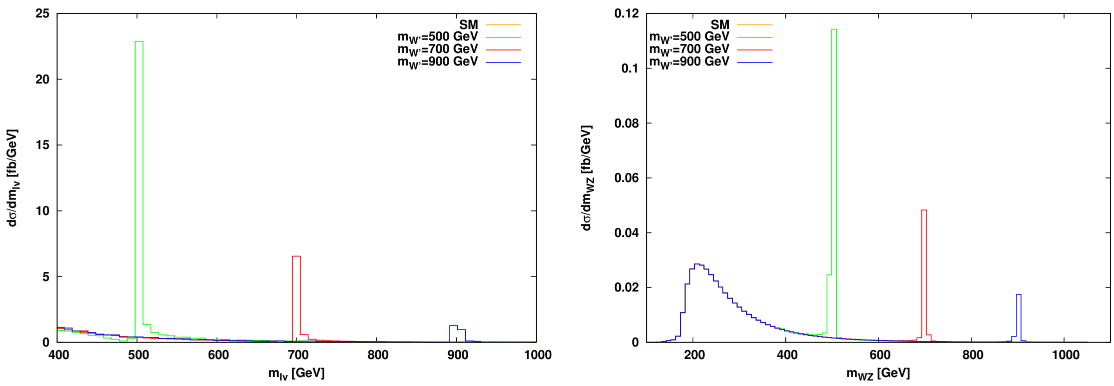


Abbildung 6.25.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to e^+\nu_e$ (links) und $pp \to W^+Z \to e^+\nu_e e^+e^-$ (rechts), in Abhängigkeit der invarianten Masse mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV, Szenario 2. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

Zerfälle des W' für kleine Massen kinematisch unterdrückt, so dass das erwartete k^{-2}-Verhalten durch den größeren Phasenraum teilweise kompensiert wird. Das $m_{W'}^{-1}$-Verhalten der Kopplung an elektroschwache Eichbosonen führt zu einer effektiven $m_{W'}^3$-Abhängigkeit der partiellen Zerfallsbreite.

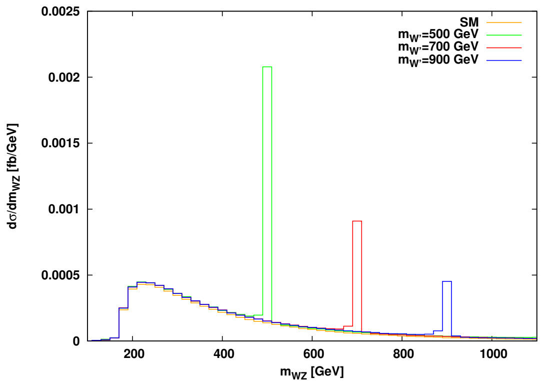


Abbildung 6.26: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $pp \to W^+Zjj \to e^+\nu_e\, e^+e^- jj$, in Abhängigkeit der invarianten Masse mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV, Szenario 2. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

In Abbildung 6.26 ist der differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to W^+Zjj \to e^+\nu_e\, e^+e^- jj$ über die invariante Leptonmasse aufgetragen. Für das Schaubild wurde jeweils $\xi_E = 0.4$ und $\xi_F = 0.0$ verwendet.
Wie bei der Vektorboson-Paarproduktion hat die kinematische Unterdrückung der Resonanz keinen so großen Einfluss wie bei der Drell-Yan-Produktion. Die Kopplung der Resonanz an die elektroschwachen Eichbosonen fällt mit $m_{W'}^{-1}$ und führt zu einer effektiven $m_{W'}^3$-Abhängigkeit der partiellen Zerfallsbreite in Eichbosonen.

Eine Signifikanzanalyse für die verschiedenen Massen wird für die Vektorbosonfusion nicht mehr ausgeführt, sollte aber für kleine Kopplungen der Resonanz an Fermionen zu ähnlichen Effekten wie bei der Vektorboson-Paarproduktion führen.

Das gleiche Verhalten zeigt sich auch für eine Z'-Resonanz, siehe Abbildung 6.27. Dort wurde für $\xi_E = \xi_F = 0.2$ der differentielle Wirkungsquerschnitt über die invariante Masse für die Prozesse $pp \to e^+e^-$ und $pp \to W^+W^- \to e^+\nu_e\, e^-\bar{\nu}_e$ aufgetragen. Durch die kleineren Kopplungen der Z'-Resonanz an Fermionen sind die Peaks, besonders im Drell-Yan-Kanal, nicht so stark ausgeprägt.

6.4.2. Signifikanzanalyse

Zur Bestimmung der Signifikanzniveaus wurde analog zur Analyse für $m_{V'} = 700$ GeV vorgegangen. Jedoch muss die Energieabhängigkeit der Detektorauflösung berücksichtigt werden.

6.4.2.1. W'-Suche

Zur Bestimmung der Signifikanz des Drell-Yan- und W^+Z-Kanals wurde wiederum die Zählmethode zur Bestimmung von S_{cL} aus Gleichung (6.16) verwendet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde dabei über die in Tabelle 6.1 angegebenen Intervalle integriert. Diese Integrationsbereiche wurden mit Hilfe eines χ^2-Tests ermittelt.

$m_{W'}$	500 GeV	700 GeV	900 GeV
Auflösung	∼50 GeV	∼80 GeV	∼90 GeV
Drell-Yan	455-505 GeV	635-715 GeV	825-915 GeV
VBPP	465-515 GeV	630-710 GeV	835-925 GeV

Tabelle 6.1.: Optimale Integrationsbereiche des differentiellen Wirkungsquerschnitts über die transversale Masse für die Suche nach einem W'-Boson.

In Abbildung 6.28 sind die Signifikanzniveaus für eine W'^+-Produktion im Drell-Yan-Kanal bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} eingetragen.

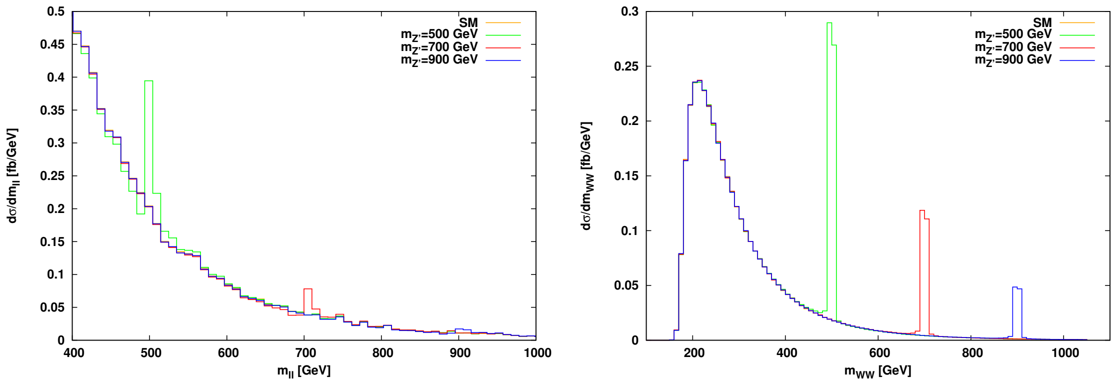


Abbildung 6.27.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $pp \to e^+e^-$ (links) und $pp \to W^+W^- \to e^+\nu_e\, e^-\bar{\nu}_e$ (rechts) in Abhängigkeit der invarianten Masse mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV, Szenario 2. Die Effekte der endlichen Detektorauflösung wurden nicht berücksichtigt.

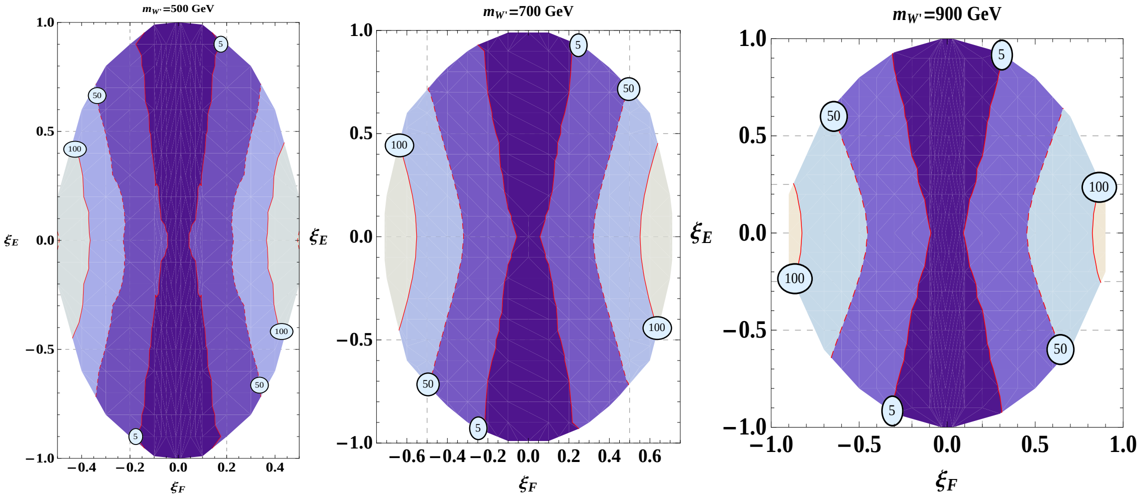


Abbildung 6.28.: Signifikanzniveaus für $pp \to e^+\nu_e$ mit $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1$ fb^{-1} für $m_{W'} = 500$ GeV (links), $m_{W'} = 700$ GeV (Mitte) und $m_{W'} = 900$ GeV (rechts).

Bei einer Masse von $m_{W'} = 500$ GeV sind deutlich mehr Kombinationen von Kopplungen ausgeschlossen als bei $m_{W'} = 900$ GeV. Dies kommt aus der Einschränkung durch die Vier-Fermionen-Kontaktwechselwirkung, siehe Kapitel 4.4. Diese sind proportional zu $m_{V'}^{-2}$.

Wie aus Abbildung 6.25 erwartet, können bei gleichen Kopplungsparametern ξ_E und ξ_F für größere Massen weniger Kombinationen der Kopplungen zu einer Entdeckung führen. Zusätzlich spielt die Detektorauflösung, insbesondere für kleine Kopplungsparameter, eine Rolle. Dies ist besonders gut an der 50σ-Grenze zu erkennen. Für $\xi_E = 0$ befindet sie sich für $m_{W'} = 500$ GeV ungefähr bei $\xi_F = 0.2$ und für $m_{W'} = 900$ GeV ungefähr bei $\xi_F = 0.5$. Jedoch lässt sich auch bei einer sehr schwe-

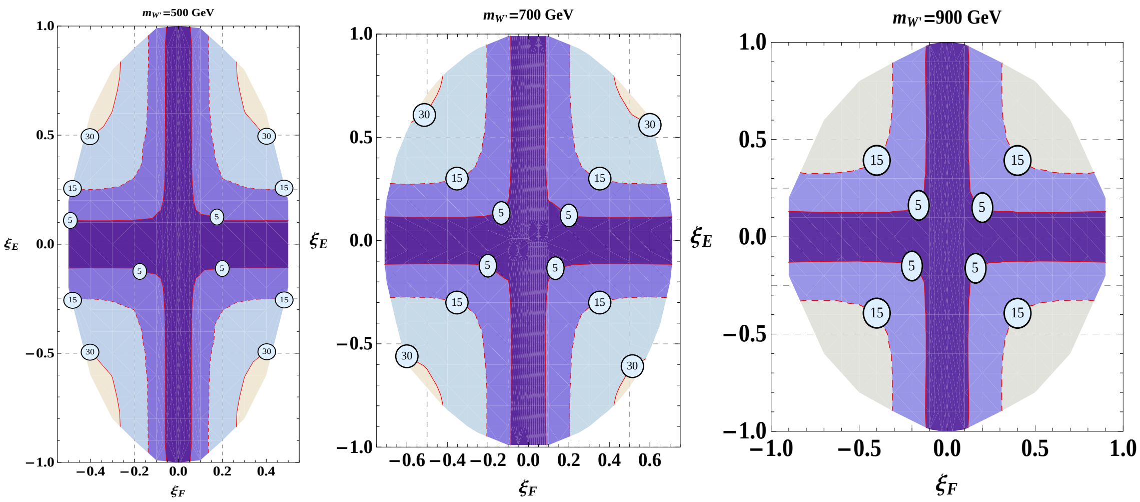


Abbildung 6.29.: Signifikanzniveaus im W^+Z-Kanal für eine Strahlenergie von 7 TeV und eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1}.

ren Resonanz schon bei einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} ein sehr großer Bereich des Parameterraums ausschließen. Bei großen Massen erhält man zwar wenige

Signalereignisse, jedoch werden auch die Standardmodell-Untergründe kinematisch unterdrückt.

In Abbildung 6.29 sind die Signifikanzniveaus für den W^+Z-Kanal für $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1\ \text{fb}^{-1}$ eingezeichnet.

Auch hier können, bei gleicher integrierter Luminosität und Strahlenergie, für größere W'-Massen weniger Kopplungskombinationen ausgeschlossen werden. Jedoch ist der Effekt im Vergleich zum Drell-Yan-Kanal nicht so groß, da die kinematische Unterdrückung der Resonanz keine so große Rolle spielt. Auch hier wirkt sich die Detektorauflösung negativ auf die mögliche Entdeckung neuer Vektorresonanzen mit großen Massen aus, weniger Untergrundereignisse kompensieren diesen Effekt jedoch teilweise.

6.4.2.2. Z'-Suche

Zur Berechnung der Signifikanzniveaus für eine Z'-Resonanz im Drell-Yan-Kanal wurde wiederum auf die Definition der Signifikanz S_{χ^2} mit Hilfe der χ^2-Methode aus Gleichung (6.30) zurückgegriffen. In Tabelle 6.2 sind die Binbreiten und die Integrationsbereiche des differentiellen Wirkungsquerschnitts über die invariante Leptonpaar-Masse aufgelistet. Für eine invariante Masse von etwa 700 GeV beträgt die experimentelle Auflösung $m_{\mu\mu}\,\Delta E_\mu/\sqrt{2} = m_{\mu\mu}\,0.02/\sqrt{2}$, siehe Anhang C,[61]. Für kleinere Myonenergien ist sie etwas besser, weshalb für eine Z'-Resonanz mit $m_{Z'} = 500$ GeV 4 Bins à 5 GeV für die χ^2-Analyse verwendet wurden. Für größere Energien ist die Auflösung entsprechend schlechter.

$m_{Z'}$	500 GeV	700 GeV	900 GeV
Binbreite	5 GeV	10 GeV	15 GeV
Drell-Yan	490-510 GeV	680-720 GeV	885-915 GeV

Tabelle 6.2.: Angenommene experimentelle Auflösung und zusammengefasste Integrationsbereiche für eine Z'-Resonanz im Drell-Yan-Kanal.

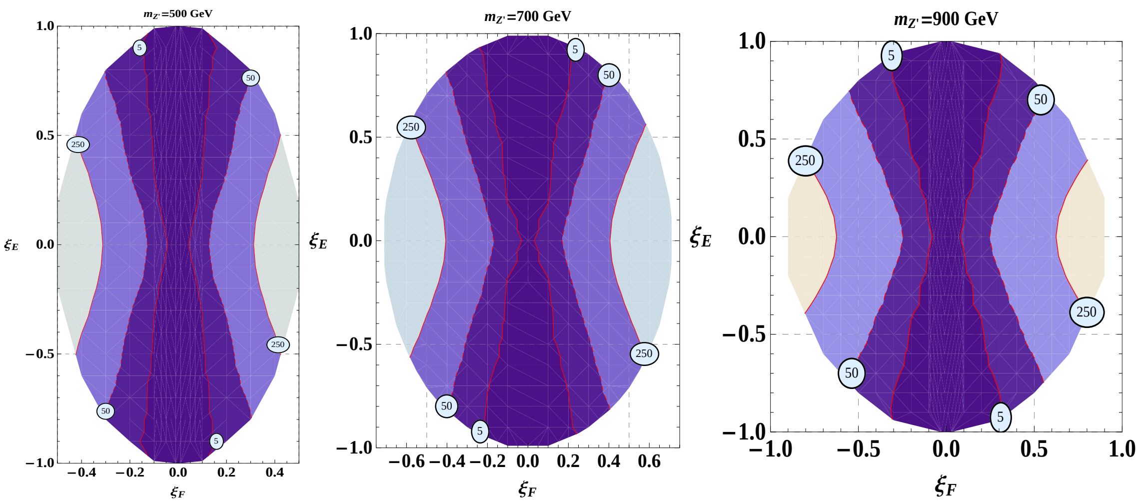


Abbildung 6.30.: Signifikanzniveaus für den Prozess $pp \to l^+l^-$ mit $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1\ \text{fb}^{-1}$ für Szenario 2.

In Abbildung 6.30 sind die Signifikanzniveaus für die Z'-Produktion im Drell-Yan-Kanal für $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1$ fb^{-1} für eine Z'-Masse $m_{Z'} = 500, 700, 900$ GeV eingetragen.

Wie schon bei einer W'-Resonanz in diesem Kanal ist eine sehr große Abhängigkeit der Signifikanzniveaus von der Resonanzmasse zu sehen. Insbesondere für kleine $Z'f\bar{f}$-Kopplungen können für größere Massen weniger Kombinationen der Kopplungen ausgeschlossen oder eine Resonanz entdeckt werden. Dies hat seine Ursache wiederum in der größeren totalen Zerfallsbreite der Resonanz, der größeren kinematischen Unterdrückung und der endlichen Detektorauflösung.

Die Suche nach einer Z'-Resonanz im WW-Kanal ist wegen der zwei Neutrinos im Endzustand wiederum nicht so vielversprechend wie eine entsprechende W'-Suche im WZ-Kanal. Wie schon bei der Suche für $m_{Z'} = 700$ GeV wurde zur Abschätzung der Signifikanz der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der transversalen Masse in Bins mit einer Breite von 50 GeV eingeteilt und die Signifikanz mit der χ^2-Methode berechnet. In Tabelle 6.3 sind die Anzahl der verwendeten Bins und die kombinierten Integrationsbereiche eingetragen.

$m_{Z'}$	500 GeV	700 GeV	900 GeV
Bins	7	10	9
VBPP	150-500 GeV	200-700 GeV	450-900 GeV

Tabelle 6.3.: Anzahl der 50 GeV-Bins und summierter Integrationsbereich für ein resonantes Z'-Boson in der Vektorboson-Paarproduktion.

Die Signifikanzniveaus für den WW-Kanal mit $\sqrt{s} = 14$ TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1$ fb^{-1} für die drei betrachteten Massen sind in Abbildung 6.31 aufgetragen.

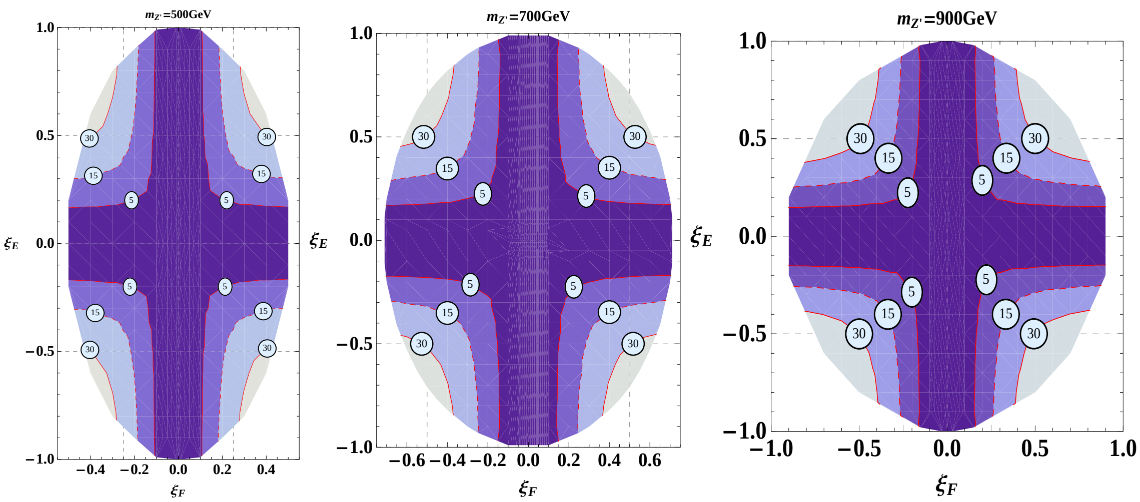


Abbildung 6.31.: Signifikanzniveaus im W^+W^--Kanal für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV und $\int \mathcal{L}dt = 1$ fb^{-1}.

Wie im Drell-Yan-Kanal können bei größeren Massen weniger Kopplungskombinationen ausgeschlossen oder ein Z' entdeckt werden. Besonders die schlechtere Detektorauflösung aufgrund der beiden Neutrinos spielt hier eine große Rolle. Jedoch lassen sich bei der Vektorboson-Paarproduktion, besonders für große Kopplungen des Z' an elektroschwache Eichbosonen und kleine Kopplungen an Fermionen, gegenüber der Z'-Produktion im Drell-Yan-Kanal größere Bereiche des erlaubten Parameterraums ausschließen.

Abschließend lässt sich sagen, dass die Vektorboson-Paarproduktion für $m_{V'} = 500 - 900$ GeV der beste Kanal für die Suche nach einer Kaluza-Klein-artigen Resonanz ist, da sie sowohl sensitiv auf die Kopplung an Fermionen als auch an die elektroschwachen Eichbosonen ist. Elektroschwache Präzisionsdaten bevorzugen im Rahmen des higgslosen RS-Modells eine kleine, aber nichtverschwindende Kopplung der Kaluz-Klein-Resonanzen an Fermionen, so dass der LHC die Möglichkeit bietet eine solche Resonanz im Vektorboson-Paarproduktionskanal zu entdecken oder auszuschließen.

KAPITEL 7

ZUSAMMENFASSUNG

Mit der Inbetriebnahme des Large Hadron Colliders am CERN ist die entgültige Klärung der Frage nach dem Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung in greifbare Nähe gerückt.
In Kapitel 2 dieser Arbeit wurde die spontane Symmetriebrechung, wie sie im Standardmodell realisiert ist, diskutiert und einige Probleme erläutert. Um diese Probleme zu umgehen wurden in den letzen Jahrzehnten viele Theorien entwickelt, die einen anderen Mechanismus zur elektroschwachen Symmetriebrechung vorschlagen. Einige dieser Theorien sagen zusätzliche Vektorbosonen vorher, die an Stelle des Higgsbosons die Unitarität in der Amplitude der longitudinalen WW-Streuung wiederherstellen. Insbesondere Theorien mit zusätzlichen Raumdimensionen, die ganz ohne ein skalares Teilchen auskommen, haben große Aufmerksamkeit erhalten und wurden in Kapitel 3 dieser Arbeit vorgestellt.

Das Ziel dieser Diplomarbeit war es, Vorhersagen zu treffen, ob zusätzliche Vektorresonanzen am LHC entdeckt werden können. Um ein möglichst allgemeines Ergebnis zu erhalten, wurde in Kapitel 4 ein modellunabhängiger Ansatz vorgestellt, der ein breites Spektrum möglicher Kopplungen der zusätzlichen Vektorresonanzen an Standardmodell-Teilchen zulässt.
Dieser Ansatz gründet sich auf Summenregeln, die aus der Unitaritätsbedingung einzelner Streuamplituden abgeleitet wurden. So gibt es in der Streuamplitude longitudinaler elektroschwacher Eichbosonen Terme, die bei Vernachlässigung der Higgsbeiträge proportional zum Quadrat der Schwerpunktsenergie anwachsen[1]. Stellt man jedoch bestimmte Forderungen an die beteiligten Kopplungen, so treten diese unitaritätsverletzenden Terme nicht auf. Diese Relationen lassen sich in Form der erwähnten Summenregeln darstellen.
Auch bei der Berechnung der Amplituden für die Vektorboson-Paarproduktion aus zwei Fermionen gibt es Terme, die proportional zum Quadrat der Schwerpunktsenergie anwachsen. Im Standardmodell treten diese Terme nicht auf, da bestimmte Relationen zwischen den Eichkopplungen gelten. In einem Modell mit zusätzlichen Vektorbosonen müssen diese jedoch explizit gefordert werden.

[1]Ohne das explizite Ausnutzen der Relationen zwischen den Eichkopplungen treten zusätzlich Terme auf, die quartisch in der Schwerpunktsenergie sind.

Um die erlaubten Kopplungen einer zusätzlichen W'- und Z'-Resonanz an Standardmodellteilchen zu bestimmen, wurden die so erhaltenen Summenregeln verwendet. Um die Kopplungen dieser neuen Anregungen an Fermionen und Eichbosonen über ein möglichst weites Spektrum variieren zu können, musste zusätzlich zu den Standardmodell-Vektorbosonen und den zu betrachtenden Resonanzen W_1 und Z_1 noch sehr schwere W'- und Z'-Resonanzen eingeführt werden (W_2 bzw. Z_2). Die Masse der ersten Resonanz wurde auf $m_{V_1} = 700$ GeV festgelegt, um die Unitaritätsverletzung zu höheren Energien zu verschieben. Die Masse der zweiten Resonanz wurde mit $m_{V_2} = 2.5\, m_{V_1}$ sehr viel höher gewählt. Für diese weiteren Vektorbosonen gibt es zwei Gründe: Zum einen dienen sie dazu, nichttriviale Kopplungen der ersten Resonanz an Standardmodellteilchen zu generieren und die Summenregeln zu erfüllen. Zum anderen werden die in higgslosen Kaluza-Klein-Theorien auftretenden schwereren Resonanzen in diesen zusammengefasst. Die zweiten Resonanzen sind somit keine physikalischen Teilchen, sondern eine effektive Beschreibung der Physik im TeV-Bereich und wurden nur indirekt in die Analyse mit einbezogen.
Durch das Einführen von zwei Parametern, die die Kopplungen an massive Eichbosonen (ξ_E) und Fermionen (ξ_F) charakterisieren, konnte die Kopplung der ersten Resonanz an die Standardmodell-Teilchen über einen großen Bereich variiert werden. Die Analyse wurde außerdem für drei verschiedene Szenarien durchgeführt, die einer Variation der g_{WWZ}-Kopplung im Rahmen der experimentellen Grenzen an diese Kopplung entsprechen.
Die Abhängigkeit der neuen Kopplungen von den beiden Parametern ξ_E und ξ_F wurde diskutiert und die Verzweigungsverhältnisse der neuen Resonanzen in elektroschwache Eichbosonen und Standardmodell-Fermionen wurden erläutert.
Es zeigte sich, dass die Unitaritätsverletzung je nach Wahl der Kopplungsparameter bei Schwerpunktsenergien zwischen 2 und 5 TeV auftritt und dass das betrachtete Modell, da es nur als effektive Theorie zu verstehen ist, nur bis etwa 2-3 TeV gültig ist.
Außerdem wurden aus experimentellen Präzisionsdaten der Vier-Fermionen-Kontaktwechselwirkung Einschränkungen an die Kopplungen der neuen Resonanzen an Standardmodell-Teilchen abgeleitet.

Zur Untersuchung der Detektierbarkeit der neuen Resonanzen wurde der beschriebene Ansatz in das Monte-Carlo-Programm VBFNLO, das zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten und Verteilungen an Hadron-Collidern entwickelt wurde, implementiert. In Kapitel 5 wurde zuerst eine kurze Übersicht über die Funktionsweise des Programms gegeben und danach auf die Implementierung des Drell-Yan-Prozesses und der WZ-Paarproduktion eingegangen. Außerdem wurden die Berechnung der Modellparameter und die Implementierung der zusätzlichen Graphen beschrieben.

In Kapitel 6 wurde mit Hilfe von VBFNLO die Detektierbarkeit einer W'- und Z'-Resonanz mit einer Masse von $m_{W'/Z'} = 700$ GeV in den drei möglichen Produktionskanälen Drell-Yan-Produktion, Vektorboson-Paarproduktion und Vektorbosonfusion untersucht. Mit einer für den jeweiligen Produktionskanal geeignet gewählten Definition der Signifikanz ließen sich die Parameterräume in sensitive und nicht sensitive Bereiche unterteilen. Dafür wurden die unter Verwendung bestimmter Phasenraumschnitte zu erwartenden Signalereignisse mit den (QCD-) Untergrundereignissen verglichen und daraus die Signifikanz für jeden Parameterpunkt bestimmt.
Die Analyse ergab, dass die Vektorboson-Paarproduktion, sowohl bei der Suche nach einem W'- als auch nach einem Z'-Boson, der vielversprechendste Kanal für eine

Entdeckung ist. Selbst für sehr kleine Kopplungen der zusätzlichen Resonanz an Standardmodell-Teilchen können diese nachgewiesen werden. Auch der Drell-Yan-Prozess ist für die Suche sehr gut geeignet, da er einen hohen Wirkungsquerschnitt hat und dadurch viele Signalereignisse erzeugt werden können. Jedoch ist die Signifikanz in diesem Kanal für große Kopplungen an Eichbosonen wesentlich geringer als bei der Vektorboson-Paarproduktion, da die totale Zerfallsbreite der Resonanz und das Verzweigungsverhältnis in Fermionen einen sehr großen Einfluss auf die Anzahl der Signalereignisse hat. Kombiniert man den Drell-Yan- und Vektorboson-Paarproduktions-Kanal, so können sehr große Bereiche des erlaubten Parameterraums abgedeckt werden.
Die Vektorbosonfusion, die als einer der "goldenen Kanäle" für die Suche nach einem Higgsboson gilt, ist nur für verschwindende Kopplungen der Vektorresonanz an Fermionen als Entdeckungskanal geeignet. Durch den kleinen Wirkungsquerschnitt würden erst bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV nennenswerte Ereigniszahlen vorliegen, so dass eine Entdeckung in den beiden anderen Kanälen bei kleineren integrierten Luminositäten möglich wäre. Die Vektorbosonfusion kann jedoch zur Bestätigung der anderen Ergebnisse dienen.
Sollte es zusätzliche Vektorresonanzen mit einer Masse von etwa 700 GeV geben, so werden diese am LHC entdeckt werden, falls die Kopplungen an Standardmodell-Teilchen nicht sehr stark unterdrückt sind.
Am Ende des Kapitels wurden für verschiedene Massen der neuen Resonanzen ($m_{W'/Z'} = 500$, 700, 900 GeV) die Signifikanzniveaus für der Drell-Yan-Kanal und die Vektorboson-Paarproduktion untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Vektorboson-Paarproduktion vor allem für sehr große Resonanzmassen viele Vorteile besitzt, da die kinematische Unterdrückung der Resonanz nicht so stark ist wie bei der Drell-Yan-Produktion.

Zusammenfassend kann man sagen, dass der LHC ein sehr hohes Potential hat, Kaluza-Klein-artige Vektorresonanzen mit einer Masse im Bereich zwischen 500 GeV und 900 GeV zu entdecken. Besonders die Vektorboson-Paarproduktion bietet gute Möglichkeiten, eine solche Resonanz zu entdecken, da sie sensitiv auf die Kopplungen der Resonanz an elektroschwache Eichbosonen und Standardmodell-Fermionen ist. Der Drell-Yan-Kanal bietet sich vor allem bei kleinen Kopplungen an die elektroschwachen Eichbosonen und nichtverschwindenden Fermionkopplungen an. Im Rahmen des higgslosen RS-Modells werden aufgrund elektroschwacher Präzisionsdaten nichtverschwindende Kopplungen der Kaluza-Klein-Anregungen an Standardmodell-Fermionen erwartet. Diese solten im Vektorboson-Paarproduktionskanal am LHC nachgewiesen oder ausgeschlossen werden können.
Die Vektorbosonfusion spielt für die Entdeckung nur im fermiophoben Fall eine Rolle. Durch den kleinen Wirkungsquerschnitt können erst bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer relativ hohen integrierten Luminosität ab ca. 100 fb^{-1} Resonanzen gemessen werden, wenn deren Kopplung an die elektroschwachen Eichbosonen sehr groß ist.

Da die Vektorbosonfusion für verschwindende Kopplungen der neuen Resonanzen an Standardmodell-Fermionen der einzige Entdeckungskanal ist, wäre für die Zukunft eine Untersuchung des $WWjj$-Kanals mit allen Standardmodell-Untergründen sehr interessant. Außerdem könnte eine Analyse der Signifikanz in Abhängigkeit der Masse der Resonanz bei der Vektorbosonfusion durchgeführt werden.
Ferner sollten für eine genauere Analyse Strahlungskorrekturen berücksichtigt wer-

den, da diese einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Wirkungsquerschnitte und Verteilungen haben [62].

ANHANG A

DETAILS ZUM HIGGSLOSEN RS-MODELL

A.1. Symmetriebrechung in fünf Dimensionen

Zur Vereinfachung gehen wir von einer flachen fünfdimensionalen Raumzeit aus ($g^{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1,-1,-1,-1,-1)$). Für eine AdS_5-Metrik ist das Vorgehen analog, jedoch führt die Abhängigkeit der Metrik von der Koordinate der fünften Raumdimension zu zusätzlichen Termen bei der partiellen Integration und zu z-abhängigen Vorfaktoren im Wirkungsintegral. Eine detaillierte Beschreibung und Einführung in Modelle mit Extradimensionen findet sich in [27]. Das Wirkungsintegral in fünf Dimensionen ist die Verallgemeinerung der vierdimensionalen Wirkung:

$$\begin{aligned} S_5 &= \int_{M^4} d^4x \int_R^{R'} dz \left[-\frac{1}{4} F^{aMN} F^a_{MN} \right] \\ &= \int d^5x \left[-\frac{1}{4} F^{a\mu\nu} F^a_{\mu\nu} - \frac{1}{2} F^{a\mu 5} F^a_{\mu 5} \right], \end{aligned} \tag{A.1.1}$$

wobei der Feldstärketensor F^a_{MN} wie folgt definiert ist:

$$F^a_{MN} = \partial_M A_N(x,y) - \partial_N A_M(x,y) + g_5 f^{abc} A^b_M(x,y) A^c_N(x,y). \tag{A.1.2}$$

g_5 ist die 5D-Eichkopplungskonstante und hat Massendimension $-1/2$, weshalb die Theorie nicht renormierbar ist und daher als effektive Theorie angesehen werden muss, die nur im Limes niedriger Energien gültig ist. Als einfaches Beispiel gehen wir von einer $U(1)$-Symmetrie aus, die auf den beiden Branes bei R und R' gebrochen werden soll. Dieses Beispiel lässt sich dann auf größere Eichgruppen verallgemeinern. Zur spontanen Symmetriebrechung werden nun an jedem Rand der Extradimension lokalisierte Lagrangedichten eingeführt. Diese entsprechen gerade der Standardmodell-Lagrangedichte für das Higgsboson:

$$\mathcal{L}_i = |D_\mu \Phi_i|^2 - \lambda_i \left(|\Phi_i|^2 - v_i^2 \right). \tag{A.1.3}$$

$i = 1, 2$ bezeichnet hierbei die beiden Branes. Wie gewöhnlich lassen sich die beiden komplexen Felder Φ_i durch ein Goldstoneboson π_i und ein Boson h_i parametrisieren:

$$\phi_i = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_i + h_i)\, e^{i\pi_i / v_i}. \tag{A.1.4}$$

Damit lässt sich die Wirkung bis zur quadratischen Ordnung in den Feldern berechnen:

$$\begin{aligned} S = \int d^4x \Bigg[\int_R^{R'} dz \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu A_5)^2 - \partial_\mu A_5 \partial_5 A^\mu \right) \\ + \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu h_1)^2 - \frac{1}{2}\lambda_1 v_1^2 h_1^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \pi_1 - v_1 A_\mu)^2 \right]_R \\ + \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu h_2)^2 - \frac{1}{2}\lambda_2 v_2^2 h_2^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \pi_2 - v_2 A_\mu)^2 \right]_{R'} \Bigg]. \end{aligned} \tag{A.1.5}$$

Man sieht, dass das vierdimensionale Eichfeld A_μ sowohl mit dem Goldstoneboson als auch mit den A_5-Skalaren mischt. Um diese zu entkoppeln muss ein geeigneter Eichfixierungsterm eingeführt werden:

$$\begin{aligned} S_{GF} = \int d^4x \quad & \left[\frac{-1}{2\xi} \int_R^{R'} dz (\partial_\mu A^\mu - \partial_5 A_5)^2 + \left[\frac{-1}{2\xi_1} (\partial_\mu A^\mu + \xi_1 (v_1 \pi_1 - A_5))^2 \right]_R \right. \\ + \quad & \left. \left[\frac{-1}{2\xi_2} (\partial_\mu A^\mu + \xi_2 (v_2 \pi_2 + A_5))^2 \right]_{R'} \right]. \end{aligned} \tag{A.1.6}$$

Die Wirkung im Bulk ist dann gegeben durch

$$S_{A_\mu} = \int d^5x \, \frac{1}{2} A_\mu \left[(\partial^2 - \partial_z^2)\eta^{\mu\nu} - (1 - \frac{1}{\xi})\partial^\mu \partial^\nu \right] A_\nu. \tag{A.1.7}$$

Um nun eine Zerlegung in Kaluza-Klein-Anregungen zu erhalten, macht man einen Produktansatz für die Felder,

$$A_\mu(x, y) = \epsilon_\mu(p) \, e^{ip \cdot x} f(z), \tag{A.1.8}$$

$\epsilon_\mu(p)$ ist hierbei der Polarisationsvektor und $f(z)$ die Wellenfunktion. Mit $p^2 = m_n^2$ ergibt sich damit die einfache Bewegungsgleichung für die Wellenfunktion

$$(\partial_z^2 + m_n^2) f_n(z) = 0, \tag{A.1.9}$$

welche als Lösung eine Linearkombination aus Sinus- und Kosinustermen hat. Die Massen m_n entsprechen den Massen der Kaluza-Klein-Anregungen und haben ihren Ursprung in der Kompaktheit der zusätzlichen Raumdimension. Diese hat eine Quantisierung der Impulse und damit ein Spektrum verschiedener Teilchenmassen zur Folge.

Führt man nun explizit die Integration über die fünfte Raumzeitkoordinate z in der Variation der Wirkung δS aus, so erhält man Randterme, die verschwinden müssen, damit die Bedingung $\delta S = 0$ gilt und die Wirkung extremal wird. Dies lässt sich bewerkstelligen, indem man einen zusätzlichen Eichfixierungsterm für die Eichbosonen an den Rändern einführt:

$$-\frac{1}{2\xi_{Rand}} \int d^4x (\partial_\mu A^{\mu a} \pm \xi_{Rand} A_5^a)^2 \, |_{R,R'} \, . \tag{A.1.10}$$

Geht man dann zur unitären Eichung $\xi_{Rand} \to \infty$ über, erhält man die Randbedingungen, die die Eichfelder erfüllen müssen:

$$\partial_z A_\mu \mp v_{1,2}^2 A_\mu = 0. \tag{A.1.11}$$

Im Limes $v_i \to \infty$ führt dies gerade zu Dirichlet-Randbedingung und die h_i-, π_i-Felder entkoppeln von den Eichfeldern. Ihr Effekt besteht also darin, die Wellenfunktion der Eichfelder von der Brane abzustoßen und die Eichfelder selbst massiv zu machen. Die Masse divergiert dabei jedoch nicht, sondern ist proportional zur Größe der Extradimension. Die übrigen skalaren Anregungen A_5 werden zum longitudinalen Freiheitsgrad des Eichbosons.

A.2. Realistische Randbedingungen

Ausgehend von der Wirkung für die Eichbosonen,

$$S = \int d^4x \int_R^{R'} dz\, \frac{R}{z} \left[-\frac{1}{4} F^{a\ 2}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} F^{a\ 2}_{\mu 5} \right], \tag{A.2.1}$$

muss noch ein geeigneter Eichfixierungsterm gewählt werden, um die Mischung der A_μ mit A_5 zu unterbinden. Eine geeignete Wahl ist

$$S_{GF} = -\int d^4x \int_R^{R'} dz\, \frac{1}{2\xi} \frac{R}{z} \left[\partial_\mu A^\mu - \xi \frac{z}{R} \partial_z \left(\frac{R}{z} A_5 \right) \right]^2. \tag{A.2.2}$$

Wiederum können die A_5-Felder durch die unitäre Eichung aus der Theorie entfernt werden. Der quadratische Anteil der Wirkung ist dann

$$\int d^4x \int_R^{R'} dz\, \frac{R}{z} \frac{1}{2} A_\mu \left[\left(\partial^2 - \frac{z}{R} \partial_z \left(\frac{R}{z} \partial_z \right) \right) \eta^{\mu\nu} - \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) \partial^\mu \partial^\nu \right] A_\nu. \tag{A.2.3}$$

Schreibt man A_μ als $A_\mu(x,z) = \epsilon_\mu(p) f(z) e^{ip\cdot x}$, geht man also in den vierdimensionalen Impulsraum über, so wird die Bewegungsgleichung für die Wellenfunktion $f(z)$ mit $p^2 = M^2$ zu

$$\left[-M^2 - z\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \right) \right] f(z) = 0 \Longleftrightarrow f'' - \frac{1}{z} f' + M^2 f = 0. \tag{A.2.4}$$

Mit der Ersetzung $f(z) = zg(z)$ erhält man eine Differentialgleichung,

$$g'' + \frac{1}{z} g' + (M^2 - \frac{1}{z^2}) g = 0, \tag{A.2.5}$$

deren Lösung Besselfunktionen sind:

$$f(z) = z \left(A J_1(q_k z) + B Y_1(q_k z) \right). \tag{A.2.6}$$

Um nun die geforderte Symmetriebrechung (Abbildung 3.1) an den beiden Rändern zu gewährleisten, wählt man folgende Randbedingungen:

$$\text{bei } y = R: \quad \left\{ \begin{array}{l} \partial_z (g_{5R} B_\mu + \tilde{g}_5 A^{R3}_\mu) = 0,\ \partial_z A^{La}_\mu = 0,\ A^{R1,2}_\mu = 0, \\ \tilde{g}_5 B_\mu - g_{5R} A^{R3}_\mu = 0. \end{array} \right. \tag{A.2.7a}$$

$$\text{bei } y = R': \quad \left\{ \begin{array}{l} \partial_z (g_{5R} A^{L\,a}_\mu + g_{5L} A^{R\,a}_\mu) = 0, \\ \partial_z B_\mu = 0,\ g_{5L} A^{L\,a}_\mu - g_{5R} A^{R\,a}_\mu = 0. \end{array} \right. \tag{A.2.7b}$$

Benützt man die Besselfunktionen und entwickelt nach Kaluza-Klein-Moden, erhält man als Lösung

$$\psi_k^{(A)}(z) = z\left(a_k^{(A)} J_1(q_k z) + b_k^{(A)} Y_1(q_k z)\right) \ , \tag{A.2.8}$$

was gerade $f(z)$ entspricht. (A) bezeichnet das jeweilige Eichboson und k die kte Anregung. Da die Eichgruppen mischen können, ist die Entwicklung nach KK-Anregungen etwas kompliziert:

$$B_\mu(x,z) = g_5\, a_0 \gamma_\mu(x) + \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k^{(B)}(z)\, Z_\mu^{(k)}(x)\,, \tag{A.2.9a}$$

$$A_\mu^{L\,3}(x,z) = \tilde{g}_5\, a_0 \gamma_\mu(x) + \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k^{(L3)}(z)\, Z_\mu^{(k)}(x)\,, \tag{A.2.9b}$$

$$A_\mu^{R\,3}(x,z) = \tilde{g}_5\, a_0 \gamma_\mu(x) + \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k^{(R3)}(z)\, Z_\mu^{(k)}(x)\,, \tag{A.2.9c}$$

$$A_\mu^{L\,\pm}(x,z) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A_\mu^{L1} \mp i A_\mu^{L2}\right) = \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k^{(L\pm)}(z)\, W_\mu^{(k)\,\pm}(x)\,, \tag{A.2.9d}$$

$$A_\mu^{R\,\pm}(x,z) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A_\mu^{R1} \mp i A_\mu^{R2}\right) = \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k^{(R\pm)}(z)\, W_\mu^{(k)\,\pm}(x)\,. \tag{A.2.9e}$$

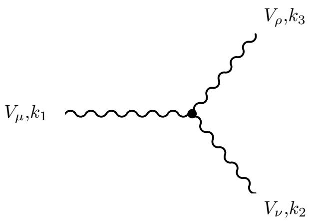
γ steht für das 4D-Photon. Es hat eine flache Wellenfunktion (masselos), da die $U(1)$ ungebrochen bleibt. $Z_\mu^{(k)}(x)$ und $W_\mu^{\pm(k)}(x)$ sind die Standardmodell-Eichbosonen $(k=0)$ und ihre schweren Anregungen. Die jeweiligen Wellenfunktionen und Massen können nun berechnet werden, indem man (A.2.8) in die Randbedingungen (A.2.7) einsetzt. Es ergibt sich ein lineares Gleichungssystem, aus dem sich die effektiven vierdimensionalen Feynmanregeln berechnen lassen (Details hierzu lassen sich in [37] und [63] finden).

ANHANG B

PAARPRODUKTION MASSIVER EICHBOSONEN

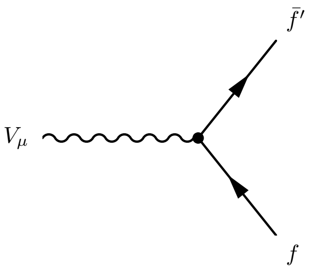
B.1. Konventionen

Für die Berechnung der $q\bar{q}$-Streuung wurden folgende Feynmanregeln und Konventionen für die Kopplungen verwendet:



$$= i g_{V_1 V_2 V_3} \left[g_{\mu\nu} \left(k_1 - k_2\right)_\rho + g_{\nu\rho} \left(k_2 - k_3\right)_\mu + g_{\rho\mu} \left(k_3 - k_1\right)_\nu \right] .$$

Abbildung B.1.: Drei-Vektorbosonen-Vertex, alle Teilchen sind einlaufend.



$$= i\gamma^\mu \left[g^L_{Vf\bar{f}'} \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) + g^R_{Vf\bar{f}'} \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \right) \right] .$$

Abbildung B.2.: Fermion-Fermion-Vektorboson-Vertex.

B.2. Vektorboson-Paarproduktion im Hochenergielimes

Zur Paarproduktion elektroschwacher Eichbosonen tragen, je nach Anfangs- und Endzustand, die Graphen aus Abbildung B.3 bei.

Zur Berechnung der Amplitude der jeweiligen Prozesse ($u\bar{u} \to W^+W^-$, $d\bar{d} \to W^+W^-$, $u\bar{d} \to W^+Z$) wurden die Impulse der ein- und auslaufenden Teilchen folgendermaßen gewählt:

$$k^\mu_{1/2} = E\left(1, 0, 0, \pm 1\right) , \quad k^\mu_{3/4} = E\left(1, 0, \pm\beta \sin\theta, \pm\beta\cos\theta\right) ,$$

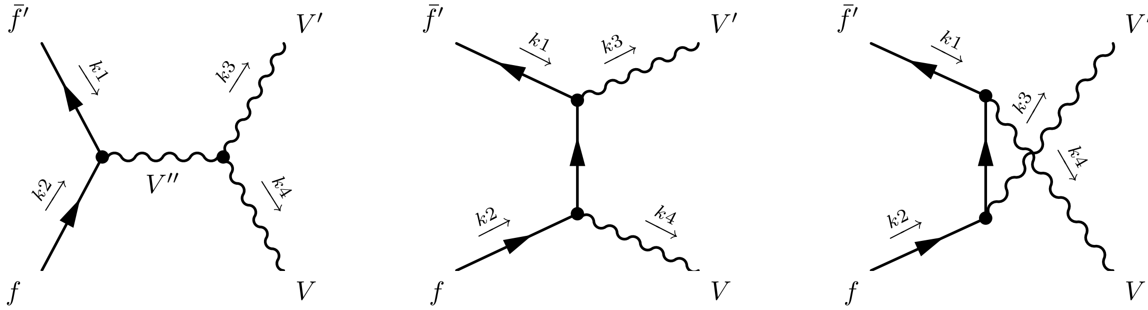


Abbildung B.3.: Feynmangraphen, die in führender Ordnung zur Vektorboson-Paarproduktion beitragen

wobei E die Schwerpunktsenergie bezeichnet. Im Fall $u\bar{d} \to W^+Z$ trägt das Z-Boson den Impuls k_3.

Die Amplitude $\mathcal{M}$ der einzelnen Prozesse ist dann

- $d\bar{d} \to WW$: Hier tragen Graph 1 und 2 bei,

$$\mathcal{M}^{\pm} = g^2_{Wd\bar{u}} \frac{\mathcal{M}_t^-}{t} + g_{\gamma d\bar{d}}\, g_{WW\gamma} \frac{\mathcal{M}_s^{\pm}}{s} + g_{V''d\bar{d}}\, g_{WWV''} \frac{\mathcal{M}_s^{\pm}}{s - m^2_{V''}}. \tag{B.2.1}$$

- $u\bar{u} \to WW$: Graph 1 und 3 tragen bei,

$$\mathcal{M}^{\pm} = g^2_{Wu\bar{d}} \frac{\mathcal{M}_u^-}{u} + g_{\gamma u\bar{u}}\, g_{WW\gamma} \frac{\mathcal{M}_s^{\pm}}{s} + g_{V''u\bar{u}}\, g_{WWV''} \frac{\mathcal{M}_s^{\pm}}{s - m^2_{V''}}. \tag{B.2.2}$$

- $u\bar{d} \to WZ$: Alle 3 Graphen tragen bei,

$$\mathcal{M}^{-} = g_{Wu\bar{d}}\, g_{Zu\bar{u}} \frac{\mathcal{M}_u^-}{u} + g_{Wu\bar{d}}\, g_{Zd\bar{d}} \frac{\mathcal{M}_t^-}{t} + g_{V''u\bar{u}}\, g_{V''WZ} \frac{\mathcal{M}_s^{\pm}}{s - m^2_{V''}}. \tag{B.2.3}$$

Zur Amplitude $\mathcal{M}^-$ tragen nur linkshändige Fermionen bei, zu $\mathcal{M}^+$ nur rechtshändige. $\mathcal{M}_i$ bezeichnet die Amplitude für ein i-Kanal-Diagramm. Im Falle von WW-Endzuständen wird der Austausch eines Photons und eines Z-Bosons getrennt geschrieben. Zur WZ-Amplitude können nur linkshändige Fermionen beitragen, da nur diese an $W^{\pm}$-Bosonen koppeln.

Die $\mathcal{M}_i$ lassen sich mit Hilfe der Standard-Feynmanregeln [64] und der Konvention für die Kopplungen aus Kapitel B.1 berechnen, wobei die Kopplungen als Faktoren vor die jeweilige Amplitude geschrieben wurden:

$$\mathcal{M}_t^{\pm} = \bar{v}(k_1) \not{\epsilon}_3 \left(\not{k}_3 - \not{k}_1\right) \not{\epsilon}_4 \frac{1 \pm \gamma_5}{2} u(k_2), \tag{B.2.4}$$

$$\mathcal{M}_s^{\pm} = \bar{v}(k_1) \left[2\not{\epsilon}_3(\epsilon_4 k_3) - 2\not{\epsilon}_4(\epsilon_3 k_4) - (\not{k}_3 - \not{k}_4)(\epsilon_3\epsilon_4)\right] \frac{1 \pm \gamma_5}{2} u(k_2), \tag{B.2.5}$$

$$\mathcal{M}_t^{\pm} = \bar{v}(k_1) \not{\epsilon}_4 \left(\not{k}_4 - \not{k}_1\right) \not{\epsilon}_3 \frac{1 \pm \gamma_5}{2} u(k_2). \tag{B.2.6}$$

Betrachtet man nun sehr hohe Energien ($E \gg m_{V'}, m_V$), so geht $\beta \to 1$. Die Mandelstamvariabeln werden unabhängig von den beteiligten Massen $s = 4E^2$,

$t = -\frac{s}{2}(1-\cos\theta)$, $u = -\frac{s}{2}(1+\cos\theta)$ und für die Polarisationsvektoren der Bosonen gilt:

$$\epsilon_L^\mu = \frac{k^\mu}{m_V} + \mathcal{O}\left(\frac{m_V}{E}\right). \tag{B.2.7}$$

Damit vereinfachen sich die einzelnen Teilamplituden zu

$$\mathcal{M}_t^\pm = -\frac{t}{m_{V'}^2}\bar{v}(k_1)\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}u(k_2), \tag{B.2.8}$$

$$\mathcal{M}_s^\pm = \frac{s-2m_{V'}^2}{m_{V'}^2}\bar{v}(k_1)\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}u(k_2), \tag{B.2.9}$$

$$\mathcal{M}_t^\pm = \frac{u}{m_{V'}^2}\bar{v}(k_1)\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}u(k_2). \tag{B.2.10}$$

Das Energieverhalten wird bestimmt durch:

$$\begin{aligned}\left|\bar{v}(k_1)\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}u(k_2)\right|^2 &= \mathrm{Tr}\left(\not{k}_1\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}\not{k}_2\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}\right)\\ &= \frac{s^2}{4}\beta^2\sin^2\theta\end{aligned}$$

$$\Rightarrow \bar{v}(k_1)\not{k}_3\frac{1\pm\gamma_5}{2}u(k_2) = \frac{s}{2}\beta\sin\theta e^{i\phi}. \tag{B.2.11}$$

ϕ ist eine konventionsabhängige Phase, die auf 0 gesetzt werden kann. Damit erhält man

$$\frac{\mathcal{M}_t^\pm}{t} \sim -\frac{\mathcal{M}_s^\pm}{s} \sim -\frac{\mathcal{M}_u^\pm}{u} \sim -\frac{s}{2m_{V'}^2}\beta\sin\theta,\ \ s,|t|,|u| \gg m_{V'}^2. \tag{B.2.12}$$

Die einzelnen Amplituden sind damit proportional zum Quadrat der Schwerpunktsenergie. Im Standardmodell heben sich die Beiträge proportional zu s gerade weg. Dies ist eine allgemeine Eigenschaft von Eichtheorien. Damit erhält man aus den Gleichungen (B.2.1)-(B.2.3) folgende Summenregeln:

$$-g_{Wd\bar{u}}^2 + g_{\gamma d\bar{d}}\,g_{WW\gamma} + g_{V''d\bar{d}}\,g_{WWV''} \stackrel{!}{=} 0, \tag{B.2.13}$$

$$g_{Wu\bar{d}}^2 + g_{\gamma u\bar{u}}\,g_{WW\gamma} + g_{V''u\bar{u}}\,g_{WWV''} \stackrel{!}{=} 0, \tag{B.2.14}$$

$$g_{Wu\bar{d}}\,g_{Zu\bar{u}} - g_{Wu\bar{d}}\,g_{Zd\bar{d}} + g_{V''u\bar{u}}\,g_{V''WZ} \stackrel{!}{=} 0. \tag{B.2.15}$$

Setzt man nur für V'' jeweils alle möglichen schweren Vektorbosonen ein, erhält man das Ergebnis aus Kapitel 4.1.2.

Betrachtet man im Endzustand ein longitudinal polarisiertes und ein transversales Vektorboson, ergeben sich dieselben Summenregeln, die jeweilige Amplitude wächst jedoch nur linear mit der Schwerpunktsenergie.

ANHANG C

DETEKTORAUFLÖSUNG

Um realistischere Ergebnisse für die Messgrößen zu erhalten, muss die endliche Detektorauflösung mit berücksichtigt werden. Es ist daher sinnvoll, die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung analytisch zu modifizieren, um diesen Effekten Rechnung zu tragen. Eine gute Methode ist es, die Impulse bzw. Energien der an einem Ereignis beteiligten Teilchen mit einer Gaußfunktion zu falten. Der Erwartungswert dieser Gaußfunktion ist null und verschmiert daher die Impulse und Energien der Teilchen. Die Phasenraumschnitte dürfen erst danach angewandt werden. Die Varianz der Gaußfunktion wurde für die verschiedenen Teilchen wie folgt gewählt:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \tag{C.1}$$

wurde in [61] für die Elektronen angegeben. Hierbei ist $S = 2.83\%$, $N = 124$ MeV und $C = 0.26\%$.

Für die Myonen wurde

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.02 \tag{C.2}$$

für $E \approx 300$ GeV angenommen, wie aus [61] abgeleitet wurde. Für kleinere Energien ist die Auflösung besser.
Um die invariante Masse der einzelnen Leptonen bei dieser Prozedur nicht zu verändern wurden alle Komponenten der Viererv ektoren mit demselben Faktor multipliziert.

Für die Varianz des fehlenden Transversalimpulses wurde ein, wie sich herausstellte, zu konservativer Wert gewählt [65]:

$$\frac{\Delta \not{p}_{x,y}}{\not{p}_{x,y}} = 0.46\sqrt{\sum E_{T,\mathrm{MC}}} \tag{C.3}$$

$\sqrt{\sum E_{T,\mathrm{MC}}}$ ist die Summe aller Energien der einzelnen Jets und geladenen Leptonen. $\vec{\not{p}}_T$ wurde exakt berechnet und danach die x- und y-Komponente gemäß Gleichung (C.3) verschmiert.

ANHANG D

PARAMETER

Für die Berechnung der Standardmodell-Kopplungen wurden folgende Werte verwendet:

$$\begin{aligned} m_W &= 80.399 \text{ GeV}, \\ m_Z &= 90.1876 \text{ GeV}, \\ m_t &= 172.0 \text{ GeV}, \\ G_F &= 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}. \end{aligned}$$

Die Faktorisierungsskala der CTEQ6L1 Partonverteilungsfunktion [66] wurden für die verschiedenen Prozesse wie folgt gewählt:

$$\mu_f = \begin{cases} m_W & W_{\text{DY}} \\ m_Z & Z_{\text{DY}} \\ m_{VV} & \text{VBPP} \\ Q & \text{VBF} \\ \min(p^T_{j1}, p^T_{j2}) & WZjj_{\text{QCD}} \end{cases}$$

m_{VV} bezeichnet die invariante Masse des VV-Systems, Q ist der Impulsübertrag des ausgetauschten W/Z-Bosons. Für die QCD-Untergründe wurde der minimale Transversalimpuls des härtesten Jets ($\min(p^T_{j1}, p^T_{j2})$) als Faktorisierungsskala angenommen.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] S. Weinberg, *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.

[2] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particlees and gauge fields*. Physics Letters **12** (1964) 132 – 133.

[3] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*. Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–322.

[4] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585–587.

[5] S. L. Glashow and S. Weinberg, *Breaking Chiral Symmetry*. Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 224–227.

[6] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Broken Symmetries*. Phys. Rev. **127** (1962) 965–970.

[7] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, *Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass*. Phys. Rev. D **16** (1977) no. 5, 1519–1531.

[8] P. Langacker, *The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons*. Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 1199–1228, `arXiv:0801.1345 [hep-ph]`.

[9] K. Arnold *et al.*, *VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons*. Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1661–1670, `arXiv:0811.4559 [hep-ph]`.

[10] R. N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry: The Frontiers of Quark-Lepton Physics (Graduate Texts in Contemporary Physics)*. Springer, 2010.

[11] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*. Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343–1346.

[12] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?* Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346–1349.

[13] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)*. Westview Press, 10, 1995.

[14] S. Willenbrock, *Symmetries of the standard model*. `arXiv:hep-ph/0410370`.

[15] D. E. Morrissey, T. Plehn, and T. M. P. Tait, *Physics searches at the LHC*. `arXiv:0912.3259 [hep-ph]`.

[16] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*. `arXiv:hep-ph/9709356`.

[17] C. T. Hill and E. H. Simmons, *Strong dynamics and electroweak symmetry breaking*. Phys. Rept. **381** (2003) 235–402, `arXiv:hep-ph/0203079`.

[18] **Particle Data Group** Collaboration, K. Nakamura *et al.*, *Review of particle physics*. J. Phys. **G37** (2010) 075021.

[19] E. Accomando, A. Belyaev, L. Fedeli, S. F. King, and C. Shepherd-Themistocleous, *Z' physics with early LHC data*. `arXiv:1010.6058 [hep-ph]`.

[20] L. Randall and R. Sundrum, *A large mass hierarchy from a small extra dimension*. Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3370–3373, `arXiv:hep-ph/9905221`.

[21] T. Kaluza, *On the Problem of Unity in Physics*. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1921** (1921) 966–972.

[22] O. Klein, *Quantum theory and five-dimensional theory of relativity*. Z. Phys. **37** (1926) 895–906.

[23] C. Csaki, C. Grojean, H. Murayama, L. Pilo, and J. Terning, *Gauge theories on an interval: Unitarity without a Higgs*. Phys. Rev. **D69** (2004) 055006, `arXiv:hep-ph/0305237`.

[24] C. Csaki, C. Grojean, L. Pilo, and J. Terning, *Towards a realistic model of Higgsless electroweak symmetry breaking*. Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 101802, `arXiv:hep-ph/0308038`.

[25] G. Cacciapaglia, C. Csaki, C. Grojean, and J. Terning, *Curing the Ills of Higgsless models: The S parameter and unitarity*. Phys. Rev. **D71** (2005) 035015, `arXiv:hep-ph/0409126`.

[26] G. Cacciapaglia, C. Csaki, G. Marandella, and J. Terning, *A New Custodian for a Realistic Higgsless Model*. Phys. Rev. **D75** (2007) 015003, `arXiv:hep-ph/0607146`.

[27] C. Csaki, J. Hubisz, and P. Meade, *Electroweak symmetry breaking from extra dimensions*. `arXiv:hep-ph/0510275`.

[28] J. M. Maldacena, *The large N limit of superconformal field theories and supergravity*. Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231–252, `arXiv:hep-th/9711200`.

[29] K. Agashe, A. Delgado, M. J. May, and R. Sundrum, *RS1, custodial isospin and precision tests*. JHEP **08** (2003) 050, `arXiv:hep-ph/0308036`.

[30] C. Csaki, C. Grojean, J. Hubisz, Y. Shirman, and J. Terning, *Fermions on an interval: Quark and lepton masses without a Higgs*. Phys. Rev. **D70** (2004) 015012, `arXiv:hep-ph/0310355`.

[31] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *Estimation of oblique electroweak corrections*. Phys. Rev. **D46** (1992) 381–409.

[32] C. Csaki, C. Delaunay, C. Grojean, and Y. Grossman, *A Model of Lepton Masses from a Warped Extra Dimension*. JHEP **10** (2008) 055, `arXiv:0806.0356 [hep-ph]`.

[33] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, and H. Georgi, *(De)constructing dimensions*. Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4757–4761, `arXiv:hep-th/0104005`.

[34] R. Foadi, S. Gopalakrishna, and C. Schmidt, *Higgsless electroweak symmetry breaking from theory space*. JHEP **03** (2004) 042, `arXiv:hep-ph/0312324`.

[35] E. H. Simmons, R. S. Chivukula, H. J. He, M. Kurachi, and M. Tanabashi, *Higgsless models: Lessons from deconstruction*. AIP Conf. Proc. **857** (2006) 34–45, `arXiv:hep-ph/0606019`.

[36] S. D. Drell and T.-M. Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*. Phys. Rev. Lett. **25** (1970) no. 5, 316–320.

[37] C. Englert, *Spin 1 Resonances in Vector Boson Fusion in Warped Higgsless Models*. Diplomarbeit, KIT. `http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml`.

[38] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys.Rev.Lett. **10** (1963) 531–533.

[39] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652–657.

[40] **ALEPH** Collaboration, J. Alcaraz *et al.*, *A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*. `arXiv:hep-ex/0612034`.

[41] G. Giacomelli and B. Poli, *Results from high-energy accelerators*. `arXiv:hep-ex/0202023`.

[42] M. Jacob and G. C. Wick, *On the general theory of collisions for particles with spin*. Ann. Phys. **7** (1959) 404–428.

[43] H. Spiesberger, M. Spira, and P. M. Zerwas, *The Standard model: Physical basis and scattering experiments*. `arXiv:hep-ph/0011255`.

[44] T. Stelzer and W. F. Long, *Automatic generation of tree level helicity amplitudes*. Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357–371, `arXiv:hep-ph/9401258`.

[45] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, *HELAS: HELicity amplitude subroutines for Feynman diagram evaluations*. KEK-91-11.

[46] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Receipes in Fortran 77 (2nd Ed.)*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1992.

[47] **CDF** Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, *Search for the Production of Narrow tb Resonances in 1.9 fb-1 of ppbar Collisions at sqrt(s) = 1.96 TeV*. Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 041801, `arXiv:0902.3276 [hep-ex]`.

[48] B. Feigl, *Anomale Vier-Vektorboson-Kopplungen bei der Produktion von drei Vektorbosonen am LHC*. Diplomarbeit, KIT. `http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml`.

[49] S. Weinzierl, *Introduction to Monte Carlo methods*. `arXiv:hep-ph/0006269`.

[50] G. P. Lepage, *VEGAS: An adaptive multidimensional Integration Program*. CLNS-80/447.

[51] D. Zeppenfeld *et al.*, *NLO QCD corrections to processes with multiple electroweak bosons*. PoS **RADCOR2009** (2010) 017, `arXiv:1002.0292 [hep-ph]`.

[52] M. Bähr, *Erzeugung einzelner Top-Quarks als Hintergrund bei der Higgs-Suche*. Diplomarbeit, KIT. `http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml`.

[53] T. Gleisberg *et al.*, *Event generation with SHERPA 1.1*. JHEP **02** (2009) 007, `arXiv:0811.4622 [hep-ph]`.

[54] F. Krauss, R. Kuhn, and G. Soff, *AMEGIC++ 1.0: A Matrix element generator in C++*. JHEP **02** (2002) 044, `arXiv:hep-ph/0109036`.

[55] M. Kerner, *Zentraler Jet-Veto bei Prozessen mit W- und Z-Bosonen, noch nicht veröffentlicht*. Diplomarbeit, KIT.

[56] A. D. Roeck, *CMS Technical Design Report, Volume II: Physics Performance*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **34** (2007) no. 6, . `http://stacks.iop.org/0954-3899/34/i=6/a=E01`.

[57] **CMS** Collaboration, *Study of the process* $pp \to WZ^0 \to l^{+/-}\nu l^+ l^-$ *(l=electron, muon)*. CMS-PAS-EWK-08-003.

[58] C. Englert, B. Jager, M. Worek, and D. Zeppenfeld, *Observing Strongly Interacting Vector Boson Systems at the CERN Large Hadron Collider*. Phys.Rev. **D80** (2009) 035027, `arXiv:0810.4861 [hep-ph]`.

[59] U. Baur, A. Juste, L. H. Orr, and D. Rainwater, *Probing electroweak top quark couplings at hadron colliders*. Phys. Rev. **D71** (2005) 054013, `arXiv:hep-ph/0412021`.

[60] A. Alves, O. J. P. Eboli, D. Goncalves, M. C. Gonzalez-Garcia, and J. K. Mizukoshi, *Signals for New Spin-1 Resonances in Electroweak Gauge Boson Pair Production at the LHC*. Phys. Rev. **D80** (2009) 073011, `arXiv:0907.2915 [hep-ph]`.

[61] G. L. Bayatian *et al.*, *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software.* Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006.

[62] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics.* Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics, and Cosmology 8. Cambridge Univ. Press, 2003.

[63] M. Brieg, *QCD-Korrekturen zur assoziierten Produktion von Kaluza-Klein-Resonanzen und schwachen Eichbosonen.* Diplomarbeit, KIT. `http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/publications.de.shtml`.

[64] M. Böhm, A. Denner, and H. Joos, *Gauge Theories of the Strong and Electroweak Interaction.* Teubner Verlag, 4, 2001.

[65] A. Olariu, *Performance of EtMiss reconstruction in first ATLAS data at a center-of-mass energy of 7 TeV.* ATL-PHYS-SLIDE-2010-276.

[66] J. Pumplin *et al.*, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis.* JHEP **07** (2002) 012, `arXiv:hep-ph/0201195`.

DANKSAGUNG

In erster Linie möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld bedanken, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, in meiner Diplomarbeit ein so spannendes und aktuelles Thema zu bearbeiten. Dankbar bin ich auch für die gute Betreuung während dieser Arbeit, die Bereitschaft, bei offenen Fragen jederzeit weiterzuhelfen und für die Korrekturvorschläge für diese Arbeit.

Frau Prof. Dr. Margarete Mühlleitner danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ebenso danke ich allen Institutsmitgliedern für die sowohl freundliche als auch professionelle Atmosphäre und das hohe Maß an Hilfsbereitschaft. Mein besonderer Dank gilt Dr. Christoph Englert, der mir viele Fragen zum Kaluza-Klein-Modell und zu VBFNLO beantwortet hat. Ebenso möchte ich mich bei Dr. Michael Rauch bedanken, der sich viel Zeit für die Beantwortung der großen und kleinen Fragen während meiner Diplomarbeit genommen hat.
Bei Bastian Feigl möchte ich mich, stellvertretend für die Administratoren, für die Hilfe bei Computerschwierigkeiten bedanken.
Meinen Zimmerkollegen möchte ich für die entspannte Atmosphäre und die hilfreichen Diskussionen, auch abseits des Institutslebens, danken. Mein spezieller Dank gilt dabei Florian Geyer, Ramona Gröber und Christian Hangst, die mir in schwierigen Phasen immer aufbauend zu Seite standen.

Den Korrekturlesern Jessica Frank, Florian Geyer, Thorben Graf, Christian Hangst, Thomas Hermann, Christian Röhr, Ansgar Schanz und Martin Stoll gilt mein besonderer Dank.

Meine Freunde waren mir immer eine großartige Unterstützung und brachten erfreuliche Abwechlung in die Studienzeit.

Schließlich bedanke ich mich bei meiner Familie, die mich während meines gesamten Studiums unterstützt und mir den nötigen Rückhalt gegeben hat. Insbesondere danke ich meinen Eltern, die mir mein Studium und diese Arbeit erst ermöglicht haben.

Zu guter Letzt danke ich Thomas für seine Liebe und Unterstützung während der letzten Jahre.