

TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN

---

# Studien zur Überprüfung der vorhergesagten Beziehung zwischen effektiven aQGC Parametern und expliziten Resonanzen

Bachelor-Arbeit  
zur Erlangung des Hochschulgrades  
Bachelor of Science  
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Daniel Reichelt

geboren am 09.02.1992 in Dresden

Institut für Kern- und Teilchenphysik  
Fachrichtung Physik  
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
Technische Universität Dresden

2014



Eingereicht am 28. Mai 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger

---

## Zusammenfassung

Vektorbosonenstreuung ist ein wichtiger Prozess zum Verständniss des Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung. Durch seine Vermessung können Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells gefunden werden bzw. Ausschlussgrenzen gesetzt werden. Eine modellunabhängige Beschreibung dieser Physik kann durch anomale Eichbosonkopplungen erfolgen. Diese beschreiben effektiv das Niederenergieverhalten von möglichen zusätzlichen Resonanzen. In dieser Arbeit wird der vorausgesagte Zusammenhang zwischen anomaler quartischer Eichkopplung und solchen expliziten Resonanzen anhand von Monte-Carlo-Simulationen untersucht. Dabei werden im Prozess  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  zwei Skalar-Isotensor-Resonanzen und im  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ -Prozess eine Tensor-Isotensor-Resonanz sowie eine Skalar-Isotensor-Resonanz betrachtet. Die Streuamplituden werden mittels K-Matrix-Methode unitarisiert.

## Abstract

Vector boson scattering is an important process for understanding electroweak symmetry breaking. By measurements of this process, hints to physics beyond the Standard Model might be found and limits can be set. A model independent way of describing this physics are anomalous quartic gauge couplings. These describe the low energy tail of possible resonances. In this thesis the predicted relation between anomalous quartic gauge couplings and explicit resonances is studied based on Monte Carlo simulations. In this context two scalar isotensor resonances are studied in  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  and a tensor isotensor resonance as well as a scalar isotensor resonance in  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ .



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	1
<b>2 Vektorbosonenstreuung am LHC</b>	<b>3</b>
2.1 LHC und ATLAS-Detektor . . . . .	3
2.2 Vektorbosonenstreuung . . . . .	4
<b>3 Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
3.1 Minimale Lagrangedichte . . . . .	7
3.2 Erweiterung des SM durch anomale quartische Eichkopplung . . . . .	8
3.3 Erweiterung des SM durch explizite Resonanzen . . . . .	8
3.4 Zusammenhang zwischen anomaler quartischer Eichkopplung und Resonanzen	9
3.5 Monte-Carlo-Generation mit WHIZARD . . . . .	10
3.6 Unitarität und K-Matrix Unitarisierung . . . . .	11
<b>4 Vergleich von anomaler quartischer Eichkopplung mit Resonanzen</b>	<b>13</b>
4.1 Darstellung von Resonanzen im $VV \rightarrow VV$ Prozess . . . . .	14
4.1.1 Auswirkung der Unitarisierung . . . . .	14
4.1.2 Auswirkung der Breite der Resonanz . . . . .	15
4.2 Vergleich im $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ -Prozess . . . . .	16
4.2.1 Skalar-Isotensor . . . . .	16
4.3 Vergleich im $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ -Prozess . . . . .	22
4.3.1 Tensor-Isotensor . . . . .	22
4.3.2 Skalar-Isotensor . . . . .	25
4.4 Unsicherheiten . . . . .	26
4.4.1 Systematische Unsicherheiten bei der Monte-Carlo-Simulation . . . . .	26
4.4.2 Statistische Unsicherheiten in WHIZARD . . . . .	27
<b>5 Zusammenfassung</b>	<b>29</b>

<b>6</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>31</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>III</b>
A.1	Tensor-Isotenor in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	III

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau des LHC . . . . .	3
2.2	Diagram zur Vektorbosonenstreuung . . . . .	5
2.3	Feynman-Diagramme der Vektorbosonenstreuung . . . . .	5
3.1	K-Matrix-Konstruktion der Projektion einer reellen Amplitude auf den Argand-Kreis.	12
4.1	Wirkungsquerschnitt $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ mit Tensor-Isotensor-Resonanz . . . . .	14
4.2	Abweichungen der Resonanzen mit steigender Breite . . . . .	15
4.3	Vergleich aQGC und Resonanz bei hoher Breite. . . . .	16
4.4	$\Phi_{1600}$ -Resonanz in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	17
4.5	Wahre und transversale Masse des WW-Systems mit $\Phi_{1600}$ -Resonanz . . . . .	18
4.6	Transversale Leptonenimpulse und Masse des Leptonensystems mit $\Phi_{1600}$ -Resonanz	19
4.7	$\Phi_{1000}$ -Resonanz in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	19
4.8	Wahre und transversale Masse des WW-Systems mit $\Phi_{1000}$ -Resonanz. . . . .	20
4.9	Transversale Leptonenimpulse und Masse des Lepton-Systems mit $\Phi_{1000}$ -Resonanz.	20
4.10	Azimuthaler Abstand der Leptonen in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	21
4.11	Azimuthaler Abstand der Jets in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	21
4.12	Invariante Masse des Jet-Jet-Systems in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	22
4.13	t-Resonanz in $W^+Z \rightarrow W^+Z$ . . . . .	23
4.14	Wahre und transversale Masse in $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ . . . . .	24
4.15	Verteilungen $\Delta\Phi_{jj}$ und $\Delta\eta_{jj}$ in $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ . . . . .	24
4.16	Invariante Masse des Jet-Jet-Systems in $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ . . . . .	25
4.17	Verteilung der Masse des Jet-Jet Systems über der Masse des WZ-Systems . . . . .	25
4.18	Skalar-Isotensor in $W^+Z \rightarrow W^+Z$ . . . . .	26
A.1	Tensor-Isotensor in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . . . . .	III





# Tabellenverzeichnis

1.1 Materieteilchen und ihre Wechselwirkungen im Standardmodell. . . . .	1
1.2 Bosonen und ihre Wechselwirkungen im Standardmodell. . . . .	2
3.1 Mögliche Spin-Isospin Kombinationen für Resonanzen. . . . .	9
3.2 Partielle Zerfallsbreiten der Resonanzen in Vektorbosonenpaare . . . . .	9
3.3 Beiträge der Resonanzen zu den Parametern anomaler Kopplung . . . . .	10
4.1 Statistische Unsicherheiten des SM-Wirkungsquerschnitts. . . . .	27



# 1 Einleitung

## 1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist ein Modell zur Beschreibung der elementaren Bestandteile der Materie sowie der fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen. In Tabelle 1.1 sind die Teilchen des Materiesektors dargestellt. Er kann in zwei Teilchenarten

	Familien			Wechselwirkungen
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	starke Wechselwirkung, elektroschwache Wechselwirkung
Leptonen	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$	elektroschwache Wechselwirkung

**Tabelle 1.1:** Materieteilchen und ihre Wechselwirkungen im Standardmodell.

eingeteilt werden. Zum einen die Leptonen mit Elektron, Myon und Tauon und ihren zugehörigen Neutrinos. Die Neutrinos sind elektrisch neutral, während Elektron, Myon und Tauon eine elektrische Ladung tragen, weshalb sie im folgenden auch zusammenfassend als „geladene Leptonen“ bezeichnet werden. Zum anderen gibt es die Quarks, die ebenso in drei Familien unterteilt werden. Quarks tragen sogenannte Farbladung der starken Wechselwirkung. In der Natur können jedoch nur farblose Teilchen beobachtet werden. Diese können aus Quarks gebildet werden, indem Quark und Antiquark mit Farbe und entsprechender Antifarbe Mesonen oder drei Quarks mit unterschiedlichen Farben Baryonen bilden. Mesonen und Baryonen werden zusammen als Hadronen bezeichnet. Entstehen in Experimenten Quarks, so Hadronisieren diese und bilden sogenannte Jets aus beobachtbaren Hadronen.

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben, die in Tabelle 1.2 zusammengefasst sind. Im SM gibt es drei fundamentale Wechselwirkungen, die starke, die schwache sowie die elektromagnetische Wechselwirkung, wobei die letzten beiden durch eine vereinheitlichte elektroschwache Theorie beschrieben werden können. Die zugrundeliegende elektroschwache Symmetrie ist gebrochen (Electro Weak Symmetry Breaking, im folgenden EWSB). Im SM wird dies durch den so genannten Higgs-Mechanismus realisiert. Der Nachweis eines mit dem SM-Higgs kompatiblen Teilchens am LHC [1] [2] gibt Hinweise auf den Mechanismus der Elektroschwachen Symmetriebrechung und ermöglicht eine konsistente Formulierung des SM als unitäre Theorie.

Das Standardmodell ist auf den in modernen Experimenten zugänglichen Energieskalen sehr

Wechselwirkung	Boson	
elektroschwache Wechselwirkung	W-Boson	$W^+, W^-$
	Z-Boson	$Z$
	Photon	$\gamma$
starke Wechselwirkung	Gluonen	$G$
	Higgs-Boson	$H$

**Tabelle 1.2:** Bosonen und ihre Wechselwirkungen im Standardmodell.

gut bestätigt. Bisher gibt es keine experimentellen Beobachtungen von Physik jenseits des SM („Beyond the Standard Modell“ im folgenden BSM). Die möglichen Szenarien von BSM-Physik können jedoch eingeschränkt werden, indem Ausschlussgrenzen auf mögliche Parameter dieser neuen Physik, wie zum Beispiel anomale Kopplungen, gefunden werden. Durch Messungen in Vektorbosonenstreuung (VBS) können Grenzen für anomale Eichkopplungen (Viereichbosonenkopplung, „anomalous quartic gauge coupling“ im folgenden aQGC und Dreiereichbosonenkopplung, „anomalous triple gauge coupling“ im folgenden aTGC) gesetzt werden.

## 2 Vektorbosonenstreuung am LHC

Als Vektorbosonenstreuung (im folgenden VBS) bezeichnet man einen Prozess  $VV \rightarrow VV$  mit  $V \in \{W^\pm, Z, \gamma\}$  (der Fall  $V = \gamma$  wird in dieser Arbeit nicht beachtet), d.h einen Prozess mit zwei Vektor-(Eich-)Bosonen im Anfangs- und im Endzustand. Er bildet einen Schlüsselprozess zum Verständnis der EWSB und zur Suche nach Hinweisen auf Physik jenseits des SM in der elektroschwachen Theorie. Seine Untersuchung ist eines der Forschungsziele am Large Hadron Collider (LHC).

### 2.1 LHC und ATLAS-Detektor

Der LHC [3] ist ein Ringbeschleuniger am CERN und hat einen Umfang von 27 km. An ihm werden hauptsächlich Proton-Proton-Kollisionen untersucht. Bis 2013 wurden Daten bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sqrt{s} = 8$  TeV aufgenommen, im nächsten Lauf wird diese auf  $\sqrt{s} = 14$  TeV erhöht werden. Der schematische Aufbau ist in Abb. 2.1 zu sehen. Es gibt zwei

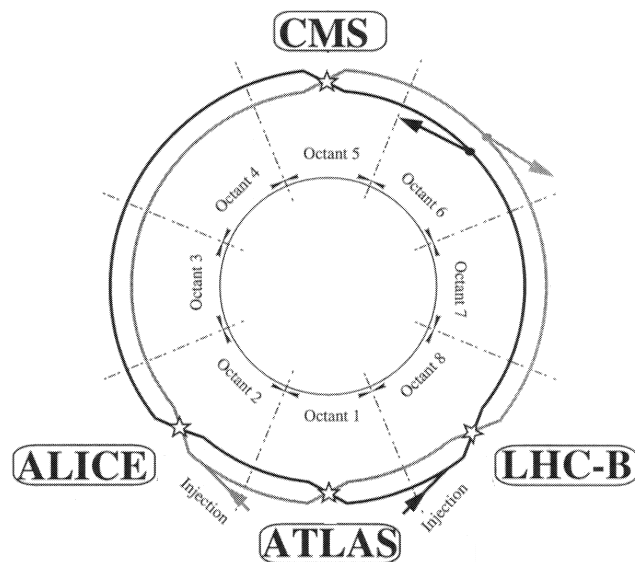


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des LHC. Entnommen aus [3].

gegenläufige Strahlen, die an verschiedenen Punkten zur Kollision gebracht werden, um die Endzustände zu untersuchen. Dazu gibt es 4 Detektoren, ALICE zur Untersuchung von Ionenkollisionen, LHC-B zur Erforschung von B-Mesonen-Physik, sowie die beiden großen „general purpose“ Detektoren CMS und ATLAS.

Der ATLAS-Detektor [4] (*A Torodial LHC ApparatuS*) ist zylinderförmig um den Kollisionspunkt aufgebaut. Seine drei Hauptbestandteile sind der innere Detektor, die Kalorimeter sowie das Myonspektrometer:

- Der **innere Detektor** dient zur Rekonstruktion der Spur und des Impulses von geladenen Teilchen. Er deckt einen Bereich von  $|\eta| \leq 2.5$  ab.
- Das **elektromagnetische** und das **hadronische Kalorimeter** dienen zur Messung der Energie von Photonen, Elektronen auf einem  $\eta$ -Bereich von  $|\eta| \leq 3.2$  und Jets auf einem Bereich von  $|\eta| \leq 4.9$ .
- Um das Kalorimeter herum befindet sich das **Myon-Spektrometer** zum Nachweis von Myonen. Es deckt einen Bereich von  $|\eta| \leq 2.5$  ab.

Die Messung der Energie von Neutrinos erfolgt über die fehlende Transversale Energie  $E_t^{\text{miss}}$ , die definiert ist als Summe aller transversalen Impulse der nachgewiesenen Teilchen. Dies beruht auf der Annahme, dass der transversale Impuls vor der Kollision vernachlässigbar klein ist und Impulserhaltung gelten muss.

## 2.2 Vektorbosonenstreuung

Am LHC kann VBS in Proton-Proton Kollisionen über den Prozess

$$pp \rightarrow VV + qq \rightarrow f\bar{f}f\bar{f} + qq$$

mit den Quarks  $q$  und Fermion-Antifermion-Paaren  $f\bar{f}$  entsprechend der möglichen Zerfälle von  $V$  beobachtet werden. Dabei werden hier nur Zerfälle in Leptonen untersucht. In Abb. 2.2 ist ein Diagramm dieses Prozesses dargestellt, wobei die Interaktion der Vektorbosonen auf verschiedene Arten erfolgen kann. In Abb. 2.3 sind die vom SM vorhergesagten prinzipiell in VBS möglichen Vertices zu sehen. Dabei tragen nur die Vertices aus Abb. 2.3 bei, die für die ein konkretes Vektorbosonenpaar möglich sind. So liefern z.B. in  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  nur die ersten beiden sowie das letzte Diagramm einen Beitrag. Daneben gibt es noch weitere Prozesse in  $pp$ -Kollisionen, die denselben Endzustand haben, jedoch keine VBS beinhalten und als Untergrund in der Messung auftreten.

Im SM werden die Amplituden in der VBS durch die Higgs-Diagramme unitarisiert. Ohne die Anwesenheit eines leichten Higgsbosons würde sie proportional zur Schwerpunktsenergie anwachsen. In BSM-Modellen werden weitere Beiträge zur VBS vorhergesagt, die die Unitarität der Streumatrix wiederum verletzen können. Zum Verständnis und zum Einschränken solcher Modelle und der EWSB sind Messungen in VBS deshalb interessant.

Am ATLAS-Detektor wurde die elektroschwache Produktion von  $W^\pm W^\pm jj$  vermessen [5].

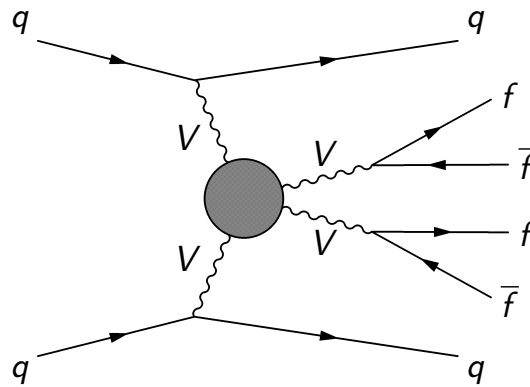


Abbildung 2.2: Diagramm zur Vektorbosonenstreuung.

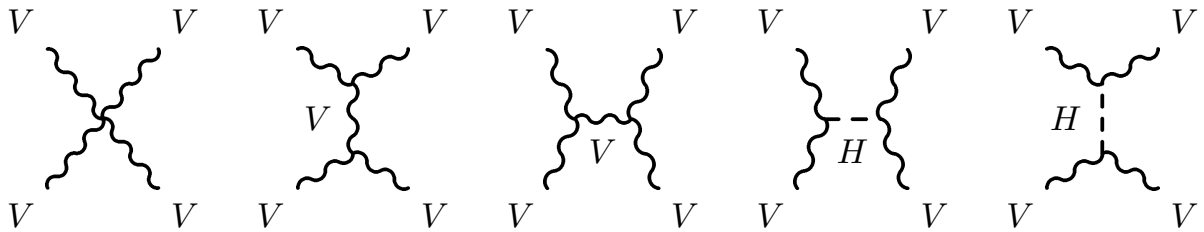


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme der Vektorbosonenstreuung.

Dabei wurden aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt erste Ausschlussgrenzen auf die Parameter anomaler Kopplung (s. Kapitel 3.2) bestimmt. Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des vorhergesagten Zusammenhangs der anomalen Kopplungsparameter mit expliziten Resonanzen in  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  und  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ , um eine weitere Interpretation von Grenzen für anomale Kopplung in VBS im Sinne von Resonanzen zu erleichtern.





# 3 Theoretische Grundlagen

Es gibt zahlreiche Modelle zur Beschreibung von Physik jenseits des Standardmodells, sodass es sehr aufwändig wäre, in Messungen Ausschlussgrenzen auf alle möglichen Parameter zu setzen. Stattdessen werden Ausschlussgrenzen auf modellunabhängige Parameter neuer Physik gesucht. In den folgenden Abschnitten wird die in dem Monte-Carlo-Generator WHIZARD [6] [7] implementierte Parametrisierung des SM und neuer Physik eingegangen und der Generator selbst beschrieben.

## 3.1 Minimale Lagrangedichte

Eine modellunabhängig Erweiterung des elektroschwachen Sektors des SM kann durch eine effektive Theorie erfolgen. In [8] wird dazu von einer minimalen Lagrangedichte

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\min} = & \sum_{\Psi} \bar{\Psi}(i\not{D})\Psi - \sum_{\Psi} \bar{\Psi}_L \Sigma M \Psi_R - \frac{1}{2g^2} \text{tr}[\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu}] - \frac{1}{2g'^2} \text{tr}[\mathbf{B}_{\mu\nu} \mathbf{B}^{\mu\nu}] \\ & + (\partial_\mu \Phi)^\dagger \partial^\mu \Phi + V(\Phi) + \frac{g_h v}{2} \text{tr}[\mathbf{V}^\mu \mathbf{V}_\mu] h - \sum_{\Psi} \bar{\Psi}_L M \Psi_R \Phi + \frac{v^2}{4} \text{tr}[(\mathbf{D}_\mu \Sigma)(\mathbf{D}^\mu \Sigma)] \end{aligned} \quad (3.1)$$

ausgegangen. Dabei ist  $D_\mu$  die kovariante Ableitung und  $\Phi$  das Higgsfeld. Das Feld

$$\mathbf{V} = \Sigma(\mathbf{D}\Sigma)^\dagger \quad (3.2)$$

mit

$$\Sigma = \exp \left[ -i \frac{\omega^a \tau^a}{v} \right] \quad (3.3)$$

beschreibt die longitudinalen Anteile der Eichbosonen, wobei  $\tau^a$  die Paulimatrizen,  $\omega^a$  die Goldstonefelder und  $v$  der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes sind. Die kovariante Ableitung von  $\Sigma$  ist dabei gegeben durch:

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma + ig W_\mu^a \Sigma - ig' \Sigma \frac{\tau^3}{2} B_\mu \quad (3.4)$$

Die Feldstärketensoren sind definiert als

$$\mathbf{B}_{\mu\nu} = \Sigma (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu) \frac{\tau^3}{2} \Sigma^\dagger \quad (3.5)$$

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu + ig[\mathbf{W}_\mu, \mathbf{W}_\nu] \quad (3.6)$$

mit den Eichfeldern  $W_\mu$  und  $B_\mu$ . Die minimale Lagrangedichte kann nun durch zusätzliche Operatoren erweitert werden.

## 3.2 Erweiterung des SM durch anomale quartische Eichkopplung

Erweitert man die minimale Lagrangedichte (3.1) um Operatoren höherer Ordnung, so führt dies auf anomale TGC und QGC. In [9] werden die möglichen Erweiterungen diskutiert. Es gibt elf Operatoren, die die CP-Invarianz der Lagrangedichte erhalten würden. Fordert man, dass auch die  $SU(2)$ -Symmetrie der Lagrangedichte erhalten bleibt, reduziert sich diese Zahl auf fünf. Von diesen beeinflussen zwei nur die TGC und einer sowohl TGC als auch QGC. In dieser Arbeit werden nur QGC betrachtet. Da auf aTGC bereits stark einschränkende Ausschlussgrenzen aus Messungen existieren, bleiben zwei Lagrangeterme, die nur die aQGC beeinflussen. In der üblichen Notation [9] sind dies:

$$\mathcal{L}_4 = \alpha_4 (\text{tr}[\mathbf{V}_\mu \mathbf{V}_\nu])^2 \quad (3.7)$$

$$\mathcal{L}_5 = \alpha_5 (\text{tr}[\mathbf{V}_\mu \mathbf{V}^\mu])^2 \quad (3.8)$$

mit den Kopplungsparametern  $\alpha_4$  und  $\alpha_5$  sowie  $\mathbf{V}$  wie in (3.2) definiert. Die Auswirkungen von aQGC kann besonders in den kinematischen Verteilungen von:

$$\Delta\eta_{jj} \quad \text{Differenz der Pseudorapidität der Jets,} \quad (3.9)$$

$$\Delta\Phi_{ll} \quad \text{azimuthaler Abstand der Leptonen,} \quad (3.10)$$

$$M_{ll} \quad \text{invariante Masse des Lepton-Lepton-Systems,} \quad (3.11)$$

$$\sum p_T^l \quad \text{skalare Summe der transversalen Leptonenimpulse} \quad (3.12)$$

beobachtet werden (s. [10])

## 3.3 Erweiterung des SM durch explizite Resonanzen

Zur Interpretation von Messergebnissen in Vektorbosonenstreuung können modellunabhängig zusätzliche Resonanzen angenommen werden. Da die Vektorbosonen Spin  $J = 1$  und Isospin  $I = 0$  oder  $I = 1$  haben, sind die relevanten Spin/Isospin-Werte der Resonanzen  $J, I \in \{0, 1, 2\}$ .

Dabei kann auch die Kombination  $I = 2, J = 1$  ignoriert werden, da diese aufgrund des Landau-Yang-Theorems nicht an gleichgeladene W-Bosonen koppeln würden [11]. Es ergeben sich also die in Tab. 3.1 dargestellten Resonanzen. Im  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  Prozess gibt es

	$J = 0$	$J = 1$	$J = 2$
$I = 0$	$\sigma^0$	$[\omega^0]$	$f^0$
$I = 1$	$[\pi^\pm, \pi^0]$	$\rho^\pm, \rho^0$	$[a^\pm, a^0]$
$I = 2$	$\Phi^{\pm\pm}, \Phi^\pm, \Phi^0$	–	$t^{\pm\pm}, t^\pm, t^0$

**Tabelle 3.1:** Mögliche Spin-Iospin Kombinationen für Resonanzen, die an Vektorbosonen koppeln. Erstellt nach [8]. Die in eckigen Klammern stehenden Resonanzen können nur mit SU(2)-Symmetrie verletzenden Kopplungen eingeführt werden.

aufgrund der zweifachen Ladung nur die Isotensoren ( $I = 2$ ) im s-Kanal. Anhand dieser wird im Hauptteil dieser Arbeit der Vergleich zwischen Resonanzen und aQGC durchgeführt. Die Breite der Resonanz wird von unten begrenzt durch die partielle Zerfallsbreite in Vektorbosonpaare, die in Tab. 3.2 gegeben ist, und nach oben durch die Annahme, dass für physikalisch sinnvolle Resonanzen

$$\Gamma \leq M \tag{3.13}$$

gilt (s. [11]). Für alle in dieser Arbeit betrachteten Beispiele wurden Resonanzen mit der minimalen Zerfallsbreite aus Tab. 3.2 benutzt.

Resonanz	$\sigma$	$\Phi$	$\rho$	$f$	$t$
$\Gamma$	6	1	$\frac{4}{3} \left( \frac{v^2}{M^2} \right)$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{30}$

**Tabelle 3.2:** Partielle Zerfallsbreiten der Resonanzen in Vektorbosonpaare in Vielfachen von  $\frac{g^2 M^3}{64\pi v^2}$ . Erstellt nach [9].

### 3.4 Zusammenhang zwischen anomaler quartischer Eichkopplung und Resonanzen

Der Effekt der Resonanzen bei niedrigen Energien kann durch Beiträge zur anomalen Kopplung beschrieben werden. Für eine Resonanz mit Masse  $M$  und Breite  $\Gamma$  ergibt sich [9] [11]:

$$\alpha_i = \Delta\alpha_{i,j} \cdot \frac{16\pi\Gamma v^4}{M^5} \tag{3.14}$$

mit  $i \in \{4, 5\}$ ,  $j \in \{\sigma, \Phi, \rho, f, t\}$ ,  $\Delta\alpha_{i,j}$  wie in Tab. 3.3.

Resonanz	$\sigma$	$\Phi$	$\rho$	$f$	$t$
$\Delta\alpha_4$	0	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{5}{2}$	$-\frac{5}{8}$
$\Delta\alpha_5$	$\frac{1}{12}$	$-\frac{1}{12}$	$-\frac{3}{4}$	$-\frac{5}{8}$	$\frac{35}{8}$

**Tabelle 3.3:** Beiträge der Resonanzen zu den Parametern anomaler Kopplung. Erstellt nach [9].

## 3.5 Monte-Carlo-Generation mit WHIZARD

Um gemessene Daten mit konkreten Modellen vergleichen zu können, um diese zu bestätigen oder einzuschränken, müssen zuerst die Vorhersagen des Modells zu dem untersuchten Prozess berechnet werden. Dazu werden zunächst die von der Theorie vorhergesagten Amplituden benötigt. Sind diese bekannt, so können der Wirkungsquerschnitt des Prozesses berechnet und anschließend Ereignisse auf Matrixelementniveau simuliert werden. Um Proton-Proton-Kollisionen zu simulieren, müssen dabei zunächst die Viererimpulsanteile der interagierenden Partonen beschrieben werden, was durch aus experimentellen Beobachtungen gewonnenen Parton-Dichte-Funktionen (PDF) geschieht. Da die Berechnung des partonischen Wirkungsquerschnitts nicht analytisch möglich ist, wird dazu die Monte-Carlo-Methode benutzt.

Die so simulierten Ereignisse enthalten unter anderem noch Quarks, die Hadronisieren. Um die Ereignisse mit gemessenen Daten vergleichen zu können, muss dies, sowie der Zerfall kurzlebiger Teilchen im Endzustand zusätzlich simuliert werden. Mit diesen Daten kann wiederum simuliert werden, wie sich der Detektor bei diesen Ereignissen verhalten würde und welche Objekte durch die verwendeten Algorithmen tatsächlich rekonstruiert werden. Diese Schritte wurden jedoch in dieser Arbeit nicht durchgeführt, alle Ereignisse wurden auf „Parton-Level“ betrachtet.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte sowie alle Simulationen wurden mit dem Monte-Carlo-Generator WHIZARD [6] [7] durchgeführt. Ursprünglich steht die Abkürzung WHIZARD für „*W, Higgs, Z And Respective Decays*“, mittlerweile sind aber alle SM Prozesse sowie weitere Modelle implementiert.

WHIZARD berechnet mithilfe des Matrixelementgenerators O'Mega Streuamplituden zu führender Ordnung („leading order“, im folgenden LO) für beliebige Prozesse der implementierten Modelle. Diese sind unter anderem die in Kapitel 3.2 beschriebene anomale Eichkopplung und die in Kapitel 3.3 eingeführten Resonanzen.

In WHIZARD ist außerdem die im folgenden Kapitel 3.6 beschriebene Methode der K-Matrix-Unitarisierung implementiert, um die Unitarität der errechneten Streuamplituden zu gewährleisten.

### 3.6 Unitarität und K-Matrix Unitarisierung

Das SM (mit leichtem Higgsboson) führt auf eine unitäre Streumatrix in VBS. Damit ist sichergestellt, dass es keine divergierenden Streuamplituden gibt, was zu Prozessen mit einer formalen Wahrscheinlichkeit von über 1 führen würde und damit nicht physikalisch wäre. Erweitert man dieses Modell nun, ist die Unitarität nicht mehr garantiert. Sowohl anomale Kopplung als auch zusätzliche Resonanzen in Vektorbosonenstreuung implizieren ein unbegrenztes Anwachsen der Streuamplituden steigender Schwerpunktsenergie und damit eine Verletzung der Unitarität der Theorie. Diese Erweiterungen des Standardmodells sind also in diesem Sinne keine vollständigen Theorien. Sie müssten weitere zusätzliche Effekte beinhalten, die die Unitarität wieder herstellen würden. Unter der Annahme, dass diese Effekte erst bei wesentlich höheren Energieskalen beitragen, kann die Unitarität jedoch effektiv wieder hergestellt werden, indem die errechneten Amplituden auf nicht-unitaritätsverletzende Amplituden projiziert werden. Dies geschieht bei der sogenannten K-Matrix-Unitarisierung, welche ebenfalls in WHIZARD implementiert ist.

Nach dem optischen Theorem für unitäre Streuamplituden muss für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{\text{Im}(\mathcal{A}(\Theta = 0))}{s} \quad (3.15)$$

gelten, während andererseits allgemein

$$\sigma = \frac{|\mathcal{A}|^2}{64\pi^2 s} \quad (3.16)$$

gilt. Betrachtet man die Zerlegung der Streuamplitude in Partialwellen

$$\mathcal{A} = 32\pi \sum_l (2l + 1) \mathcal{A}_l(s) P_l(\cos \Theta) \quad (3.17)$$

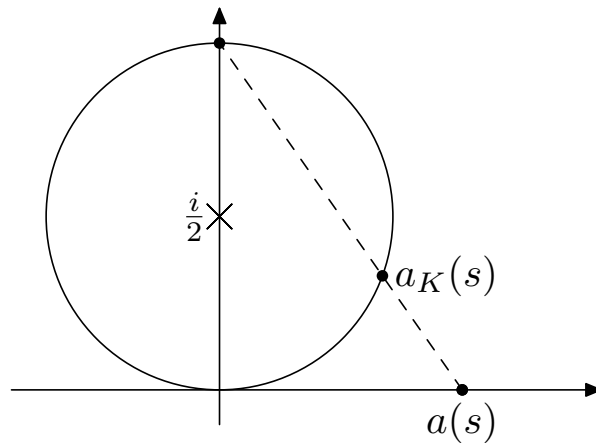
so erhält man aus (3.15) und (3.16) die Bedingung

$$|\mathcal{A}_l|^2 = \text{Im}(\mathcal{A}_l) \quad (3.18)$$

$$\Leftrightarrow \text{Im}\left(\frac{1}{\mathcal{A}_l}\right) = -1 \quad (3.19)$$

$$\Leftrightarrow \left|\mathcal{A}_l - \frac{i}{2}\right| = \frac{1}{2} \quad (3.20)$$

Veranschaulicht man sich dies in der komplexen Zahlenebene (Abb. 3.1), so entspricht dies der Bedingung, dass die Amplitude auf dem sogenannten Argand-Kreis liegt. Ordnet man einer



**Abbildung 3.1:** K-Matrix-Konstruktion der Projektion einer reellen Amplitude auf den Argand-Kreis. Entnommen aus [9].

nicht unitären Amplituden  $\mathcal{A}$  die Amplitude

$$\mathcal{A}_{\text{unitarisiert}} = \frac{\mathcal{A}}{\text{Re}(\frac{1}{\mathcal{A}}) - i} \quad (3.21)$$

zu, so erfüllt  $\mathcal{A}_{\text{unitarisiert}}$  Bedingung (3.18). Dies entspricht einer Projektion der Amplitude auf den Argand-Kreis.

Dieses Unitarisierungsschema gilt jedoch nur für elastische Streuung. Um Vektorbosonenstreuung als solche betrachten zu können, wählt man als Basis die Spin-Isospin-Eigenzustände, die jeweils nur in sich selbst gestreut werden und nach diesem Schema unitarisiert werden können. Physikalisch entspricht die K-Matrix-Unitarisierung einer Resonanz mit formal unendlicher Masse und unendlicher Breite. Sie kann interpretiert werden als Physik bei deutlich höheren Energien, deren einzige sichtbare Auswirkung die Unitarisierung der Amplituden ist.

# 4 Vergleich von anomaler quartischer Eichkopplung mit Resonanzen

Um den in Kapitel 3.3 beschriebenen Zusammenhang zu überprüfen, wurden zum einen Wirkungsquerschnitte des reinen  $VV \rightarrow VV$  Prozesses mit  $V = W, Z$  ohne PDF als auch kinematische Verteilungen im  $pp \rightarrow VVjj \rightarrow$  Leptonen + Jets Prozess verglichen. Alle Berechnungen und Simulationen wurden dabei mit WHIZARD Version 2.2.0beta<sup>1</sup> durchgeführt (s. Kapitel 3.5).

Für die kinematischen Verteilungen wurden Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  GeV, mit den Endzuständen  $jjl^\pm l^\pm \nu_l \nu_l$  ( $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ ) und  $jjl^\pm \nu_l l^\pm$  ( $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ ) simuliert. Dabei steht  $l = e, \mu$  für ein geladenes Lepton und  $\nu_l$  für das entsprechende Neutrino. Auf Generatorniveau wurden dabei folgende kinematische Selektionskriterien an die simulierten Ereignisse gestellt:

$W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$	$W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$
$\Delta R_{jj} \geq 0.4$	$\Delta R_{jj} \geq 0.4$
$ \eta_j  \leq 5.0$	$ \eta_j  \leq 5.0$
$ \eta_l  \leq 5.0$	$ \eta_l  \leq 5.0$
$p_{T,j} \geq 20$ GeV	$p_{T,j} \geq 20$ GeV
$p_{T,l} \geq 10$ GeV	$p_{T,l} \geq 10$ GeV
$M_{jj} \geq 150$ GeV	$M_{jj} \geq 150$ GeV
	$M_{l^\pm l^\pm} \geq 10$ GeV
	$\Delta R_{ll} \geq 0.3$

Der Schnitt  $M_{jj} \geq 150$  GeV dient dazu, die Beiträge von Diagrammen mit  $V \rightarrow jj$ -Prozessen zu unterdrücken. Diese führen auf denselben Endzustand, sind jedoch hier nicht von Interesse. Die zu den Resonanzen berechneten anomalen Kopplungsparameter wurden nach den in Kapitel 3 gegebenen Zusammenhängen bestimmt. Als Breite wurde stets die partielle Zerfallsbreite in Vektorbosonenpaare angenommen. Die in diesem Kapitel angegebenen Werte sind gerundet, in der Simulation wurden jeweils die genauen Parameter verwendet. Es wurden Skalar-Isotensor-Resonanzen ( $I = 2, J = 0$ , entspricht  $\Phi$ -Resonanz aus Tab. 3.1) und Tensor-Isotensor-Resonanzen ( $I = 2, J = 2$ , entspricht  $t$ -Resonanz aus Tab. 3.1) betrachtet.

<sup>1</sup>Revisionsnummer 5649 in [whizard.hepforge.org/svn](http://whizard.hepforge.org/svn)

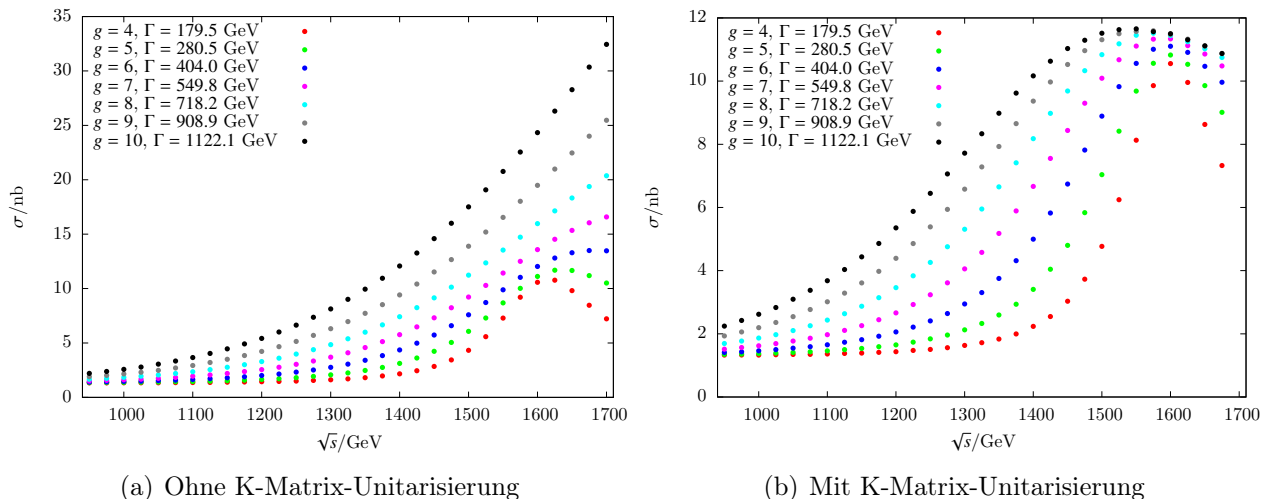
## 4.1 Darstellung von Resonanzen im $VV \rightarrow VV$ Prozess

In diesem Abschnitt soll zunächst darauf eingegangen werden, wie sich Resonanzen in der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts des reinen  $VV \rightarrow VV$ -Prozesses mit WHIZARD zeigen, um die Interpretation der Ergebnisse der nächsten Abschnitte zu erleichtern. Zum späteren Vergleich zwischen Resonanz und aQGC wurde dieser für verschiedene Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  berechnet. Die Resonanz äußert sich dabei in einem Peak, den man bei  $\sqrt{s} = M_{\text{res}}$  erwarten würde.

### 4.1.1 Auswirkung der Unitarisierung

Führt man die Berechnung zunächst aus, ohne die Amplituden zu unitarisieren, so sieht man für schmale Resonanzen den erwarteten Peak bei der Resonanzmasse. Erhöht man jedoch die Kopplung der Resonanz an Vektorbosonen wie in Abb. 4.1(a) gezeigt, steigen die Werte bei höheren Energien stark an, bis kein Maximum mehr beobachtet werden kann.

Physikalisch sind jedoch nur unitäre Amplituden. Wie in Kapitel 3.6 beschrieben, werden



**Abbildung 4.1:** Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$  mit Tensor-Isotensor-Resonanz. Die Masse der Resonanz wurde auf 1600 GeV gesetzt. Für die Kopplung wurden verschiedene Werte gewählt und die Partialbreite aus Kopplung und Masse berechnet. In 4.1(a) wurde keine Unitarisierung angewandt, während in 4.1(b) die Amplituden mittels K-Matrix unitarisiert wurden.

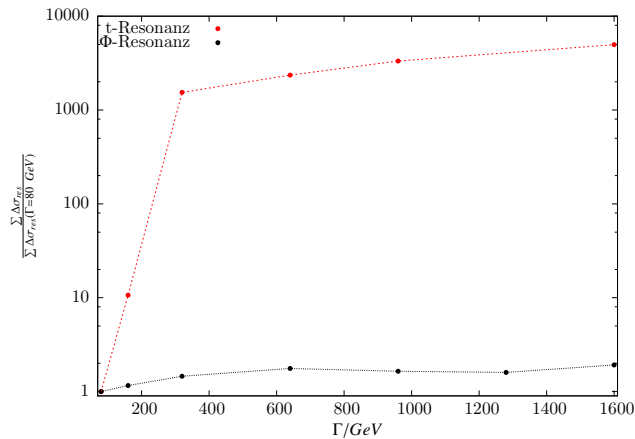
die Amplituden der nicht-unitären aQGC- und Resonanz-Modelle in WHIZARD mithilfe der K-Matrix-Methode unitarisiert. Führt man die Berechnung der Wirkungsquerschnitte unter Benutzung dieser Methode durch, ändert sich das Erscheinungsbild der Resonanz deutlich. Der Peak ist zwar auch für breite und stark koppelnde Resonanzen wieder zu erkennen, scheint aber hin zu geringeren Schwerpunktsenergien verschoben zu sein, wie in 4.1(b) zu sehen ist. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die resonanten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt bereits gesättigt sind und durch die K-Matrix-Unitarisierung bereits auf eine Amplitude von  $\mathcal{A} \approx i$



projiziert werden. Damit kann sie nicht weiter ansteigen, sodass der weitere Verlauf von den nicht-resonanten Beiträgen dominiert wird.

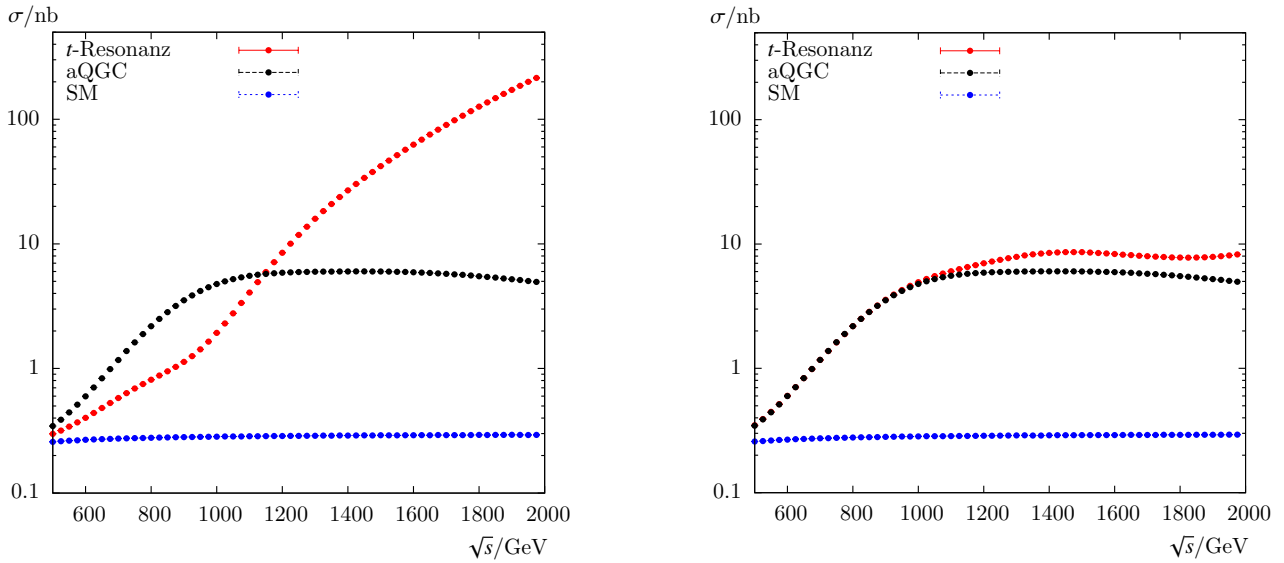
## 4.1.2 Auswirkung der Breite der Resonanz

Um Rechenzeit zu sparen, bietet es sich an, bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten und der Monte-Carlo-Simulation von Modellen mit Resonanzen deren Breite im  $t$ - und  $u$ -Kanal zu vernachlässigen. Für genügend schmale Resonanzen ist dies eine berechtigte Annahme. Da in dieser Arbeit auch sehr breite Resonanzen betrachtet werden, wird an dieser Stelle untersucht, inwiefern die Darstellung der Resonanz mit vernachlässigter Breite im  $t$ - und  $u$ -Kanal mit der der Resonanz ohne diese vereinfachende Annahme übereinstimmt. Dazu wurde exemplarisch eine Resonanz mit Masse  $M_{res} = 1600$  GeV im Prozess  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$  betrachtet. Für diese wurden für verschiedene Breiten  $\Gamma_{res}$  die Wirkungsquerschnitte bei Schwerpunktsenergien zwischen 800 GeV und 1600 GeV berechnet und die Differenzen aufsummiert und auf die Differenz beim kleinsten berechneten Wert von  $\Gamma = 80$  GeV normiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.2 für eine Tensor-Isotensor- und für eine Skalar-Isotensor-Resonanz aufgetragen. Für



**Abbildung 4.2:** Abweichungen der Resonanzen mit steigender Breite. Die Resonanzmasse beträgt 1600 GeV, die Kopplung wurde entsprechend der Breite nach Tabelle 3.2 gewählt. Die Skalar-Isotensor-Resonanz ist mit  $\Phi$  bezeichnet, die Tensor-Isotensor-Resonanz mit  $t$ .

letztere sieht man auch bei großen Breiten kaum eine Differenz, während die bei gleicher partieller Zerfallsbreite stärker koppelnden Tensor-Resonanzen starke Abweichungen aufweisen. Da auch für die Umrechnung in aQGC die Annahme von kleinen Breiten im  $t$ - und  $u$ -Kanal gemacht wird, ist eine Übereinstimmung eher zu den als schmal angenommenen Resonanzen zu erwarten, wie der Vergleich in Abb. 4.3 zeigt, auch wenn die Berechnung unter Beachtung der Breite das physikalisch richtige Ergebnis für die Resonanz liefert. Für hohe  $\sqrt{s}$  wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts unter Beachtung der Breite offenbar die Unitarität trotz K-Matrix verletzt. Es handelt sich dabei um einen Fehler in WHIZARD. Deshalb wurden die weiteren Berechnungen für Tensor-Isotensor-Resonanzen ohne die entsprechende Option in WHIZARD durchgeführt, sodass die weiteren Ergebnisse unbeeinflusst sind.



(a) Breite in t- und u-Kanal beachtet

(b) Breite in t- und u-Kanal vernachlässigt

**Abbildung 4.3:** Vergleich aQGC und Resonanz bei hoher Breite. Die Parameter der Resonanz sind jeweils  $M_{\text{res}} = 1600 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma_{\text{res}} = 1600 \text{ GeV}$ ,  $g \approx 11.94$ . Die aQGC-Parameter sind  $\alpha_4 \approx -0.017$ ,  $\alpha_5 \approx 0.123$ . In 4.3(a) wurde die Breite im t- und u-Kanal explizit beachtet, in 4.3(b) wurde sie vernachlässigt um Rechenzeit zu sparen.

## 4.2 Vergleich im $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ -Prozess

Zur Untersuchung von Resonanzen im  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  Prozess wurden nur die Skalar-Isotensor-Resonanzen betrachtet. Die Tensor-Isotensor-Resonanzen sind in WHIZARD unvollständig implementiert, was in diesem Prozess dominant auftritt. Im Anhang befindet sich zur Vollständigkeit ein Diagramm des totalen Wirkungsquerschnitts mit Tensor-Isotensor-Resonanz, analog zu dem im folgenden Abschnitt für skalare Resonanzen mit gleicher Masse und Breite diskutierten.

### 4.2.1 Skalar-Isotensor

Im Prozess  $W^+ W^+ \rightarrow W^+ W^+$  wurden zwei Skalar-Isotensor-Resonanzen betrachtet und miteinander verglichen. Die erste wurde mit den Parametern

$$M_{\text{res}} = 1600 \text{ GeV}$$

$$g = 2.18$$

$$\Gamma \approx 1600 \text{ GeV}$$

$$\alpha_4 \approx 0.007$$

$$\alpha_5 \approx -0.002$$

gewählt, die zweite Resonanz mit den Parametern

$$M_{\text{res}} = 1000 \text{ GeV}$$

$$g = 2.5$$

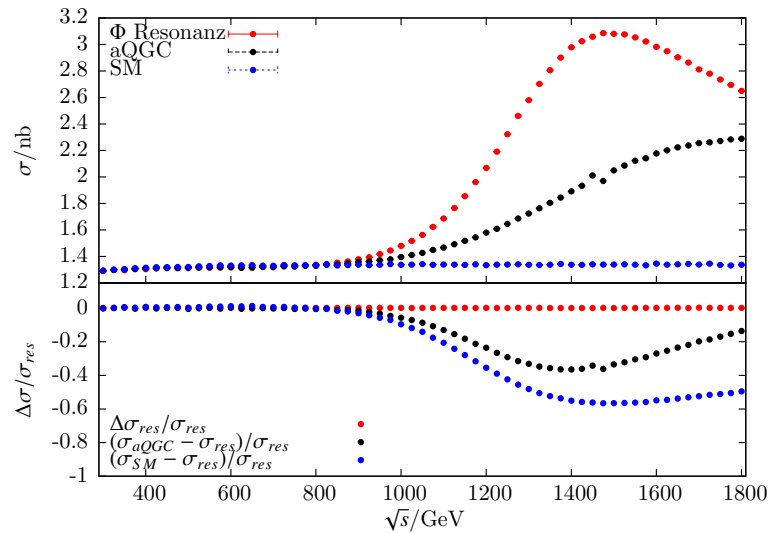
$$\Gamma \approx 513,7 \text{ GeV}$$

$$\alpha_4 \approx 0.024$$

$$\alpha_5 \approx -0.008$$

Sie werden im Folgenden mit ihren Massen indiziert, also als  $\Phi_{1600}$ -Resonanz und  $\Phi_{1000}$ -Resonanz bezeichnet.

$\Phi_{1600}$ -Resonanz:



**Abbildung 4.4:**  $\Phi_{1600}$ -Resonanz in  $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . Im unteren Bereich sind die relative Unsicherheit des Resonanzwirkungsquerschnitts  $\frac{\Delta\sigma_{\text{res}}}{\sigma_{\text{res}}}$  sowie die relative Abweichung von aQGC und SM zur Resonanz aufgetragen.

Für die  $\Phi_{1600}$ -Resonanz ist der Wirkungsquerschnitt des  $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$  Prozesses im SM, mit anomaler Kopplung und mit Resonanz in Abb. 4.4 zu sehen. Die anomale Kopplung beschreibt die  $\Phi_{1600}$  Resonanz zwar bis ca.  $\sqrt{s} \approx 825 \text{ GeV}$  recht gut, was einer Übereinstimmung zwischen aQGC und Resonanz bis ca.  $\sqrt{s} \approx 0.52 \cdot M_{\text{res}}$  entspricht. Es gibt in diesem Bereich aber auch keine signifikante Abweichung des Resonanzwirkungsquerschnitts  $\sigma_{\text{res}}$  zum SM-Wirkungsquerschnitt. Im vollen  $pp \rightarrow l^\pm l^\pm \nu\nu + jj$ -Prozess beschreiben aQGC die Resonanz jedoch deutlich besser.

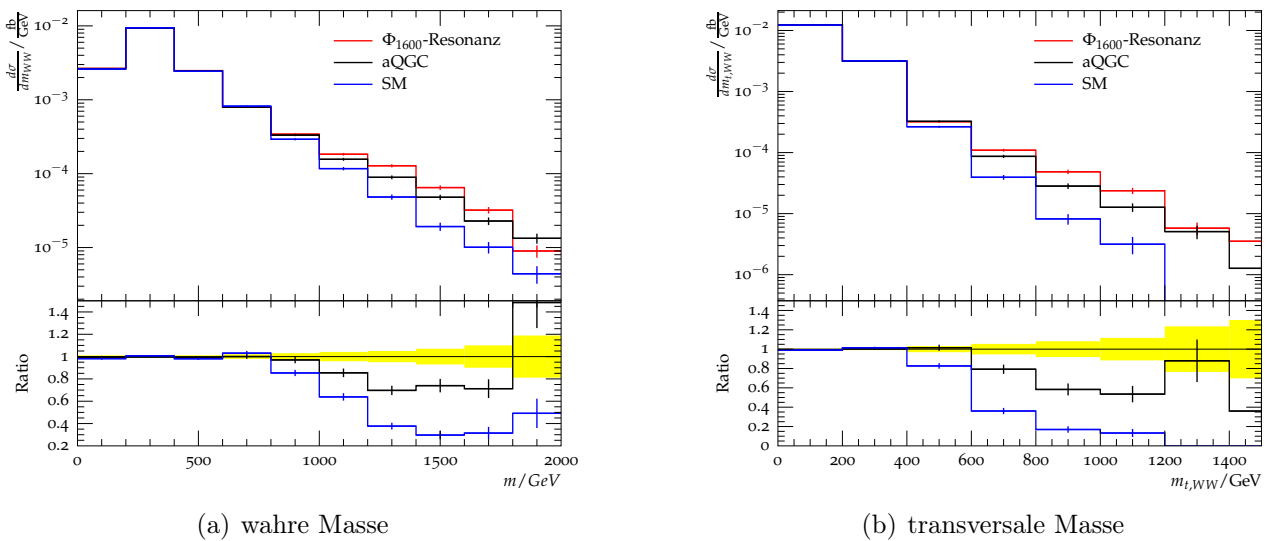
In Abb. 4.5(a) ist das Spektrum der Masse des  $W^\pm W^\pm$ -Systems für die drei Fälle Resonanz, aQGC und SM zu sehen. Der Resonanzwirkungsquerschnitt weicht ab einer invarianten Masse von  $\approx 1000 \text{ GeV}$  um ca. 20 % und für höhere Massen um bis zu 70 % vom SM-

Wirkungsquerschnitt ab. Das aQGC-Modell beschreibt die Resonanz bis ca. 1200 GeV, darüber beträgt die Abweichung zwischen aQGC und Resonanz bis zu 25 %.

Der Vergleich der transversalen Masse, die durch

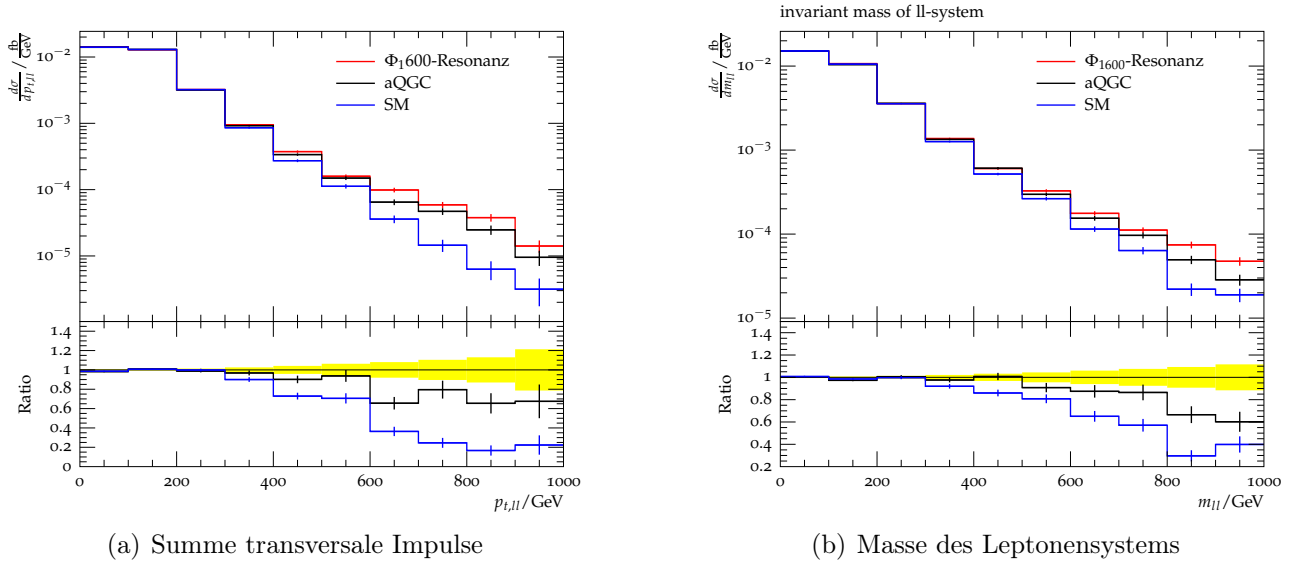
$$m_t = \left( \sum p_t^l + p_t^{\text{miss}} \right)^2 - \left( \sum \vec{p}_t^l + \vec{p}_t^{\text{miss}} \right)^2 \quad (4.1)$$

mit dem fehlenden transversalen Impuls  $p_t^{\text{miss}}$  gegeben ist, in Abb. 4.5(b) liefert ein ähnliches Ergebnis. Ab einer transversalen Masse von ca. 400 GeV weicht das Resonanzmodell stark vom SM ab. Die aQGC weist wiederum einen ähnlichen Verlauf wie der Resonanzprozess auf, weicht aber auch um bis zu 40 % ab. Die für die Sensivität auf aQGC wichtige Summe



**Abbildung 4.5:** Wahre und transversale Masse des  $W^\pm W^\pm$ -Systems mit  $\Phi_{1600}$ -Resonanz, entsprechender aQGC und SM.

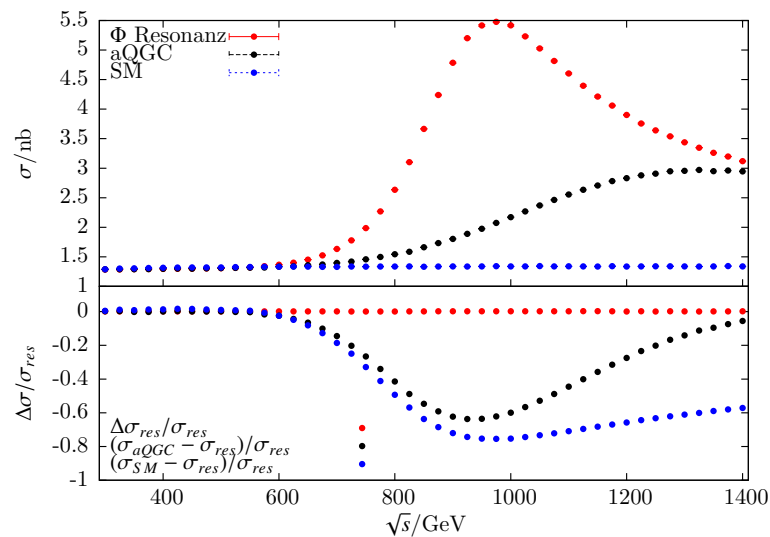
der transversalen Impulse der Leptonen bzw. die damit korrelierte Masse des Lepton-Lepton-Systems ist in Abb. 4.6 zu sehen. In beiden Variablen zeigen aQGC- und Resonanzmodell eine ähnlichen Verlauf und können vom SM deutlich unterschieden werden, aber auch hier weichen die aQGC bis zu 30 % von der Resonanz ab.



**Abbildung 4.6:** Summe der transversalen Leptonenimpulse und Masse des Leptonensystems mit  $\Phi_{1600}$ -Resonanz, entsprechender aQGC und SM.

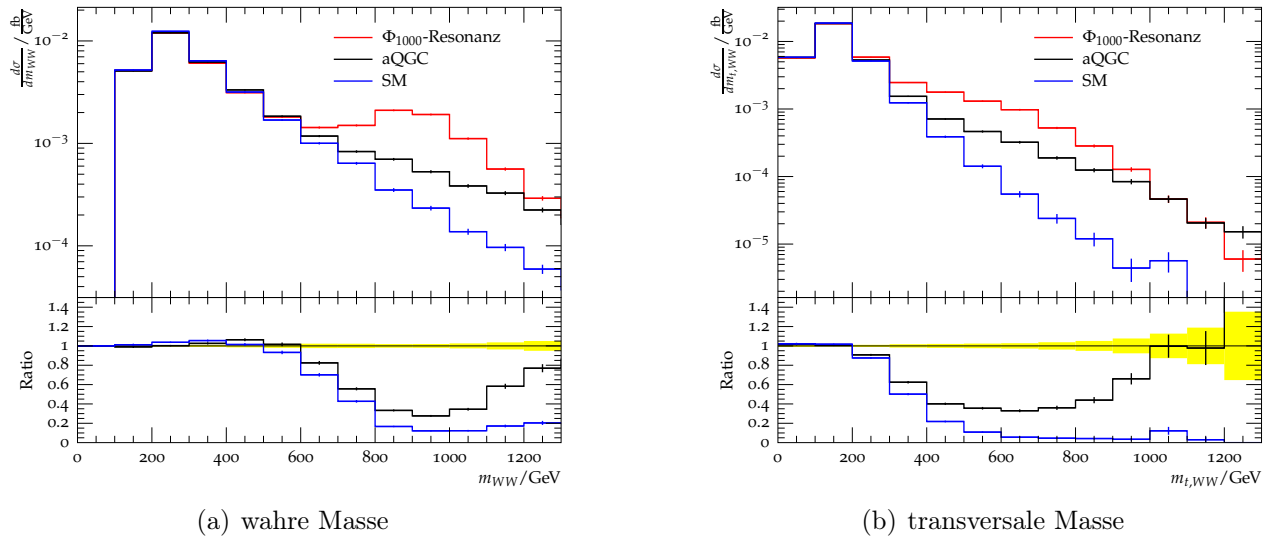
#### $\Phi_{1000}$ -Resonanz:

Die  $\Phi_{1000}$ -Resonanz zeigt im totalen Wirkungsquerschnitt des reinen  $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$  Prozesses in Abb. 4.7 ein ähnliches Verhalten wie die  $\Phi_{1600}$ -Resonanz. Die aQGC beschreiben die Resonanz zwar bis ca. 600 GeV Schwerpunktsenergie, also bis zu  $\sqrt{s} \approx 0.6 \cdot M_{\text{res}}$  sehr gut. Dabei stimmen jedoch Resonanz- und aQGC-Vorhersage innerhalb der statistischen Unsicherheit mit dem SM überein. Das gleiche fällt auch auf, wenn man im  $pp \rightarrow l^\pm l^\pm \nu\nu + jj$  Pro-



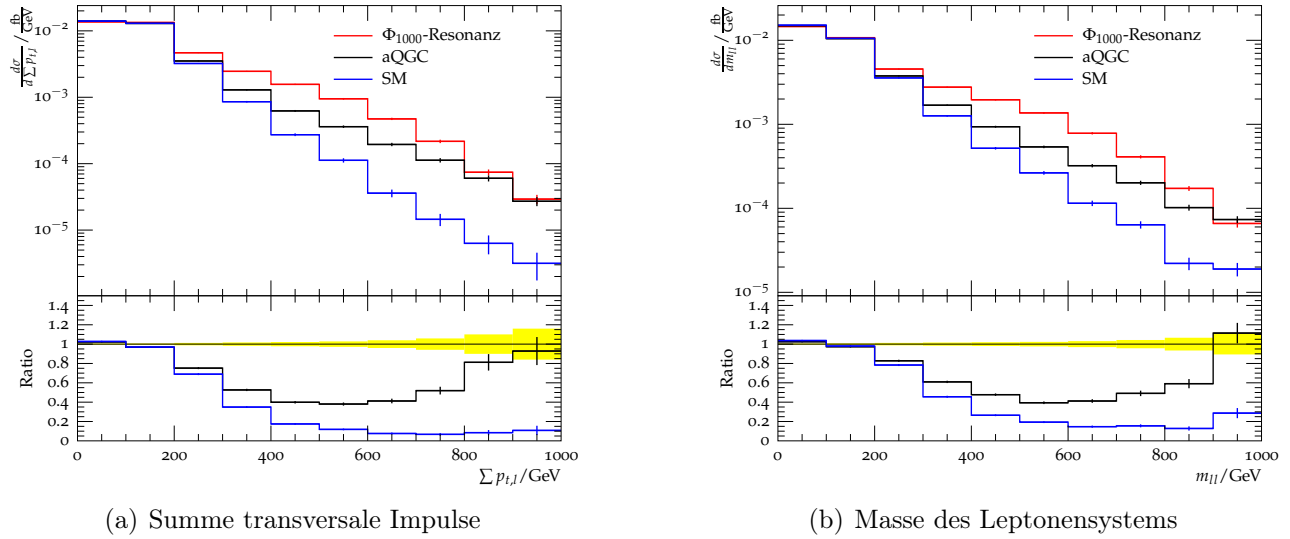
**Abbildung 4.7:**  $\Phi_{1000}$ -Resonanz in  $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ .

zess das Massenspektrum und das Spektrum der transversalen Masse betrachtet. Die aQGC beschreiben den Peak der Resonanz nicht gut. Da die 1000 GeV-Resonanz im Vergleich zur 1600 GeV-Resonanz deutlich stärker ausgeprägt ist, wirkt sich dies auch in der  $\sum p_{t,l}$  und  $m_{ll}$



**Abbildung 4.8:** Wahre und transversale Masse des WW-Systems mit  $\Phi_{1000}$ -Resonanz, entsprechender aQGC und SM.

Verteilungen sichtbar aus. Dort ist ein deutlicher Überschuss im Resonanzspektrum gegenüber dem aQGC-, und noch einmal deutlicher gegenüber dem SM-Spektrum zu sehen.

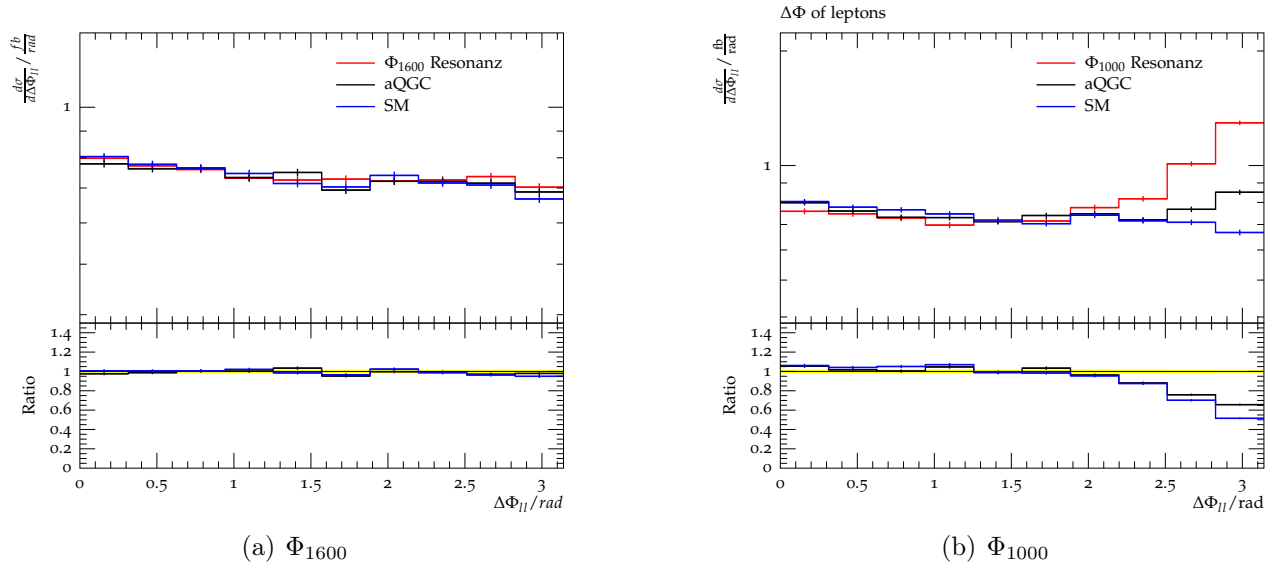


**Abbildung 4.9:** Summe der transversalen Leptonenimpulse und Masse des Lepton-Systems mit  $\Phi_{1000}$ -Resonanz, entsprechender aQGC und SM.

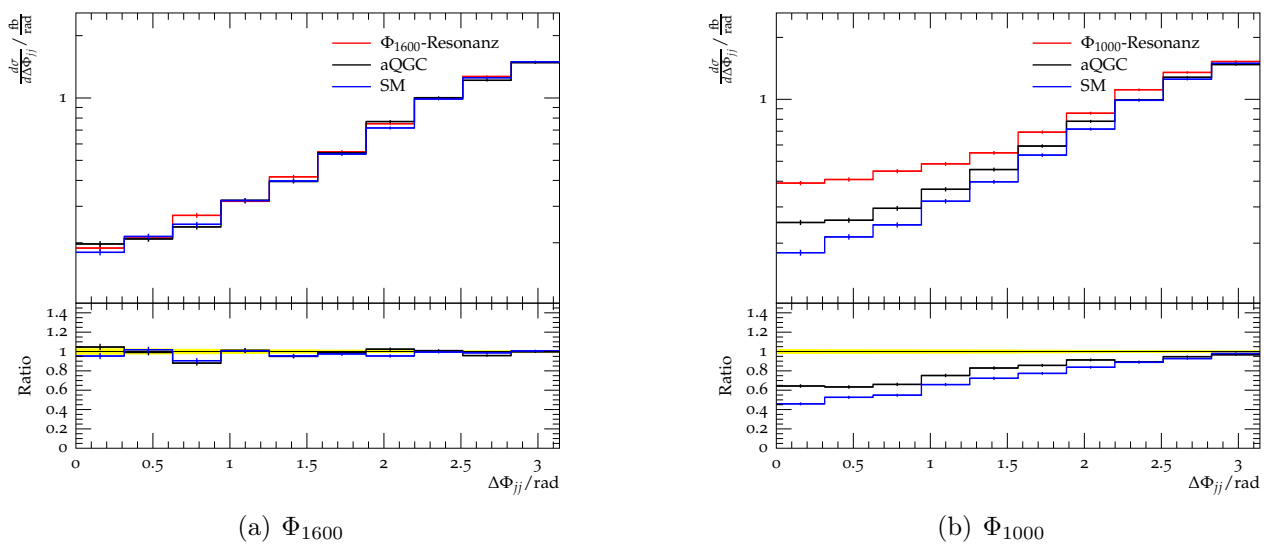
## Vergleich

Im Vergleich mit der  $\Phi_{1600}$  Resonanz sind besonders die Verteilungen von  $\Delta\Phi_{ll}$ ,  $m_{jj}$  und  $\Delta\eta_{jj}$  interessant. In diesen sind im Fall der  $\Phi_{1600}$  Resonanz aufgrund der kleinen Parameter keine Abweichungen zur Standardmodellverteilung zu erkennen. Für die  $\Phi_{1000}$ -Resonanz sieht man

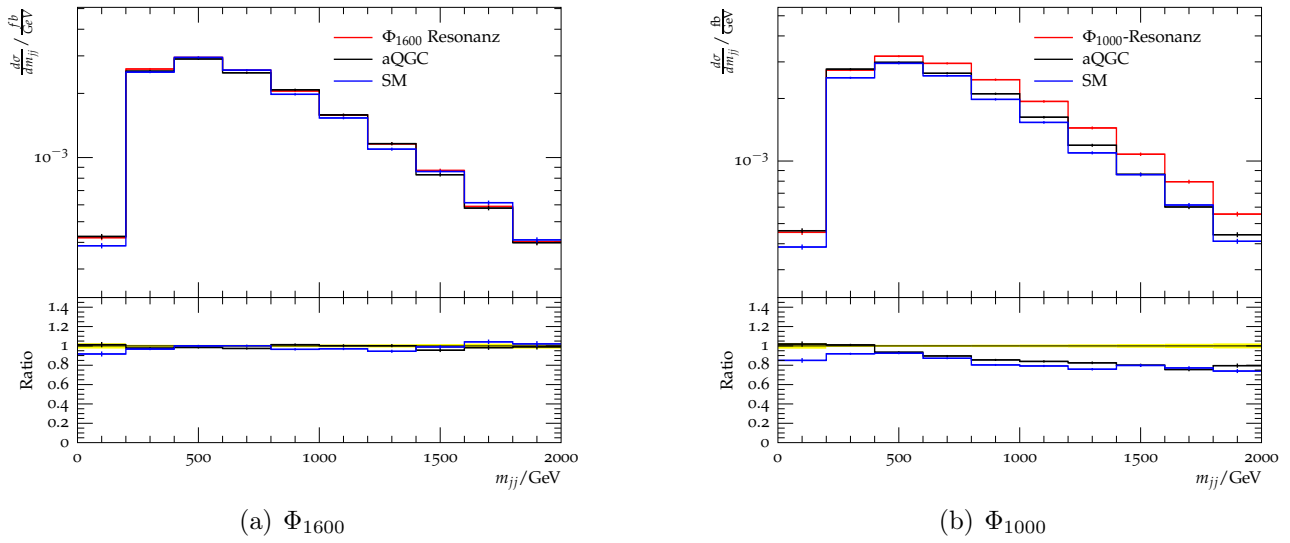
nun die erwartete Abweichung der aQGC vom Standardmodell, allerdings zeigt die Resonanz in diesen Variablen eine noch deutlich höhere Abweichung. Eine Übereinstimmung zwischen aQGC- und Resonanzwirkungsquerschnitt kann hier erst beobachtet werden, wenn alle Effekte so schwach sind, dass auch keine Abweichung zum SM mehr zu sehen ist. Werden die Parameter größer, so beobachtet man zwar für aQGC und explizite Resonanz qualitativ die gleichen Effekte. Im Fall der Resonanz führen sie aber tendenziell zu wesentlich größeren Differenzen als die aQGC.



**Abbildung 4.10:** Azimuthaler Abstand der Leptonen. Links für die  $\Phi_{1600}$ - und rechts für die  $\Phi_{1000}$ -Resonanz.



**Abbildung 4.11:** Azimuthaler Abstand der Jets. Links für die  $\Phi_{1600}$ - und rechts für die  $\Phi_{1000}$ -Resonanz.



**Abbildung 4.12:** Invariante Masse des Jet-Jet-Systems. Links für die  $\Phi_{1600}$ - und rechts für die  $\Phi_{1000}$ -Resonanz.

## 4.3 Vergleich im $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ -Prozess

Im  $W^+Z \rightarrow W^+Z$  wurde zunächst der totale Wirkungsquerschnitt für verschiedene Resonanzen und die entsprechenden aQGC-Parametern verglichen. Dazu wurde eine Tensor-Isotensor-Resonanz ausgewählt, an deren Beispiel der untersuchte Zusammenhang im folgenden Abschnitt diskutiert wird. Für die Resonanzen und die entsprechenden aQGC-Parameter wurde auch der komplette  $pp \rightarrow l^\pm l^\pm l^\pm \nu_{lj} j j$ -Prozess simuliert und Ereignisse generiert.

### 4.3.1 Tensor-Isotensor

In Abb. 4.13 ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei steigender Schwerpunktsenergie am Beispiel einer Tensor-Isotensor-Resonanz dargestellt. Als Parameter wurden

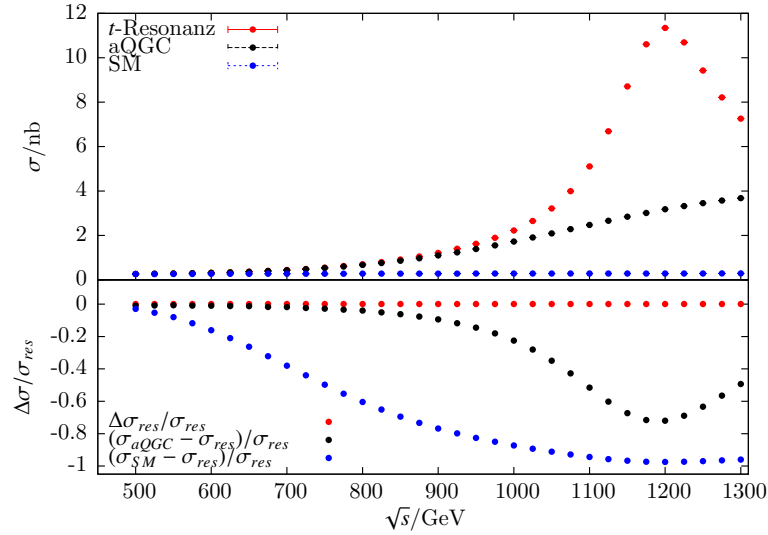
$$\begin{aligned} M_{\text{res}} &= 1200 \text{ GeV} \\ g &= 6,0 \\ \Gamma &\approx 170,42 \text{ GeV} \end{aligned}$$

gewählt, wobei als Breite exakt die partielle Zerfallsbreite nach Tab. 3.2 berechnet wurde. Nach Tab. 3.3 wird diese Resonanz im Niederenergiebereich durch die anomalen Kopplungsparameter

$$\begin{aligned} \alpha_4 &\approx -0.008 \\ \alpha_5 &\approx 0.055 \end{aligned}$$



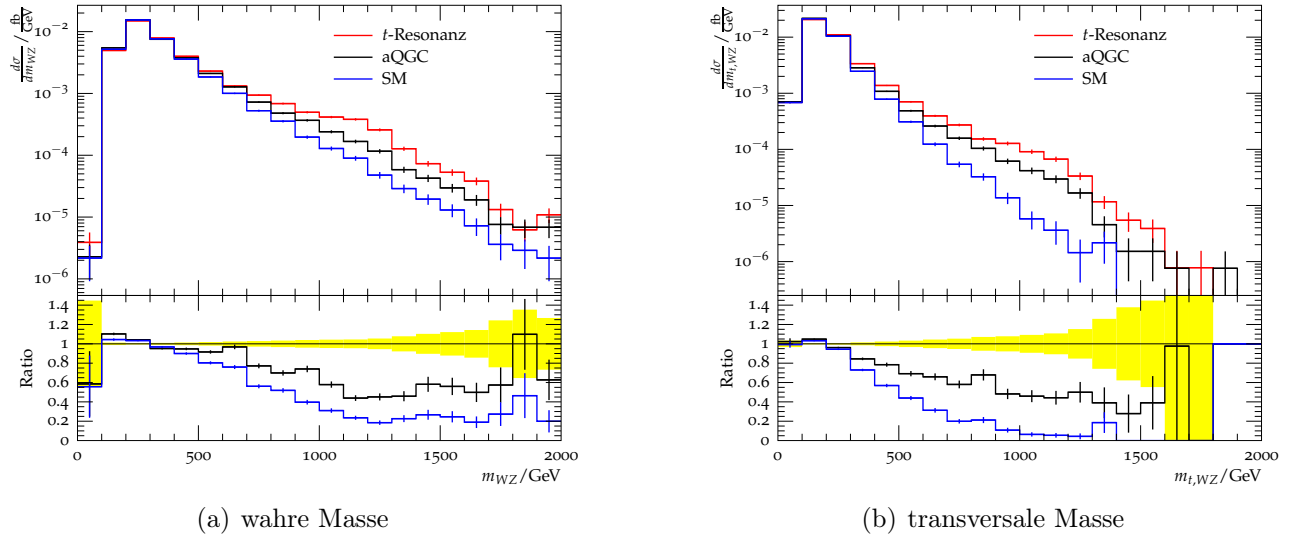
beschrieben. Es ist zu erkennen, dass die anomale Kopplung die Resonanz im totalen Wirkungsquerschnitt bis ca. 700 GeV gut beschreibt, was bedeutet, dass die Übereinstimmung hier bis ca.  $0.58 \cdot M_{\text{res}}$  gilt. Im unteren Teil von Abb. 4.13 ist für aQGC- und SM-Vorhersage die relative Abweichung zum Verlauf mit der eingefügten Resonanz sowie die relative Unsicherheit des Resonanz-Wirkungsquerschnitts gezeigt. Man sieht, dass das SM bereits ab 500 GeV signifikant von den anderen beiden Kurven abweicht. Auch im simulierten Spektrum der wahr-



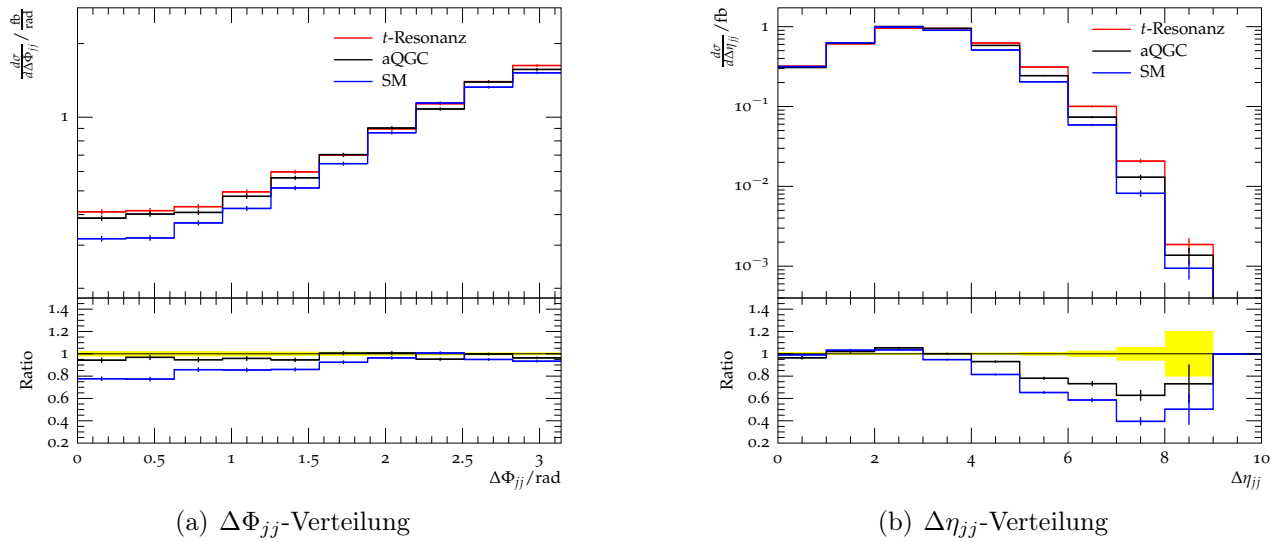
**Abbildung 4.13:** Wirkungsquerschnitt des  $W^+Z \rightarrow W^+Z$ -Prozesses mit Tensor-Isotensor-Resonanz

ren Masse in der  $pp$ -Kollision in Abb. 4.14(a) sieht man die Übereinstimmung von Resonanz- und aQGC-Vorhersage bis zu einer invarianten Masse des  $WZ$ -Systems von 700 GeV. Für höhere Massen weicht auch die Resonanz von der aQGC-Vorhersage ab, jedoch weniger stark als von der SM-Vorhersage. Betrachtet man jedoch die transversale Masse in Abb. 4.14(b), so stimmen SM, aQGC und Resonanz für kleine  $m_t$  überein, ab  $m_t \approx 300$  GeV weicht die Resonanz sowohl von den aQGC als auch vom SM ab. Beide Massenverteilungen zeigen also Abweichungen zwischen Resonanz und aQGC im Bereich der Resonanz. Diese sind auch zu erwarten, da die aQGC nur den Bereich  $\sqrt{s} \ll M_{\text{res}}$  effektiv beschreiben können. In der  $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilung in Abb. 4.15(a) weist der SM-Wirkungsquerschnitt, verglichen mit dem Resonanz- und aQGC-Wirkungsquerschnitt deutlich geringere Werte bei kleinen  $\Delta\Phi_{jj}$  auf. Die aQGC beschreibt die Resonanz in dieser Variable aber gut. In der Verteilung der invarianten Masse des Jet-Jet-Systems in Abb. 4.16 ist keine Abweichung zwischen aQGC und SM zu sehen, allerdings weicht die Resonanz für hohe  $m_{jj}$  deutlich ab. Eine analoge Beobachtung kann in der  $\Delta\eta_{jj}$ -Verteilung gemacht werden. Das SM sagt wesentlich geringere Werte für hohe  $\Delta\eta_{jj}$  voraus als das Resonanzmodell, die aQGC folgen aber eher dem SM. Wie in Abb. 4.17 zu sehen ist, sind in diesem Fall die zusätzlichen Beiträge über das gesamte Massenspektrum verteilt und können nicht ohne weiteres durch Beiträge aus dem direkten Resonanzbereich erklärt werden. In den kinematischen Verteilungen der Jets gibt es also unabhängig von der

Schwerpunktsenergie des  $W^\pm Z$ -Systems Unterschiede zwischen aQGC und Resonanzen.



**Abbildung 4.14:** Wahre und transversale Masse in  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$  mit Tensor-Isotensor-Resonanz.



**Abbildung 4.15:** Verteilungen  $\Delta\Phi_{jj}$  und  $\Delta\eta_{jj}$  mit Tensor-Isotensor-Resonanz.

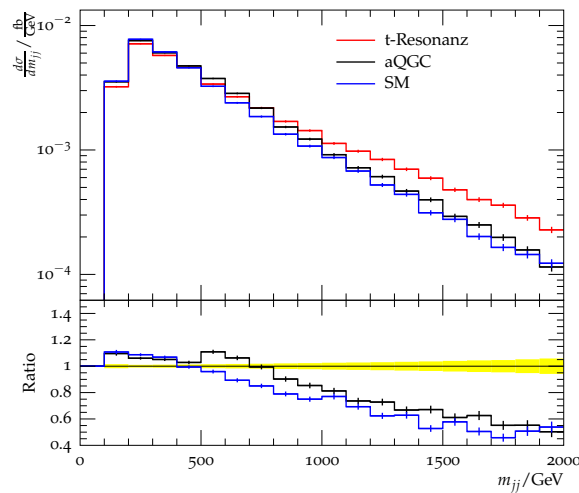
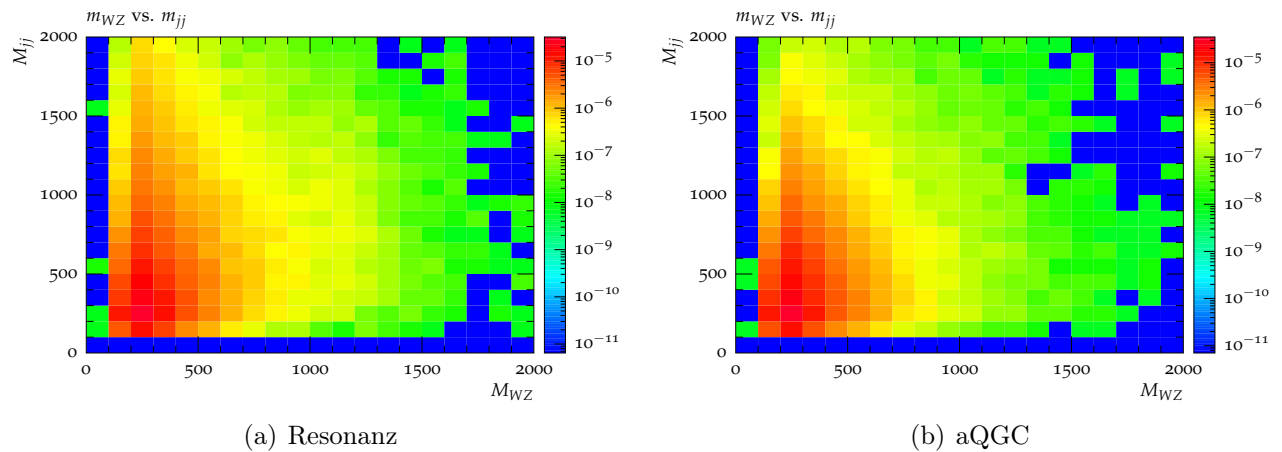


Abbildung 4.16: Invariante Masse des Jet-Jet-Systems



(a) Resonanz

(b) aQGC

Abbildung 4.17: Verteilung der Masse des Jet-Jet Systems über der Masse des WZ-Systems

### 4.3.2 Skalar-Isotensor

Als Beispiel für die Skalar-Isotensor-Resonanz wurden die Parameter

$$M_{\text{res}} = 1100 \text{ GeV}$$

$$g = 2.5$$

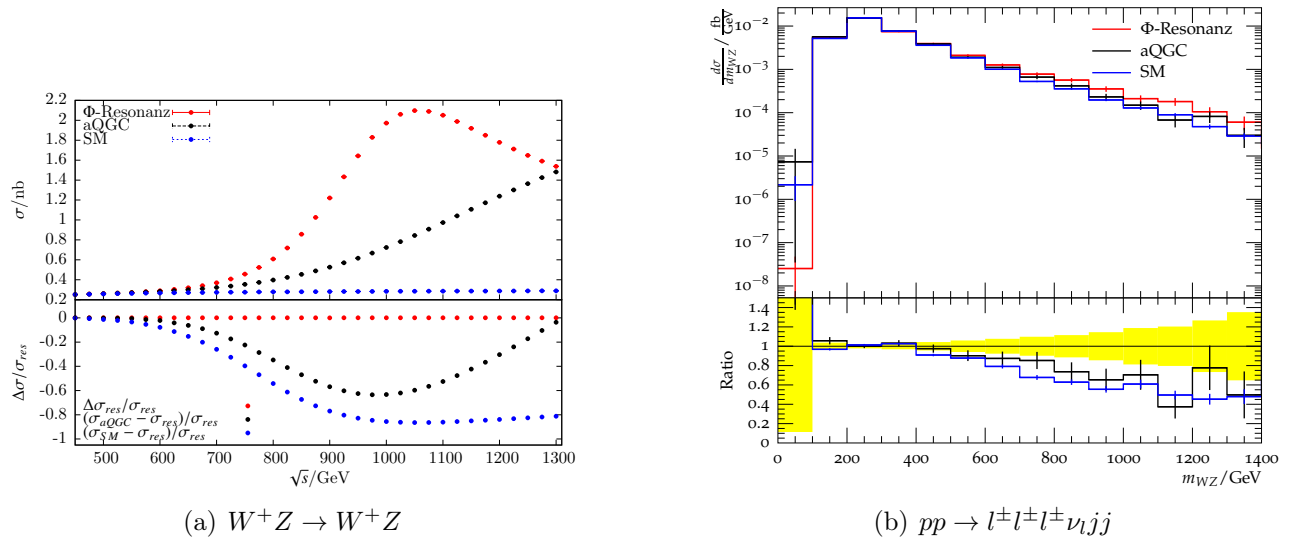
$$\Gamma = 683,7 \text{ GeV}$$

$$\alpha_4 \approx 0.020$$

$$\alpha_5 \approx 0.007$$

gewählt. Im totalen Wirkungsquerschnitt des  $W^+Z \rightarrow W^+Z$ -Prozesses in Abb. 4.18(b) sieht man ein ähnliches Bild wie bei den anderen betrachteten Resonanzen. Allerdings liefert die hier gewählte Resonanz aufgrund ihrer geringen Kopplung (verglichen mit der im vorheri-

gen Kapitel diskutierten Tensor-Isotensor-Resonanz) einen eher kleinen Beitrag relativ zum SM-Wirkungsquerschnitt. In den kinematischen Verteilungen sind ihre Auswirkungen deshalb kaum signifikant zu sehen. In Abb. 4.18(b) ist die Verteilung der Masse zu sehen. Auf eine Diskussion der weiteren Verteilungen wird verzichtet, da diese aufgrund der zu kleinen und nicht signifikanten Abweichungen keine neuen Erkenntnisse bringen.



**Abbildung 4.18:** Skalar-Isotensor in  $W^+Z \rightarrow W^+Z$ . (a): Wirkungsquerschnitt des reinen  $W^+Z \rightarrow W^+Z$ -Prozesses. (b): Wahre Masse des  $W^\pm Z$ -Systems in  $pp \rightarrow l^\pm l^\pm l^\pm \nu_l jj$ .

## 4.4 Unsicherheiten

In dieser Arbeit wurden keine Messdaten verwendet. Da die verwendeten Größen jedoch nicht analytisch berechnet werden können, treten trotzdem statistische und systematische Unsicherheiten auf.

### 4.4.1 Systematische Unsicherheiten bei der Monte-Carlo-Simulation

Auf eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten wurde hier verzichtet. Folgende Effekte führen hier zu Unsicherheiten und müssten noch beachtet werden:

- Alle Berechnungen in WHIZARD werden auf LO durchgeführt. Damit gibt es eine systematische Unsicherheit aufgrund der Beiträge höherer Ordnung, die durch eine Skalenvariation quantifiziert werden müsste.
- Die PDFs zur Beschreibung der Kinematik der Partonen des Protons beruhen auf gemessenen Daten und Fits an diese, welche mit Unsicherheiten behaftet sind.

- Die Parameter des Modells wie Teilchenmassen, schwacher Mischungswinkel usw. sind ebenfalls experimentell bestimmte Größen, die damit nicht exakt bekannt sind.

Die Berechnung für Resonanzen und aQGC wurden jeweils mit den gleichen Parametern durchgeführt. Unter der Annahme, dass systematische Unsicherheiten sich in beiden Parametrisierungen in ähnlicher Weise auswirken, kann davon ausgegangen werden, dass die systematischen Unsicherheiten keinen großen Einfluss auf die Ergebnisse des in dieser Arbeit durchgeführten Vergleichs haben. Für einen Vergleich mit Daten müssten sie jedoch betrachtet werden.

#### 4.4.2 Statistische Unsicherheiten in WHIZARD

In früheren Arbeiten [12] wurden Unstimmigkeiten in den von WHIZARD ausgegebenen statistischen Fehlern für Wirkungsquerschnitte bemerkt. Dabei wurde festgestellt, dass die in diesen Arbeiten verwendete WHIZARD-Version den statistischen Fehler teilweise um einen Faktor 6 unterschätzte. In der in dieser Arbeit verwendeten Version ist der zugrunde liegende Fehler in WHIZARD behoben worden. Da die korrekte Einschätzung der Unsicherheiten der Ergebnisse zentral für die quantitative Bewertung der Ergebnisse dieser Arbeit sind, wurden die Fehlerangaben analog zu [12] erneut überprüft. Dazu wurde der SM-Wirkungsquerschnitt für den  $pp \rightarrow l^\pm l^\pm \nu \nu jj$  zehn Mal mit identischen Einstellungen bestimmt und anschließend die Schwankung der erhaltenen Ergebnisse berechnet. In Tab. 4.1 sind die Resultate eingetragen. Die von WHIZARD ausgegebenen Fehler stimmen annähernd mit den berechneten Schwan-

	$\Delta\sigma(W^+W^+ \rightarrow W^+W^+)/\text{fb}$	$\Delta\sigma(W^-W^- \rightarrow W^-W^-)/\text{fb}$
WHIZARD-Ausgabe	$3.48 \cdot 10^{-3}$	$1.02 \cdot 10^{-3}$
Statistische Berechnung	$3.65 \cdot 10^{-3}$	$0.91 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 4.1:** Statistische Unsicherheiten des SM-Wirkungsquerschnitts, wie er von WHIZARD angegeben wird und tatsächliche Schwankung der Ergebnisse.

kungen überein, wie dies nach der Korrektur in WHIZARD zu erwarten war und geben damit eine realistische Abschätzung der Unsicherheiten an. Da die Berechnung des  $WZ \rightarrow WZ$ -Prozesses sehr viel Rechenzeit in Anspruch nimmt und kein Grund mehr besteht, prinzipiell von fehlerhaften Werten auszugehen, wurden die Angaben für diesen Prozess nicht gesondert überprüft. Aus dem gleichen Grund wurden keine zusätzlichen Punkte mit aQGC-Parametern oder Resonanzen betrachtet.



# 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der vorhergesagte Zusammenhang zwischen aQGC und expliziten Resonanzen anhand von Monte-Carlo-Simulationen überprüft. Dazu wurden für die Prozesse  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  und  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$  kinematische Verteilungen in Proton-Proton-Kollisionen und totale Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der  $VV$ -Schwerpunktsenergie betrachtet. Das SM wurde dabei um Resonanzen bzw. die entsprechenden aQGC-Parameter erweitert. In  $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$  wurden Skalar-Isotensor-Resonanzen mit verschiedenen Massen und Breiten betrachtet, in  $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$  eine Tensor-Isotensor-Resonanz und eine Skalar-Isotensor-Resonanz.

Der vorhergesagte Zusammenhang zwischen aQGC und Resonanz kann jeweils bis zu einem gewissen Punkt beobachtet werden. Im totalen Wirkungsquerschnitt der  $VV \rightarrow VV$ -Prozesse beobachtet man eine Übereinstimmung bis ca.  $\sqrt{s} \approx 0.5 \cdot M_{\text{res}}$ .

Für die betrachteten skalaren Resonanzen sind in diesem Bereich aber auch die Unterschiede zum SM sehr klein. In den kinematischen Verteilungen beschreiben die aQGC die skalare Resonanz deshalb teilweise nur korrekt, wenn es auch keine signifikante Abweichung vom SM mehr gibt. Bei stärker ausgeprägten Resonanzen sind in diesen Variablen signifikante Abweichungen der Resonanz vom SM zu erkennen, allerdings gibt es in diesen Fällen auch Unterschiede zwischen Resonanz und aQGC. Da die aQGC nur das Niederenergieverhalten der Resonanz beschreiben, sind diese Unterschiede auch zu erwarten.

Die betrachtete Tensor-Resonanz wird auch in den kinematischen Verteilungen bis zu einem bestimmten Punkt gut durch aQGC beschrieben und kann dabei gut vom SM unterschieden werden. Hier gibt es besonders in der Jet-Kinematik Abweichungen zwischen aQGC und Resonanz.

Gibt es Unterschiede zwischen aQGC und Resonanz, so treten im Fall der Resonanz stets größere Abweichungen vom SM als zwischen aQGC und SM auf. Ausschlussgrenzen auf aQGC liefern damit zumindestens untere Grenzen für Resonanzen. Für konkrete Umrechnungen muss jedoch beachtet werden, dass der Zusammenhang nur gilt, wenn Energien deutlich unterhalb der Resonanzmasse betrachtet werden.





## 6 Literaturverzeichnis

- [1] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012, arxiv:1207.7214.
- [2] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012, arxiv:1207.7235.
- [3] T. S. Pettersson and P. Lefèvre, “The Large Hadron Collider: conceptual design,” Tech. Rep. CERN-AC-95-05 LHC, CERN, Geneva, Oct 1995.
- [4] The ATLAS Collaboration, “The atlas experiment at the cern large hadron collider,” *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08, p. S08003, 2008.
- [5] G. Aad *et al.*, “Evidence for Electroweak Production of  $W^\pm W^\pm jj$  in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector,” 2014, arxiv:1405.6241.
- [6] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, “WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1742, 2011, arxiv:0708.4233.
- [7] M. Moretti, T. Ohl, and J. Reuter, “O’Mega: An Optimizing matrix element generator,” 2001, arxiv:hep-ph/0102195.
- [8] J. Reuter, W. Kilian, and M. Sekulla, “Simplified Models for New Physics in Vector Boson Scattering - Input for Snowmass 2013,” 2013, arxiv:1307.8170.
- [9] A. Alboteanu, W. Kilian, and J. Reuter, “Resonances and Unitarity in Weak Boson Scattering at the LHC,” *JHEP*, vol. 0811, p. 010, 2008, arxiv:0806.4145.
- [10] C. Hasterok, “Optimization of the search of anomalous quartic gauge couplings in vector boson scattering at the large hadron collider lhc,” diplomarbeit, Technische Universität Dresden, 2013.
- [11] M. Beyer, W. Kilian, P. Krstonsic, K. Monig, J. Reuter, *et al.*, “Determination of New Electroweak Parameters at the ILC - Sensitivity to New Physics,” *Eur.Phys.J.*, vol. C48, pp. 353–388, 2006, arxiv:hep-ph/0604048.

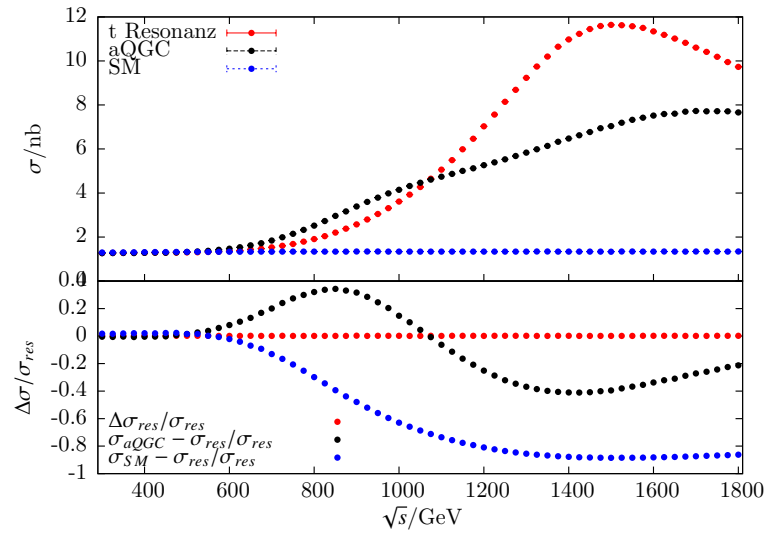
- 
- [12] A. Melzer, "Vergleich unterschiedlicher parametrisierungen anomaler vier-eichbosonenkopplung in der streuung zweier eichbosonen  $wz \rightarrow wz$  und gleich geladener  $ww \rightarrow ww$  am large hadron collider," bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2013.



# A Anhang

## A.1 Tensor-Isotensor in $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$

Zur Vollständigkeit wird hier der Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei steigender Schwerpunktsenergie mit Tensor-Isotensor-Resonanz gezeigt. Die Abweichung kann vermutlich durch Probleme mit der Darstellung von Tensor-Resonanzen in der verwendeten WHIZARD-Version erklärt werden.



**Abbildung A.1:** Tensor-Isotensor in  $W^+W^+ \rightarrow W^+W^+$ . Die Parameter der Resonanz sind:  $M_{res} = 1600$  GeV,  $\Gamma_{res} = 1600$  GeV,  $g \approx 11.94$ . Die aQGC-Parameter sind  $\alpha_4 \approx -0.017$ ,  $\alpha_5 \approx 0.123$ .

## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Daniel Reichelt  
Dresden, Mai 2014