

Simon Wendel

Produktion einzelner Top-Quarks in Vektorbosonfusionsprozessen als Hintergrund am LHC

Diplomarbeit



Institut für Theoretische Physik
Universität Karlsruhe (TH)

April 2008

Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Koreferent: Prof. Dr. U. Nierste

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

Simon Wendel
Karlsruhe, den 30.April 2008

Als Diplomarbeit anerkannt.

Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld
Karlsruhe, den 30.April 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Das Standardmodell	5
2.1.1	Lokale Eichtransformationen	5
2.1.2	Der Higgs-Mechanismus	7
2.1.3	Probleme des SM	9
2.2	Jenseits des Standardmodells	10
2.3	Berechnung von Wirkungsquerschnitten	11
2.3.1	Wirkungsquerschnitte am LHC	12
2.3.2	Monte-Carlo-Integration	15
3	Schwache Eichbosonfusion	19
3.1	Allgemeines	19
3.2	VBFNLO	22
4	<i>single</i>top+Z Produktion	25
4.1	Matrixelemente	25
4.2	Phasenraum	31
4.3	Ergebnisse	39
5	Analyse	45
5.1	Signalprozesse	45
5.2	Durchführung der Analyse	47
5.2.1	Vergleich von Signalen und Untergrund	47
5.2.2	Die Observable $m_{lW,taggedJ2}$	53
5.2.3	<i>b</i> -tagging	58
5.3	Ergebnisse	62
6	Zusammenfassung	69
A	Parameter	71
B	Detektoreffekte	73
C	Automatische Berechnung von Matrixelementen	75
	Literaturverzeichnis	79

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel der theoretischen Teilchenphysik ist es, mit Hilfe von mathematischen Methoden eine konsistente, möglichst realitätsnahe Beschreibung der fundamentalen Teilchen und Wechselwirkungen zu finden. Seit über 30 Jahren gibt es nun eine Theorie, die dies zu großen Teilen zu leisten vermag, das sog. Standardmodell der Teilchenphysik (SM). Das SM vereinigt mit der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Kraft drei der vier grundlegenden Wechselwirkungen in Form einer Quantenfeldtheorie. In mathematischer Hinsicht basiert sie in wesentlichen Elementen auf der Gruppentheorie. Es existiert im SM nur eine überschaubare Anzahl von punktförmigen, elementaren Fermionen, die in zwei unterschiedliche Gruppen eingeteilt werden können: Die jeweils drei Generationen von Quarks und Leptonen. Alle Wechselwirkungen zwischen ihnen werden durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben, die als Überbringer der entsprechenden Kräfte fungieren.

Der Gültigkeitsbereich des SM reicht bis zu den kleinsten Abständen bzw. gleichbedeutend zu den größten Energien, die bis jetzt zugänglich sind. Zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment dienen dabei in erster Linie Streuexperimente: Geladene Teilchen werden durch elektromagnetische Felder auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und zur Kollision gebracht. Das Resultat solcher Kollisionen ist in der Regel eine sehr große Anzahl von Teilchen, die dann durch verschiedene Detektoren gemessen werden. Allerdings sind nur sehr wenige Teilchen für einen Nachweis im Detektor geeignet. Die meisten sind instabil und zerfallen sehr schnell wieder oder können wie die Neutrinos aufgrund ihrer Eigenschaften prinzipiell nicht direkt gemessen werden. Dennoch kann man mit einigen Schwierigkeiten Rückschlüsse auf die Reaktion ziehen, die tatsächlich stattgefunden hat und auf dabei erzeugte, neue Teilchen. Auf diesem grundsätzlichen Wege ist es in den vergangenen Jahren gelungen, die Vorhersagen des SM oftmals mit sehr hoher Präzision experimentell zu bestätigen.

Allerdings gibt es eine Reihe von Gründen, die den Schluss nahelegen, dass es noch Physik jenseits des Standardmodells (BSM) gibt. Außerdem ist es in den bisher zugänglichen Energiebereichen ($\sim 2\text{TeV}$ Schwerpunktsenergie) nicht gelungen, einen essentiellen Bestandteil des SM nachzuweisen, das sog. Higgs-Boson. Um es zu finden bzw. auszuschließen und die Vielzahl an Ansätzen für BSM-Physik zu überprüfen, wird seit einigen Jahren ein Teilchenbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von 14TeV gebaut: Der Large Hadron Collider (LHC). Er bringt Protonen zur Kollision, d.h. es finden Reaktionen der Form $pp \rightarrow X$ statt. Das X soll hier für einen bestimmten Endzustand nach der Kollision stehen, also für eine Liste aus im Detektor nachweisbaren Objekten. Eine aus verschiedenen Gründen besonders vielversprechende Klasse von Prozessen sind

schwache Eichbosonfusionsprozesse (WBF). Sie können vor allem im speziellen Bereich der Symmetriebrechung entscheidende Beiträge liefern.

Was nun die Messung ausgewählter Prozesse angeht, gibt es an Collidern allerdings ein grundsätzliches Problem: Für nahezu alle Reaktionen, die man nachweisen möchte, weil sie neue, interessante Physik enthalten, existieren in der Regel eine Vielzahl von bekannten, uninteressanten Prozessen, von denen man sie a priori nicht unterscheiden kann, da sie den gleichen Endzustand X haben. Erstere werden als Signale bezeichnet, letztere als irreduzibler Untergrund. Je mehr Untergrundprozesse es gibt und je häufiger sie stattfinden, desto schwerer ist die Identifizierung eines Signals und desto mehr verschwindet es in den statistischen Schwankungen und systematischen Fehlern der Messung. Deshalb ist nicht nur eine genaue Kenntnis der Signale, sondern ebenso auch eine detaillierte Berechnung des Untergrundes vonnöten. Unter Ausnutzung kinematischer Eigenschaften, die sich für beide Prozessarten unterscheiden, ist es aber möglich, Methoden zu entwickeln, die das Verhältnis von Signal zu Untergrund wesentlich verbessern.

Diese Diplomarbeit beinhaltet die Analyse eines speziellen Hintergrundprozesses, der bisher noch nicht im Detail untersucht wurde. Es handelt sich um die gleichzeitige Produktion eines einzelnen *top* oder Anti-*top* Quarks und eines Z -Bosons inklusive leptonischem Zerfall beider Teilchen. Dieser Prozess wird *singletop+Z* Produktion genannt und kann beschrieben werden als die Reaktion $pp \rightarrow tZj \rightarrow l^+\nu_l l^+ jj$ bzw. $pp \rightarrow \bar{t}Zj \rightarrow l^-\bar{\nu}_l l^- jj$. Am LHC stellt er durch seine WBF Struktur einen Beitrag zum irreduziblen SM-Hintergrund zu einer Reihe von Signalen dar. Ziel dieser Diplomarbeit ist es nun zunächst, die *singletop+Z* Produktion zu untersuchen und ihren Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung (LO) zu berechnen. Anschließend soll ein Vergleich mit ausgewählten Signalen stattfinden und dabei Möglichkeiten zur Reduktion dieses Teils des Untergrundes gefunden und analysiert werden.

Dazu wurde die Arbeit in folgender Weise gegliedert:

Kapitel 2 fasst zu Beginn die wesentlichen Elemente des SM zusammen, wobei im Besonderen auf den im Kontext mit der WBF wichtigen, elektroschwachen Sektor eingegangen wird. Außerdem werden einige Argumente und Ansätze für Physik jenseits des Standardmodells etwas näher erläutert. Da zur Überprüfung von Quantenfeldtheorien im Experiment primär Wirkungsquerschnitte geeignet sind, folgen im Anschluss die wichtigsten Konzepte bei der Berechnung derselben für einen Teilchenbeschleuniger wie den LHC. Hier wird besonders auf die Verwendung von den in der Teilchenphysik wichtigen Monte-Carlo-Methoden eingegangen.

Kapitel 3 befasst sich mit den WBF-Prozessen und ihren speziellen Eigenschaften, die sie gegenüber anderen Reaktionen auszeichnen. Zudem werden die Kernpunkte des speziell für solche Prozesse konzipierten Parton-Level-Monte-Carlo-Programms VBFNLO vorgestellt.

Das Ziel von Kapitel 4 ist dann die konkrete Berechnung der *singletop+Z* Produktion. Dazu werden im Rahmen gewisser Näherungen in systematischer Art und Weise sowohl das entsprechende Matrixelement als auch der zugehörige Phasenraum behandelt. Die daraus folgenden Ergebnisse werden in Form totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte präsentiert und analysiert.

In Kapitel 5 wird die *singletop+Z* Produktion im Kontext zu anderen Reaktionen betrachtet. Letztere werden durch eine Auswahl SM- und BSM-artiger Prozesse repräsentiert und als Signalprozesse mit dem *singletop+Z* Hintergrund verglichen. Durch eine Analyse der unterschiedlichen kinematischen Eigenschaften werden verschiedene Methoden entwickelt, die zu einer Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund beitragen können. Die Effizienzen dieser Techniken werden gegenübergestellt und Schlussfolgerungen für deren Anwendung gezogen.

Kapitel 6 schließlich fasst die wesentlichen Elemente der Arbeit zusammen und diskutiert die Ergebnisse.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine Quantenfeldtheorie, die die Wechselwirkung zwischen den fundamentalen Teilchen durch den Austausch von Eichbosonen beschreibt. Eichbosonen sind das Resultat der lokalen Invarianz der zugrundeliegenden Lagrangedichte unter einer Symmetriegruppe \mathcal{G} , im Falle des SM ist das eine Kombination dreier Eichgruppen: $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Zur Generierung der Massen der in der Theorie zunächst masselosen Fermionen und der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung (W^+, W^-, Z) wird ein zusätzliches, skalares Feld in die Theorie integriert: Das Higgs-Feld. Es bricht die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Invarianz über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung zur $U(1)_{EM}$ der Quantenelektrodynamik (QED). Die $SU(3)$ bleibt eine exakte Symmetrie des SM und beschreibt die starke Wechselwirkung über die Quantenchromodynamik (QCD), ihre Austauscheteilchen sind die masselosen Gluonen.

Der für diese Diplomarbeit primär relevante Bereich des SM, der elektroschwache Sektor, wird im Folgenden etwas näher erläutert.

2.1.1 Lokale Eichtransformationen

QED

Im Falle der einfachsten möglichen Eichtheorie, der QED, startet man mit der unter globalen Phasentransformationen invarianten Lagrangedichte eines freien Fermionfeldes. Um nun die Forderung nach einer *lokalen*, das heißt Raum-Zeit abhängigen Transformationsinvarianz zu erfüllen, führt man ein vektorielles Eichfeld $A_\mu(x)$ mit bestimmten Transformationseigenschaften ein. Dazu ersetzt man die partielle durch die kovariante Ableitung und integriert damit auch die elektromagnetische Kopplung q :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu.$$

Unter den lokalen Transformationen

$$\begin{aligned}\Psi &\rightarrow \Psi' = e^{-iq\alpha(x)}\Psi \\ \bar{\Psi} &\rightarrow \bar{\Psi}' = \bar{\Psi}e^{iq\alpha(x)} \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\alpha(x)\end{aligned}\tag{2.1}$$

ist die Lagrangedichte der QED

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(x)(i\mathcal{D} - m)\Psi(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.2)$$

nun invariant. Bei dem letzten Term handelt es sich um den kinetischen Term des masselosen Eichfeldes (Photonfeldes) mit

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.3)$$

Schwache Wechselwirkung

Eine nicht abelsche Eichtheorie wie die der schwachen Wechselwirkung lässt sich konzeptionell auf ähnliche Weise aufbauen wie die QED. Die zunächst globale Transformation, unter der die freie Lagrangedichte invariant ist, hat nun die Form

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \mathcal{D}_g \Psi$$

Hierbei ist \mathcal{D}_g eine Darstellung einer Symmetriegruppe \mathcal{G} .

Für den speziellen Fall der schwachen Wechselwirkung handelt es sich bei \mathcal{G} um die $SU(2)$, die zugehörigen Transformationen stellt man mit Hilfe der (2×2) Pauli'schen Spinmatrizen σ_i dar. Die experimentell gemessene chirale Asymmetrie der schwachen Wechselwirkung schlägt sich in der Theorie im unterschiedlichen Transformationsverhalten der rechts- bzw linkshändigen Komponenten der Fermionfelder nieder. Die linkshändigen Komponenten $\Psi_L(x)$ transformieren sich wie schwache Isospinore, die rechtshändigen $\psi_R(x)$ sind schwache Isoskalare:

$$\Psi_L \rightarrow \Psi'_L = e^{i\frac{\alpha_j}{2}\sigma_j} \Psi_L \quad (2.4)$$

$$\bar{\Psi}_R \rightarrow \bar{\Psi}'_L = \bar{\Psi}_L e^{-i\frac{\alpha_j}{2}\sigma_j}$$

$$\psi_R \rightarrow \psi'_R = \psi_R \quad (2.5)$$

$$\bar{\psi}_R \rightarrow \bar{\psi}'_R = \bar{\psi}_R$$

Die freie Lagrangedichte \mathcal{L}_0

$$\mathcal{L}_0 = i(\bar{\Psi}_L \not{\partial} \Psi_L + \bar{\psi}_R \not{\partial} \psi_R) \quad (2.6)$$

ist unter den globalen Transformationen Gl. (2.4) bzw Gl. (2.5) sowie unter den $U(1)$ -Transformationen

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\beta Y} \psi \quad , \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\beta Y} \quad (2.7)$$

invariant. Die zugehörigen Erhaltungsgrößen sind die I_j , die drei Komponenten des schwachen Isospins sowie die Hyperladung $Y = q - I_3$.

Fordert man nun analog zur QED die *lokale* Invarianz der Lagrangedichte, d.h. $\alpha \rightarrow \alpha(x), \beta \rightarrow \beta(x)$, so ersetzt man wieder die partiellen durch die kovarianten Ableitungen ($\partial^\mu \rightarrow D^\mu$) und führt auf diesem Wege die Eichfelder W_j^μ und B^μ mit den Kopplungen g und g' ein:

$$\begin{aligned} D^\mu \Psi_L &= \left(\partial^\mu + \frac{1}{2} i g \sigma_j W_j^\mu(x) - \frac{1}{2} i g' B^\mu(x) \right) \Psi_L \\ D^\mu \psi_R &= (\partial^\mu - i g' B^\mu(x)) \psi_R \end{aligned} \quad (2.8)$$

Um nun zu einer vollständigen Lagrangedichte der schwachen Wechselwirkung zu gelangen, fügt man noch einen dynamischen Term hinzu, der nur die Eichfelder enthält. Aufgrund des nicht abelschen Charakters der Theorie führt dieser zu einer Selbstwechselwirkung der Eichbosonen, was einen wesentlichen Unterschied zur QED darstellt.

Eine Linearkombination der Felder W_3^μ und B^μ mit dem Mischungswinkel Θ_W , dem Weinberg-Winkel, liefert die physikalischen Feldern Z^μ und A^μ :

$$\begin{aligned} W_3^\mu(x) &= \cos(\Theta_W) Z^\mu(x) + \sin(\Theta_W) A^\mu(x) \\ B^\mu(x) &= -\sin(\Theta_W) Z^\mu(x) + \cos(\Theta_W) A^\mu(x) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Lagrangedichte

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{schwach}} &= i (\bar{\Psi}_L \not{D} \Psi_L + \bar{\psi}_R \not{D} \psi_R) \\ &\quad - \frac{1}{4} Z^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{2} F_W^{\dagger\mu\nu} F_{W\mu\nu} \\ &\quad + g \varepsilon_{ijk} W_{i\mu} W_{j,\nu} \partial^\mu W_k^\nu - \frac{1}{4} g^2 \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{ilm} W_j^\mu W_k^\nu W_{l\mu} W_{m\nu} \end{aligned} \quad (2.10)$$

mit $F^{\mu\nu}$ aus Gl. (2.3) und

$$\begin{aligned} Z^{\mu\nu} &:= \partial^\nu Z^\mu - \partial^\mu Z^\nu \\ F_W^{\mu\nu} &:= \partial^\nu W^\mu - \partial^\mu W^\nu \end{aligned}$$

ist invariant unter lokalen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Transformationen. [1]

2.1.2 Der Higgs-Mechanismus

In Gl. (2.10) wird die Struktur der schwachen Wechselwirkung korrekt beschrieben, allerdings fehlen Terme, die den Fermionen und Eichbosonen Masse geben. Ein einfaches Addieren von Massetermen wie $m_Z^2 Z^\mu Z_\mu$ oder $-m_f \bar{\psi}_f \psi_f$ ist nicht möglich, denn dadurch würde die Eichinvarianz der Lagrangedichte gebrochen werden. Die im Standardmodell realisierte Methode zur Generierung der Massen ist der Higgs-Mechanismus,

der auf dem Konzept der spontanen Symmetriebrechung basiert.

Dazu wird in $\mathcal{L}_{schwach}$ aus Gl. (2.10) ein Lorentz-skalarer $SU(2)_L$ Isospinor Φ mit $Y = \frac{1}{2}$, das Higgs-Feld, mit einer geladenen und einer ungeladenen Komponente ϕ^+ bzw ϕ^0

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{und dem Potential} \quad V(\Phi) = \mu^2 |\Phi^\dagger \Phi| + \lambda |\Phi^\dagger \Phi|^2 \quad (2.11)$$

eingeführt. Für $\mu^2 < 0$ hat dieses Feld den nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert

$$v := \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (> 0). \quad (2.12)$$

Der Grundzustand Φ_0 ist mit der Wahl

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

nicht mehr $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariant, die Symmetrie ist spontan gebrochen. Lediglich unter der $U(1)_{QED}$ ist der Grundzustand noch invariant, was zuletzt zu einem verbleibenden masselosen Eichfeld A_μ führt, das als Photon interpretiert wird. Parametrisiert man das Higgsfeld mit Hilfe seiner Abweichungen um den Grundzustand und wählt zudem die unitäre Eichung, so kann man Φ folgendermaßen darstellen:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Mit diesem Ausdruck findet man nun im kinetischen Term des Higgsfeldes

$$\mathcal{L}_{kin,Higgs} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \quad (2.15)$$

Massenterme der schwachen Eichbosonen $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$ und Z^μ . Es gelten folgende Beziehungen:

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2}. \quad (2.16)$$

Für Fermionen lassen sich eich- und Lorentz-invariante Massenterme über Yukawa-Kopplungen der Gestalt

$$g_f(\bar{\Psi}_L \psi_R \Phi + \Phi^\dagger \bar{\psi}_R \Psi_L) \quad (2.17)$$

erzeugen. Dabei ist g_f der Kopplungsparameter des einzelnen Fermions der über $m_f = \frac{vg_f}{\sqrt{2}}$ dessen Masse festlegt.

2.1.3 Probleme des SM

Die Vorhersagen des Standardmodells sind über den in Kapitel 2.3 zusammengefassten Weg in den bisher zugänglichen Energiebereichen experimentell an verschiedenen Beschleunigern wie dem *Tevatron* ($p\bar{p}, \sqrt{s} = 1,96\text{TeV}$) und dem *LEP* ($e^+e^-, \sqrt{s} = 209\text{GeV}$) mit hoher Präzision bestätigt worden. Ohne Zweifel ist das SM über weite Energiebereiche dazu in der Lage, die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkung richtig zu beschreiben. Dennoch gibt es Problembereiche im Standardmodell, von denen im Folgenden die Wichtigsten kurz skizziert werden.

Das Überbleibsel des zur Symmetriebrechung ad hoc in Gl. (2.11) eingeführten Higgsfeldes, das massive Higgs-Boson, ist ein essentieller Bestandteil des SM und des Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung. Es konnte aber bisher nicht nachgewiesen werden, die experimentelle Untergrenze für seine Masse liegt bei $m_H > 114,4\text{GeV}$ mit einer statistischen Sicherheit von 95% [2].

Außerdem gibt es weitere offene Fragen, es werden u.a. keine Erklärung für die Größe der sehr unterschiedlichen Massen der Fermionen und Bosonen oder seiner anderen freien Parameter geliefert. Sie sind nur durch Experimente zu bestimmen und folgern nicht aus grundlegenden Prinzipien. Zudem muss eine Theorie, die *alle* fundamentalen Teilchen und Wechselwirkungen beschreiben soll, auch die Gravitation enthalten. Das ist beim SM nicht gegeben.

Ein anderes, wesentliches Problem entsteht durch die im SM vorhandene Notwendigkeit des sog. *“fine-tuning”*s. Es wird ausgelöst durch Strahlungskorrekturen in der nächstzu-führenden Ordnung (NLO) der Zweipunktfunktion des Higgsteilchens. Betrachtet man nur die dominanten Beiträge durch die massiven Vektorbosonen (W^\pm, Z), das top-Quark und das Higgsteilchen selbst und führt zur Regularisierung der divergenten Schleifenintegrale einen cut-off Parameter Λ ein, so erhält man für die Massenkorrektur des Higgs folgenden Zusammenhang:

$$\delta m^2 \sim \frac{\Lambda^2}{m_W^2} \cdot (2m_W^2 + m_Z^2 + m_H^2 - 4m_t^2) \quad (2.18)$$

Wenn das SM bis zur Planckskala ($\Lambda \approx M_{\text{Planck}} \approx 10^{19}\text{GeV}$) gültig sein und gleichzeitig für die elektroschwache Skala der gemessene Wert $v \approx 246\text{GeV}$ gelten soll, müssen die positiven Terme in der Klammer von Gl. (2.18) in ihren ersten 32 Stellen mit dem negativen Term übereinstimmen. Das SM liefert keine Symmetrie, die eine solche präzise Auslöschung der Terme motivieren würde.

2.2 Jenseits des Standardmodells

Um die in 2.1.3 genannten Unvollständigkeiten und Probleme des Standardmodells zu reduzieren bzw. zu beseitigen und gleichzeitig seine bisherigen Erfolge zu nutzen, existieren eine Vielzahl von Theorien. Sie erweitern es auf verschiedene Arten und erklären Physik, die jenseits des Standardmodells liegt (BSM).

Eine der einfacheren Möglichkeiten ist ein Modell, das gegenüber dem SM ein weiteres Higgsdoublett ($2HDM$) enthält wie die Varianten [3] und [4].

Das populärste BSM Szenario basiert auf dem Prinzip der Supersymmetrie ($SUSY$) [5] und postuliert eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen. In seiner im Sinne der Teilchenzahl minimalen Form (MSSM) werden dabei die Teilchen- und Parameterzahl des Standardmodells in etwa verdoppelt. Durch die zusätzlichen Schleifendiagramme der $SUSY$ -Teilchen und ihre Beiträge zum Higgspropagator wird das in 2.1.3 genannte *fine-tuning-Problem* durch Auslöschungen gelöst. Durch den sehr großen Parameterraum der $SUSY$ -Theorien existieren sehr viele supersymmetrische Szenarien, die mit den bisherigen experimentellen Daten in Einklang gebracht werden können. Die meisten davon bieten gute Möglichkeiten, am LHC überprüft zu werden.

Ein anderer Ansatz für BSM Physik ist es, sich zusätzliche Raumdimensionen zunutze zu machen, um eine Theorie zu entwickeln, die das Hierarchieproblem löst. Dabei gibt es die Möglichkeit, viele flache Dimensionen zu integrieren (ADD-Szenarios [6]) oder nur eine gekrümmte, kompakte Zusatzdimension mit einer speziellen Metrik (RS-Szenario [7]). In Letzterem existieren aufgrund ihrer S^1/Z_2 -Struktur nur zwei Fixpunkte entlang der zusätzlichen Dimension. Platziert man das SM an dem einen Fixpunkt, der sog. TeV-Brane πr_C , so findet man, dass alle massenartigen Parameter des SM durch einen Exponentialfaktor der Form $e^{-k\pi r_C}$ reskaliert werden, während die effektive Planckskala dort aber nahezu unverändert bleibt. Damit wird erreicht, dass alle fundamentalen Parameter der Theorie von der gleichen Größenordnung sein können ($\mathcal{O}(M_{Planck})$), ihr scheinbar großer Unterschied (Hierarchie-Problem) liegt lediglich in unserem Standpunkt (TeV Brane) begründet. Zur Symmetriebrechung können auch hier Higgs-Felder eingeführt werden. Wenn diese Felder speziellen Randbedingungen an den beiden Fixpunkten genügen [8], lässt sich damit ein Modell konstruieren, bei dem die Higgsfelder entkoppeln und der schwache Sektor den elektroschwachen Präzisionsmessungen genügen können. Phänomenologisch besitzt das effektive, vierdimensionale Spektrum dieser Theorie dann gegenüber dem Standardmodell kein massives Higgsboson mehr. Dafür gibt es aber nicht nur *ein* W^+ , W^- und Z Boson, sondern jeweils abzählbar unendlich viele massive Kaluza-Klein(KK)-Anregungen derselben. Die niedrigste Mode dieser "tower" entspricht dann dem zugehörigen SM Eichboson.

Am LHC kann diese Theorie mit Hilfe der in Kapitel 3 beschriebenen WBF über WZ -Streuung sehr gut überprüft werden. Durch die massiven KK- W s, die dort im s-Kanal auftreten und vor allem die Winkel-Korrelation der Leptonen im Vergleich zum SM beeinflussen, sind die zu erwartenden Signaturen für bestimmte Observablen eine hervorragende Möglichkeit, um das Modell zu testen. Einer der irreduziblen Hintergrundprozesse für diesen WBF Signalprozess ($pp \rightarrow WZjj \rightarrow \mathbf{W}_{KK}jj \rightarrow WZjj$) ist die *singletop+Z* Produktion, die das Thema dieser Diplomarbeit darstellt.

2.3 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Entscheidend zur Bestätigung oder Falsifizierung einer Theorie ist der Vergleich ihrer Vorhersagen mit den tatsächlichen experimentellen Resultaten. Im Falle der Teilchenphysik ist die beobachtbare Größe, über die dieser Vergleich stattfindet, der prozessspezifische Wirkungsquerschnitt σ . Über ihn lassen sich mit der allein aus den Parametern des Beschleunigers berechenbaren Luminosität L und einer Integration über die Dauer der Messung direkt die Anzahl der erwarteten Ereignisse N für den betrachteten Prozess bestimmen:

$$N = \sigma \int_{\text{Messdauer}} L dt \quad (2.19)$$

Die theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnitts für einen Prozess mit gegebenem Anfangs- und Endzustand i bzw. f erfolgt in einer Quantenfeldtheorie auf folgendem Weg:

Zunächst ist es notwendig, das zur Übergangsrate $i \rightarrow f$ proportionale Quadrat des Matrixelements $|\mathcal{M}(i \rightarrow f)|^2$ zu bestimmen. Das Matrixelement \mathcal{M} wiederum kann auf Prinzipien der Störungstheorie aufbauend näherungsweise berechnet werden, indem man alle zu dem gewünschten Übergang beitragenden Feynmandiagramme in einer festen Ordnung der Kopplung aufsummiert¹. Die Feynmanregeln (z.B. [9]), die für ein gegebenes Feynmandiagramm den zugehörigen mathematischen Ausdruck liefern, kann man aus der Lagrangedichte \mathcal{L} der zugrunde liegenden Theorie auf dem Wege des Pfadintegralformalismus [10] extrahieren. Gibt es k Diagramme, so trägt jedes zum Matrixelement eine Amplitude \mathcal{A}_i bei:

$$\mathcal{M} = \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \dots + \mathcal{A}_k \quad (2.20)$$

Die einzelnen Amplituden \mathcal{A}_i sind komplexe Zahlen, die von den Parametern der involvierten Teilchen wie den Impulsen p_i^μ , Massen m_i , Breiten Γ_i und Polarisationen abhängen. Um nun aus \mathcal{M} einen totalen Wirkungsquerschnitt mit unpolarisierten Anfangs- und Endzuständen zu berechnen ist es notwendig, über die Quantenzahlen der einlaufenden Teilchen zu mitteln und über die der auslaufenden zu summieren:

$$\overline{\sum} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{\# \text{Farben, Pol. Anfang}} \sum_{\text{Farben, Pol. End}} |\mathcal{M}|^2 \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet *Farben, Pol.* alle möglichen Kombinationen der Farb- bzw. Polarisationszustände der Teilchen des entsprechenden Zustands. Normiert man diesen Ausdruck nun noch auf den Fluss der einlaufenden Teilchen F und integriert über den Phasenraum $d\Phi$, dann erhält man den Wirkungsquerschnitt σ :

¹In dieser Diplomarbeit werden alle Prozesse nur in führender Ordnung (LO) berechnet.

$$\sigma = \int \frac{1}{F} \overline{\sum} |\mathcal{M}|^2 d\Phi \quad (2.22)$$

An Teilchenbeschleunigern findet in der Regel eine Kollision von zwei kollinearen Teilchen a und b mit Impulsen p_a und p_b statt. In diesem Fall ist F gegeben durch:

$$F = 4\sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2} \quad (2.23)$$

Die Phasenraumintegration beschreibt die Summation über alle kinetisch zugänglichen Endzustände des Prozesses. Im Fall von n Teilchen im Endzustand hat er die Form:

$$d\Phi_n(p_a + p_b, p_1 \dots p_n) = (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_a + p_b - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \left(\frac{d^3 \vec{p}_i}{(2\pi)^3 2E_i} \right) \quad (2.24)$$

Jedes Teilchen liefert von seinen vier Impulskomponenten unter Erfüllung der Energie-Impulsbeziehung 3 Freiheitsgrade. Zieht man davon wegen der impulserhaltenden Deltafunktion weitere vier ab, so verbleiben letztlich

$$d = 3n - 4 \quad (2.25)$$

freie Integrationsparameter.

2.3.1 Wirkungsquerschnitte am LHC

Der LHC am Forschungszentrum CERN in Genf ist primär ein Proton-Proton Ringbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von 14TeV. Er wird Mitte 2008 unter anderem mit Hilfe der beiden Detektoren ATLAS und CMS die ersten Kollisionsdaten sammeln.

Protonen sind Hadronen und als solches im Gegensatz zu Elektronen oder Myonen selbst keine punktförmigen Elementarteilchen, sondern gebundene Zustände aus Elementarteilchen. Ihre Konstituenten heißen *Partonen*, das können Quarks und Gluonen sein. Für Collider gut geeignet ist die Beschreibung der Protonen im sog. *Parton Modell*, dessen Kernpunkte die folgenden sind:

- Aus Sicht eines bezüglich des Protons schnell bewegten Bezugssystems (infinite momentum frame) kann das Proton als ein Bündel von Partonen beschrieben werden. Diese bewegen sich in die Richtung des Protons und haben einen vernachlässigbaren Transversalimpuls.
- Durch die Kürze der externen Wechselwirkungsdauer können die einzelnen Partonen als frei betrachtet werden. Daraus folgert, dass die Wechselwirkung mit dem Proton im Gegensatz zur elastischen Streuung am ganzen Proton als inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit seinen einzelnen Konstituenten angesehen werden kann. Jedes Parton trägt vom Gesamtimpuls P^μ des Protons den Anteil $x \cdot P^\mu$, mit dem sog. Feynman- $x \in (0, 1)$.

Mithilfe dieser Annahmen lässt sich nun wie folgt ein Ausdruck für Wirkungsquerschnitte am LHC finden:

Zunächst gilt es, für den betrachteten Prozess alle beitragenden Subprozesse auf Parton-niveau zu identifizieren. Als partonischer Anfangszustand für einen solchen Subprozess kommen im Prinzip alle sechs Quarks q_i der 3 Familien, die zugehörigen Antiquarks \bar{q}_i sowie Gluonen g infrage. Die Ursache dafür ist, dass zwar die drei Valenzquarks uud des Protons dessen Quantenzahlen festlegen, doch über die ständig stattfindenden Gluonabstrahlungen und Gluonsplittingprozesse (siehe Abb.2.1) stehen auch alle anderen Partonen als Anfangszustände zur Verfügung.

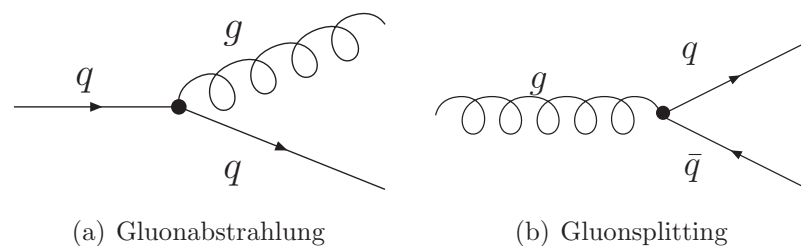


Abbildung 2.1: Proton Substruktur

Die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Parton im Proton zu finden, beschreibt man mit Parton-Verteilungsfunktionen, den *pdfs*. Sie sind für jede Quark-Flavour eine Funktionen zweier unabhängiger Variabler. Zum einen ist das der Impulsanteil $x \in [0, 1]$ den das Parton trägt, und zum anderen die Skala q^2 , also der Impulsübertrag, bei dem der Prozess stattfindet.

Experimentell kann man die *pdfs* z.B. über tiefinelastische Streuung (DIS) messen. Die kombinierten Resultate verschiedener Experimente [11] liefern schließlich die benötigten Funktionen. Abb.2.2 zeigt ein Beispiel für eine fest gewählte Skala. Mit Hilfe der aus der perturbativen QCD stammenden Altarelli-Parisi-Gleichungen kann man die bezüglich des LHC bei niedrigen Impulsüberträgen gemessenen Verteilungsfunktionen zu höheren Skalen entwickeln.

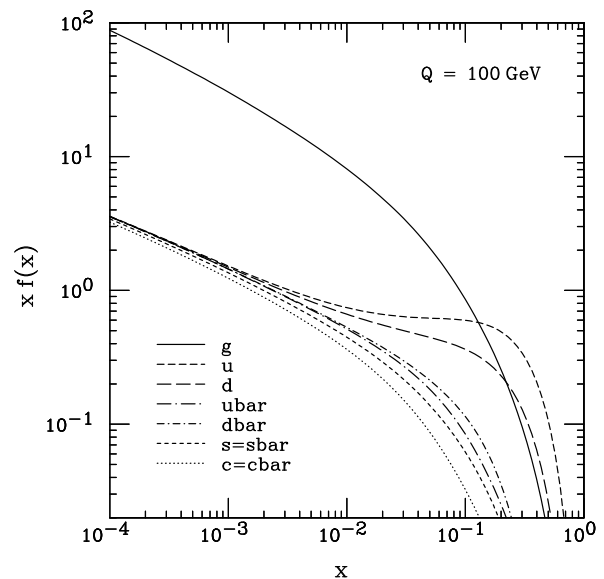


Abbildung 2.2: Parton-Verteilungsfunktion des Protons bei der Skala $q^2 = 100\text{GeV}$ aus [11]

Der Flussfaktor F , der bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts in Gl. (2.22) auftritt, nimmt im Partonmodell die Form

$$F = 2\hat{s} \quad (2.26)$$

an. Darin bezeichnet \hat{s} die für den partonischen Subprozess zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie mit

$$\hat{s} = (p_{Parton1} + p_{Parton2})^2 \quad (2.27)$$

Letztendlich nimmt die Gleichung zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten (2.22) bei der Kollision zweier Protonen im Partonmodell die folgende Form an

$$\begin{aligned} \sigma = & \int dx_1 dx_2 \sum_{\text{Subprozesse}} f_{Parton1}(x_1) \cdot f_{Parton2}(x_2) \cdot \\ & \cdot \frac{1}{2\hat{s}} \int d\Phi_n \cdot \Theta_{Cuts} \overline{\sum} |\mathcal{M}|_{\text{Subprozess}}^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die $f_{Parton i}(x_i)$ beschreiben die Parton-Verteilungsfunktionen. Θ_{Cuts} bezeichnete eine Funktion, die die Phasenraumintegration eingrenzt und nur bestimmte Bereiche der kinematischen Variablen erlaubt. Der Grund für die Einführung von Θ_{Cuts} ist, dass man in der Regel nicht an totalen Reaktionsraten interessiert ist, sondern nur an den eingeschränkten. Durch eine entsprechende Wahl der Cuts ergeben sich entscheidende neue Möglichkeiten, die man grob in drei Kategorien unterteilen kann:

- **Detektorakzeptanzcuts:** Die Detektoren am LHC können nicht alle möglichen Richtungen, Energien, etc. der verschiedenen Teilchen abdecken. Um im messbaren Bereich zu liegen, müssen die Teilchen beispielsweise einen Mindestabstand von der Strahlachse der Kollision haben. Diese Forderung kann mit Θ_{Cuts} erfüllt werden, indem man für etwa Leptonen $\eta_l < |2, 5|$ verlangt. Die Pseudorapidität η ist dabei der masselose Grenzfall der für Collider üblichen Parametrisierung des Winkels θ zwischen der Kollisionsachse (z-Achse) und den auslaufenden Teilchen über die Rapidität y :

$$y := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right) \quad (2.29)$$

$$\text{mit } \beta = \frac{|\vec{p}|}{E} \xrightarrow{m \rightarrow 0} 1 \quad (2.30)$$

$$y \xrightarrow{m \rightarrow 0, \beta \rightarrow 1} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) =: \eta \quad (2.31)$$

$$(2.32)$$

Der Grund für die Verwendung von (Pseudo-)Rapiditäten anstatt Winkeln liegt in einer Eigenschaft hadronischer Beschleuniger wie dem LHC: Das Ruhesystem

der wechselwirkenden Partonen stimmt im Allgemeinen nicht mit dem Laborsystem überein, da die Impulse $x_i \cdot P^\mu$ der beiden Partonen des Anfangszustandes a priori unbekannt sind. Die beiden Bezugssysteme unterscheiden sich durch einen Lorentz-Boost in z-Richtung. Dieser kann bei der Beschreibung über Rapiditäten besonders einfach berücksichtigt werden, denn Rapiditäten werden bei einem solchen Übergang durch einfache Addition ineinander überführt. Variablen der transversalen Ebene wie der Winkel ϕ bleiben dagegen unverändert. Das bedeutet, eine im partonischen Ruhesystem (*part, c.m.*) berechnete Rapidität y_{part} führt im Laborsystem zur Messung von

$$y_{Labor} = y_{part} + y_{part,c.m.} \text{ mit } y_{part,c.m.} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (2.33)$$

- **Vermeidung divergenter Regionen:** Im Rahmen der Rechnung können bedingt durch unterschiedliche Ursachen Phasenraumbereiche auftreten, die eine formale Divergenz aufweisen. Dies kann beispielweise in Regionen passieren, in denen die Teilchen besonders niederenergetisch werden (*softe Divergenz*), oder wenn zwei aus einem Zerfall stammende Teilchen in die gleiche Richtung fliegen (*kollineare Divergenz*). Letzteres ist bei der *singletop+Z* Produktion der Fall. In Kapitel 4.3 wird dies näher ausgeführt und ein entsprechender Cut eingeführt.
- **Untergrundreduktion:** Betrachtet man verschiedene Prozesse mit gleichem Teilcheninhalt im Endzustand, dann ist man häufig daran interessiert, den Wirkungsquerschnitt von einigen dieser Prozesse (Untergründe) zugunsten von anderen (Signale) zu reduzieren. Dies kann mit Hilfe einer entsprechend angepassten Wahl von Θ_{Cuts} bei Kenntnis der prozessspezifischen Kinematik erreicht werden: Man schneidet die Phasenraumbereiche weg, die große Beiträge zum Untergrund und kleine zu den Signalen liefern. Dieses Vorgehen ist essenzieller Bestandteil der in Kapitel 5 durchgeführten Analyse zur Reduktion des *singletop+Z* Untergrundes.

2.3.2 Monte-Carlo-Integration

Die praktische Berechnung des Integrals in Gl. (2.28) ist aufgrund seiner hohen Dimensionalität ($d = 3n - 2$ mit n Endzustandsteilchen) und des komplizierten Integranden analytisch nicht möglich. Stattdessen greift man auf numerische Methoden zurück, das Prinzip der *Monte-Carlo-Integration* ist dabei das favorisierte.

Die Monte-Carlo-Integration nutzt Zufallszahlen mit bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilungen, um ein Integral stochastisch auszuwerten. Möchte man ein Integral I der Dimensionalität n über ein Gebiet Ω auswerten, also

$$I = \int_{\Omega} f(\vec{x}) d^n x \quad (2.34)$$

berechnen, so wählt man sich zunächst eine geeignete Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\vec{x})$, mit der man den Integranden erweitert. Unter Verwendung des zentralen Grenzwertsatzes kann nun eine Näherung I_{MC} für das Integral gemacht werden. Sie konvergiert

mit den p -verteilten \vec{x} für $N \rightarrow \infty$ gegen eine Gaußverteilung und damit gegen den gesuchten Wert I :

$$I_{MC} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f(\vec{x}_i)}{p(\vec{x})} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} I \quad (2.35)$$

Der statistische Fehler dieser Approximation bei festem N ist proportional zu $\sqrt{\frac{1}{N}}$ und zur Quadratwurzel der Varianz $\sqrt{V_p(\frac{f}{p})}$. Unabhängig ist der Fehler dagegen von der Dimensionalität n der Integration, was den entscheidenden Vorteil der Monte-Carlo-Integration für hochdimensionale Integrale wie die der Teilchenphysik darstellt. Zur Minimierung des Fehlers eignet sich zum einen eine Steigerung der Anzahl der Stichproben N und zum anderen Methoden zur Reduzierung von $V_p(\frac{f}{p})$.

Eine Möglichkeit, Letzteres zu erreichen, ist das *Importance Sampling*. Die grundsätzliche Idee des Importance Sampling ist es, eine möglichst günstige Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\vec{x})$ so zu finden, dass an Stellen, die einen großen Beitrag zu I_{MC} liefern, die Dichte der Stichprobenpunkte \vec{x} erhöht wird. Der Idealfall, dem man sich damit anzunähern versucht, ist erreicht, wenn die Verteilung p genau dem Verlauf von f entspricht und damit die Varianz zu Null wird.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung des Fehlers der Näherung I_{MC} ist es, schon vor der Anwendung des Importance Sampling Transformationen zu günstigen Integrationsvariablen durchzuführen. Auch hierbei liegt die Idee zugrunde, den Verlauf des Integranden zu berücksichtigen und ihn durch diese Transformationen auf eine Form zu bringen, die weniger starke Schwankungen in den Integrationsvariablen aufweist und damit beim Importance Sampling leichter durch $p(\vec{x})$ anzunähern ist.

Das Integral zur Berechnung eines Wirkungsquerschnitts am LHC aus Gl. (2.28) nimmt als Monte-Carlo-Näherung gemäß Gl. (2.35) folgende Form an:

$$\begin{aligned} \sigma_{MC} = & \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathcal{J}(\mathbf{r}_i) \sum_{\text{Subprozesse}} f_{\text{Parton1}}^{\text{Proton1}}(x_1(\mathbf{r}_i)) \cdot f_{\text{Parton2}}^{\text{Proton2}}(x_2(\mathbf{r}_i)) \cdot \\ & \cdot \Theta_{\text{Cuts}} \overline{\sum} |\mathcal{M}(\mathbf{r}_i)|_{\text{Subprozess}}^2 \end{aligned} \quad (2.36)$$

In Gl. (2.36) repräsentiert \mathbf{r}_i einen der N Stichprobenpunkte des Phasenraums. Zu jedem der gemäß einer Wahrscheinlichkeitsverteilung p erzeugten Phasenraumpunkte \mathbf{r}_i gehört ein fester Wert für die d gewählten Integrationsvariablen und den Faktor $\mathcal{J}(\mathbf{r}_i)$. $\mathcal{J}(\mathbf{r}_i)$ enthält den Flussfaktor und die Phasenraumfaktoren, die aus den inversen Wahrscheinlichkeitsdichten und den Jakobifaktoren der Variablentransformationen bestehen.

Das zur Berechnung der *singletop+Z* Produktion verwendete FORTRAN Programm VBFN-LO, das in Kapitel (3.2) genauer beschrieben wird, verwendet die hier vorgestellten numerischen Methoden zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts auf dem Wege der

Monte-Carlo-Integration gemäß Gl. (2.36). Eine automatisierte Version des Importance Sampling ist dabei über eine verbesserte Form des **VEGAS**([12]) Algorithmus integriert. Die Transformationen hin zu schwankungsarmen Integrationsvariablen werden in Kapitel 4.2 durchgeführt und sind auf die *singletop+Z* Produktion angepasst.

Kapitel 3

Schwache Eichbosonfusion

In diesem Kapitel wird auf eine am LHC in verschiedener Hinsicht besonders vielversprechende Klasse von Prozessen eingegangen: Die schwachen Eichbosonfusions-Prozesse (*WBF*-Prozesse). Sie beinhalten die Streuung von longitudinalen Eichbosonen und sind damit sensitiv auf Mechanismen der elektroschwachen Symmetriebrechung. Die WBF wird im folgenden Abschnitt genauer erläutert. Im Anschluss wird das speziell für die Berechnung solcher Prozesse konzipierte Programm *VBFNLO* vorgestellt.

3.1 Allgemeines

WBF-Prozesse zeichnen sich durch einige grundlegende Eigenschaften aus, die mit ihrer Kinematik und Farbstruktur zusammenhängen:

- (i) Valenzquarks im Anfangszustand tragen durch den Verlauf der entsprechenden *pdfs* begründet einen relativ hohen Impulsanteil x vom Gesamtimpuls des Protons. Die von diesen Quarks abgestrahlten, schwachen Eichbosonen dagegen haben im Vergleich dazu einen eher niedrigen Impuls. Damit verbleiben für WBF Prozesse generell zwei sehr energiereiche Jets im Endzustand, die sog. *tagging jets*, die als Identifikationsmerkmal genutzt werden können.
- (ii) Der Transversalimpuls der beiden Jets ist vergleichsweise niedrig und liegt bedingt durch die Abstrahlung der schwachen Eichbosonen und deren Propagatorterm in der Größenordnung von: $p_{T, Jets} \approx m_{W,Z}$. Dadurch werden die energiereichen Quark-Jets nur wenig von der Strahlachse abgelenkt und man findet kleine Streuwinkel. Man drückt diesen Sachverhalt in der Regel durch eine Lücke zwischen den Rapiditäten der beiden Jets aus, durch die sich die WBF Ereignisse im Gegensatz zu vielen QCD Prozessen auszeichnen.
- (iii) Die Wechselwirkung zwischen den beiden Quarklinien ist rein elektroschwacher Natur. Das bedeutet, es findet kein Austausch von Farbladung statt. Außerdem hat die Gluon-Bremsstrahlung der Quarks ähnliche Eigenschaften wie die Photonabstrahlung von energiereichen Elektronen in der QED, das heißt, die Gluonen werden vor allem in kleinen Winkeln bezüglich der Strahlachse und der Jets abgestrahlt. Beide Effekte führen dazu, dass bei WBF Prozessen in der zentralen Region sehr wenige Jets auftreten, was einen klaren Gegensatz zu QCD Prozessen wie beispielsweise der Higgsproduktion durch Gluonfusion darstellt.

Durch geschickte Ausnutzung dieser Merkmale ist es mit der entsprechenden Wahl von Cuts möglich, den Hintergrund von WBF Prozessen vor allem durch QCD Prozesse sehr stark zu reduzieren. Merkmal (i) findet dabei in der Forderung nach zwei tagging jets seine Anwendung, die in (iii) beschriebene Farbstruktur lässt sich u.a. durch ein *central jet veto*[13] nutzen. Ein Beispiel für die charakteristische Rapiditylücke aus (ii) ist in Abb.3.1 gezeigt.

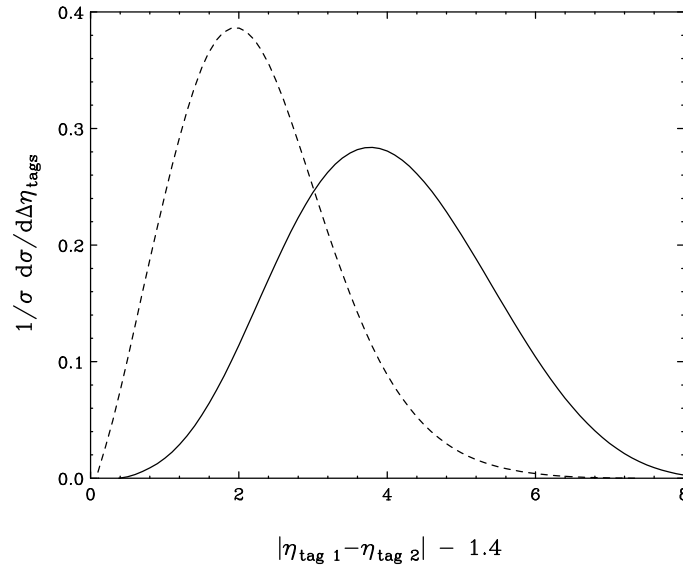


Abbildung 3.1: Normierte Verteilung des Pseudo-Rapidityabstands der tagging jets eines WBF Signalprozesses (Higgsproduktion mit Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$, durchgezogene Linie) und eines entsprechenden irreduziblen Hintergrundes (QCD $\gamma\gamma jj$ - Produktion, gestrichelte Linie), Quelle: [14]

Im Standardmodell bietet die WBF am LHC nur den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Higgs-Bosonen gemäß Abb.3.2(b) . Dennoch ist sie durch die genannten Möglichkeiten zur Untergrundreduktion für die Überprüfung des Higgs-Sektors sehr gut geeignet, obwohl die in Abb.3.2(a) gezeigte Gluonfusion über weite Higgsmassenbereiche einen in etwa zehnmal so großen Wirkungsquerschnitt hat ([15][14]).

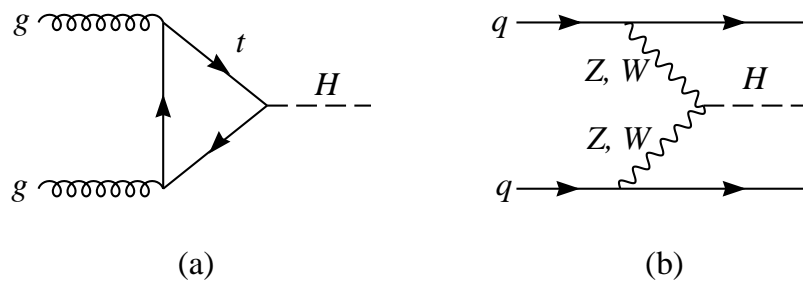


Abbildung 3.2: Higgsproduktion

Für diese Diplomarbeit ist aufgrund des vorgegebenen Endzustands allerdings nicht die direkte Erzeugung der Higgs-Bosonen relevant, sondern nur der Higgs-Beitrag zur

WZ -Streuung, der in Abb.3.3 dargestellt wird.

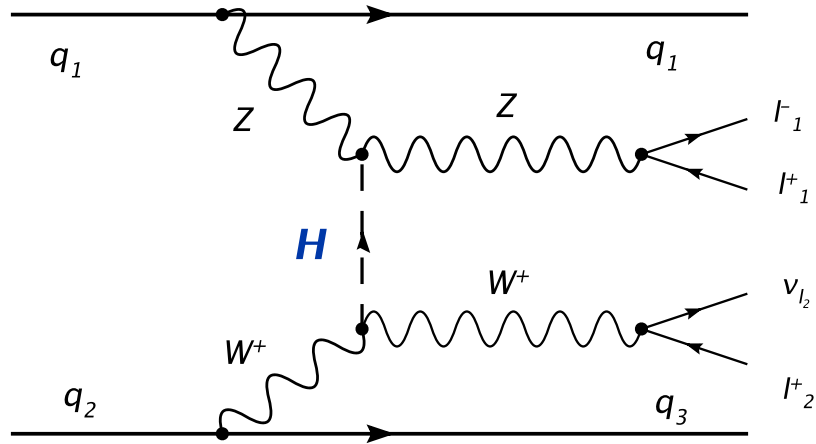


Abbildung 3.3: Higgsbeitrag zur W^+Zjj Produktion in WWBF

Natürlich tragen auch noch viele andere Diagramme zu dem gleichen Endzustand bei, ihre Summe liefert den erwarteten Wirkungsquerschnitt für die WWBF- $WZjj$ -Produktion und kann unter anderem zur Überprüfung der Standardmodell Symmetriebrechung über den Higgs-Mechanismus verwendet werden.

Auch für einige BSM Theorien ist die WWBF sehr vielversprechend, beispielsweise für stark wechselwirkende Modelle wie [16]. Besonders günstig ist die WWBF für alle Theorien, in deren Spektrum schwere, an die SM- W s und $-Z$ s koppelnde Eichbosonen W' , Z' vorkommen. Sie können dann als Resonanzen in der Eichbosonstreuung auftreten und damit ein wesentlich vom Standardmodell abweichendes Verhalten aufweisen. Für das Higgs-lose Kaluza-Klein-Szenario, das in Kapitel 2.2 beschrieben wurde, liefert speziell die $WZ \rightarrow WZ$ -Streuung mit leptonischem W - und Z -Zerfall durch Prozesse wie in Abb.3.4 mit der entsprechenden Resonanz W_{KK} ein besonders gut nachweisbares Signal [17].

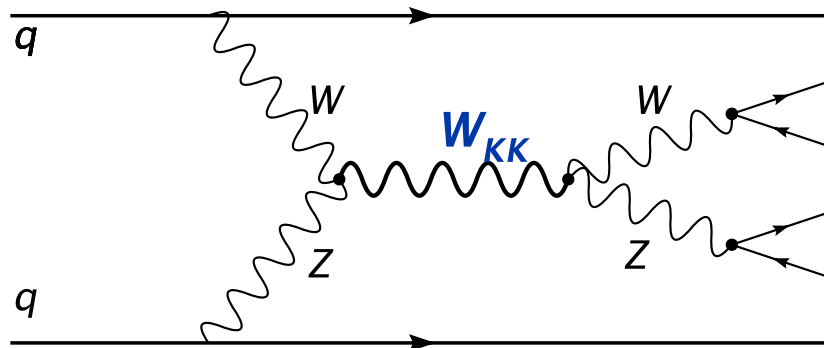


Abbildung 3.4: WWBF Prozess mit KK -Resonanz

Die $single\ top+Z$ Produktion ist ein SM-Prozess, der die gleichen Merkmale (i) - (iii) wie die genannten WWBF Signalprozesse trägt und daher durch die bisher erwähnten

Methoden nicht wesentlich reduziert werden kann. Daher ist es notwendig, andere Möglichkeiten zu finden, die dazu geeignet sind, speziell die *singletop+Z* Produktion zugunsten der zu messenden Signale zu unterdrücken. Dieses Ziel wird in Kapitel 5 verfolgt.

3.2 VBFNLO

Das FORTRAN Programm VBFNLO¹ ist ein Parton-Level-Monte-Carlo-Programm zur Berechnung von Vektor Boson Fusionprozessen (*VBF*) in der nächst-zu-führenden Ordnung (*NLO*) und wurde entwickelt von D. Zeppenfeld *et al.*. Die praktische Verwendung von VBFNLO findet über die Eingabe einer Reihe von Parametern in den Input-Dateien `vbfnlo.dat` und `cuts.dat` statt, zentral ist hier vor allem die Wahl des speziellen Prozesses, der berechnet werden soll. Durch seinen modularen Aufbau eignet sich VBFNLO sehr gut für die Implementierung der *singletop+Z* Produktion, die im Zuge dieser Diplomarbeit als neuer Prozess in das Programm integriert wurde.

Die wesentlichen Aspekte der Vorgehensweise der LO-Berechnungen von VBFNLO werden im Folgenden kurz skizziert:

Beginnend mit einer gleichförmigen Verteilung wird eine durch den speziellen Prozess und seine Endzustandsteilchzahl festgelegte Menge von Zufallszahlen im Intervall $[0, 1]$ erzeugt. In der Subroutine `phasespace`, dem sog. Phasenraumgenerator, werden diese Zufallszahlen dann auf die gleiche Anzahl Integrationsvariablen abgebildet. Dabei kommen die für den Prozess gewählten Variablentransformationen, Phasenraumaufspaltungen und sonstigen Optimierungsprozeduren, die für die *singletop+Z* Produktion in Kapitel 4.2 beschrieben werden, zum Einsatz. Zudem werden hier die zu diesem Phasenraumpunkt gehörigen Impulse p_i aller beteiligten Teilchen berechnet und sein Gewicht w bestimmt. w entspricht \mathcal{J} aus Gl. (2.36) und kann als Normierungsfaktor verstanden werden.

Falls der Phasenraumpunkt den in `cuts.dat` gewählten kinematischen Bedingungen genügt (entspricht Θ_{Cuts} aus Gl. (2.36)), wird in der Subroutine `Amplitude` anschließend gemäß Gl. (2.36) das über alle Subprozesse summierte, quadrierte Matrixelement

$$|\mathcal{M}|_{total}^2 = \sum_{Subp.} f_{Part1}^{Prot1} \cdot f_{Part2}^{Prot2} \cdot \overline{\sum} |\mathcal{M}(p_i)|_{Subp}^2 \quad (3.1)$$

berechnet. Das Produkt aus $w \cdot |\mathcal{M}|_{total}^2$ liefert den endgültigen Beitrag dieses Phasenraumpunktes für die Monte-Carlo-Integration. VBFNLO wiederholt diese Prozedur für eine in `vbfnlo.dat` festgelegte Anzahl von Punkten N . Die wiederum gemäß Gl. (2.36) mit $\frac{1}{N}$ normierte Summe über alle diese Beiträge liefert zuletzt das Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt σ .

Um den Fehler dieser Schätzung für σ zu reduzieren, wurde das in Ansatz 2.3.2 beschriebene Importance Sampling in VBFNLO implementiert: Die oben erwähnte gleichförmige

¹Eine aktuelle Version mit entsprechender Dokumentation und einer Liste der implementierten Prozesse ist zu finden unter <http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/~vbfnloweb/>

Verteilung der Zufallsvariablen wird in mehreren, jeweils eine komplette σ -Berechnung durchlaufenden Iterationsschritten nach *VEGAS* an den Integranden angepasst.

Die Eingliederung der *singletop+Z* Produktion in dieses Rahmenprogramm geschieht im Wesentlichen an zwei Stellen:

Es ist zum einen notwendig, die Matrixelemente $|\mathcal{M}|_{total}^2$ zu berechnen und zum anderen einen für die Struktur der *singletop+Z* Produktion günstigen Phasenraumgenerator zu entwickeln. Diese beiden Ziele werden in den Kapiteln 4.1 und 4.2 verfolgt.

Kapitel 4

singletop+Z Produktion

Wie in den vorherigen Kapiteln motiviert wurde, stellt die *singletop+Z* Produktion am LHC einen bisher nicht detailliert untersuchten, irreduziblen Hintergrund zu verschiedenen WBF Signalen dar. Es ist Ziel dieser Diplomarbeit, diese Analyse durchzuführen, eine Abschätzung der Größe und Wichtigkeit der *singletop+Z* Produktion als Untergrund zu erlangen und Möglichkeiten zu finden, sie zugunsten der Signale zu unterdrücken.

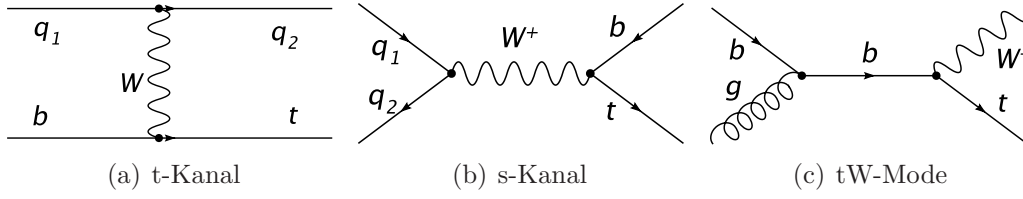
Im Folgenden wird nun die *singletop+Z* Produktion im Detail berechnet. Dazu werden zunächst in 4.1 systematisch alle beitragenden Feynmandiagramme und partonischen Subprozesse im Rahmen bestimmter Näherungen gesammelt und die Vorgehensweise zur Berechnung der entsprechenden Matrixelemente vorgestellt. 4.2 erläutert anschließend die Struktur des Phasenraums und beschreibt dessen Handhabung. Zuletzt werden in 4.3 die Ergebnisse u.a. in Form von differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten präsentiert.

4.1 Matrixelemente

Um die in Kapitel 3.2 eingeführten Matrixelemente $|\mathcal{M}|_{total}^2$ für die *singletop+Z* Produktion zu berechnen, ist es günstig, sich zunächst auf einen einzelnen partonischen Subprozess $|\mathcal{M}|_{Subp}^2$ zu beschränken. Dazu sucht man alle zur *singletop+Z* Produktion beitragenden Feynmandiagramme, also Diagramme, die den Prozess $pp \rightarrow jjl_1^+ l_1^- l_2^+ \nu_{l_2}$ bzw. $pp \rightarrow jjl_1^+ l_1^- l_2^- \bar{\nu}_{l_2}$ darstellen und ein einzelnes top- bzw. Antitop-Quark enthalten. Für die aus dem Zerfall der Eichbosonen W und Z stammenden Leptonen l_i werden nur die gut messbare erste und zweite Generation erlaubt, denn das τ -Lepton der dritten Generation ist im Gegensatz zu den anderen innerhalb der LHC-Detektoren nicht stabil, zerfällt weiter und macht einen Nachweis wesentlich schwieriger. Die genannten Endzustände können im SM auch über viele hier unerwünschte andere Diagramme ohne top- oder Antitop erreicht werden, es eignet sich daher zur systematischen Suche der gewünschten Beiträge ein Vorgehen wie folgt:

In führender Ordnung gibt es im SM auf Partonniveau drei prinzipiell verschiedene Arten von Prozessen, um ein einzelnes top- bzw. Antitop-Quark zu erzeugen. Sie sind durch die beispielhaften Feynmandiagramme in Abb.4.1 gezeigt.

Sowohl für den Proton-Antiproton-Collider Tevatron als auch für den LHC wurden die

Abbildung 4.1: Produktionskanäle einzelner top -Quarks in LO

	Tevatron	LHC
σ_{tot} [pb]	3,5	350
t-Kanal	69 %	69%
s-Kanal	26%	<3%
tW-Mode	5%	28 %

Tabelle 4.1: Totale Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines einzelnen top -Quarks auf NLO aus [18],[19],[20] mit $m_{top} = 175\text{GeV}$, $\sqrt{s}_{Tevatron} = 2\text{TeV}$, $\sqrt{s}_{LHC} = 14\text{TeV}$

entsprechenden Wirkungsquerschnitte bereits auf NLO errechnet: In [18] findet man die t-Kanal-artigen Prozesse der Struktur $q_1 b \rightarrow q_2 t^1$, in [19] wird die s-Kanal top Produktion mit $q_1 \bar{q}_1 \rightarrow t \bar{b}$ im Detail berechnet. [20] und [21] befassen sich mit der tW -Mode der Signatur $gb \rightarrow tW^-$ und vergleichen mit den Ergebnissen der anderen Kanäle. Eine entsprechende Liste der Wirkungsquerschnitte und der Beiträge der einzelnen Produktionsmoden zeigt Tabelle (4.1).

Wie man erkennen kann, sind am Tevatron die beiden entscheidenden Produktionsmechanismen einzelner top -Quarks die s- und t-Kanal Produktion. Demgegenüber kann die vor allem durch die beiden massiven Endzustandsteilchen unterdrückte tW -Mode vernachlässigt werden. Am LHC ändern sich diese Verhältnisse durch die wesentlich höhere Schwerpunktsenergie und den damit verbundenen Skalenwechsel in den Parton-Verteilungsfunktionen deutlich: Die s-Kanal Produktion reduziert sich auf einen vernachlässigbaren Anteil an der Produktion einzelner top Quarks, während die tW -Mode an Bedeutung gewinnt. Allerdings kann letztere nicht als Produktionsprozess einzelner top -Quarks zur $singletop+Z$ Produktion beitragen, sie ist vielmehr nur als Unterprozess zur $t\bar{t}$ Produktion zu betrachten. Der Grund dafür liegt darin, dass das im Anfangszustand benötigte b -Quark notwendigerweise aus einem Gluonsplitting stammt. Wie in Abb.4.2 dargestellt wird, führt das in einem größeren Zusammenhang gesehen dazu, dass die tW -Mode nur einer der beitragenden Subprozesse zu der Reaktion $pp \rightarrow bbWW$ ist. Außerdem tauchen bei der tW -Mode nach dem Zerfall $t \rightarrow W^+ b$ immer **zwei** weiter zerfallende W -Bosonen im Prozess auf, auch das schließt diesen Prozess für die $singletop+Z$ Produktion aus. Sie soll nur **ein** leptonisch zerfallendes W und ein ein Z enthalten.

Es kann also für die weiteren Betrachtungen die Näherung gemacht werden, dass die Erzeugung einzelner top -Quarks, auf der die $singletop+Z$ Produktion basiert, ausschließ-

¹ q_1 und q_2 bezeichnet hier die leichten Quarks u, d, c und s

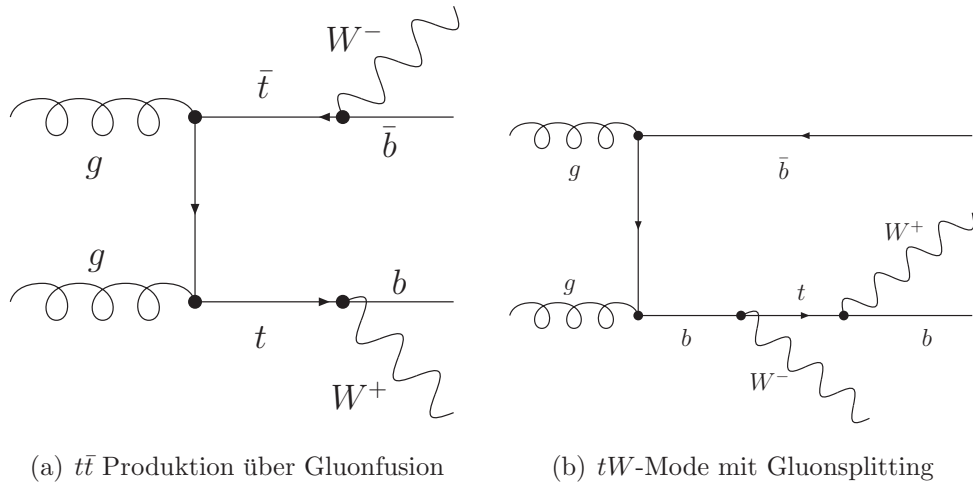


Abbildung 4.2: Beispiele für beitragende Feynmandiagramme für den Prozess $pp \rightarrow WWbb$

lich über den t -Kanal Prozess aus Abb.4.1(a) stattfindet. Als zusätzliche Vereinfachung werden im Folgenden zudem nur die Prozesse mit einem top -Quark betrachtet, eine analoge Vorgehensweise ist für die Anti- top Prozesse ohne Einschränkung möglich. Im nächsten Schritt werden nun alle Möglichkeiten gesucht, das Diagramm $q_1 b \rightarrow q_2 t$ aus Abb.4.1(a) um zwei entgegengesetzt geladene Leptonen l^+ und l^- im Endzustand zu erweitern. Es ergeben sich eine Reihe von Graphen unterschiedlicher Art. Zum einen gibt es die “resonanten” Beiträge. Damit sind Beiträge gemeint, bei denen die invariante Masse² $m_{l_1 l_2}$ der beiden Leptonen einen Peak bei der Masse des zerfallenden Vektorbosons hat. Sie sind in Abb.4.3 gezeigt.

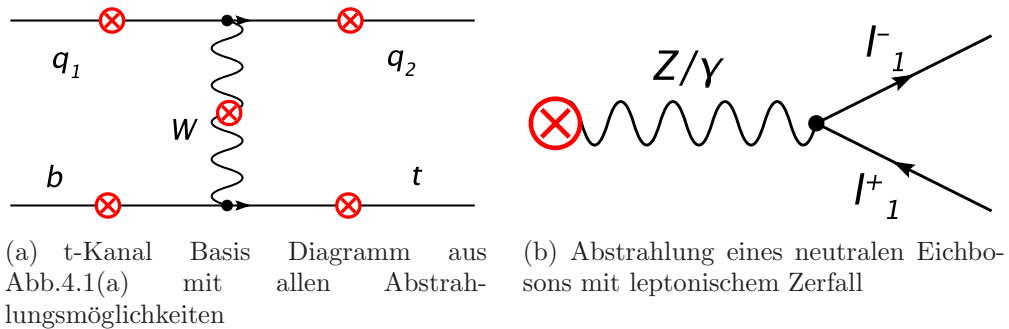


Abbildung 4.3: Alle resonanten Diagramme, die zum t -Kanal Prozess $bq \rightarrow tq l^+ l^-$ beitragen und entsprechend ein neutrales Vektorboson enthalten.

Außerdem gibt es noch einen “nicht-resonanten” Beitrag in Form eines sog. “multiphernal” Diagramms, das in Abb.4.4 dargestellt ist.

Allgemein treten in resonanten im Gegensatz zu den nicht-resonanten Beiträgen die

²Die invariante Masse von n Teilchen mit den 4er Impulsen p_1, p_2, \dots, p_n ist definiert als $m_{1,2,\dots,n}^2 = (p_1 + p_2 + \dots + p_n)^2$.

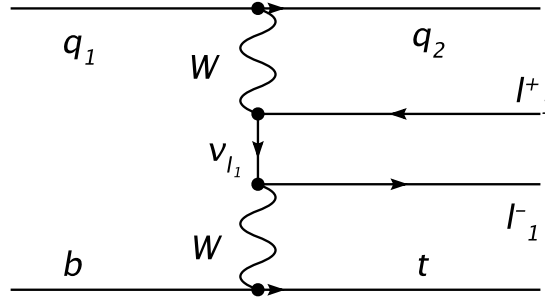


Abbildung 4.4: nicht-resonantes “multiperipheral” Diagramm als weiterer Beitrag zu $bq \rightarrow tq l^+ l^-$

Propagatorterme der Zerfallsteilchen auf. Um die endlichen Breiten solcher instabiler Teilchen zu berücksichtigen, gibt es verschiedene Ansätze wie [22] ausführt. Eine einfach umzusetzende Möglichkeit ist das *fixed-width scheme* (FWS). Es führt in den Propagatoren die folgende Ersetzung durch:

$$\frac{1}{p^2 - m^2} \rightarrow \frac{1}{p^2 - m^2 + im\Gamma} \quad (4.1)$$

Diese Vorgehensweise verletzt allerdings die Eichinvarianz und Wardidentitäten sind nicht mehr erfüllt. Man kann das FWS allerdings in einer Form erweitern, die die Eichinvarianz wieder herstellt und zwar indem man die obige Ersetzung verallgemeinert und an jeder Stelle im Matrixelement die Ersetzung

$$m^2 \rightarrow m^2 + im\Gamma \quad (4.2)$$

macht. Dieses Konzept trägt den Namen *complex-mass scheme* (CMS). Zu beachten ist dabei, dass auf diesem Weg auch der Weinbergwinkel gemäß dem Zusammenhang

$$\cos(\Theta_W) = \frac{m_W}{m_Z} \quad (4.3)$$

zu einer komplexen Größe wird. Eine alternative Art zur Berücksichtigung der Effekte endlicher Breiten ist das *overall-factor scheme* (OFS). Die Idee des OFS ist es, einen geschickten, konstanten Faktor für das gesamte Matrixelement zu finden, denn durch eine solche Operation bleibt die Eichinvarianz erhalten. Eine gute Wahl ist es, für jedes Zerfallsteilchen die Amplitude so zu verändern, wie Gl. (4.4) darstellt.

$$\mathcal{M} \rightarrow \mathcal{M} \cdot \frac{p^2 - m^2}{p^2 - m^2 + im\Gamma} \quad (4.4)$$

Die resonanten Beiträge absorbieren den zugehörigen Faktor, was den Propagatoren dort eine Breit-Wigner-Form gibt. Für die nicht-resonanten Beiträge bedeuten die Faktoren in der Nähe der Resonanz eine Unterdrückung in der Größenordnung von α , während sie weit weg von der Resonanz kaum beeinflusst werden, denn dort ist der Faktor aus Gl. (4.4) ungefähr 1.

Wie später ausgeführt wird, greift diese Diplomarbeit für die Berechnung der *single-top+Z* Produktion auf das Programm MADGRAPH zurück. Darin ist eine Variante des

CMS realisiert, allerdings ohne komplexes $\Theta_{Weinberg}$. Die Fehler, die durch die verbleibende Eichinvarianzverletzung damit gemacht werden, sind für die *singletop+Z* Produktion allerdings vernachlässigbar klein.

Zu dem Prozess $pp \rightarrow tjl_1^+l_1^-$ tragen im Rahmen der verwendeten Näherungen die 11 Feynmandiagramme aus Abb.4.3 und Abb.4.4 bei:

$$5(\text{Abstrahlungsmöglichkeiten}) \times 2(Z \text{ oder } \gamma) + 1(\text{multiperipheral}) = 11 \quad (4.5)$$

Lässt man nun das hier noch im Endzustand befindliche *top*-Quark zerfallen und wählt anschließend den in Abb.4.5 gezeigten, leptonenischen Zerfallskanal des W^+ -Bosons, so gelangt man zu dem gesuchten Endzustand der *singletop+Z* Produktion:

$$t \rightarrow q_i W^+ \rightarrow q_i l_2^+ \nu_{l_2} \quad \Longrightarrow \quad pp \rightarrow tjl_1^+l_1^- \rightarrow jjl_1^+l_1^-l_2^+\nu_{l_2}$$

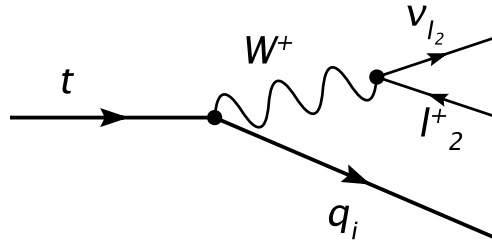


Abbildung 4.5: Zerfall des *top*-Quarks

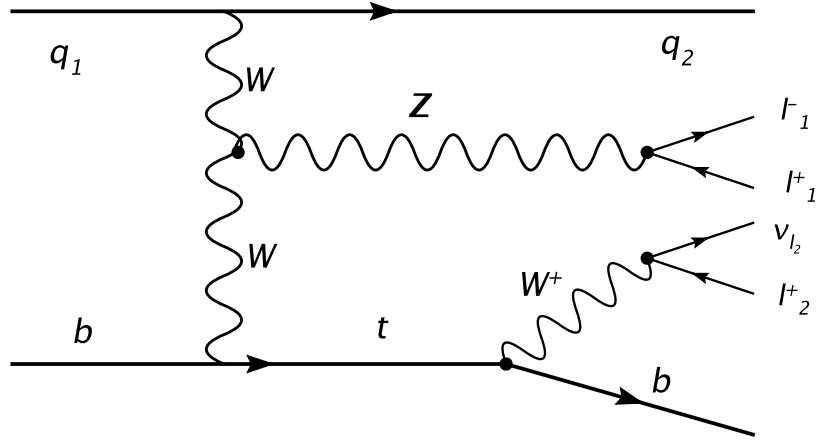
Grundsätzlich können bei der schwachen Wechselwirkung durch die nichtdiagonale CKM-Matrix³ des Standardmodells bei dem Zerfall des *top* alle drei *down*-artigen Quarks q_i im Endzustand auftreten. Der Übergang ist jedoch proportional zu $|V_{ti}|^2$, und da im Standardmodell $|V_{tb}| \gg |V_{ts}|, |V_{td}|$ gilt, wird für die Berechnung der *singletop+Z* Produktion die CKM-Matrix als diagonal approximiert mit $|V_{tb}| \equiv 1$. Das bedeutet, dass das *top*-Quark zu 100% in ein *b*-Quark und ein W^+ zerfällt.

Jedes einzelne der so konstruierten Diagramme lieferte wie in 2.3 beschrieben unter Anwendung der Feynmanregeln des Standardmodells einen analytischen Ausdruck für die Amplitude \mathcal{A}_i , die nach Gl. (2.21) zu dem Matrixelement $|\mathcal{M}|_{Subp}^2$ beiträgt. Ein Beispiel für ein vollständiges Feynman-Diagramm der *singletop+Z* Produktion zeigt Abb.4.6.

Die grundsätzlichen Methoden zur praktischen Berechnung des Matrixelements werden in Anhang C genauer beschrieben. Dort wird in Anhang C auch auf MADGRAPH eingegangen, ein Programm zur automatischen Generierung von LO Amplituden.

Zur Berechnung von $|\mathcal{M}|_{Subp}^2$ für die *singletop+Z* Produktion eignet sich eine Mischung aus MADGRAPH generiertem Code und Programmierung von Hand: Zunächst kann das

³Die für die drei Quark-Generationen definierte, unitäre Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) mit den Einträgen $V_{ij}, i \in [u, c, t], j \in [d, s, b]$ verknüpft die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung mit den Masseneigenzuständen.

Abbildung 4.6: Beispielhaftes Feynman-Diagramm für die *singletop+Z* Produktion

$ub \rightarrow tde^+e^-$	$cb \rightarrow tse^+e^-$
$bu \rightarrow tde^+e^-$	$bc \rightarrow tse^+e^-$
<hr/>	<hr/>
$\bar{d}\bar{b} \rightarrow \bar{t}\bar{u}e^+e^-$	$\bar{s}\bar{b} \rightarrow \bar{t}\bar{c}e^+e^-$
$b\bar{d} \rightarrow \bar{t}\bar{u}e^+e^-$	$b\bar{s} \rightarrow \bar{t}\bar{c}e^+e^-$
<hr/>	<hr/>
$\bar{u}\bar{b} \rightarrow \bar{t}\bar{d}e^+e^-$	$\bar{c}\bar{b} \rightarrow \bar{t}\bar{s}e^+e^-$
$\bar{b}\bar{u} \rightarrow \bar{t}\bar{d}e^+e^-$	$\bar{b}\bar{c} \rightarrow \bar{t}\bar{s}e^+e^-$
<hr/>	<hr/>
$d\bar{b} \rightarrow \bar{t}\bar{u}e^+e^-$	$s\bar{b} \rightarrow \bar{t}\bar{c}e^+e^-$
$\bar{b}d \rightarrow \bar{t}\bar{u}e^+e^-$	$\bar{b}s \rightarrow \bar{t}\bar{c}e^+e^-$

Tabelle 4.2: Alle 16 partonischen Subprozesse der *singletop+Z* Produktion inklusive der Anti-*top* Beiträge mit Leptonen der ersten Generation. Zur besseren Übersicht wurde der Zerfall von *top* und Anti-*top* hier nicht explizit ausgeschrieben.

Matrixelement für einen Subprozess mit dem *top* im Endzustand, z.B. $ub \rightarrow tde^+e^-$, mit Hilfe von MADGRAPH automatisch erstellt werden. Die Spin- und Farben-Mittelung aus Gl. (2.21) ist darin schon enthalten. Darin tragen genau die 11 Feynman-Diagramme aus Gl. (4.5) bei. Um zum vollen Matrixelement zu gelangen, wird nun von Hand der in Abb.4.5 gezeigte Zerfall $t \rightarrow bW^+ \rightarrow be^+\nu_e$ mit Hilfe von HELAS Routinen integriert. HELAS und Details über den Zerfall werden in Anhang C genauer erläutert.

Als Nächstes ist es notwendig, alle in Gl. (3.1) beitragenden partonischen Subprozesse für die *singletop+Z* Produktion zu identifizieren, Tabelle (4.2) zeigt die Ergebnisse.

Die Berechnung von $|\mathcal{M}|_{Subp}^2$ muss nicht für alle Subprozesse einzeln nach dem hier beschriebenen Konzept durchgeführt werden, sondern kann unter Ausnutzung verschiedener Zusammenhänge wesentlich vereinfacht werden:

Durch die Approximation der masselosen Quarks liefern die Subprozesse der ersten und

zweiten Quarkgeneration, also die linke und die rechte Spalte in Tabelle (4.2), das gleiche Matrixelement und unterscheiden sich in ihrem Beitrag zu $|\mathcal{M}|_{total}^2$ aus Gl. (3.1) nur durch die Gewichtung mit den zugehörigen *pdfs*.

Außerdem bleibt durch die ebenfalls als masselos genäherten Leptonen das Matrixelement eines Subprozesses auch unter Vertauschungen zwischen den ersten beiden Generationen der Leptonen gleich, also unter

$$e^+e^- \iff \mu^+\mu^- \quad \text{und} \quad e^\pm(\nu_e/\bar{\nu}_e) \iff \mu^\pm(\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu)$$

Alle möglichen Kombinationen der Endzustandsleptonen können demnach durch einen einfachen Faktor 4 eingeschlossen werden.

Des Weiteren unterscheiden sich immer die zwei jeweils ohne horizontalen Trennstrich in Tabelle (4.2) aufgeführte Subprozesse nur durch eine Vertauschung der beiden Quarks im Anfangszustand. Das heißt, zur Berechnung im Programm genügt es, die beiden zugehörigen Impulse ebenfalls zu vertauschen. Wenn man nun noch “crossing”⁴ nutzt, reduziert sich die Anzahl der tatsächlich wesentlich unterschiedlichen Subprozesse auf zwei, jeweils einen Repräsentanten für Prozesse, die ein *top* bzw. ein *Anti-top* enthalten.

Zusammenfassend wird also das Matrixelement der *singletop+Z* Produktion $|\mathcal{M}|_{total}^2$ in kompakter und effizienter Weise bestimmt, indem ausgehend von jeweils einem Repräsentanten für *top* und *Anti-top* Prozesse mit ihren jeweils 11 beitragenden Feynmandiagrammen alle Subprozesse auf Partonebene berechnet und mit der zugehörigen *pdf*-Gewichtung aufsummiert werden.

In VBFNLO geschieht dies in den Subroutinen `mg2_stpz.f` (erweiterter MADGRAPH - Code für die zwei Repräsentanten) und `m2s_stpz.f` (Impulsvertauschungen, crossing, gewichtete Aufsummierung).

4.2 Phasenraum

Nachdem nun das über alle Subprozesse summierten Matrixelemente bekannt ist, ist es für die Monte Carlo Integration notwendig, sich der Behandlung des Phasenraums zuzuwenden. Wie bereits in Kapitel 2.3 ausgeführt wurde, beschreibt der Phasenraum aus Gl. (2.24) das Integrationsgebiet für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts, das mit Gl. (2.25) und den zusätzlichen beiden Integrationsvariablen durch die *x*-Parameter des Partonmodells in Gl. (2.28) letztlich die Dimension

$$d = 3n - 2 \tag{4.6}$$

annimmt. Die *singletop+Z* Produktion hat $n = 6$ Teilchen im Endzustand, das heißt eine formal $d = 16$ -dimensionale Integration ist zu bewältigen. Das stellt die Monte-Carlo-Integration mit ihren zufallsbasierten N Stichproben vor die Schwierigkeit, in

⁴Die z.B. in [23] erläuterte *crossing symmetry* beschreibt eine einfache Relation zwischen zwei Matrixelementen, wobei Anfangszustandsteilchen des einen Prozesses bei dem anderen als Antiteilchen im Endzustand auftauchen.

diesem hochdimensionalen Raum den ad hoc unbekanntem und zunächst schwankungsreichen Verlauf des Integranden möglichst effektiv und in wenigen der in 3.2 erwähnten VEGAS Iterationen durch eine Anpassung der Dichte der Zufallsvariablen anzunähern, um einen kleinen statistischen Fehler zu erhalten.

Grundsätzlich kann das mit zwei Maßnahmen, die im Folgenden kurz vorgestellt werden, in einem ausreichend guten Maße erreicht werden: Mit der Phasenraumaufspaltung und den schon in 3.2 erwähnten Variablentransformationen. Beides wurde für einen ähnlichen Prozess in [24] entwickelt. Die wesentlichen Punkte werden nachfolgend kurz zusammengefasst:

Phasenraumaufspaltung

Ein n -Körper Phasenraum $d\Phi_n$ kann grundsätzlich in zwei kleinere Phasenräume der Dimensionen \mathbf{k} und $\mathbf{n} - \mathbf{k} + \mathbf{1}$ mit $k < n$ gemäß

$$\begin{aligned} d\Phi_n(P, p_1 \dots p_n) &= (2\pi)^4 \delta^4 \left(P - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \left(\frac{d^3 \vec{p}_i}{(2\pi)^3 2E_i} \right) \\ &= d\Phi_{n-k+1} \left(P, p_q + \sum_{i=k+1}^n p_i \right) \cdot \frac{dp_q^2}{2\pi} d\Phi_k \left(p_q, \sum_{i=1}^k p_i \right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

aufgespalten werden. Abb.4.7 zeigt diese Aufteilung schematisch. Die Integration über alle möglichen Virtualitäten des gewählten Subsystems Q wird in Gl. (4.7) durch dp_q^2 berücksichtigt.

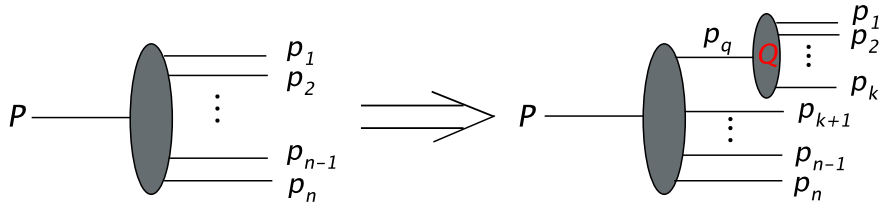


Abbildung 4.7: Allgemeine Phasenraumaufspaltung in zwei kleinere Subphasenräume nach Gl. (4.7)

Die einzelnen Unterphasenräume sind jeweils lorentzinvariant. Das bringt den Vorteil mit sich, dass die Rechnung für jeden Unterphasenraum immer in einem günstigen Inertialsystem wie dem entsprechenden Ruhesystem durchgeführt werden kann. Besonders einfach sind die Phasenräume von $1 \rightarrow 2$ Zerfällen ($1 \rightarrow 2$ PS) oder $2 \rightarrow 2$ Prozessen ($2 \rightarrow 2$ PS). Erstere haben für ein zerfallendes Teilchen der Masse M und für Impulse der Zerfallsprodukte $p := |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$ die einfache Form:

$$d\Phi_2 = \frac{1}{16\pi^2} \frac{p}{M} d\Omega \quad (4.8)$$

Sie eignen sich daher sehr gut als Grundbausteine des Phasenraums der *singletop+Z* Produktion und wurden daher für die in Abb.4.8 gezeigte Aufspaltung gewählt.

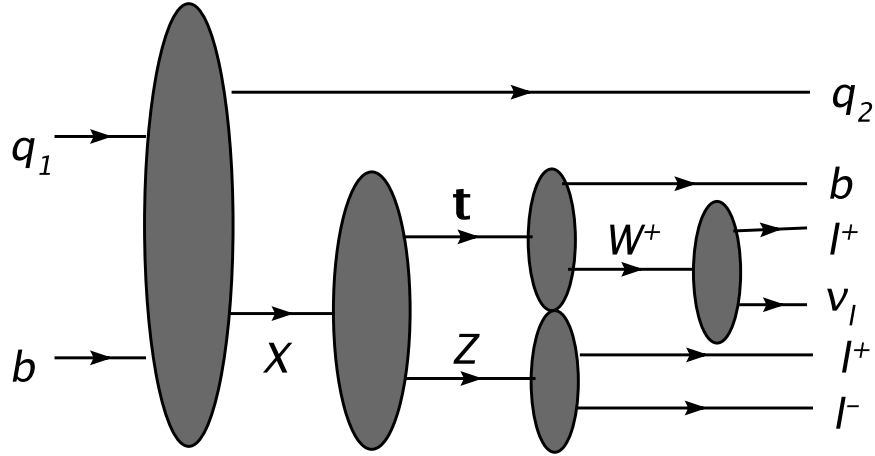


Abbildung 4.8: Die Phasenraumaufspaltung der *singletop+Z* Produktion. Die Impulse der Zwischenzustandspartikel X, t, Z und W entsprechen p_q aus Abb.4.7.

Integration	Freiheitsgrade pro Integration	# Integrationen	Σ Freiheitsgrade
$1 \rightarrow 2$ PS	2	4	8
$2 \rightarrow 2$ PS	2	1	2
dp^2	1	4	4
Feynman- x	1	2	2
			$\Sigma = 16$

Tabelle 4.3: Aufteilung der 16 Integrationsparameter der *singletop+Z* Produktion nach Anwendung der Phasenraumaufspaltung.

Wie man erkennen kann, wurden als weiter zerfallende Subsysteme die Teilchen X , t , Z und W gewählt. Die dann laut Gl. (4.7) zu integrierenden Impulsquadrate dp_t^2 , dp_Z^2 und dp_W^2 sind *Breit-Wigner* verteilt mit den jeweils zugehörigen Massen und Breiten. Während die anderen drei Teilchen physikalischer Natur sind, ist das X -Teilchen lediglich “imaginär” und für die mathematische Richtigkeit der Aufspaltung notwendig. Für seine Verteilung wird ebenfalls eine Breit-Wigner-artige Form angenommen. Die Parameter des X sind im Prinzip frei wählbar, eine gute Möglichkeit sind $m_X = 450 GeV$ und $\Gamma_X = 100 GeV$, denn damit können die aus dem X -Zerfall stammenden massiven Teilchen problemlos generiert werden.

Mit dieser Behandlung der *singletop+Z* Produktion verteilen sich die 16 Integrationsfreiheitsgrade wie in Tabelle (4.3) dargestellt. Für einige davon ist eine weitere Behandlung mittels Variablentransformationen nicht notwendig. Nach Konstruktion der Matrixelemente ist das *top*-Quark immer On-Shell, das heißt es gilt $p_t^2 = m_t^2$, womit die dp_t^2 Integration wegfällt. Den Einfluss der Breite des *top*-Quarks im vollen Amplitudenquadrat $|\mathcal{M}|^2$ kann man nun mithilfe einiger analytischer Schritte dennoch berücksichtigen. Unter der Voraussetzung, dass nur der *top*-Propagator von p_t^2 abhängt, gelten die

Zusammenhänge

$$|\mathcal{M}|^2 \sim \frac{1}{(p_t^2 - m_t^2) + (m_t \Gamma_t)^2} \quad (4.9)$$

$$|\mathcal{M}_{On-Shell}|^2 := |\mathcal{M}|_{p_t^2=m_t^2}^2 \sim \frac{1}{(m_t \Gamma_t)^2} \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{(p_t^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2} \cdot (m_t \Gamma_t)^2 |\mathcal{M}_{On-Shell}|^2 \quad (4.11)$$

Das Integral über dp_t^2 wird damit leicht lösbar:

$$\int_{p_t^2=0}^s \frac{dp_t^2}{2\pi} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2\pi} m_t \Gamma_t |\mathcal{M}_{On-Shell}|^2 \cdot \left(\underbrace{\text{Arctan}\left(\frac{s - m_t^2}{m_t \Gamma_t}\right) + \text{Arctan}\left(\frac{m_t}{\Gamma_t}\right)}_{\approx \pi} \right) \quad (4.12)$$

$$\cdot \left(\underbrace{\text{Arctan}\left(\frac{s - m_t^2}{m_t \Gamma_t}\right) + \text{Arctan}\left(\frac{m_t}{\Gamma_t}\right)}_{\approx \pi} \right) \quad (4.13)$$

$$\Rightarrow \int \frac{dp_t^2}{2\pi} |\mathcal{M}|^2 = \frac{m_t \Gamma_t}{2} |\mathcal{M}_{On-Shell}|^2 \quad (4.14)$$

Des Weiteren genügt es für die vier einfachen $1 \rightarrow 2$ -Phasenräume, die beiden Integrationsvariablen $\cos(\theta)$ und ϕ aus

$$d\Phi = d\cos(\Theta)d\phi$$

gemäß einer gleichförmigen Verteilung in ihrem jeweiligen Ruhesystem innerhalb der entsprechenden Grenzen zu generieren.

Variablentransformationen

Zur weiteren Optimierung der verbliebenen Integrationen eignen sich zwei Gruppen von Variablentransformationen:

Zum einen eine gemeinsame Behandlung des $2 \rightarrow 2$ Phasenraums $qq \rightarrow tX$ und der beiden Feynman- x Integrationen. Zum Einsatz kommen hier Transformationen hin zu Variablen, die die Kinematik des Prozesses repräsentieren und deren Verlauf teilweise schon durch eine entsprechende Modifikation der Wahrscheinlichkeitsdichte berücksichtigt wird. Zum anderen kommt für die verbliebenen dp^2 Integrationen das sog. *tan - Mapping* zum Einsatz.

Ersteres startet mit dem Integrationsmass

$$d\Phi_4 := d\Phi_2 dx_1 dx_2 = \frac{1}{16\pi^2} \frac{p}{M} d\phi d\cos(\theta) dx_1 dx_2 \quad (4.15)$$

Die beiden einlaufenden Quarks sind masselos und tragen die Impulse p_1 und p_2 . Von den auslaufenden Teilchen beschreibt eines das X -Teilchen mit Masse m_X und Impuls

p_3 , das andere ein masseloses Quark mit Impuls p_4 . Die beiden ersten Transformationen sind nun $\phi \rightarrow r$ und $\cos(\theta) \rightarrow y^*$. Sie bilden ϕ auf das Einheitsintervall und $\cos(\theta)$ auf die Rapidity y^* des X -Teilchens ab mit

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 + \left(\frac{m_X}{p}\right)^2} \cdot \tanh(y^*) \quad , \quad r = \frac{\phi}{2\pi} \quad (4.16)$$

$$p = \frac{M^2 - m_X^2}{2M} \quad , \quad M^2 = x_1 x_2 s = \tau s = \hat{s} \quad (4.17)$$

Nach einigen weiteren algebraischen Umformungen wird Gl. (4.15) damit zu

$$d\Phi_4 = \frac{1}{16\pi} \frac{M^2 + m_X^2}{M^2} \frac{1}{\cosh^2(y^*)} dy^* dr dx_1 dx_2 \quad (4.18)$$

Der nächste Schritt ist eine gekoppelte Transformation der beiden Feynman- x Parameter in das bereits in Gl. (4.17) definierte τ und die Rapidity des CM-Systems y :

$$(x_1, x_2) \rightarrow (\tau, y) \quad (4.19)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (4.20)$$

Der dabei auftauchende Jakobi-Faktor \mathcal{J}_1 ist besonders einfach:

$$dx_1 dx_2 = \mathcal{J}_1 d\tau dy = 1 \cdot d\tau dy \quad (4.21)$$

Da τ noch keine besonders günstige Wahl als Integrationsvariable ist, schließt man noch eine letzte Transformation an, um τ in eine kinematische Variable, den Transversalimpuls des X -Teilchens p_T , zu überführen. Dazu werden die folgenden Zusammenhänge genutzt:

$$p^2 = \cosh(y^*) p_T^2 + m_X^2 \sinh^2(y^*) \quad (4.22)$$

$$p = \frac{1}{2\sqrt{\tau s}} (\tau s - m_X^2) \quad (4.23)$$

Für den Übergang $\tau \rightarrow p_T$ bedeutet das

$$d\tau = \frac{2p_T \cosh(y^*) (p + \cosh(y^*) E_T)^2}{p E_T s} \cdot dp_T \quad (4.24)$$

$$E_T = \sqrt{p_T^2 + m_X^2}$$

Damit ergibt sich zuletzt für das Integrationsmass in den neuen, dem Matrixelement gut angepassten Variablen der folgende Ausdruck:

$$d\Phi_4 = \frac{p_T}{4\pi p} \frac{(E + p)}{s} \frac{1}{(p + E_T) \cosh(y^*)} \cdot dy^* dr dy dp_T \quad (4.25)$$

Damit ist der erste Teil der Transformationen abgeschlossen, der zweite Teil behandelt nun die dp^2 Integration der Zwischenzustände:

Die invarianten Impulsquadrate q^2 der Off-Shell Zwischenzustandsteilchen tauchen in den Matrixelementen in den Propagatortermen auf und sind Breit-Wigner verteilt. Solche Verteilungen haben die Form

$$f(q^2) = \frac{1}{\pi} \frac{m\Gamma}{(q^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} \quad (4.26)$$

und haben abhängig von der Breite einen schmalen Peak, wie Abb.4.9 zeigt.

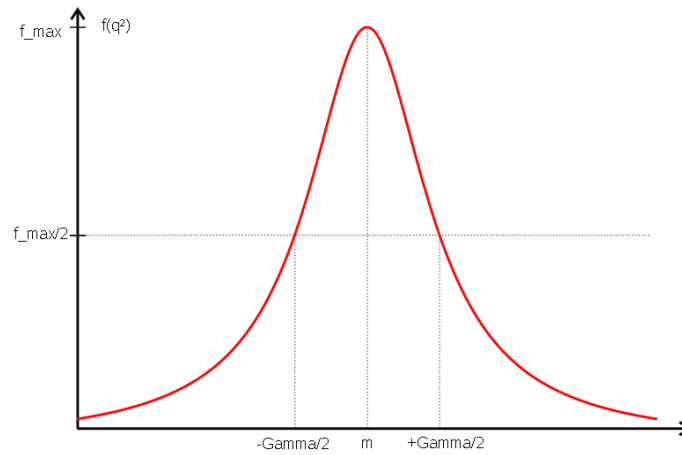


Abbildung 4.9: Breit-Wigner- Verteilung mit Masse m und Breite Γ

Das macht sie für direkte Monte-Carlo-Integrationen sehr ungeeignet, eine spezielle Art der Variablentransformation $q^2 \rightarrow z$, das sog. *tan - Mapping*, ist notwendig. Ziel der Transformationen ist es auch hier, für einen in den Integrationsvariablen möglichst “flachen”, d.h. fluktuationsarmen Integranden zu sorgen. Das wird erreicht mithilfe von

$$q^2 = m^2 + m\Gamma \tan(z), \quad (4.27)$$

denn dann folgt

$$dq^2 = \frac{m\Gamma}{\cos^2(z)} \cdot dz \quad (4.28)$$

$$\implies f(q^2) dq^2 = \frac{dz}{\pi} \quad (4.29)$$

Wie Gl. (4.29) zeigt, ist der Integrand nun in der neuen Integrationsvariablen z konstant, d.h. vollkommen frei von Fluktuationen. Damit ist er für die Monte-Carlo-Integration ideal geeignet.

Wahrscheinlichkeitsdichten

Für die praktische Durchführung der Berechnung des Wirkungsquerschnitts der *single-top+Z* Produktion gemäß Gl. (2.36) ist nun nur noch ein letzter Schritt erforderlich:

Die richtige Normierung der Monte-Carlo-Schätzung über die inversen Wahrscheinlichkeitsdichten, die nach Gl. (2.35) nötig ist.

Durch die vorher beschriebenen Anwendungen der Phasenraumaufspaltung und der diversen Variablentransformationen ist es nun für (fast) alle der d gewählten Integrationsvariablen x_i aus Gl. (4.6) sinnvoll, gleichverteilte Zufallszahlen r_i zu nutzen: $r_i \in [0, 1]$ nach p_{gleich} . Das bedeutet, wenn eine Integrationsvariable x_i in den Grenzen $[a, b]$ definiert ist, kann sie auf einfachem Wege

$$x_i = a + r_i(b - a) \quad (4.30)$$

berechnet werden, die entsprechende inverse Wahrscheinlichkeitsdichte p_{gleich}^{-1} , die als Faktor in die Normierung des Wirkungsquerschnitts eingeht, lautet dann

$$p_{gleich}^{-1} = b - a \quad (4.31)$$

Beispielsweise für $x_i = y$ mit y aus Gl. (4.20) sind die Grenzen

$$y \in \left[-\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tau} \right), \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tau} \right) \right], \quad (4.32)$$

damit lautet der zugehörige Faktor:

$$p_y^{-1} = \ln \left(\frac{1}{\tau} \right) \quad (4.33)$$

Eine analoge Vorgehensweise gilt für alle anderen x_i . Eine Ausnahme bildet p_T : Hier ist es besser, anstelle einer Gleichverteilung eine bereits an einen typischen p_T -Verlauf (siehe Abb.4.10) angepasste Verteilung zu verwenden.

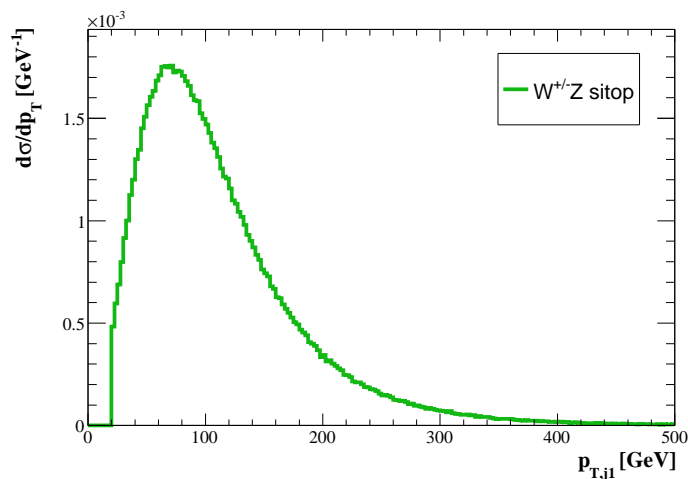


Abbildung 4.10: Beispiel für eine typische p_T -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Hier gezeigt: Der Transversalimpuls des leichten Quark-Jets der *singletop+Z* Produktion mit einem Cut bei $p_{T,min} = 20\text{GeV}$

Eine gut angepasste Parametrierung der Wahrscheinlichkeitsdichte $p(p_T)$ kann durch eine Aufteilung des Intervalls $[0, p_{T,Max}]$ in zwei Bereiche mit unterschiedlicher p_T Abhängigkeit

erlangt werden:

$$0 \leq p_T \leq p_{T,cut} : p(p_T) = p_1(p_T) = \frac{\beta}{p_{T,cut}^5} \cdot p_T^3 \quad (4.34)$$

$$p_{T,cut} \leq p_T \leq p_{T,max} : p(p_T) = p_2(p_T) = \beta \cdot p_T^{-2} \quad (4.35)$$

Diese Wahl spiegelt in $p_1(p_T)$ einen steilen Anstieg bis zu einem üblicherweise durch die Cuts vorgegebenen, konstanten Wert $p_{T,cut}$ wieder. Er geht mit $p_2(p_T)$ stetig in ein quadratisches Abfallverhalten über. Die Konstante β hat die Dimension eines Impulses und kann aus der Normierung zu

$$\beta = \frac{4p_{T,cut} \cdot p_{T,max}}{5p_{T,max} - 4p_{T,cut}} \quad (4.36)$$

bestimmt werden. Will man diese p_T -Verteilung aus einem wie in Gl. (4.30) verwendeten, gleichverteilten r erhalten, so muss man je nachdem, in welches Intervall r fällt, eine der folgenden Relationen anwenden:

$$r \in \left(0, \frac{\beta}{4p_{T,cut}}\right] : p_T = \left[\frac{4}{\beta} p_{T,cut}^5 \cdot r\right]^{\frac{1}{4}} \quad (4.37)$$

$$r \in \left(\frac{\beta}{4p_{T,cut}}, 1\right) : p_T = \frac{p_{T,max} \left(p_{T,cut} - \frac{\beta}{4}\right)}{p_{T,max} - \frac{\beta}{4} - r \cdot (p_{T,max} - p_{T,cut})} \quad (4.38)$$

Damit ist die Behandlung des Phasenraums abgeschlossen und das Folgende konnte erreicht werden:

Aus einem Satz von 16 gleichverteilten Zufallszahlen zwischen Null und Eins kann die gleiche Anzahl an gut angepassten, die Struktur des Matrixelements der *single-top+Z* Produktion widerspiegelnden Integrationsvariablen berechnet werden. Unter Berücksichtigung aller Normierungs- und Transformationsfaktoren ist damit die Monte-Carlo-Integration für den Wirkungsquerschnitt mit guter Effizienz und kleinem statistischem Fehler möglich.

Die Umsetzung in VBFNLO geschieht in der Subroutine `ps_top.f`.

4.3 Ergebnisse

Dieses Kapitel präsentiert nun die Ergebnisse der *singletop+Z* Produktion, die auf Grundlage der Monte-Carlo-Integration mit Hilfe von VBFNLO berechnet wurden. Die Behandlung der Matrixelemente und des Phasenraum erfolgte wie in den Kapiteln 4.1 und 4.2 beschrieben.

Zunächst werden die Resultate für den totalen Wirkungsquerschnitt der *singletop+Z* Produktion innerhalb einer Reihe von minimalen, grundlegenden Cuts gezeigt. Zur Generierung der Jets aus den Endzustandspartonen wird der k_T -Algorithmus mit $D = 0,8$ benutzt.

Einige der Cuts reflektieren grundlegende Bedingungen, die ein Prozess am LHC erfüllen muss, um innerhalb der Reichweite der Detektoren zu liegen. Für die zwei verlangten harten Jets sind das

$$p_{T,Jets} \geq 20\text{GeV} \quad |y_{Jet}| \leq 4,5 \quad (4.39)$$

und für die geladenen Leptonen, die hart, zentral und isoliert sein sollen, muss gelten

$$p_{T,l} \geq 15\text{GeV} \quad |y_l| \leq 2,5 \quad \Delta R_{j,l} \geq 0,4. \quad (4.40)$$

Darin bezeichnet R den Abstand im LEGO-Plot, bei dem Rapidität y und Azimutalwinkel ϕ in einer Ebene aufgetragen werden.

Außer diesen Detektorakzeptanz-Cuts ist ein zusätzlicher Cut auf den Lepton-Lepton Abstand R_{ll} sinnvoll: Zum einen kann damit erreicht werden, dass zwei Leptonen gleicher Familie und Ladung als getrennte Objekte wahrgenommen werden können. Zum anderen wird dadurch ein Phasenraumbereich vermieden, der durch die Näherung der masselosen Leptonen bei der Berechnung der Matrixelemente zu einer kollinearen Divergenz⁵ führt und so eine weitere Behandlung notwendig machen würde. Eine gute Wahl ist

$$\Delta R_{ll} \geq 0,2, \quad (4.41)$$

denn dadurch werden die später betrachteten Signalprozesse nur wenig reduziert. Einige weitere Cuts tragen nun noch der in Kapitel 3 erläuterten WBF-Struktur Rechnung und dienen primär der Reduzierung nicht-WBF-artiger Untergründe:

$$\Delta y_{jj} \geq 3 \quad m_{jj} \geq 400\text{GeV} \quad (4.42)$$

$$y_{j1} \cdot y_{j2} < 0 \quad \Delta y_{jl} \geq 0,4 \quad y_l \text{ innerhalb Jet-Rapiditätslücke} \quad (4.43)$$

Die Ergebnisse der *singletop+Z* Produktion mit den Cuts aus Gl. (4.39) bis Gl. (4.43) zeigt Tabelle (4.4).

⁵Bei *singletop+Z* Produktion kann anstelle eines massiven Z -Bosons auch ein masseloses Photon

Produktionsprozess	Totaler Wirkungsquerschnitt [fb]
W^+Z <i>sitop</i> $pp \rightarrow tZj \rightarrow l^+l^-l^+\nu_ljj$	$\sigma_{tZj} = \mathbf{0,56}$
W^-Z <i>sitop</i> $pp \rightarrow \bar{t}Zj \rightarrow l^+l^-l^-\bar{\nu}_ljj$	$\sigma_{\bar{t}Zj} = \mathbf{0,31}$
$W^\pm Z$ <i>sitop</i> $pp \rightarrow (t/\bar{t})Zj \rightarrow l^+l^-(l^+\nu_l/l^-\bar{\nu}_l)jj$	$\sigma_{sitop} = \mathbf{0,87}$

Tabelle 4.4: Totale Wirkungsquerschnitte der *singletop*+*Z* Produktion mit minimalen Cuts mit den in Anhang A gewählten Parametern. Zur Vermeidung von Grenzeffekten wird für die minimalen Cuts auf die Detektoreffekte verzichtet. Die numerischen Fehler sind kleiner als 0,1 % und wurden daher nicht mit angegeben.

Erwartungsgemäß hat die *top*-Masse einen signifikanten Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt, wie in Abb.4.11 zu erkennen ist. Im interessanten Bereich steigt σ_{sitop} um $\approx 2\%$ pro *GeV top*-Masse.

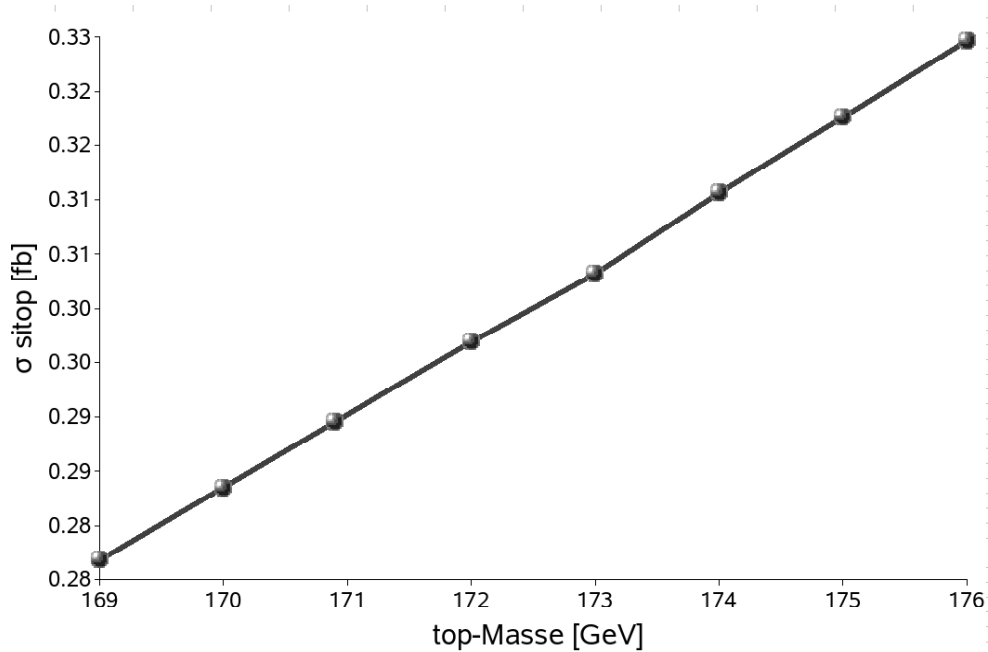


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der *singletop*+*Z* Produktion von der *top*-Masse

Da die Berechnungen nur auf LO erfolgt sind, ist naturgemäß eine substantielle Abhängigkeit von der Faktorisierungsskala μ_F zu erwarten. Die Renormierungsskala dagegen spielt aufgrund der in niedrigster Ordnung nicht vorhandenen starken Wechselwirkung keine Rolle. In Abb.4.12 ist die Veränderung von σ_{sitop} bei Variation von μ_F zu sehen.

abgestrahlt werden. Dessen Propagatorterm ist bei dem Zerfall in zwei masselose Leptonen l_1, l_2 proportional zu $\frac{1}{2E_{l1}E_{l2}(1-\cos\Theta_{l1l2})}$. Dieser Ausdruck divergiert, wenn die Leptonen kollinear werden, also für $\Theta_{l1l2} \rightarrow 0$.

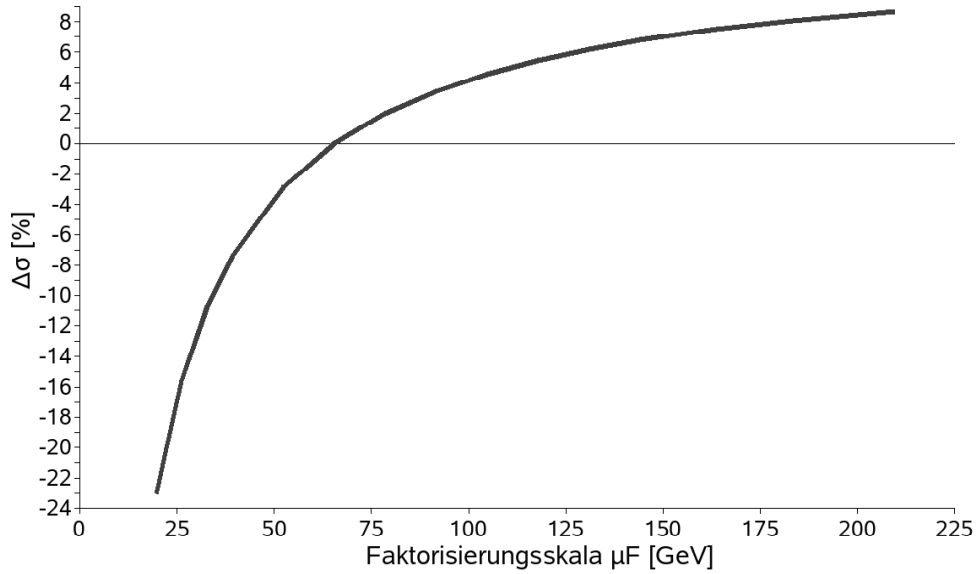
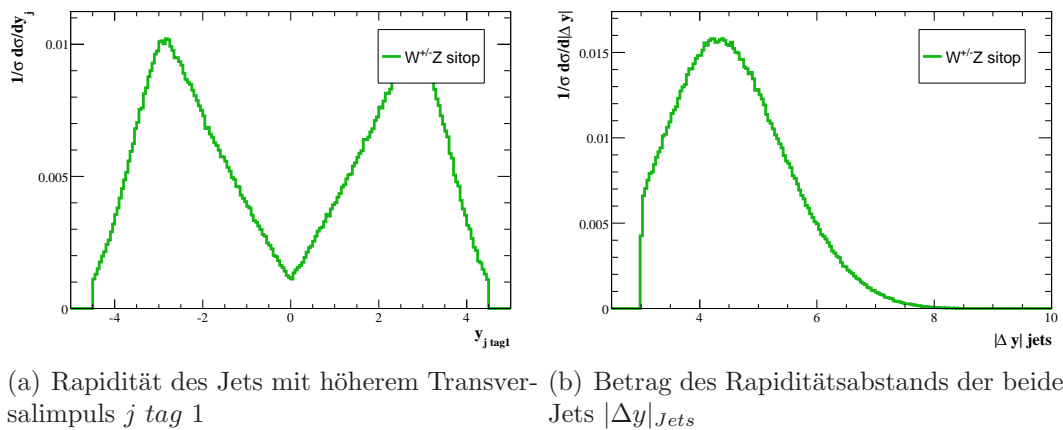


Abbildung 4.12: Prozentuale Veränderung $\Delta\sigma$ von σ_{sitop} bei einer Variation der Faktorisierungsskala μ_F um den für die *singletop*+*Z* gewählten Wert $\mu_{F,sitop} = \frac{m_t+m_Z}{4} \approx 65,5\text{GeV}$. Die Cuts wurden hier etwas schwächer gewählt als in Gl. (4.39)-Gl. (4.43) angegeben.

Um die kinematische Struktur der *singletop*+*Z* Produktion zu verstehen, lohnt es sich nun, einige differentielle Wirkungsquerschnitte zu betrachten. Man findet unter anderem eines der entscheidenden WBF Merkmale wieder: Den großen Rapidityabstand zwischen den beiden Jets, dargestellt in Abb.4.13.



(a) Rapidity des Jets mit höherem Transversalimpuls $j \text{ tag } 1$ (b) Betrag des Rapidityabstands der beiden Jets $|\Delta y|_{jets}$

Abbildung 4.13: Normierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der *singletop*+*Z* Produktion zur Darstellung der Rapiditystruktur

Der “technische” Cut auf R_{ll} ist in Abb.4.14 zu erkennen.

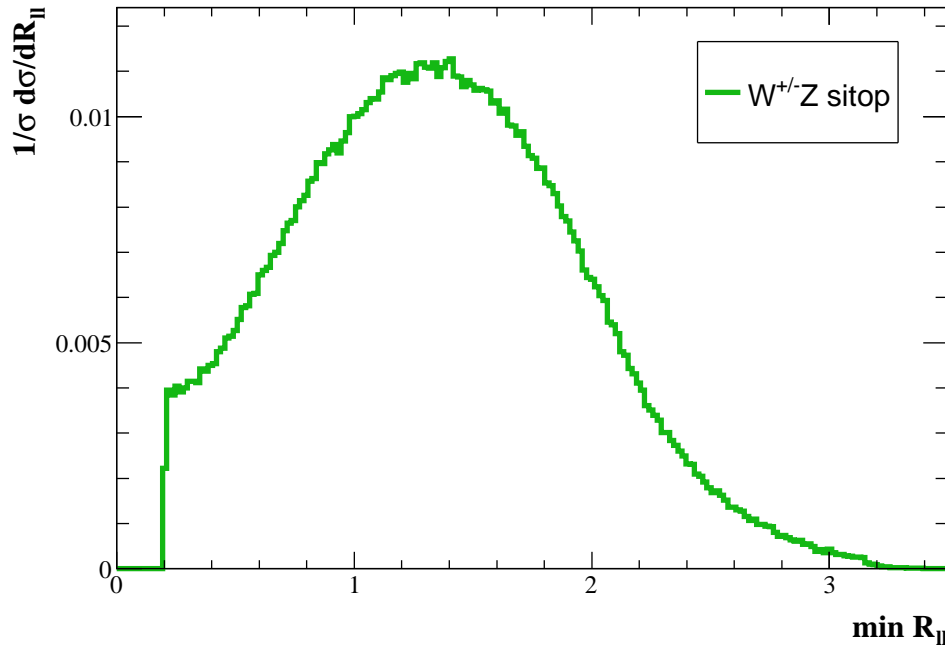


Abbildung 4.14: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der *singletop+Z* Produktion in Abhängigkeit vom minimalen Abstand R_{ll} der geladenen Leptonen mit dem deutlich sichtbaren Cut aus Gl. (4.41).

Zum Vergleich der Größenordnung der *singletop+Z* Produktion eignet sich ein sehr ähnlicher Prozess, die *singletop+W* Produktion aus [24], das heißt der Prozess

$$pp \rightarrow \begin{cases} tW^\pm j \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} l_2^\pm (\nu_{l_2}/\bar{\nu}_{l_2}) jj \\ \bar{t}W^\pm j \rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} l_2^\pm (\nu_{l_2}/\bar{\nu}_{l_2}) jj \end{cases}$$

Innerhalb der minimalen Cuts liefert ein Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte das in Tabelle (4.5) dargestellte Resultat.

Prozess	Totaler Wirkungsquerschnitt [fb]
<i>singletop+Z</i>	
$pp \rightarrow tZj \rightarrow l^+l^-l^\pm \cancel{p}_T jj$	$\frac{1}{2}\sigma_{sitop} = \mathbf{0,44}$
<i>singletop+W</i>	
$pp \rightarrow tW^\pm j \rightarrow l^\pm l^\pm \cancel{p}_T jj$	$\sigma_{singletop+W} = \mathbf{1,25}$

Tabelle 4.5: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte der *singletop+Z* und der *singletop+W* Produktion innerhalb der minimalen Cuts. Letztere verlangt Leptonen aus unterschiedlichen Generationen, daher der kombinatorische Faktor $\frac{1}{2}$ für die *singletop+Z* Produktion. \cancel{p}_T symbolisiert den fehlenden Transversalimpuls durch die Neutrinos. Die numerischen Fehler sind kleiner als 0,1 % und wurden daher nicht mit angegeben. Für die *singletop+W* Produktion wurde $\mu_F = \frac{m_t+m_W}{4}$ gewählt.

Den größten Einfluss auf den Unterschied der Resultate der beiden sehr ähnlichen Prozesse hat das Verzweigungsverhältnis der zerfallenden schwachen Eichbosonen. Während das *Z*-Boson bei der *singletop+Z* Produktion nur in $\approx 3,3\%$ der Fälle in ein bestimmtes Paar geladener Leptonen zerfällt, geschieht der Zerfall des *W*-Bosons in eine der Leptonfamilien in etwa dreimal so häufig, nämlich mit einer Wahrscheinlichkeit von $\approx 10,8\%$. Dies spiegelt sich in dem Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte in Tabelle (4.5) wieder:

$$\frac{\sigma_{singletop+W}}{0,5 \cdot \sigma_{sitop}} \approx \mathbf{3}$$

Kapitel 5

Analyse

Nachdem die *singletop+Z* Produktion in VBFNLO integriert und untersucht wurde, ist es nun Ziel dieses Kapitels, konkret einige der in Kapitel 3 erwähnten Signalprozesse als Vergleich heranzuziehen und nach Möglichkeiten zu suchen, die zu diesen Signalen als Hintergrund betrachtete *singletop+Z* Produktion zu reduzieren.

Dazu werden zunächst in Kapitel 5.1 die einzelnen Signalprozesse und die zugehörigen Parameter aufgelistet. Anschließend wird in Kapitel 5.2 anhand differentieller Wirkungsquerschnitte nach Observablen gesucht, die sich für Cuts zur Verbesserung des Signal/Untergrund-Verhältnisses eignen. Die dafür notwendigen analytischen Schritte werden im Detail vorgeführt. Danach geht Kapitel 5.2.3 auf eine Methode experimentellerer Natur zur Reduktion der *singletop+Z* Produktion ein, das sog. *b-tagging*. Zuletzt fasst das Kapitel 5.3 die Ergebnisse dieser Analyse zusammen.

5.1 Signalprozesse

Alle Prozesse, die im Folgenden als Signale in die Analyse einbezogen werden, sind ebenso wie die *singletop+Z* Produktion in VBFNLO integriert. Für einen konsistenten Vergleich wird nur ihre LO Implementierung verwendet.

Die grundsätzliche Art der Signalprozesse wurde bereits in Kapitel 3 erläutert. Zum einen handelt es sich um einen Prozess, der zur Überprüfung des Standardmodells und des Mechanismus der Symmetriebrechung genutzt werden kann: Die in [25] präsentierte “*EW W[±]Zjj*” Produktion. Abweichungen können hier allgemein auf verschiedene Arten neuer Physik hindeuten. Zum anderen wird ein konkretes Beispiel für BSM-Physik herangezogen, und zwar das in Kapitel 2.2 näher erläuterte Higgslose-Kaluza-Klein-Modell.

Die meisten Parameter werden in beiden Fällen identisch zu denen der in Anhang A genannten Werte für die *singletop+Z* Produktion gewählt. Eine Ausnahme bildet die Faktorisierungsskala, die auf einen für die beiden Prozesse sinnvollen Wert angepasst wird:

$$\mu_F = \frac{m_W + m_Z}{2}$$

Die Masse des Higgs-Bosons, die in der “*EW W[±]Zjj*”-Produktion eingeht, wird auf 120GeV gesetzt.

Für das Higgslose-Kaluza-Klein-Szenario(HKKS) werden zwei verschiedene Repräsentanten

Signal	Parameter	Kürzel
Standardmodell nach [25] $EW W^\pm Z jj$ Produktion	$m_{Higgs} = 120 GeV$	$W^\pm Z SM$
Higgsloses KK-Szenario nach [17] leichtes Spektrum	$R = 9,75 \cdot 10^{-9} GeV^{-1}$ $\Rightarrow m_{KK} \approx 700 GeV$	$W^\pm Z KK 700$
Higgsloses KK-Szenario nach [17] schweres Spektrum	$R = 10^{-19} GeV^{-1}$ $\Rightarrow m_{KK} \approx 1200 GeV$	$W^\pm Z KK 1200$

Tabelle 5.1: Signalprozesse zum $single\ top + Z$ Hintergrund bei der Faktorisierungsskala $\mu_F = \frac{m_W + m_Z}{2}$.

als Signal gewählt. Sie stellen eine Art Grenze für ein sinnvolles leichtestes bzw. schwerstes Teilchenspektrum dar. Der Parameterraum des HKKS ist im verwendeten Fall sehr einfach. Ein einzelner Parameter legt das Spektrum der Theorie fest, er kann als Lokalisierung der Planck-Brane R [GeV^{-1}] entlang der Extradimension gewählt werden. Die Untergrenze für leichte KK-Spektren stammt aus der elektroschwachen Präzisionsmessung des sog. T -Parameters. Er ist definiert über:

$$\rho = \frac{m_W}{m_Z \cos \Theta_W} = 1 + \mathbf{T} \quad (5.1)$$

Auf Tree Level gilt im SM $T = 0$, Loop-Effekte verursachen nur kleine Korrekturen dieser Relation, was experimentell mit besser als 0,1% Genauigkeit bestätigt wurde [26]. Das liefert eine Obergrenze für R , denn innerhalb des HKKS kann dies nur für $R \lesssim 10^{-7} GeV^{-1}$ erreicht werden [27]. Dies korrespondiert zu einem leichtesten Nicht-SM W_{KK} im Bereich von $\approx 650 GeV$. Eine gute Wahl für einen Repräsentanten eines sehr leichten KK-Spektrums ist daher ein W_{KK} mit einer Masse von $\approx 700 GeV$, was $R = 9,75 \cdot 10^{-9}$ entspricht. Eine Obergrenze für ein schwerstmögliches sinnvolles Spektrum, also kleinstmögliche R , kann aus Unitaritäts- und Messbarkeitsanforderungen gewonnen werden. Es gilt allgemein, dass mit kleiner werdendem R die Breiten der KK-Teilchen wachsen und die Höhen der Peaks in den interessanten invarianten Massenverteilungen sinken, d.h. ein Nachweis wird zunehmend schwerer. Außerdem gelten gewisse Unitaritätsschranken für das HKKS, die aus Dimensionalitäts-Analyse [28] mittels Partialwellenbetrachtung [29] stammen. Man kann auf diesem Wege einen Zusammenhang zwischen R und dem notwendigen Unitaritäts Cut-Off herstellen. Je schwerer das Spektrum und je kleiner R ist, desto früher erreicht man den Cut-Off. Eine gute Wahl für ein minimales R ist $10^{-19} GeV^{-1} \rightarrow m_{KK} \approx 1200 GeV$, damit bleibt die Theorie zumindest bis zu einer Skala von etwa $2 TeV$ unitaritätserhaltend. Für das leichte Spektrum ist hier die Lage besser, dort wird ohne weitere Modifikationen erst bei $\approx 4,6 TeV$ die Unitarität verletzt.

Tabelle (5.1) fasst die drei gewählten Signalprozesse nochmals zusammen.

5.2 Durchführung der Analyse

Die Durchführung der verschiedenen Analysetechniken und die Erstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erfolgt im Rahmen eines C++ Programms auf der Basis einer für diese Zwecke entworfenen Klasse namens `SimpleAnalysis`. Die grundsätzliche Vorgehensweise ist dabei die folgende: Mit Hilfe von VBFNLO werden für alle Prozesse einmal eine ausreichend hohe Anzahl an gewichteten Monte-Carlo Events N mit minimalen Cuts erzeugt, so dass der statistische Fehler ein zufriedenstellend kleines Maß erreicht. Ein Event besteht aus einer Liste mit den 4er Impulsen aller beteiligten Teilchen und einem Gewicht. Die Verwendung von `SimpleAnalysis` erlaubt es nun, in einer Schleife alle N Events für alle Prozesse nacheinander abzuarbeiten und dabei jeweils beliebige analytische Schritte auszuführen. So kann man alle aus den Impulsen berechenbaren Observablen wie Transversalimpulse, Rapiditäten, invariante Massen, etc bestimmen und daraus die zugehörigen differentiellen Wirkungsquerschnitte erhalten. Außerdem kann man gewissermaßen nachträglich beliebige Cuts auf diese Observablen anwenden, indem man den Beitrag von Events entfernt, bei denen eine der Observablen dem gewählten Cut nicht genügt. Weiterhin kann hier die in Anhang B genauer beschriebenen Modellierung der Detektoreffekte ausgeführt werden. Zentral für die Reduktion der *singletop+Z* Produktion ist zusätzlich die Möglichkeit, die später erläuterten “*tagging Algorithmen*” anzuwenden.

5.2.1 Vergleich von Signalen und Untergrund

Mit Hilfe der erläuterten Methode wird nun zunächst ein Vergleich der Signalprozesse mit dem *singletop+Z* Untergrund auf Ebene totaler sowie repräsentativer differentieller Wirkungsquerschnitte innerhalb minimaler Cuts angestellt. Damit kann eine erste Abschätzung der Wichtigkeit der *singletop+Z* Produktion als Hintergrund sowie der unterschiedlichen Kinematiken gewonnen werden.

Neben den minimalen Cuts aus Gl. (4.39) bis Gl. (4.43) wird noch ein weiterer Cut auf den fehlenden Transversalimpuls eingeführt:

$$\not{p}_T \geq 30\text{GeV} \quad (5.2)$$

Diese Maßnahme wird vor allem deshalb durchgeführt, um Evidenz für das in den betrachteten Prozessen immer produzierte Neutrino zu schaffen. Motivation dafür ist die Vermeidung von unerwünschten Beiträgen reduzierbarer Hintergründe wie beispielsweise $pp \rightarrow ZZjj \rightarrow l^+l^-l^+l^-jj$. Sie können im Detektor wie die Signale aussehen, wenn eines der Leptonen nicht gemessen wird, etwa weil es in Richtung der Strahlachse fliegt. Dieser zusätzliche Cut reduziert die totalen Wirkungsquerschnitte von Signalen und Hintergrund in gleicher Weise um etwa 20%.

Außerdem werden noch zwei weitere Cuts etwas erhöht, um einem realistischeren Szenario in Hinblick auf die Unterdrückung von QCD Hintergründen zu entsprechen: Die Untergrenze für die Rapiditätslücke zwischen den Jets wird ebenso erhöht wie der mi-

Prozess	$B \cdot \sigma_{total}$ [fb]
W^+Z SM	0,59
W^+Z KK 700	1,13
W^+Z KK 1200	0,77
W^+Z sitop	0,27
W^-Z SM	0,29
W^-Z KK 700	0,56
W^-Z KK 1200	0,37
W^-Z sitop	0,14

Tabelle 5.2: Totale Wirkungsquerschnitte der drei Signalprozesse und der *single-top+Z* Produktion innerhalb der Cuts aus Absatz 5.2.1. Das B symbolisiert die Berücksichtigung der Verzweigungsverhältnisse für den gewählten Zerfallskanal der schwachen Eichbosonen $W^\pm Z$ in alle Leptonkombinationen der ersten beiden Generationen. Die statistischen Fehler sind kleiner als 0,5% und wurden nicht mit angegeben.

nimale Transversalimpuls der Jets durch die Forderungen

$$|\Delta y_{Jets}| > 4 \quad (5.3)$$

$$p_{T,Jets} > 30 GeV \quad (5.4)$$

Außer an den angegebenen Stellen wird in diesem Kapitel zugunsten von etwas klareren Verteilungen auf die Detektoreffekte verzichtet.

Für die totalen Wirkungsquerschnitt bei leptonischem Zerfall der schwachen Eichbosonen ergeben sich die in Tabelle (5.2) dargestellten Resultate. Man kann erkennen, dass die drei Signalprozesse und die *single-top+Z* Produktion ähnliche Größenordnungen haben. Man kann also sagen, dass die *single-top+Z* Produktion in diesem Zusammenhang ein nicht vernachlässigbarer Untergrundprozess ist und einen relevanten Beitrag liefert.

Die weiteren Betrachtungen beschränken sich auf die ersten vier Prozesse aus Tabelle (5.2), das heißt auf die W^+Z Produktionen. Eine analoge Vorgehensweise ist auf den W^-Z Fall übertragbar und liefert ähnliche Resultate und Verteilungen bei etwas niedrigerem totalem Wirkungsquerschnitt. Von besonderem Interesse besonders für die Kaluza-Klein-Prozesse sind aufgrund der dort auftretenden s-Kanal Resonanz in der WZ -Streuung verschiedene Verteilungen invarianter Massen.

Die Verteilung in Abb.5.1 veranschaulicht die invariante WZ -Masse m_{WZ} , also die der drei geladenen Leptonen und des Neutrinos: $m_{WZ} = m_{ll\nu}$. Man kann deutlich die Resonanzen bei den Massen der involvierten W_{KK} des entsprechenden Modells erkennen. Diese klare Signatur dient hier allerdings nur zur Veranschaulichung, denn sie wird unter Berücksichtigung einiger notwendiger Schritte hin zu einer experimentellen Messung wesentlich verwischt. Einer davon ist, dass der Impuls des Neutrinos nur durch Rekonstruktion aus den geladenen Leptonen und Jets berechnet wird, denn Neutrinos entziehen sich der direkten Beobachtung. Besonders wenn die drei Leptonen aus der

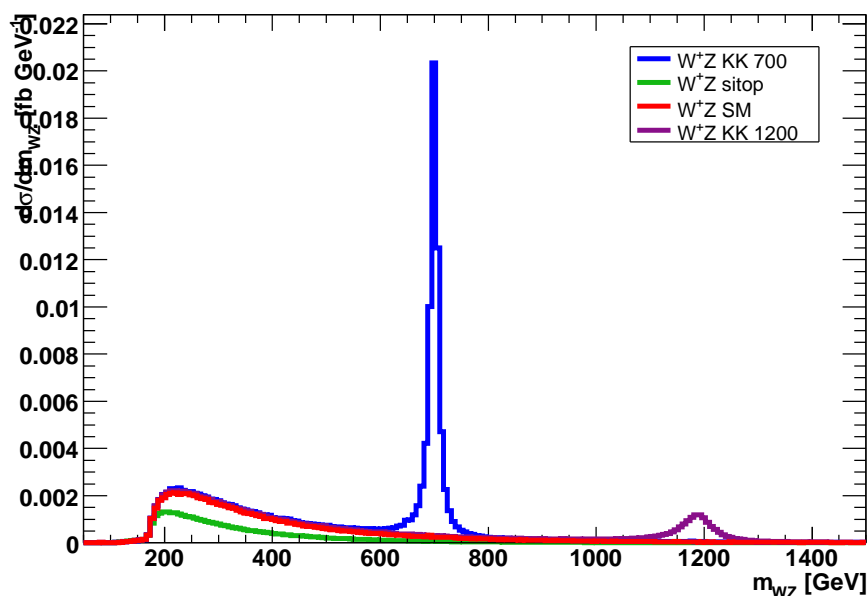
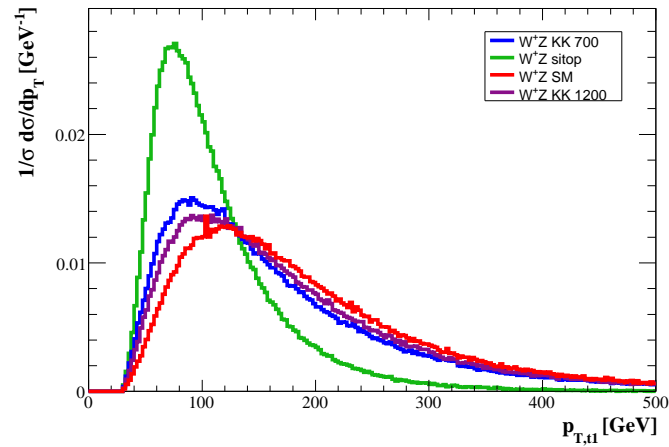
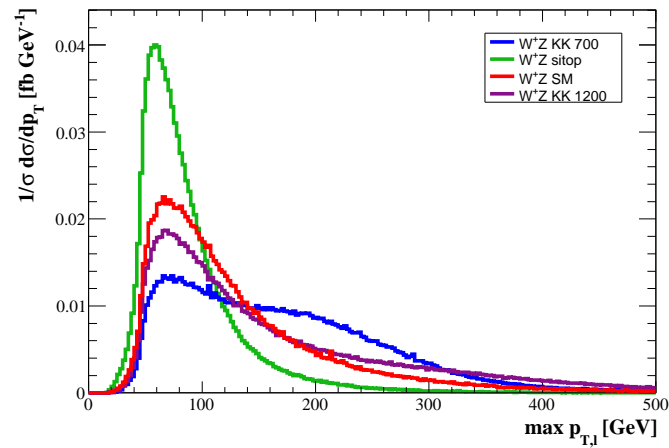


Abbildung 5.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der invarianten WZ -Masse ohne Rekonstruktionsfehler

gleichen Familie stammen, kommen dadurch kombinatorische Unsicherheiten ins Spiel. Ein anderer wesentlicher Grund ist der Einfluss durch die Detektorungenauigkeiten, die besonders für den fehlenden Transversalimpuls p_T groß sind.

Betrachtet man nun weitere typische Observable wie beispielsweise den Transversalimpuls des Jets mit höherem p_T , den Transversalimpuls des härtesten Leptons und die minimale R -Separation der geladenen Leptonen, so stellt man Folgendes fest: Für (fast) keine dieser Observablen weicht die Form der Verteilung der *singletop*+ Z Produktion wesentlich von denen der Signale ab, dies gilt im besonderen Maße für den Prozess $W^\pm Z$ SM. Veranschaulicht wird dies an den genannten Beispielen in Abb.5.2. Eine Ausnahme dazu stellt lediglich die invariante Masse der beiden Jets m_{jj} dar. Sie bietet zumindest ein gewisses Potential zur Reduzierung des Untergrundes mithilfe eines Cuts, denn die *singletop*+ Z Produktion neigt zu niedrigen Massen, wie in Abb.5.3 dargestellt wird.

Erwähnenswert ist hier noch, dass die Reduzierung des Wirkungsquerschnitts der Signalprozesse durch den für die *singletop*+ Z Produktion in Gl. (4.41) eingeführten “technischen” Cut auf $R_{l,min}$ sehr gering ist. Man kann dies in Abb.5.2(c) gut erkennen.

(a) Transversalimpuls des härteren Jets t_1 

(b) Transversalimpuls des härtesten Leptons

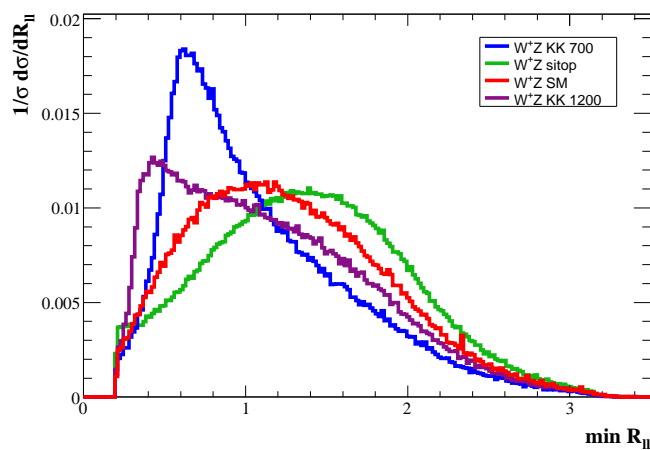
(c) minimale Lepton-Lepton R -Separation

Abbildung 5.2: Normierte, differentielle Wirkungsquerschnitte verschiedener Observabler innerhalb minimaler Cuts

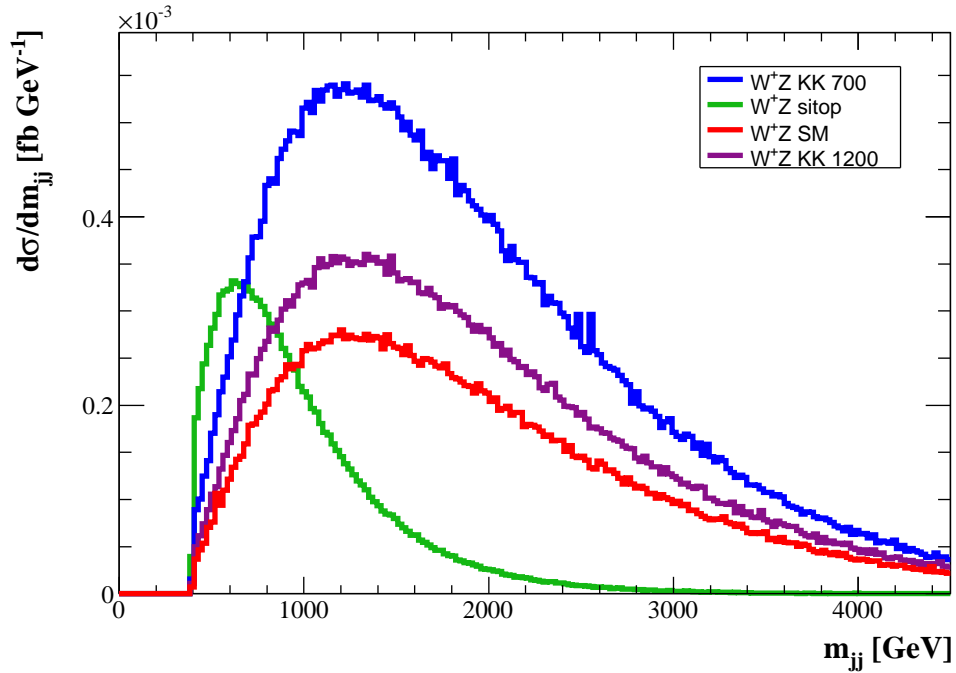
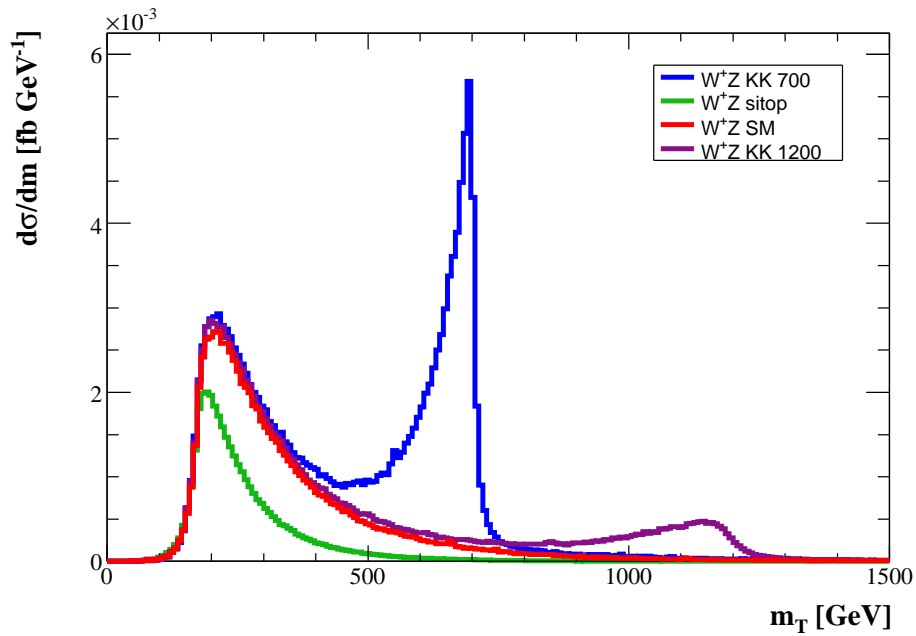


Abbildung 5.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt der invarianten Jet-Jet-Masse innerhalb minimaler Cuts

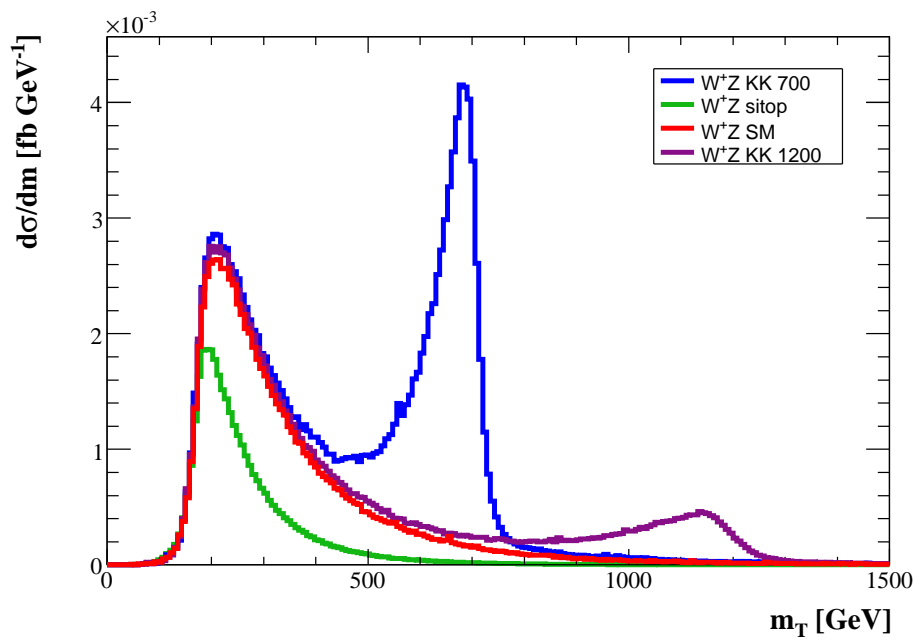
Aus [17] geht nun allerdings hervor, dass es eine Observable gibt, die sich hervorragend zur Identifizierung des vorgestellten KK-Szenarios eignet. Sie hat eine für dieses Modell sehr charakteristische Verteilung, die sich wesentlich von SM-artigen Prozessen unterscheidet. Die Rede ist von der *“transverse cluster mass”*, die wie folgt in der transversalen Ebene definiert ist

$$m_T^2 = \left(\sqrt{m_{ll}^2 + \vec{p}_{T,ll}^2} + |\cancel{p}_T| \right)^2 - \left(\vec{p}_{T,ll} + \vec{\cancel{p}}_T \right)^2 \quad (5.5)$$

Die zugehörige Verteilung zeigt Abb.5.4. Dort sieht man auch einen direkten Vergleich entsprechender differentieller Wirkungsquerschnitte mit und ohne Detektoreffekte. Der Unterschied ist relativ gering, was u.a. ein Grund dafür ist, dass diese Observable eine der entscheidenden Größen zur tatsächlichen experimentellen Überprüfung der KK-Theorie ist. Wie man gut erkennen kann, spielt die *singletop+Z* Produktion im Bereich der Peaks bei $\approx 700\text{GeV}$ bzw. $\approx 1200\text{GeV}$ so gut wie keine Rolle. Mit einem einem “Fenster“-Cut der Gestalt $500\text{GeV} \leq m_T \leq 800\text{GeV}$ für den 700GeV Fall kann der Peak-Bereich hervorragend gemessen werden und eine weitere Reduzierung des *singletop+Z* Hintergrundes ist überflüssig. Allerdings ist man durchaus auch an einer genauen Überprüfung des Schwellenbereichs $m_T \approx 200\text{GeV}$ interessiert und dort stellt die *singletop+Z* Produktion einen substanziellen Hintergrund dar und bedarf Methoden zur Reduktion.



(a) Ohne Detektoreffekte



(b) Mit Detektoreffekten

Abbildung 5.4: Verteilung der transverse cluster mass aus Gl. (5.5) mit und ohne Detektoreffekte innerhalb minimaler Cuts.

Endzustand sitop/Signale	Bezeichnung
leichter Quark-Jet 1	j_1
b -Quark Jet/leichter Quark Jet 2	j_2
l^+ aus Z -Zerfall	l_3
l^- aus Z -Zerfall	l_4
l^+ aus top -Zerfall/ l^+ aus W^+ -Zerfall	l_1 bzw. l_W
Neutrino ν_l	l_2 bzw. l_{miss}

Tabelle 5.3: Konventionen für die Endzustandsobjekte der Prozesse mit $pp \rightarrow l^+l^-l^+\nu_ljj$

5.2.2 Die Observable $m_{l_{W,\text{tagged},j2}}$

Das Ziel der folgenden Schritte ist es nun, einige der speziellen kinematischen Eigenschaften, die die $singletop+Z$ Produktion von den Signalprozessen unterscheidet, zu nutzen, um eine neue Observable zu finden. Diese Observable soll so beschaffen sein, dass ihre Verteilung einen möglichst großen Unterschied zwischen Signalen und Untergrund aufweist und damit einen effizienten Cut ermöglicht. Ausgangspunkt dafür ist die Überlegung, dass von den zwei positiv geladenen Leptonen des Endzustands im W^+Z Fall das l^+ , das nicht aus dem Z -Zerfall stammt, bei der $singletop+Z$ Produktion seinen Ursprung im massiven top haben muss. Bei den anderen Prozessen dagegen gibt es eine solche Beschränkung nicht. Wenn man nun die invariante Masse dieses Leptons mit jedem der beiden Jets bildet, so findet man für die Signale entsprechend eine breite Verteilung ohne Peaks oder feste Eingrenzungen. Im $singletop+Z$ Fall ist die Lage anders. Einer der beiden Jets, der j_2 , ist der b -Jet und stammt ebenfalls aus dem top -Zerfall. Das bedeutet, dass die genannte invariante Masse auf die top -Masse beschränkt sein muss. Mit den Konventionen aus Tabelle (5.3) bedeutet das also:

$$m_{lWj2} \leq m_t \quad (5.6)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abb.5.5 veranschaulicht diese Verteilungen.

Wenn es sich bei dieser invarianten Masse um eine physikalische Observable handeln würde, dann könnte durch die Anwendung eines Cuts die $singletop+Z$ Produktion nahezu beliebig stark reduziert werden, ohne dabei die Signalprozesse allzu sehr zu beeinträchtigen. Aus zwei Gründen ist diese direkte Vorgehensweise allerdings nicht möglich: Zum einen gibt es **zwei** Jets im Endzustand und es ist nicht a priori klar, welcher davon für die Bildung der invarianten Masse zu wählen ist. Bei den Leptonen tritt ein ähnliches Problem auf: Auch hier findet man **zwei** positiv geladene Leptonen. Nur wenn sie aus verschiedenen Leptonfamilien stammen, d.h. wenn im Endzustand etwa e^+e^- und μ^+ gemessen werden, stellt sich das Problem nicht. Im genannten Fall geht das Myon in die invariante Masse ein und man kann gewissermaßen mit 100% Effizienz das richtige Lepton wählen.

Es verbleibt nun also die Aufgabe, geeignete Methoden zu finden, die für jedes Event

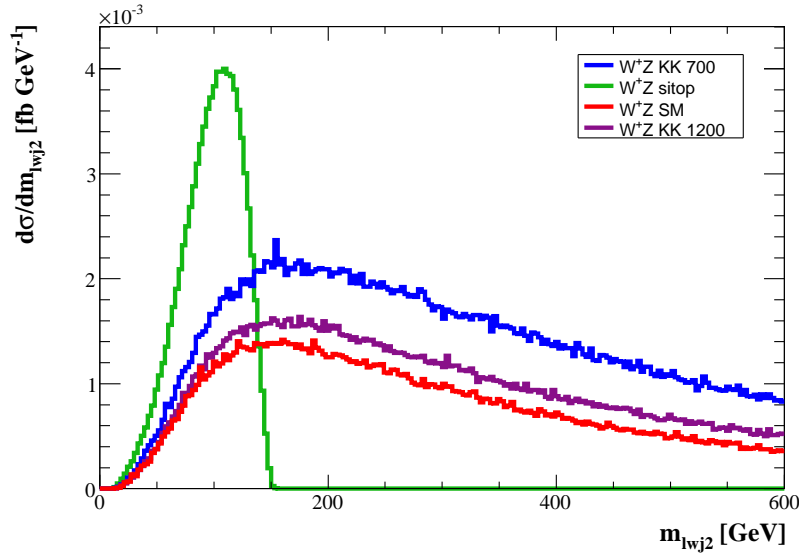


Abbildung 5.5: Invariante Masse des b -Jets/zweiten Jets und des l_W vom top -Zerfall

mit möglichst großer Effizienz sowohl einen der Jets als auch im Falle gleicher Leptonfamilien eines der beiden positiven Leptonen wählen. Dabei wird nach obiger Motivation das Ziel verfolgt, für die $singletop+Z$ Produktion das aus dem top -Zerfall stammende Lepton sowie den b -Jet zu finden. Diese Methoden werden als “Leptontagging” und “Jettagging” bezeichnet

Leptontagging

Der Schlüssel für einen guten Algorithmus beim “Leptontagging” ist die Betrachtung weiterer invarianter Massen. Gemeint sind die der beiden möglichen Paare verschiedenartig geladener Leptonen $m_{l_i^+ l_j^-}$, $i \in \{1, 3\}$. Ihre differentiellen Wirkungsquerschnitte werden in Abb.5.6 gezeigt. Man sieht für alle Prozesse zwei wesentlich unterschiedliche

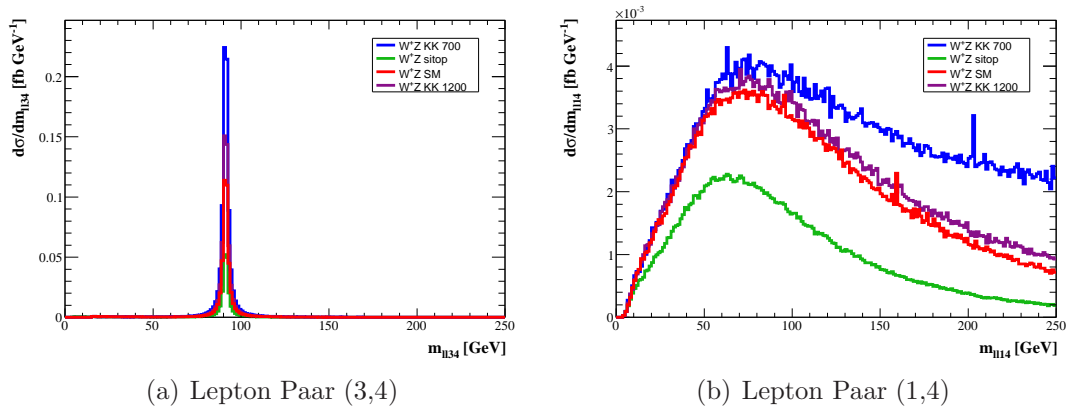


Abbildung 5.6: Invariante Massen der beiden möglichen Paare verschiedenartig geladener Leptonen

Strukturen: Abb.5.6(a) kombiniert mit l_3 und l_4 die beiden Lepton aus dem Z -Zerfall, was der scharfe Peak bei m_Z eindeutig reflektiert. Dagegen findet man in Abb.5.6(b) eine breite Verteilung ohne solche Strukturen, hier bilden das l_W und l_4 die invariante Masse. Man kann aus diesen Verteilungen folgern, dass in den meisten Fällen $m_{l_3l_4}$ einen kleineren Abstand zum Z -Massenpol hat als $m_{l_Wl_4}$. Anders ausgedrückt, der Wert von

$$\Delta m_{l_i} := |m_{l_i l_4} - m_Z| \quad (5.7)$$

ist für das gesuchte l_W meistens größer als für das l_3 . Diese Tatsache kann nun nutzen, indem man folgende Zuweisung definiert:

$$l_{W,tagged} := l_i \text{ mit größerem } \Delta m_{l_i}, \quad i \in \{1, 3\} \quad (5.8)$$

Die Durchführung dieser Vorgehensweise hat zum Resultat, dass das $l_{W,tagged}$ für die *single*top+ Z Produktion in ca. **88%** der Fälle tatsächlich mit dem aus dem *top*-Zerfall stammenden l_W übereinstimmt. Damit kann man den ersten Schritt hin zu der gesuchten Observablen tun, indem man den Übergang

$$m_{l_W j_2} \rightarrow m_{l_{W,tagged} j_2} \quad (5.9)$$

durchführt. Der zugehörige differentiellen Wirkungsquerschnitt ist in Abb.5.7 zu finden. Die Veränderung gegenüber Abb.5.5 liegt vor allem darin, dass für die *single*top+ Z Produktion einige Events im Massenbereich oberhalb der *top*-Masse hinzugekommen sind. Sie stammen aus Fällen, bei denen das Leptontagging das "falsche" Lepton geliefert hat.

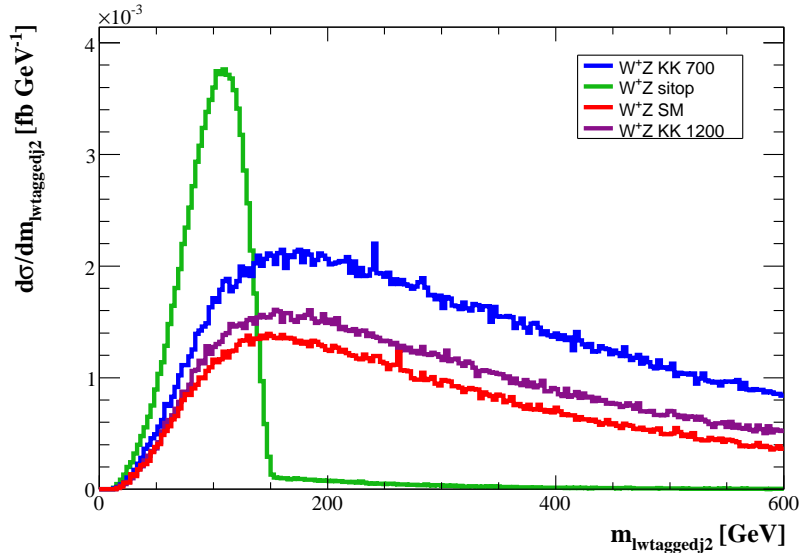


Abbildung 5.7: Invariante Masse $m_{l_{W,tagged}j_2}$ des b -Jets/zweiten Jets und des Leptons aus dem Leptontagging

Das Leptontagging kann analog für die W^-Z Prozesse durchgeführt werden. Dort müssen im Unterschied zum vorgeführten W^+Z -Fall lediglich entsprechend angepasste Leptonkombinationen gewählt werden.

Observable	Häufigkeit[%]
$E_{j_1} > E_{j_2}$	67
$ y_{j_1} > y_{j_2} $	61
$p_{T,j_1} > p_{T,j_2}$	63

Tabelle 5.4: Vergleich der drei Jetobservablen E_j , y_j und $p_{T,j}$ für die *single*top+Z Produktion, basierend auf den Verteilungen aus Abb.5.8

Jettagging

Betrachtet man nun die beiden Jets des Endzustands, so kann man zunächst sagen, dass sie sich für die Signalprozesse bezüglich ihrer kinematischen Eigenschaften nicht unterscheiden. Beide Jets stammen aus masselosen Quarks, deren Wechselwirkungen im Matrixelement nach Summierung über alle Feynmandiagramme und Subprozesse gleichartig sind. Für die *single*top+Z Produktion dagegen ist die Lage anders. Einer der Jets, der leichte Quark-Jet j_1 , entspringt einer durchgehende Linie eines masselosen Quarks, das eine oder zwei schwache Wechselwirkungen durchläuft. Der andere Jet dagegen ist der *b*-Quark-Jet j_2 , der aus dem Zerfall des massiven *top* stammt. Man kann dementsprechend erwarten, dass sich die Verteilungen der Observablen der beiden Jets j_1 und j_2 für die Signale gleichen, während sie sich für die *single*top+Z Produktion unterscheiden. Diese Erwartungen werden in Abb.5.8 bestätigt.

Diese Gegenüberstellung der kinematischen Eigenschaften der beiden Jets der *single*top+Z Produktion zeigt, dass der *b*-Quark-Jet zu kleineren Rapiditäten, Transversalimpulsen und Energien neigt. Dieses Verhalten kann man nun nutzen, um die Jets danach zu ordnen. Es stellt sich heraus, dass das bestmögliche Ordnungs-Kriterium die Energie der Jets ist, denn darin sind die Unterschiede beider Jets am größten. Die Details dazu zeigt Tabelle (5.4). Das wesentliche Resultat ist, dass in etwa **67%** der Fälle der *b*-Quark Jet der *single*top+Z Produktion eine niedrigere Energie hat als der leichte Quark-Jet.

Mit der Definition von

$$j_{Et2} := j_i \text{ mit kleinerem } E_{j_i}, \quad i \in \{1, 2\} \quad (5.10)$$

hat man also eine eindeutige Zuteilung gefunden, die den gesuchten Jet mit guter Effizienz findet.

Analog zu Gl. (5.9) ist nun der zweite Schritt in Richtung der gesuchten Observablen durch den Übergang

$$m_{l_W j_2} \rightarrow m_{l_W j_{Et2}} \quad (5.11)$$

möglich. Der entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitt wird in Abb.5.9 präsentiert. Die Unterschiede zur $m_{l_W j_2}$ -Verteilung aus Abb.5.5 sind sehr ähnlich zu denen, die durch das Leptontagging entstanden sind. Die zusätzlichen Events oberhalb von m_t stammen hier nun allerdings daher, dass beim Jettagging der "falsche", leichte Quark-Jet ausgewählt wurde.

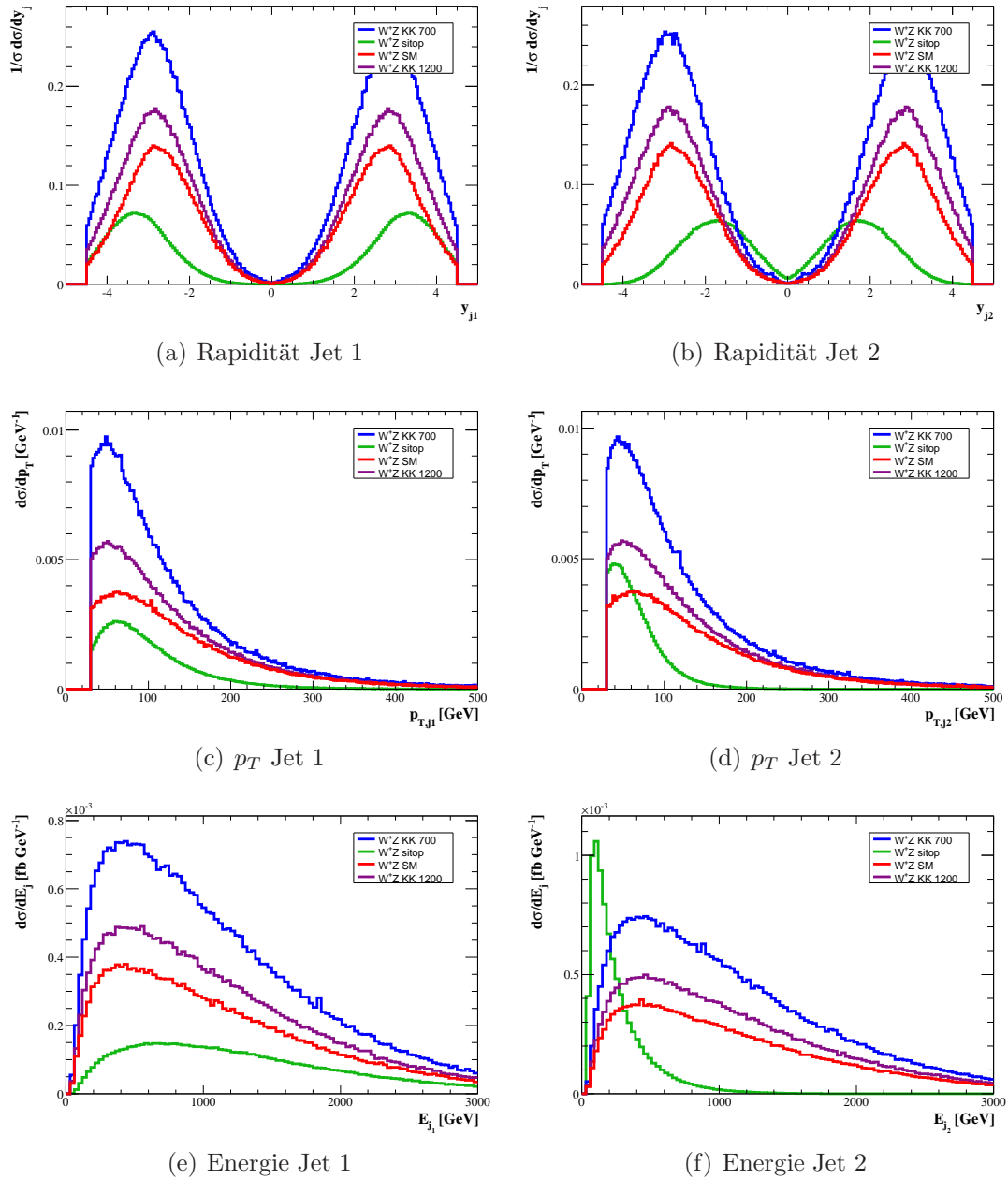


Abbildung 5.8: Differentielle Wirkungsquerschnitte verschiedener Jet Observabler, jeweils links für den leichten Quark-Jet j_1 und rechts für den b -Quark-Jet j_2

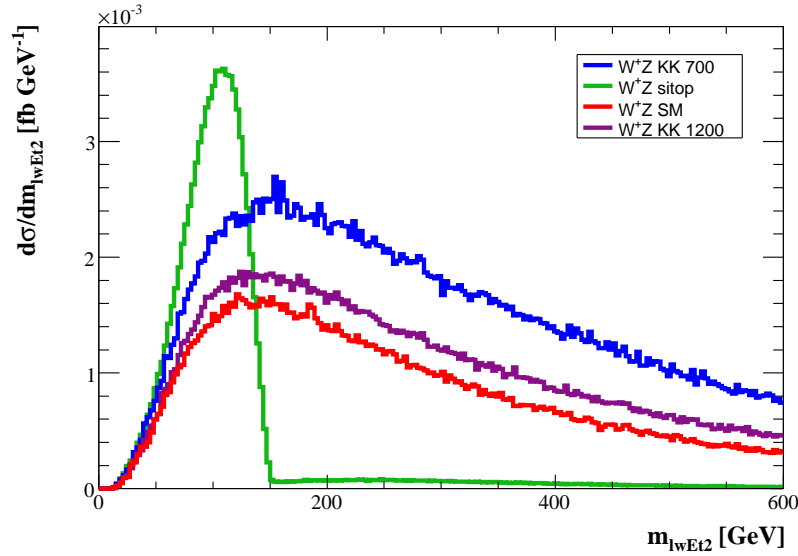


Abbildung 5.9: Invariante Masse $m_{l_W j_{Et2}}$ des l_W und des Jets mit niedrigerer Energie j_{Et2}

Kombiniert man nun beide tagging-Mechanismen durch

$$m_{l_W j_2} \rightarrow m_{l_W, \text{tagged} j_{Et2}}, \quad (5.12)$$

so kann man dadurch das angestrebte Ziel erreichen und eine Observable schaffen, die für einen Cut zur Reduzierung der *singletop*+*Z* Produktion sehr gut geeignet ist. Die $m_{l_W, \text{tagged} j_{Et2}}$ Verteilung, das konkrete Anwenden verschiedener Cut-Stufen und die Effizienz dieses Vorgehens werden in Kapitel 5.3 präsentiert.

5.2.3 *b*-tagging

Alternativ zur Optimierung des Signal-zu-Hintergrund-Verhältnisses über Cuts auf geeignete Observable gibt es für den in dieser Diplomarbeit betrachteten Fall noch eine andere Methode: Das "*b*-tagging". Dieser Ansatz ist experimenteller Natur und basiert darauf, dass es möglich ist, direkt aus den Daten einen *b*-Jet mit gewisser Effizienz als solchen zu identifizieren und damit von allen anderen Jets zu unterscheiden zu können. Ursache dafür ist die vergleichsweise lange Lebensdauer der *b*-Hadronen, die bei der Hadronisierung¹ der *b*-Quarks entstehen. Diese Teilchen "leben" im Mittel etwa $\tau = 1,5 \text{ ps}$. Das entspricht bei Lichtgeschwindigkeit einer Flugstrecke von etwa $c\tau = 450 \mu\text{m}$, wobei sich diese Strecke durch die Zeitdilatation sogar noch deutlich erhöhen kann. Dadurch erreicht die räumliche Distanz zwischen dem Primärvertex der harten Kollision und dem Sekundärvertex des *b*-Hadron Zerfalls über die schwache Wechselwirkung ein experimentell messbares Maß. Eine der entscheidenden Größen in diesem Zusammenhang ist der in Abb.5.10 veranschaulichte "*impact parameter*":

Sobald ein Primärvertex rekonstruiert wurde, kann man jeder der Spuren, die die ge-

¹Unter Hadronisierung versteht man den Bildungsprozess von Hadronen, also Mesonen und Baryonen, aus hochenergetischen Quarks über die starke Wechselwirkung. Dies steht im Zusammenhang mit dem sog. *Confinement*, das besagt, dass es keine freien Quarks gibt, sondern nur farbneutrale Objekte.

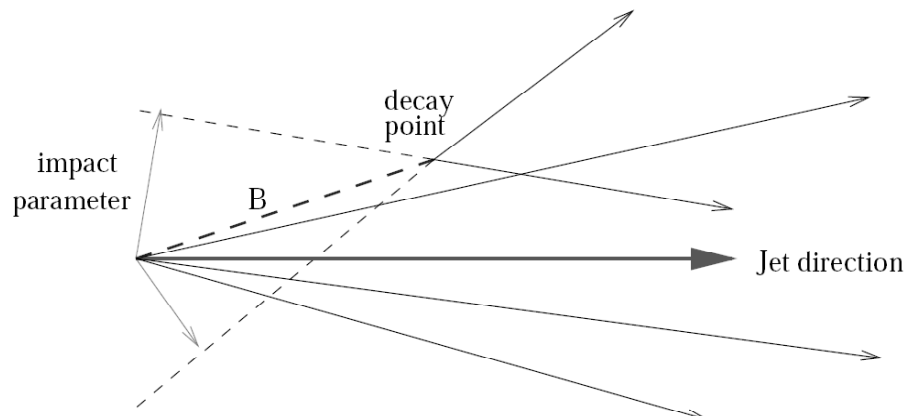


Abbildung 5.10: Darstellung des Sekundärvertex aus [30].

ladene Teilchen in den Detektoren hinterlassen, einen impact parameter zuweisen. Er kann unterschiedlich definiert werden, ist aber immer ein Maß für den minimalen Abstand, den die Spur zum Primärvertex hat. Die im Mittel 5 geladenen Teilchen, die aus dem Zerfall des *b*-Hadrons beim Sekundärvertex entstehen, haben nun im Allgemeinen große impact Parameter wie man in Abb.5.10 erkennen kann. Dies steht im Gegensatz zu einem Jet, der einem leichten Quark entspringt. Dort sollten im Idealfall alle Spuren einen verschwindenden impact parameter besitzen. Es gibt nun verschiedene Methoden, diesen Sachverhalt im Detail zu nutzen, letztlich definieren sie jedoch alle mit Hilfe des impact parameters eine Diskriminatorvariable D . Diese erhält nun für jeden experimentell gemessenen Jet einen Wert, der vereinfacht ausgedrückt für *b*-Jets tendenziell groß und für andere Jets eher klein ist. Man kann nun also einen dem entsprechenden Zweck angepassten Grenzwert für die Diskriminatorvariable D_{Grenz} wählen. Dann sind alle Jets mit $D > D_{Grenz}$ *b*-getagged und alle mit $D < D_{Grenz}$ sind nicht-*b*-getagged. Natürlich gibt es viele Fehlerquellen, die die Effizienz dieser Prozedur reduzieren: Andere langlebige Partikel wie *c*-Hadronen können durch ihre relativ großen impact parameter fälschlicherweise einen Jet als *b*-Jet ausweisen. Einen ähnlichen Effekt haben *pile-up* Ereignisse. Außerdem gibt es natürlich Grenzen bei der experimentellen Auflösung des Primärvertexes und allgemein der Spuren geladener Teilchen die zur Reduzierung der Effizienz beitragen.

Trägt man all das zusammen, so kann man das *b*-tagging in Form von Effizienz-Diagrammen wie in Abb.5.11 darstellen. Darin werden zwei Größen gegeneinander aufgetragen: Die *b*-Jet efficiency und die *non-b*-Jet efficiency. Ersteres ist der Anteil an den wahren *b*-Jets, die beim tagging auch als solche erkannt werden, letzteres ist der Anteil an anderen Jets (also *u, d, s/c/g*-Jets) die fälschlicherweise *b*-getagged werden. Diese Kurven hängen außerdem von $p_{T,Jet}$ und y_j ab, daher ist eine Einteilung in gewisse Bereiche üblich.

Im Zusammenhang mit der *singletop*+*Z* Produktion als Hintergrund stellt das *b*-tagging ein sehr wirksames Werkzeug dar. Während die drei Signalprozesse **keine** *b*-Jets im End-

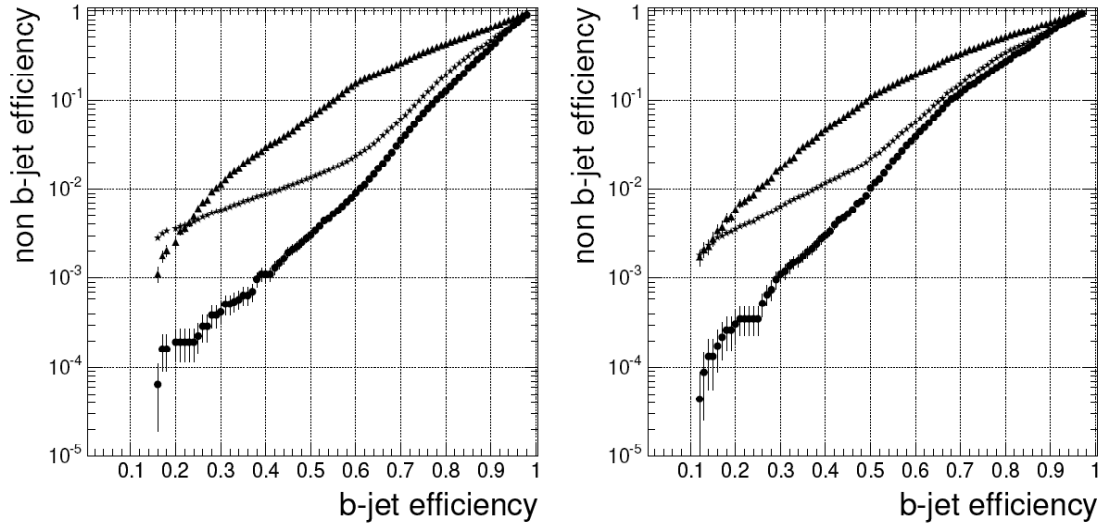


Abbildung 5.11: Auftragung der *non-b-Jet efficiency* gegen die *b-Jet efficiency* (Quelle: [31]) für Jets mit $50\text{GeV} < p_{T,Jet} < 80\text{GeV}$ und $|y_j| < 1.4$ (links) bzw $1.4 < |y_j| < 2.5$ (rechts), erstellt aus einem QCD Datensatz. Die Kreise stehen für *uds*-Jets, die Dreiecke für *c*-Jets und die Sterne für *g*-Jets.

zustand vorweisen, findet man bei der *singletop+Z* Produktion immer einen solchen. Damit besteht die Möglichkeit, mit einem einfachen Veto auf alle Ereignisse mit einem positiven *b*-tagging das Signal/Hintergrund-Verhältnis wesentlich zu verbessern. Für diese Diplomarbeit werden dazu die Ergebnisse aus [31] verwendet. Die Jet-Rapiditäten werden in zwei Bereiche eingeteilt, die Transversalimpulse in fünf. Von den drei zur Verfügung stehenden Kurven für Gluonen, *uds*-Jets und *c*-Jets werden die Werte der *uds*-Jets gewählt und für ein möglichst realitätsnahes Szenario in leicht modifizierter Weise in die Analyse integriert. Die Gründe dafür sind die Folgenden: Zum einen kommen Gluonen in allen betrachteten (LO-)Prozessen nicht vor, daher spielen die entsprechenden *b*-tagging-Werte keine Rolle. Zum anderen liefern die *c*-Quarks bedingt durch die *pdfs* nur einen relativ geringen Beitrag, der in den genannten Modifikationen der *uds*-Werte berücksichtigt wird. Ein Vergleich der Größen $\overline{pdf}(q_j)$, die eine Mittelung über eine Anzahl N Feynman- x Parameter der in der Monte Carlo Integration tatsächlich vorkommenden *pdfs* darstellen, motiviert die untergeordnete Rolle der *c*-Quarks:

$$\overline{pdf}(q_j) := \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N pdf_{q_j}(x_i, \mu_F) \quad q_j \in \{u, d, c, s\}$$

Mit einer Stichprobenzahl von $N = 100.000$ findet man die folgenden Relationen

$$\overline{pdf}(u) \approx 2 \cdot \overline{pdf}(d) \approx 10 \cdot \overline{pdf}(s) \approx 20 \cdot \overline{pdf}(c)$$

für den Prozess W^+Zjj SM

bei der Faktorisierungsskala $\mu_F = \frac{m_W + m_Z}{2}$ mit minimalen Cuts.

	$ y_j < 1, 4$	$1, 4 < y_j < 2, 4$
$30\text{GeV} < p_T < 50\text{GeV}$	52	40
$50\text{GeV} < p_T < 80\text{GeV}$	61	50
$80\text{GeV} < p_T < 120\text{GeV}$	66	50
$120\text{GeV} < p_T < 170\text{GeV}$	64	46
$170\text{GeV} < p_T$	53	32
$30\text{GeV} < p_T < 50\text{GeV}$	65	54
$50\text{GeV} < p_T < 80\text{GeV}$	74	63
$80\text{GeV} < p_T < 120\text{GeV}$	77	66
$120\text{GeV} < p_T < 170\text{GeV}$	78	68
$170\text{GeV} < p_T$	72	60
$30\text{GeV} < p_T < 50\text{GeV}$	69	59
$50\text{GeV} < p_T < 80\text{GeV}$	78	68
$80\text{GeV} < p_T < 120\text{GeV}$	81	70
$120\text{GeV} < p_T < 170\text{GeV}$	82	73
$170\text{GeV} < p_T$	77	67

Tabelle 5.5: *b*-Jet *efficiencies* aus [31] in Prozent für *uds*-Jets für drei fest gewählte Werte der *non-b*-Jet *efficiency* von **1** %(oben), **5** %(mittig) und **10** %(unten) in den verschiedenen kinematischen Bereichen

Durch die Näherung masseloser Quarks tauchen das *u*- und *c*-Quark ansonsten in gleicher Weise im Matrixelement auf. Aus obigen Relationen kann man entnehmen, dass etwa einer von dreißig Jets ein *c*-Jet ist. Damit lässt sich zunächst feststellen, dass durch die Verwendung der *uds*-Kurven für die *c*-Beiträge nur in etwa 3-4% der Fälle ein Fehler gemacht wird. Wählt man sich beispielsweise einen Arbeitspunkt mit einer *non-b*-Jet *efficiency* von 1% und einer *b*-Jet *efficiency* von 50%, so liegt der Fehler für *c*-Jets darin, dass der *c*-Jet in der Analyse nur in 1% der Fälle ein positives *b*-tagging erfährt, während er im Experiment mit der deutlich höheren Wahrscheinlichkeit von $\approx 10\%$ für einen *b*-Jet gehalten wird. Letztlich bedeutet das, dass von 1.000 Signal-Ereignissen fälschlicherweise 990/1000 Ereignisse nach dem *b*-Veto übrig bleiben, während es tatsächlich nur

$$990 - (0,03 \cdot 1000 \cdot 0,1) = 987/1000 \text{ Ereignisse}$$

sein sollten. Dies kann gut absorbiert und der verbleibende Fehler auf ein vernachlässigbares Maß reduziert werden, indem in der Analyse anstatt der *non-b*-Jet *efficiencies* von 1/5/10% etwas höhere Werte der Gestalt 1,3/5,5/11% eingesetzt werden.

Die genauen Zahlen für die *uds*-Jets in den verschiedenen kinematischen Bereichen zeigt Tabelle (5.5).

Die resultierenden Reduzierungen der totalen Wirkungsquerschnitte durch die Verwendung des *b*-Jet-Vetos mit den beiden gewählten Effizienz-Werten und die damit erzielte Verbesserung der Verhältnisse Signal/Hintergrund werden im Kapitel 5.3 dargestellt.

5.3 Ergebnisse

Dieses Kapitel präsentiert die Ergebnisse, die durch die Anwendung der vorgestellten Methoden mit Hinblick auf die *singletop+Z* Produktion als Hintergrund zu den WBF Signalen erzielt wurden. Ausgehend von den minimalen Cuts und den differentiellen Verteilungen aus Kapitel 5.2.1 werden nun in verschiedenen Stufen die folgenden Operationen durchgeführt:

- **Cut 1:** Eine der Observablen, die ohne weitere Analyse die Möglichkeit zur Hintergrundreduktion bietet, ist die invariante Masse der beiden Jets m_{jj} . Die *singletop+Z* Produktion neigt hier im Vergleich zu den Signalen zu niedrigen Massen. Daher bietet sich die gegenüber den minimalen Cuts erhöhte Forderung $m_{jj} > m_{jj,Cut}$ an. Die Ergebnisse werden für die Werte $m_{jj,Cut} = 550/650/750 GeV$ angegeben. Eine graphische Veranschaulichung der differentiellen Verteilung und der Positionen der Cuts ist in Abb.5.12 zu sehen.
- **Cut 2:** Unter Ausnutzung der *singletop+Z* spezifischen Kinematik konnte mit Hilfe des Leptontagging und des Jettagging in Kapitel 5.2.2 eine Observable konstruiert werden, die sich durch ihre Verteilung hervorragend für eine substanzielle Reduktion der Untergrunds eignet. Es handelt sich dabei um die invariante Masse $m_{l_{W,tagged}j_{Et2}}$ aus Gl. (5.12). Der zugehörige differentielle Wirkungsquerschnitt wird in Abb.5.13 gezeigt. Hier sind auch die verschiedenen Stufen für die Cuts zu sehen, sie wurden zu $m_{l_{W,tagged}j_{Et2}} > 100/120/140 GeV$ gewählt.
- ***b*-tagging:** Das in 5.2.3 erläuterte *b*-tagging erlaubt mit guter Effizienz die Identifikation von Ereignissen mit *b*-Jets wie der *singletop+Z* Produktion. In den folgenden Ergebnissen wird daher ein Veto auf Ereignisse angewandt, bei denen das *b*-tagging positiv ausfällt. Dabei werden die drei verschiedene Szenarien aus Tabelle (5.5) betrachtet. Sie korrespondieren für *uds*-Jets zu *non-b-Jet efficiencies* von 1/5/10%, in der Analyse werden zur Berücksichtigung der *c*-Jets, wie in Kapitel 5.2.3 beschrieben wurde, leicht modifizierte Werte verwendet.
- **Detektoreffekte:** Die endliche Auflösung der Detektoren und sonstige Effekte sorgen für eine "Verschmierung" der zu erwartenden Messergebnisse. Sie können auf analytischer Ebene näherungsweise modelliert werden, die Details beschreibt Anhang B. Zur Veranschaulichung der Unterschiede werden die Resultate für die Wirkungsquerschnitte mit und ohne Detektoreffekte präsentiert.

Den nachfolgend gezeigten Ergebnissen liegen ansonsten die minimalen Cuts aus Gl. (4.39) bis Gl. (4.43) und die zusätzlichen bzw. leicht erhöhten Cuts aus Gl. (5.2), Gl. (5.3) und Gl. (5.4) zugrunde. Die Darstellung der Resultate für die totalen Wirkungsquerschnitte erfolgt in insgesamt 7 Tabellen:

Die ersten drei Tabellen zeigen die Effizienzen der drei gefundenen Methoden zur Untergrundreduktion. Tabelle (5.6) zeigt den Einfluss eines wachsenden m_{jj} Cuts bei konstanten anderen Parametern, Tabelle (5.7) erfüllt das Analoge für $m_{l_{W,tagged}j_{Et2}}$. Einen Vergleich der verschiedenen *b*-tagging Stufen liefert anschließend Tabelle (5.8).

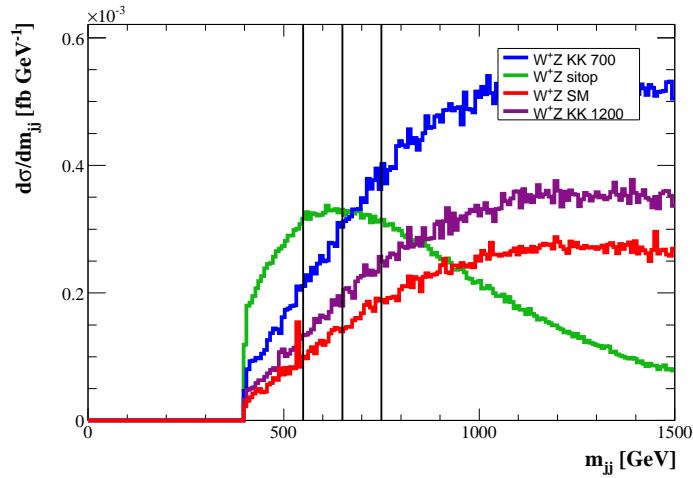


Abbildung 5.12: Ausschnitt aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der invarianten Masse der beiden Jets aus Abb.5.3. Die Positionen der Cuts sind mit eingezeichnet.

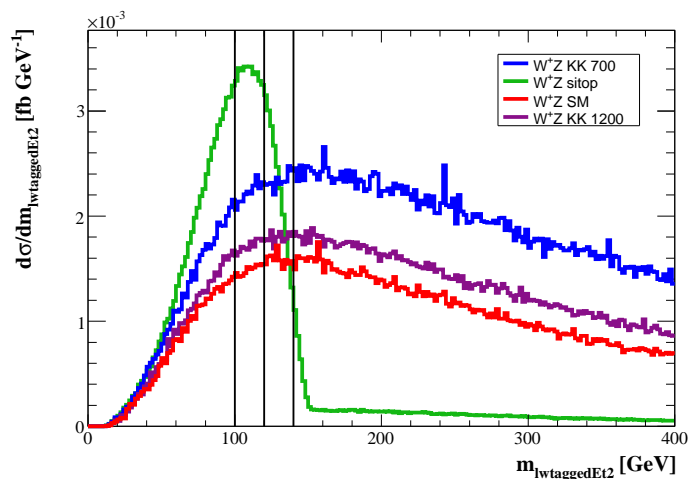


Abbildung 5.13: Differentieller Wirkungsquerschnitt von $m_{lW,taggedEt2}$. Die Positionen der Cuts sind mit eingezeichnet.

Danach präsentieren Tabelle (5.9) und Tabelle (5.10) die kombinierte Anwendung aller Methoden für ein *schwaches Szenario*, d.h. für eine Parametersatz mit allgemein eher geringer Verminderung der Wirkungsquerschnitte. Darin werden außerdem die Ergebnisse der W^+Z/W^-Z Prozesse sowie aktivierte/deaktivierte Detektoreffekte gegenübergestellt. Zuletzt zeigen Tabelle (5.11) und Tabelle (5.12) die Ergebnisse für ein *starkes Szenario* in analoger Form.

Prozess	b -tagging	m_{jj}	$m_{l_{W,tagged}jEt2}$	$\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^+p_Tjj)$	Änderung[%]
W^+Z SM	aus	550/650/750	0	0,58/0,57/0,55	0/-2/-5
W^+Z KK 700	aus	550/650/750	0	1,11/1,08/1,05	0/-2/-6
W^+Z KK 1200	aus	550/650/750	0	0,75/0,74/0,72	0/-2/-5
W^+Z sitop	aus	550/650/750	0	0,23/0,20/0,17	0/-14/-28

Tabelle 5.6: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte in fb für verschiedene m_{jj} Cuts ohne Detektoreffekte. Die Werte in den Spalten m_{jj} und $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ stehen jeweils für den verwendeten minimalen Cut auf die entsprechende Größe in GeV. Die letzte Spalte zeigt die Änderung des Wirkungsquerschnitts gegenüber dem niedrigsten Cut $m_{jj,min} = 550GeV$ in Prozent.

Prozess	b -tagging	m_{jj}	$m_{l_{W,tagged}jEt2}$	$\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^+p_Tjj)$	Änderung[%]
W^+Z SM	aus	550	0/100 /120 /140	0,58/0,52/0,50/0,47	0/-10/-15/-20
W^+Z KK 700	aus	550	0/100 /120 /140	1,11/1,03/0,99/0,94	0/-7/-11/-15
W^+Z KK 1200	aus	550	0/100 /120 /140	0,75/0,69/0,66/0,62	0/-9/-13/-18
W^+Z sitop	aus	550	0/100 /120 /140	0,23/0,14/0,08/0,04	0/-42/-67/-84

Tabelle 5.7: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte in fb für verschiedene $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ Cuts ohne Detektoreffekte. Die Werte in den Spalten m_{jj} und $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ stehen jeweils für den verwendeten minimalen Cut auf die entsprechende Größe in GeV. Die letzte Spalte zeigt die Änderung des Wirkungsquerschnitts gegenüber dem Wert ohne $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ Cut in Prozent.

Prozess	b -tagging	m_{jj}	$m_{l_{W,tagged}jEt2}$	$\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^+p_Tjj)$	Änderung[%]
W^+Z SM	0/1/5/10	550	0	0,58/0,57/0,52/0,46	0/-3/-11/-21
W^+Z KK 700	0/1/5/10	550	0	1,11/1,08/0,99/0,88	0/-3/-11/-21
W^+Z KK 1200	0/1/5/10	550	0	0,75/0,74/0,67/0,60	0/-3/-11/-21
W^+Z sitop	0/1/5/10	550	0	0,23/0,10/0,07/0,06	0/-55/-70/-76

Tabelle 5.8: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte in fb für verschiedene b -tagging Szenarios ohne Detektoreffekte. Die Werte in den Spalten m_{jj} und $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ stehen jeweils für den verwendeten minimalen Cut auf die entsprechende Größe in GeV. In der Spalte b -tagging finden sich repräsentativ für den zugehörigen Parametersatz die uds -non- b -Jet efficiency in Prozent. Die letzte Spalte zeigt die Änderung des Wirkungsquerschnitts gegenüber dem Wert ohne b -tagging in Prozent.

Prozess	Detektoreffekte	$\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^\pm p_T jj)$
W^+Z SM	aus/an	0,511/0,512
W^-Z SM	aus/an	0,252/0,254
W^+Z KK 700	aus/an	1,001/0,998
W^-Z KK 700	aus/an	0,498/0,496
W^+Z KK 1200	aus/an	0,672/0,670
W^-Z KK 1200	aus/an	0,328/0,330
W^+Z sitop	aus/an	0,060/0,060
W^-Z sitop	aus/an	0,032/0,032

Tabelle 5.9: *Schwaches Szenario*: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte in fb für W^+Z und W^-Z Prozesse. Gezeigt werden die Resultate mit und ohne Detektoreffekte mit den Parametern des *schwachen Szenarios*: $m_{jj} > 550GeV$, $m_{l_{W,tagged}jEt2} > 100GeV$, aktives b -tagging mit $uds-non-b-Jet\ efficiency=1\%$.

Prozess	σ_{min}	σ_{Cuts}	Änderung[%]	#Ereignisse[$100fb^{-1}$]
$W^\pm Z$ SM	0,87	0,77	-12	77
$W^\pm Z$ KK 700	1,65	1,49	-10	149
$W^\pm Z$ KK 1200	1,12	1,00	-11	100
$W^\pm Z$ sitop	0,35	0,09	-74	9

Tabelle 5.10: *Schwaches Szenario* mit Detektoreffekten: Die zweite Spalte zeigt die totale Wirkungsquerschnitte $\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^\pm p_T jj)$ in fb mit den minimalen Cuts ($m_{jj} > 550GeV$, kein b -tagging, kein $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ Cut), die dritte Spalte die Resultate mit den Parametern des *schwachen Szenarios* ($m_{jj} > 550GeV$, $m_{l_{W,tagged}jEt2} > 100GeV$, $uds-non-b-Jet\ efficiency=1\%$). In Spalte 3 stehen die relativen Veränderungen der Wirkungsquerschnitte in %, die letzte Spalte listet für das *schwache Szenario* die zu erwartende Anzahl an Ereignissen mit $100fb^{-1}$ integrierter Luminosität auf.

Prozess	Detektoreffekte	$\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^\pm p_T jj)$
W^+Z <i>SM</i>	aus/an	0,434/0,436
W^-Z <i>SM</i>	aus/an	0,215/0,217
W^+Z <i>KK</i> 700	aus/an	0,858/0,862
W^-Z <i>KK</i> 700	aus/an	0,428/0,427
W^+Z <i>KK</i> 1200	aus/an	0,577/0,575
W^-Z <i>KK</i> 1200	aus/an	0,281/0,282
W^+Z <i>sitop</i>	aus/an	0,020/0,021
W^-Z <i>sitop</i>	aus/an	0,011/0,011

Tabelle 5.11: *Starkes Szenario*: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte in fb für W^+Z und W^-Z Prozesse. Gezeigt werden die Resultate mit und ohne Detektoreffekte mit den Parametern des *starken Szenarios*: $m_{jj} > 650GeV$, $m_{l_{W,tagged}jEt2} > 120GeV$, aktives b -tagging mit $uds-non-b$ -Jet *efficiency*=5%.

Prozess	σ_{min}	σ_{Cuts}	Änderung[%]	#Ereignisse[$100fb^{-1}$]
$W^\pm Z$ <i>SM</i>	0,87	0,65	-25	65
$W^\pm Z$ <i>KK</i> 700	1,65	1,29	-22	129
$W^\pm Z$ <i>KK</i> 1200	1,12	0,86	-23	86
$W^\pm Z$ <i>sitop</i>	0,35	0,03	-91	3

Tabelle 5.12: *Starkes Szenario* mit Detektoreffekten: Die zweite Spalte zeigt die totale Wirkungsquerschnitte $\sigma(pp \rightarrow l^+l^-l^\pm p_T jj)$ in fb mit den minimalen Cuts($m_{jj} > 550GeV$, kein b -tagging, kein $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ Cut), die dritte Spalte die Resultate mit den Parametern des *starken Szenarios*($m_{jj} > 650GeV$, $m_{l_{W,tagged}jEt2} > 120GeV$, $uds-non-b$ -Jet *efficiency*=5%). In Spalte 3 stehen die relativen Veränderungen der Wirkungsquerschnitte in %, die letzte Spalte listet für das *starke* Szenario die zu erwartende Anzahl an Ereignissen mit $100fb^{-1}$ integrierter Luminosität auf.

Diskussion

Zusammenfassend kann man aus diesen Ergebnissen entnehmen:

Die *singletop+Z* Produktion, die ohne weitere Behandlung einen respektablen Beitrag zum Hintergrund zu den betrachteten WBF Signalen darstellt, kann durch die hier vorgestellten Methoden wesentlich reduziert werden.

Als moderat effizientes, aber dennoch nützliches Hilfsmittel erweist sich ein Cut auf m_{jj} , wie Tabelle (5.6) zeigt. Im dargestellten Bereich reduzieren sich die *singletop+Z* Ereignisse um etwa das Fünffache dessen, was die Signale verlieren. Letzteres liegt im Bereich von einigen Prozent.

Deutlich stärker lässt sich der *singletop+Z* Untergrund mit dem in Tabelle (5.7) dargestellten Cut auf $m_{l_{W,tagged}jEt2}$ unterdrücken. Eine entsprechende Wahl erlaubt eine Reduzierung um Werte deutlich über 50% , allerdings bedeutet das auch einen Verlust an Signalereignissen der Größenordnung 10-15%.

In einem gewissen Parameterbereich erweist sich das *b*-tagging als das effizienteste Mittel zur Verbesserung des Verhältnisses Signal zu Untergrund, wie Tabelle (5.8) demonstriert. Dies gilt in besonderem Maße für kleine Werte der *non-b-Jet efficiency* in der Gegend von wenigen Prozent. Während die Signale nur geringfügige Verluste von einigen Prozent erleiden, reduziert sich der Hintergrund um substantielle Werte im Bereich von 50%. Letzteres kann zwar bei größeren *non-b-Jet efficiencies* noch erhöht werden, allerdings steigt dann die Verminderung der Signale rapide an.

In Tabelle (5.9) und Tabelle (5.10) wird mit dem *schwachen Szenario* eine kombinierte Anwendung aller Methoden für einen Parametersatz präsentiert, der eher auf eine geringe Reduktion der Signalprozesse abzielt. Gegenüber einem minimalen Satz von Cuts werden hier die Signale nur in der Größenordnung von $\approx 10\%$ vermindert, während die Anzahl der *singletop+Z*-Ereignisse um über 70% reduziert wird. Wie man erkennen kann, ist bei einer integrierten Luminosität² von $100fb^{-1}$ mit etwa 9 *singletop+Z*-Untergrundereignissen zu rechnen, während je nach Prozess zwischen 75 und 150 Signalereignisse zu erwarten sind.

Das *starke Szenario*, das in Tabelle (5.11) und Tabelle (5.12) vorgestellt wird, unterdrückt die *singletop+Z* Produktion in stärkerem Maße und nimmt dabei allerdings eine Reduzierung der Signale gegenüber den minimalen Cuts im Bereich von guten 20% in Kauf. Dafür verbleiben bei einer integrierten Luminosität von $100fb^{-1}$ aber auch nur noch eine so gut wie vernachlässigbare Anzahl von *singletop+Z* Ereignissen: Auf je nach Prozess 65 bis knapp 130 Signalereignisse kommen gerade mal drei *singletop+Z*-Ereignisse als Beiträge zum Untergrund.

²Die integrierte Luminosität ist ein Maß für die in einem gewissen Zeitraum an einem Detektor insgesamt gemessenen Anzahl von Ereignissen. Multipliziert man sie mit einem Wirkungsquerschnitt, so erhält man direkt die erwartete Menge an Ereignissen für den zugehörigen Prozess. $100fb^{-1}$ entspricht in etwa der Datennahme eines Jahres LHC Laufzeit an einem der beiden Detektoren ATLAS oder CMS nach Erreichen der Design-Luminosität.

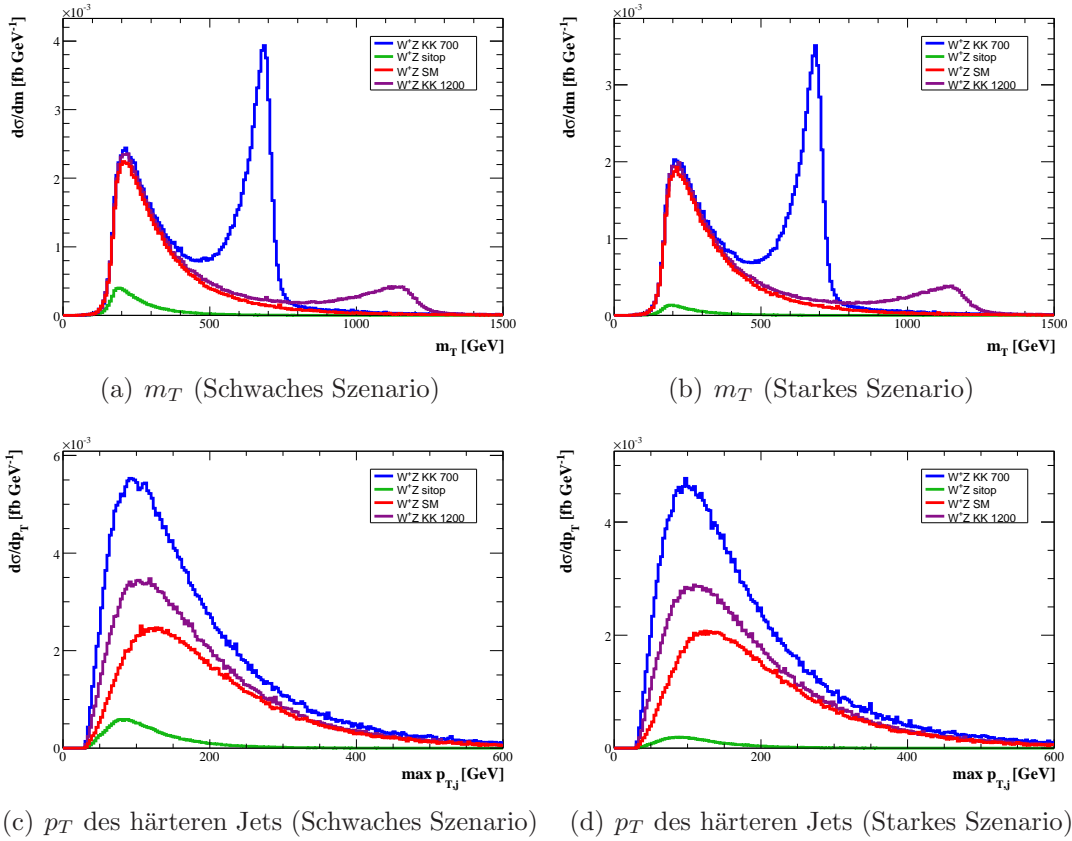


Abbildung 5.14: Verteilung der transverse cluster mass und des Transversalimpulses des härteren Jets innerhalb des *schwachen* und *starken* Szenarios inklusive Detektoreffekten

Aus dem Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Detektoreffekten wird ersichtlich, dass der Einfluß der experimentellen Ungenauigkeiten für alle betrachteten Prozesse und Szenarien im vernachlässigbaren Bereich liegt und maximal Werte im Bereich von wenigen Prozent erreicht.

Zur graphischen Veranschaulichung des in den beiden Szenarien verbleibenden Beitrags der *singletop+Z* Produktion zum Untergrund werden in Abb.5.14 die Verteilungen der transverse cluster mass und des Transversalimpulses der härteren Jets gezeigt. Man kann gut erkennen, dass die *singletop+Z* Produktion über weite Bereiche nur noch eine geringe Rolle spielt und speziell auch im Schwellengebiet von m_T stark reduziert wurde.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Diese Diplomarbeit untersuchte die simultane Produktion eines einzelnen *top*- oder Anti-*top*-Quarks und eines *Z*-Bosons am LHC in führender Ordnung. Der volle leptomische Zerfall beider Teilchen wurde integriert, d.h. die Signatur des Prozesses lautet

$$pp \rightarrow tZj \rightarrow l^+ \not{p}_T l^+ jj \quad \text{bzw.} \quad pp \rightarrow \bar{t}Zj \rightarrow l^- \not{p}_T l^- jj$$

Kapitel 2 erläuterte dazu zunächst einige allgemeine theoretischer Grundlagen. Sie umfassten SM- und BSM-Physik, wobei ein besonderes Augenmerk auf ein spezielles Kaluza-Klein-Modell gelegt wurde. Es basiert auf einer zusätzlichen Raumdimension. Seine Phänomenologie enthält kein Higgs-Teilchen, aber dafür massive Anregungen der elektroschwachen SM-Eichbosonen *W* und *Z*. Außerdem wurde die grundsätzliche Vorgehensweise der Berechnung von Wirkungsquerschnitten insbesondere mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden vorgeführt.

Als Nächstes wurde in Kapitel 3 mit den WBF Prozessen eine spezielle Klasse von Reaktionen mit einzigartigen kinematischen Eigenschaften vorgestellt. Die Wichtigkeit der *singletop+Z* Produktion als Hintergrundprozess zu WBF Signalen konnte motiviert werden.

Im Anschluss fand in Kapitel 4 die konkrete Berechnung der *singletop+Z* Produktion statt. Die Behandlung der Matrixelemente und des Phasenraums sowie die dabei verwendeten Methoden und Programme wurden im Detail erläutert. Die im Zuge der Rechnung angewandten Näherungen wurden motiviert und abgeschätzt. Die Präsentation der Resultate erfolgte in Form von totalen Wirkungsquerschnitten und Verteilungen ausgewählter Variabler. Darin fanden sich die erwarteten WBF Merkmale wieder, ebenso wie eine deutlich sichtbare Abhängigkeit von der Faktorisierungsskala. Zudem wurde ein Vergleich mit der ähnlich strukturierten *singletop+W* Produktion durchgeführt und dadurch die Größe des Wirkungsquerschnitts der *singletop+Z* Produktion gut bestätigt. Kapitel 5 befasst sich dann mit der Untersuchung der *singletop+Z* Produktion als Beitrag zum Hintergrund zu drei repräsentativen Signalprozessen. Dabei hat sich zunächst gezeigt, dass die *singletop+Z* Produktion innerhalb einer Liste aus minimalen Detektorakzeptanz- und WBF-Cuts eine vergleichbare Größenordnung hat wie die die Signale. Auch eine Betrachtung differentieller Wirkungsquerschnitte bestätigte die Notwendigkeit zur Reduktion des *singletop+Z* Beitrags zum Untergrund. Eine Analyse verschiedener Observabler führte zu dem Resultat, dass sich zum einen die invariante Masse der beiden Jets m_{jj} und zum anderen die Größe $m_{l_{W,\text{tagged}}jEt2}$ mittels eines Cuts zur Verbesserung des Verhältnisses der Signale zum *singletop+Z* Untergrund eignen. Die invariante Masse $m_{l_{W,\text{tagged}}jEt2}$ wurde dazu unter Ausnutzung der prozessspezifischen kinematischen

Eigenschaften der *singletop+Z* Produktion über Lepton- und Jettagging-Algorithmen konstruiert. Des Weiteren bezog die Analyse mit dem *b*-tagging ein aus dem experimentellen Bereich stammendes Konzept mit ein. Zuletzt wurden die Effizienzen der verschiedenen Methoden zur Untergrundreduktion sowie der Einfluss der endlichen Detektoraufösung in Form von einer Reihe von Tabellen und Abbildungen präsentiert und anschließend diskutiert. Dies lieferte das Resultat, dass sich die *singletop+Z* Produktion bei einem vergleichbar geringen Verlust an Signalereignissen auf ein Minimum reduzieren lässt. Das konnte im Besonderen an zwei ausgewählten Parameter-Szenarien verdeutlicht werden. Sie ermöglichten es, pro *singletop+Z* Hintergrund-Ereigniss mehr als die zehnfache bzw. zwanzig- bis dreißigfache Anzahl an Signalereignissen zu erzeugen.

Anhang A

Parameter

Die Berechnungen dieser Diplomarbeit wurden ausschließlich für Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14TeV durchgeführt. Die elektroschwachen Parameter des Standardmodells wurden wie folgt gewählt:

$$\begin{aligned}G_F &= 1,16639\text{GeV}^{-2} \\m_W &= 80,423\text{GeV} \\m_Z &= 91,188\text{GeV}\end{aligned}$$

Daraus ergibt sich mithilfe der in führender Ordnung geltenden Beziehungen:

$$\begin{aligned}\sin^2(\Theta_W) &= 0,22217 \\ \alpha_{QED} &= \frac{1}{132,44}\end{aligned}$$

Für die Parton-Verteilungsfunktionen werden die CTEQ611 aus [11] verwendet. Die Faktorisierungsskalen μ_F werden auf einen für die einzelnen Prozesse angepassten, konstanten Wert gesetzt:

$$\mu_F = \begin{cases} \frac{m_W+m_Z}{2} & W^\pm Z \text{ SM}/W^\pm Z \text{ KK} \\ \frac{m_Z+m_t}{4} & \text{singletop}+Z \text{ Produktion} \end{cases}$$

Durch die Abwesenheit starker Wechselwirkung in allen betrachteten Prozessen muss weder für α_S noch für Renormierungsskala μ_R eine Wahl getroffen werden. Die *top*-Quark Parameter werden [32] entnommen:

$$\begin{aligned}m_t &= 170,9\text{GeV} \\ \Gamma_t &= 1,299\text{GeV}\end{aligned}$$

Anhang B

Detektoreffekte

Die Messgenauigkeit der verschiedenen Teilcheneigenschaften unterliegt Einschränkungen durch die endliche Detektorauflösung. Um realistischere Resultate zu erhalten, ist es also sinnvoll, die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung zur Modellierung dieser Effekte entsprechend analytisch zu modifizieren. Eine gute Wahl dafür ist es, die Impulse bzw. Energien der an einem Ereignis beteiligten Teilchen mit einer Gaußfunktion zu falten. Diese hat den Erwartungswert 0 und “verschmiert” gewissermassen die Teilcheneigenschaften, die Cuts werden erst anschließend angewandt.

Die konkrete Umsetzung dieser Vorgehensweise basiert auf den CMS NOTES [33]. Die Varianzen der Gaußfunktion werden dabei für die Jets in drei Rapiditätsbereiche eingeteilt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \begin{cases} 5,6E_T^{-1} \oplus 1,25\sqrt{E_T^{-1}} \oplus 0,033 & |y| < 1,4 \\ 4,8E_T^{-1} \oplus 0,89\sqrt{E_T^{-1}} \oplus 0,043 & 1,4 \leq |y| \leq 3,0 \\ 3,8E_T^{-1} \oplus 0,089 & 3,0 < |y| \leq 5,0 \end{cases}$$

Für die geladenen Leptonen gilt

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,02$$

und für die Varianz des fehlenden Transversalimpulses, der dem Neutrino zugewiesen wird:

$$\frac{\Delta p_{x,y}}{p_{x,y}} = 0,63\sqrt{\sum E_T}$$

Um die invariante Masse bei dieser Prozedur nicht zu verändern, werden alle Komponenten der Vierervektoren jeweils mit dem gleichen Faktor multipliziert.

Anhang C

Automatische Berechnung von Matrixelementen

Bei der perturbativen Berechnung von unpolarisierten Wirkungsquerschnitten werden die Quadrate von Matrixelementen gemäß Gl. (2.21) benötigt:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{\#Farben, Pol. \text{ Anfang}} \sum_{Farben, Pol. \text{ End}} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{C.1})$$

$$\text{mit } \mathcal{M} = \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \dots + \mathcal{A}_k \quad (\text{C.2})$$

Darin tragen k Feynman-Diagramme bei, über die Quantenzahlen des Anfangszustands wird gemittelt und über die des Endzustandes summiert. Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Herangehensweisen, um diesen Ausdruck zu behandeln: Die Spurtechnik und die Amplitudentechnik.

Die **Spurtechnik** basiert auf der Berechnung der einzelnen Terme von

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{A}_1|^2 + |\mathcal{A}_2|^2 + 2 \cdot \text{Re}(\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2) + \dots \quad (\text{C.3})$$

Die Komplexität der Rechnung wächst damit in etwa mit dem Quadrat der Anzahl der Feynmandiagramme $\mathcal{O}(k^2)$.

Bei der **Amplitudentechnik** wird dagegen jede Amplitude \mathcal{A}_i einzeln als komplexe Zahl bestimmt. Dann kann daraus auf einfachem Wege durch Summation zunächst \mathcal{M} berechnet werden und dann die Betragsbildung stattfinden. Die Komplexität wächst hier nur proportional zur Anzahl der Feynmangraphen $\mathcal{O}(k)$.

Die Spurtechnik kann nur für kleine k Vorteile bieten, für die *singletop+Z* Produktion ist die Amplitudentechnik sinnvoller.

HELAS

Zur Umsetzung der Amplitudentechnik steht mit den HELAS (**HEL**icity **Amplitude** **S**ubroutines) [34] ein sehr effizientes Hilfsmittel zur Verfügung. HELAS ist ein Satz von FORTRAN77 Subroutinen, die die Berechnung einer beliebigen Amplitude \mathcal{A} in führender Ordnung erlauben. Diese Subroutinen können in zwei Kategorien eingeteilt werden: Die externen Linien und die Vertices. Die vollständige Liste aller Möglichkeiten für die externen Linien ist in Abb.C.1 zu sehen, für die Vertices umfasst eine analoge Auflistung 23 Subroutinen.

External line	Subroutine
Flowing-In Fermion	IXXXXX
Flowing-Out Fermion	OXXXXX
Vector Boson	VXXXXX
Scalar Boson	SXXXXX

Abbildung C.1: Liste der HELAS -Subroutinen für die externen Linien aus [34].

Mit der richtigen Handhabung dieser überschaubaren Anzahl Subroutinen kann jedes Feynmandiagramm für einen gegebenen Phasenraumpunkt in Form einer komplexen Zahl berechnet werden. Zur Demonstration der Funktionsweise von HELAS werden im Folgenden einige der Routinen, wie sie auch in der *singletop+Z* Produktion verwendet werden, im Detail vorgestellt:

- `CALL OXXXXX(P(0,3),TMASS,NHEL(3),+1*IC(3),W(1,3))`

Berechnung des Spinors $W(1,3)$ des auslaufenden *top* Quarks mithilfe seines Impulses $P(0,3)$, seiner Masse $TMASS$, seiner Helizität $NHEL(3)$ und der Information, dass es sich um ein *top* und kein *Anti-top* handelt ($+1*IC(3)$).

- `CALL JIOXXX(W(1,2),W(1,3),GWF ,WMASS ,WWIDTH,W(1,7))`

Berechnung des Vektorstroms $W(1,7)$ des *W*-Bosons mithilfe des einlaufenden *b*-Spinors $W(1,2)$, des auslaufenden *t*-Spinors $W(1,3)$, der Kopplung des *tbW*-Vertexes GWF und der *W*-Masse $WMASS$ und Breite $WWIDTH$.

MADGRAPH

Um nicht von Hand nach allen zu einem Prozess beitragenden Diagrammen suchen und sie per HELAS berechnen zu müssen, wurde der Matrixelement-Generator MADGRAPH [35] entwickelt. Mit der Eingabe einiger weniger Parameter, wie den Anfangs- und Endzustandsteilchen, der maximal erlaubten Ordnung der Kopplungen und optional den Spezifikationen des zugrunde liegenden theoretischen Modells, erstellt MADGRAPH eine FORTRAN Funktion, die das Matrixelement aus Gl. (C.1) unter Verwendung der HELAS -Routinen berechnet. Die Vorgehensweise ist dabei die folgende:

Zunächst werden einem einfachen Algorithmus folgend alle möglichen Topologien für die gegebene Anzahl externer Teilchen kreiert. Dann werden den einzelnen Linien in diesen Topologien systematisch physikalische Teilchen zugewiesen und alle im gewählten Modell nicht erlaubten Topologien aussortiert. Damit hat man alle beitragenden Feynmandiagramme gefunden, sie werden als Nebenprodukt in graphischer Form ausgegeben. Anschließend werden die Farb- und Symmetriefaktoren für jedes Diagramm ermittelt und zuletzt der HELAS basierte Programm Code erstellt. Letzteres beginnt immer mit den externen Linien und arbeitet dann systematisch alle Vertices ab.

Für die *single* $top+Z$ Produktion wurde MADGRAPH u.a. verwendet, um das Matrixelement für den partonischen Subprozess $ub \rightarrow tde^+e^-$ zu erstellen. Zur Veranschaulichung zeigt der folgende Programmtext den Beginn der Ausgabe von MADGRAPH :

```

SUBROUTINE SMATRIX(P,ANS)
C
C Generated by MadGraph II
C MadGraph StandAlone Version
C RETURNS AMPLITUDE SQUARED SUMMED/AVG OVER COLORS
C AND HELICITIES
C FOR THE POINT IN PHASE SPACE P(0:3,NEXTERNAL)
C
C FOR PROCESS : u b -> t d e+ e-

```

Darin bezeichnet ANS das Ergebnis in Form einer reellen Zahl und P enthält die Viererimpulse der NEXTERNAL=6 externen Teilchen. Im Kernstück des Programms findet man die HELAS Routinen wieder. Abb.C.2 zeigt ein Beispiel der graphischen Veranschaulichung der Feynmandiagramme, die MADGRAPH liefert.

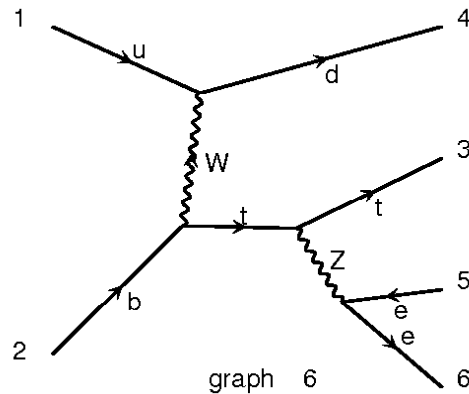


Abbildung C.2: Beispiel für ein mit MADGRAPH generiertes Feynmandiagramm für den Prozess $ub \rightarrow tde^+e^-$.

top-Zerfall

Der Zerfall des *top* Quarks über den Kanal $t \rightarrow bW^+ \rightarrow bl^+\nu_l$ kann mithilfe der HELAS Routinen in den MADGRAPH Code des Prozesses $ub \rightarrow tde^+e^-$ unter Berücksichtigung der vollen Spin-Korrelation integriert werden. Die grundsätzliche Idee dabei ist die Ersetzung des *top*-Spinors durch den Spinor $\text{top}(1,1)$, den man nach Anwendung der folgenden HELAS Routinen erhält:

```

call JIOXXX(ext(1,7), ext(1,8), GWF, WMASS, WWIDTH, top(1,0))
call FVOXXX(ext(1,4), top(1,0), GWF, TMASS, TWIDTH, top(1,1))

```

Die erste Zeile berechnet zunächst den Vektorstrom $\text{top}(1,0)$ des W^+ Bosons aus den beiden neu hinzugefügten, externen Spinoren des positiven Leptons $\text{ext}(1,7)$ und des

Neutrinos $\text{ext}(1,8)$. Die weiteren Parameter sind hier die Kopplung am entsprechenden Vertex GWF und mit WMASS und WWIDTH die Masse und Breite des W . Die anschließende Routine kombiniert dann auf ähnliche Weise den Spinor des externen b -Quarks $\text{ext}(1,4)$ mit dem W -Vektorstrom $\text{top}(1,0)$ und gibt mit $\text{top}(1,1)$ den gesuchten Spinor aus.

Eine Veranschaulichung der Implementierung des top -Zerfalls ist in Abb.C.3 zu sehen.

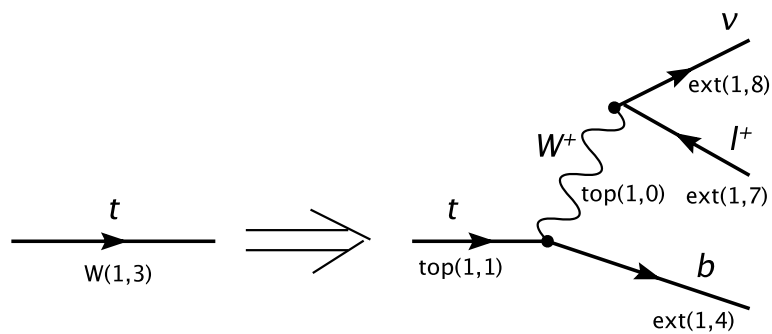


Abbildung C.3: Ersetzung des ursprünglichen top -Spinors aus dem MADGRAPH Code durch den Spinor $\text{top}(1,1)$, der den Zerfall enthält. .

Auf analoge Weise wurde auch der Zerfall des Anti- top Quarks behandelt und in die $singletop+Z$ Produktion integriert.

Literaturverzeichnis

- [1] Franz Mandl and Graham Shaw, “Quantenfeldtheorie”, 1993
- [2] G. Abbiendi, et al., “Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP”, Phys.Lett. B565 (2003) 61-75, [arXiv:hep-ex/0306033v1]
- [3] C. D. Froggatt, L. V. Laperashvili, R. B. Nevzorov, H. B. Nielsen and M. Sher, “The two-Higgs doublet model and the multiple point principle”, [arXiv:hep-ph/0412333]
- [4] A. K. Das and C. Kao, “A Two Higgs Doublet Model for the Top Quark”, Phys. Lett. B **372** (1996) 106 [arXiv:hep-ph/9511329].
- [5] Stephen P. Martin, “A Supersymmetry Primer”, [arXiv:hep-ph/9709356]
- [6] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, Gia Dvali, “The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter”, [arXiv:hep-ph/9803315]
- [7] Lisa Randall and Raman Sundrum, “A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension”, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001 [arXiv:hep-ph/9905221]
- [8] 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]
- [9] M.Böhm, A. Denner, H.Joos, “Gauge Theories of the Strong and Electroweak Interaction ”, Teubner(2001)
- [10] L. H. Ryder, “Quantum Field Theory ”, Cambridge University Press(1996)
- [11] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, W.K. Tung, “New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis”, [arXiv:hep-ph/0201195v3]
- [12] G. P. Lepage, “Vegas: An Adaptive Multidimensional Integration Program”, CLNS-80/447
- [13] V. D. Barger, R. J. N. Phillips and D. Zeppenfeld, “Mini - jet veto: A Tool for the heavy Higgs search at the LHC”, Phys. Lett. B **346** (1995) 106, [arXiv:hep-ph/9412276].
- [14] D.L. Rainwater , “Intermediate-Mass Higgs Searches in Weak Boson Fusion”, [arXiv:hep-ph/9908378]

- [15] D. Zeppenfeld, “ Collider Physics ”, [arXiv:hep-ph/9902307]
- [16] J. Bagger, V. Barger, K. Cheung, J. Gunion, T. Han, G. A. Ladinsky, R. Rosenfeld, C.-P. Yuan, “LHC Analysis of the Strongly Interacting WW System: Gold-Plated Modes”, [arXiv:hep-ph/9504426v2]
- [17] Christoph Englert, “Spin 1 Resonances in Vector Boson Fusion Processes in Warped Higgsless Models ”, Diplomarbeit, ITP Karlsruhe 07/2007
- [18] T. Stelzer, Z. Sullivan, S. Willenbrock, “Single-top-quark production via W-gluon fusion at next-to-leading order”, Phys. Rev. **D56** 5919-5927 (1997), [arXiv:hep-ph/9705398v2]
- [19] M. C. Smith, S. S. Willenbrock, “QCD and Yukawa corrections to single-top-quark production via $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$ ”, Phys. Rev. **D 54**, 6696 (1996)
- [20] A. S. Belyaev, E. E. Boos, L. V. Dudko, “Single top quark at future hadron colliders: Complete signal and background study”, Phys. Rev. **D 59**, 075001 (1999) [arXiv:hep-ph/9806332]
- [21] Tim M.P. Tait, “The t W- Mode of Single Top Production”, Phys. Rev. **D 61** (2000) 034001, [arXiv:hep-ph/9909352v1]
- [22] N.Kauer, “Top quark pair production beyond the double-pole approximation: $pp, p\bar{p} \rightarrow 6$ fermions and 0, 1, or 2 additional partons”, Phys. Rev. **D 67**, 054013, American Physical Society(2003)
- [23] M.E. Peskin, D.V. Schroeder, “An Introduction to Quantum Field Theory”, Westview Press(1995)
- [24] Manuel Bähr, “Erzeugung einzelner Top-Quarks als Hintergrund bei der Higgs-Suche”, Diplomarbeit, ITP Karlsruhe 11/2005
- [25] G. Bozzi, B. Jäger, C. Oleari, D. Zeppenfeld, “Next-to-leading order QCD corrections to $W+Z$ and $W-Z$ production via vector-boson fusion”, Phys. Rev. **D 75**, 073004 (2007), [arXiv:hep-ph/0701105v2]
- [26] W.M. Yao *et al.* [Particle Data Group], “Review of particle physics”, J. Phys. **G 33** (2006) 1
- [27] G. Cacciapaglia, C. Csaki, C. Grojean and J. Terning, “Curing the ills of Higgsless models: The S parameter and unitarity”, Phys. Rev. **D 71**, 035015 (2005) [arXiv:hep-ph/0409126]
- [28] Michele Papucci, “NDA and perturbativity in Higgsless models”, [arXiv:hep-ph/0408058v1]
- [29] M. Jacob and G. C. Wick, “On the general theory of collisions for particles with spin”, Annals Phys. **7** (1959) 404 [Annals Phys. **281** (2000) 774]

-
- [30] A. Rizzi, F. Palla, G. Segneri, “Track impact parameter based b-tagging with CMS”, CMS-NOTE-2006-019
 - [31] C. Weiser, “A Combined Secondary Vertex Based B-Tagging Algorithm in CMS”, CMS-NOTE-2006-014
 - [32] Tevatron Electroweak Working Group, “A Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark”, [arXiv.org:hep-ex/0703034],(1997)
 - [33] C. Weiser, “A Combined Secondary Vertex Based B-Tagging Algorithm in CMS”, CMS NOTE 2006/014
 - [34] H. Murayama, I. Watanabe and K. Hagiwara, “HELAS: HELicity amplitude sub-routines for Feynman diagram evaluations”, KEK-91-11
 - [35] T. Stelzer, W. F. Long, “Automatic Generation of Tree Level Helicity Amplitudes”, Comput.Phys.Commun. 81 (1994) 357-371 [arXiv:hep-ph/9401258]

Danksagung

Zunächst möchte ich Herrn Zeppenfeld dafür danken, dass ich eine Diplomarbeit auf einem ebenso interessanten wie hochaktuellen Themengebiet anfertigen konnte. Außerdem bin ich für die gute Betreuung und das jederzeit offene Ohr für Fragen aller Art dankbar.

Bei Herrn Nierste bedanke ich mich für die Bereitschaft, das Koreferat zu übernehmen.

Des Weiteren gilt mein Dank den Mitgliedern des Instituts für die lockere und zugleich professionelle Atmosphäre sowie das hohe Maß an Hilfsbereitschaft, das mir von allen Seiten entgegengebracht wurde. Neben Gunnar Klämke und Manuel Bähr hat vor allem Christoph Englert sehr viel Zeit damit verbracht, mir Fragen zu beantworten und mir bei der Lösung von einer Vielzahl von Problemen zu helfen, ein großes Dankeschön dafür.

Vielen Dank auch an die Korrekturleser Bastian Feigl, Andreas Bauer und Viktor Mauch.

Zu guter Letzt bedanke ich mich bei meinen Eltern, ohne deren Rückhalt und Unterstützung diese Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.