



FACHBEREICH MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN
FACHGRUPPE PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL

**Training von neuronalen Netzen zur Suche
nach direkter Einzel-Top-Quark-Produktion
durch flavour-ändernde neutrale Ströme
in den Prozessen $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$**

Thesis

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science (B.Sc.)
im Studiengang Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

vorgelegt von
Joshua Reidelstürz

Erstprüfer: Herr Prof. Dr. Wolfgang Wagner

Zweitprüfer: Herr Dr. PD Frank Ellinghaus

Überarbeitete Fassung

Ursprüngliche Abgabe: 30. August 2017



Einleitung

Die Physik wird derzeit durch mehrere Theorien beschrieben. Während auf großen Skalen die Gravitation durch die allgemeine Relativitätstheorie beschrieben wird, sind die restlichen Wechselwirkungen und die Physik der Elementarteilchen auf sehr kleinen Skalen durch das Standardmodell (SM) beschrieben. Doch während beide dieser Theorien viele Vorhersagen machen, die mit hoher Präzision bestätigt werden, so sind es dennoch keine endgültigen und alles umfassenden Theorien. Die in der Kosmologie nicht zu vernachlässigende Gravitationskraft wird im Standardmodell nicht beschrieben, und auch auf kleinen Distanzen geht man davon aus, dass das SM für große Energien keine gute Beschreibung der Teilchenphysik mehr liefert. Deshalb ist es ständige Bemühung in der Teilchenphysik Erweiterungen des SM, wie etwa die Vereinigung mit der allgemeinen Relativitätstheorie, zu entwickeln und zu testen.

Im SM werden Quarks nur über ein geladenes Austauschteilchen in andere Quarks umgewandelt. Ein Austauschteilchen, welches die Umwandlung von Quarks in andere Quarks derselben Ladung ermöglicht, kommt daher nicht im SM vor, und wird als flavour-ändernder neutraler Strom (FCNC) bezeichnet. Da solche Prozesse von verschiedenen über das SM hinausgehenden Modellen vorhergesagt werden, bieten sie eine Möglichkeit diese Modelle zu überprüfen.

Teilchenbeschleuniger, welche Teilchen auf hohe Energien beschleunigen und zur Kollision bringen, ermöglichen die Erforschung von Teilchenprozessen. Bei den Teilchenkollisionen entstehen durch verschiedene Prozesse neue Teilchen. Diese werden in einem Teilchendetektor möglichst präzise identifiziert und ihr Impuls und ihre Energie gemessen. Mit diesen vom Teilchendetektor aufgenommenen Daten kann auf die im Detektor stattfindenden Teilchenprozesse zurück geschlossen werden. Der größte Teilchenbeschleuniger ist der Large Hadron Collider (LHC) am CERN, welcher Protonen in einem Beschleunigerring in beide Richtungen beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV zur Kollision bringt. ATLAS ist einer der Teilchendetektoren am LHC, in denen die Protonen zur Kollision gebracht werden. Dabei ist der Zerfall des schwersten bekannten Quarks, des Top-Quarks, von besonderem Interesse, da das Top-Quark aufgrund seiner kurzen Lebensdauer keine Bindungszustände mit anderen Quarks eingehen kann, bevor es zerfällt, und aufgrund seiner großen Masse beim Zerfall hochenergetische Zerfallsprodukte erzeugt. Durch eine Analyse der vom Detektor aufgezeichneten Prozesse kann auf die Wirkungsquerschnitte der Zerfallskanäle des Top-Quarks und somit auf Abweichungen vom SM wie mögliche FCNC-Prozesse zurück geschlossen werden. Um die nach dem SM erwarteten Vertei-

lungen der vom Detektor gemessenen Variablen zu bestimmen, werden Monte Carlo Simulationen verwendet.

Wird nach einem bestimmten Signalprozess gesucht, so muss dieser von Untergrundprozessen, welche eine ähnliche Signatur wie das Signal besitzen, unterschieden werden. Dazu kann neben Schnitten auf die Teilchensignatur des Signalprozesses ein neuronales Netz verwendet werden. Dieses wird mit simulierten Monte Carlo Daten trainiert und kombiniert mehrere aus den gemessenen Daten rekonstruierte Variablen zu einer Ausgangsvariable mit Wertebereich von null bis eins, welche den Ereignissen aus Untergrundprozessen möglichst niedrige und den Ereignissen aus Signalprozessen möglichst hohe Werte zuschreibt und so den Untergrund vom Signal trennt.

In dieser Arbeit werden neuronale Netze mit simulierten Daten für den ATLAS Detektor trainiert, um die Prozesse $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$, welche direkte Einzel-Top-Quark-Produktion durch flavour-ändernde neutrale Ströme beschreiben, von den Untergrundprozessen des Standardmodells zu trennen. Um die Qualität der neuronalen Netze und den Einfluss der im Training verwendeten Anzahl an Variablen zu untersuchen, werden erwartete obere Limits der Wirkungsquerschnitte der Signalprozesse berechnet.

Inhaltsverzeichnis

1	Standardmodell	1
1.1	Elektroschwache Vereinheitlichung	2
1.2	CKM-Matrix	3
1.3	Starke Wechselwirkung	3
1.4	Theoretische Vorhersagen	4
1.5	Unvollständigkeit	5
2	Das Top-Quark	6
2.1	Top-Quark-Produktion und Zerfall	6
2.2	FCNC-Prozesse und effektive Feldtheorie	7
2.3	Untergrund	9
3	Large Hadron Collider	11
3.1	ATLAS Detector	12
3.1.1	Spurdetektor	12
3.1.2	Kalorimeter	13
3.1.3	Myonspektrometer	13
4	Daten	15
4.1	Rekonstruktion	15
4.2	Schnitte	15
5	Analyse	19
5.1	Neuronales Netz	19
5.2	Rekonstruktion und Wahl der Variablen	19
5.3	Bestimmung und Analyse signifikanter Variablen	20
5.4	Vorprozessieren der Variablen	26
5.5	Training	27
6	Erwartetes oberes Limit	31
7	Zusammenfassung	36
	Literaturverzeichnis	39

1 Standardmodell

Das Standardmodell (SM) ist eine Quanten-Feld-Theorie, in welcher drei der vier elementaren Wechselwirkungen und ihre Interaktionen mit allen bekannten Elementarteilchen beschrieben werden. Die Wechselwirkungen unterliegen der Symmetriegruppe $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ und werden durch den Austausch von Vektorbosonen, Teilchen mit einem Spin von eins, beschrieben: Die starke Wechselwirkung wird von 8 Gluonen, die elektromagnetische Wechselwirkung vom Photon γ und die schwache Wechselwirkung von den Bosonen W^+ , W^- und Z^0 vermittelt. Die Materieteilchen werden als Fermionen bezeichnet, besitzen einen Spin von $1/2$ und sind in Leptonen und Quarks unterteilt. Diese werden, jeweils ihrer Masse nach aufsteigend, in drei Teilchenpaaren geordnet, welche als Generationen oder Familien bezeichnet werden. In jeder Quark-Generation befindet sich ein Up-Typ-Quark mit Ladung $Q = +2/3$ und ein Down-Typ-Quark mit Ladung $Q = -1/3$. In den Lepton Generationen befindet sich jeweils ein Lepton mit Ladung $Q = -1$ und ein dazugehöriges masseloses Neutrino mit Ladung $Q = 0$. Zusätzlich gibt es zu jedem Fermion ein identisches Antiteilchen mit entgegengesetzten Ladungsquantenzahlen. Eine Übersicht der Elementarteilchen des SM und deren Kopplung an die verschiedenen Wechselwirkungen ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

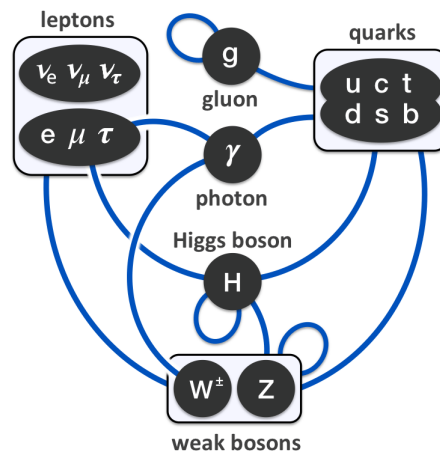


Abbildung 1.1: Elementare Wechselwirkungen und Teilchen im SM. Linien zeigen, welche Teilchen an welche Wechselwirkungen koppeln. Leptonen, Quarks und Bosonen der schwachen Wechselwirkung sind jeweils in Gruppen zusammengefasst. Bild übernommen aus [1].

Massen erhalten die Teilchen im SM durch den sogenannten Higgsmechanismus. Aufgrund der geforderten Symmetrien der Eichtheorie können die Massen der Vektorbosonen nicht durch Massenterme in der Lagrange-Dichte beschrieben werden. Stattdessen wird ein skalares Feld, das Higgsfeld, eingeführt, welches einen von Null verschiedenen Grundzustand besitzt. Da das Higgsfeld in diesem Grundzustand nicht mehr die angenommenen Symmetrien erfüllt, wird der Übergang des Higgsfeldes in den Grundzustand auch spontane Symmetriebrechung genannt. Befindet sich das Higgsfeld in seinem Grundzustand, führt eine Kopplung von Teilchen an das Higgsfeld zu neuen Massen-Eigenzuständen, in denen die Teilchen eine Masse besitzen. Die Massen der Teilchen werden zwar von der Theorie nicht vorhergesagt, jedoch wurde das Higgsteilchen, eine Anregung des Higgsfeldes, mit dem ATLAS und CMS Detektor am LHC nachgewiesen [2, 3] und die Theorie somit bestätigt.

1.1 Elektroschwache Vereinheitlichung

In der von Salam und Weinberg entwickelten elektroschwachen Vereinheitlichung wird die elektromagnetische und schwache Kraft durch eine einheitliche Wechselwirkung beschrieben. Die der Theorie zugrunde liegende Symmetrie $U(1) \times SU(2)$ führt zu vier masselosen Bosonen B_0 , W_0 , W_1 und W_2 . Das B_0 Boson koppelt dabei an die schwache Hyperladung Y der $U(1)$ Symmetrie und die Bosonen W_0 , W_1 und W_2 an die z -Komponente T_z des schwachen Isospins T der $SU(2)$ Symmetrie. Nach der spontanen Symmetriebrechung bilden sich die bekannten Bosonen γ , Z^0 , W^+ und W^- als Linearkombinationen der ursprünglichen Bosonen. Die Bosonen der schwachen Wechselwirkung erhalten dabei eine Masse und das Photon γ nicht. Photonen und Z^0 Bosonen sind selbst in Y und T_z ungeladen und koppeln an eine Linearkombination aus Y und T_z . Für das Photon ist dies die elektrische Ladung $Q = Y/2 + T_z$. Die $W^\pm$ Bosonen koppeln dagegen nur an T_z und werden aufgrund ihrer aus $T_z = \pm 1$ und $Y = 0$ resultierenden elektrischen Ladung $Q = \pm 1$ auch als geladene Ströme bezeichnet.

Eine wichtige Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung ist, dass geladene Ströme der schwachen Wechselwirkung nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppeln. Da dies die Paritätssymmetrie bricht, wird die schwache Wechselwirkung als maximal paritätsverletzend bezeichnet. Mathematisch ist dies in die Theorie integriert, indem linkshändige Fermionen als Dubletts mit $T = 1/2$ und rechtshändige Fermionen als Singulets mit $T = 0$ beschrieben werden. Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht der elektroschwachen Quantenzahlen aller Fermionen.

Tabelle 1.1: Fermionen im SM mit Angabe des schwachen Isospins T , dessen z -Komponente T_z , der schwachen Hyperladung Y und der daraus resultierenden elektrischen Ladung Q .

Fermionen			T	T_z	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ +1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R	μ_R	τ_R	0		-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ +1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/3 \\ 1/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R	c_R	t_R	0		+4/3	+2/3
d_R	s_R	b_R	0		-2/3	-1/3

1.2 CKM-Matrix

Die Masseneigenzustände der Quarks entsprechen nicht den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung. Dies hat zur Folge, dass geladene Ströme den Quark-Flavour nicht erhalten. Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung können durch eine Mischung der down-artigen Quarks (d, s, b) zu neuen Quark Dubletts gebildet werden. Diese Mischung wird mithilfe der sogenannten Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix oder kurz CKM-Matrix (1.1) beschrieben.

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Geladene Ströme der schwachen Wechselwirkung wandeln die Quarks innerhalb der Quark-Dubletts (u, d'), (c, s') und (t, b') ineinander um. Aufgrund von Beschränkungen des SM auf die CKM-Matrix wie deren Unitarität, wird sie durch nur vier freie Parameter beschrieben, die experimentell bestimmt werden müssen.

1.3 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung basierend auf der SU(3) Symmetrie wird durch acht Gluonen vermittelt, welche an die drei sogenannten Farbladungen der Wechselwirkung koppeln. Die Farbladungen werden als Rot, Grün und Blau für Teilchen und Antirot, Antigrün und Antiblau für Antiteilchen bezeichnet. Eine Bildung von farbneutralen zusammengesetzten Teilchen ist dabei nicht nur durch Kombination einer Farbe und ihrer Antifarbe möglich, sondern auch durch Kombination der drei Farben und

Kombination der drei Antifarben möglich. Farbladung tragen neben den Gluonen selbst nur die Quarks. Die Farbladung eines Gluons ist eine Mischung aus einer acht-dimensionalen Basis aus Farbladungszuständen. Alle möglichen Kombinationen von einer Farbe und einer Antifarbe und alle Mischungen dieser Zustände bilden einen neun-dimensionalen Zustandsraum. Verbietet man alle vom Singulett-Zustand $(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})/\sqrt{6}$ linear abhängenden Zustände, bleibt der acht-dimensionale Farbraum der Gluonen übrig. Quarks tragen eine Farbladung und Antiquarks eine Antifarbladung. Sie können daher über die starke Wechselwirkung Quark-Antiquark-Paare, welche als Mesonen bezeichnet werden, und Zusammenschlüsse von drei Quarks oder drei Antiquarks, sogenannte Baryonen, bilden. Wichtige Baryonen sind das Proton, zusammengesetzt aus zwei u-Quarks und einem d-Quark, und das Neutron, zusammengesetzt aus zwei d-Quarks und einem u-Quark. Mesonen und Baryonen bilden zusammen die Gruppe der Hadronen, zusammengesetzte Teilchen, welche von der starken Wechselwirkung zusammengehalten werden. Nach außen sind zusammengesetzte Teilchen farbneutral, und da die starke Wechselwirkung mit zunehmender Distanz aufgrund der Wechselwirkung der Gluonen untereinander beliebig groß wird, können keine freien nicht farbneutralen Teilchen entstehen. Da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei großen Impulsüberträgen klein wird, verhalten sich Quarks in gebundenen Zuständen bei großen Schwerpunktsenergien annähernd frei. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet.

1.4 Theoretische Vorhersagen

Ein wichtiger Aspekt der Teilchenphysik ist es, Vorhersagen des SM mit experimentellen Daten zu vergleichen. In diesem Fall ist der experimentelle Kontext ein Proton-Proton-Stoß. Da Protonen zusammengesetzte Teilchen sind, stoßen nicht die Protonen selbst miteinander, sondern jeweils eines der Partonen, den Elementarteilchen, aus denen das Proton besteht. Diese sind sowohl die drei Valenzquarks als auch Gluonen und Seaquarks, virtuelle Quark-Antiquark-Paare. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmtes Parton mit einem bestimmten Impuls an der Wechselwirkung teilnimmt, wird durch eine Partonverteilungsfunktion (PDF) angegeben. Von dieser kann allerdings nur die Veränderung in Abhängigkeit von der Energieskala Q^2 berechnet werden. Die PDFs werden deshalb mit großen Datensätzen gefittet und so bestimmt.

Der Wirkungsquerschnitt σ der Kollision dieser Partonen in einen Endzustand wird mithilfe von Feynman-Regeln berechnet. Dabei können anhand der Darstellung des Prozesses mit Feynman-Diagrammen zunächst die Prozesse erster Ordnung, und dann Korrekturen höherer Ordnung berechnet werden. Mithilfe der Elemente der Feynman-Diagramme wird zunächst das Matrixelement des Prozesses berechnet. Punkte, an denen sich drei oder mehr Teilchen treffen, werden als Vertices und aus-

getauschte Teilchen als Propagatoren bezeichnet. Im Diagramm liefern Vertices und Propagatoren dabei je nach beteiligter Wechselwirkung Faktoren des Matrixelements. Die Addition der Übergangsamplituden aller möglichen Feynman-Diagramme eines Endzustandes liefert die gesamte Übergangsamplitude in diesen Endzustand. Sind die Faktoren der Vertices im Matrixelement klein, so kann der Prozess durch einen Teil der Feynman-Diagramme genährt werden. Dies ist für die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung sowie im Fall der asymptotischen Freiheit auch für die starke Wechselwirkung gegeben. Diagramme mit der kleinstmöglichen Anzahl an Vertices sind dabei die führende Ordnung.

Mithilfe Fermis Goldener Regel kann aus dem Matrixelement der theoretische Wirkungsquerschnitt des Prozesses berechnet werden. Um die experimentell gemessenen Verteilungen der vom Detektor bestimmten Variablen mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen, wird eine Monte Carlo Simulation des Stoßes unter Verwendung der PDFs und der Näherung des Matrixelementes durchgeführt. Anschließend wird der Zerfall in leichtere Teilchen, die Abstrahlung von Partonen, die Bildung von Hadronen und schließlich die Interaktion der Teilchen mit dem Teilchendetektor schrittweise simuliert.

1.5 Unvollständigkeit

Während viele Vorhersagen des SM im Laufe der Zeit bestätigt wurden, gibt es dennoch einige vom SM nicht beschriebene Phänomene, welche klar machen, dass es keine vollständige Beschreibung der Teilchenphysik liefert. So wird die elementare Wechselwirkung der Gravitation nicht vom SM beschrieben und es gibt eine große Anzahl freier Parameter: Die Massen aller Elementarteilchen, Kopplungsstärken der Wechselwirkungen sowie Parameter der CKM-Matrix werden nicht vom SM vorhergesagt, sondern müssen experimentell bestimmt werden. Außerdem lassen die nicht identifizierte dunkle Energie und dunkle Materie sowie die Asymmetrie von Materie und Antimaterie in der Astrophysik auf unbekannte Aspekte der Teilchenphysik schließen. Aufgrund dieser und weiterer Gründe werden verschiedene neue Modelle und Erweiterungen des SM entwickelt und getestet.

2 Das Top-Quark

Das Top-Quark ist das schwerste bekannte Elementarteilchen. Die Masse des Top-Quarks, welche wie andere Fermionmassen nicht vom SM vorhergesagt wird, beträgt $m_t = 173,1 \pm 0,6 \text{ GeV}$ [4]. Die Lebensdauer des Top-Quarks ist zudem so klein, dass es keine Bindungen mit anderen Quarks eingehen kann, bevor es unter Abstrahlung eines W -Bosons fast ausschließlich zu einem b -Quark zerfällt. Die besonderen Eigenschaften des Top-Quarks machen es möglich, den Zerfall des Top-Quarks präzise auf Abweichungen vom SM, wie FCNC Prozesse, zu untersuchen.

2.1 Top-Quark-Produktion und Zerfall

Top-Quark-Produktion im SM wird in zwei Kanäle unterteilt: Einzel-Top-Quark-Produktion und Top-Quark-Paar-Produktion. Die Top-Quark-Paar-Produktion ist der größere Produktionskanal und erzeugt über die starke Wechselwirkung Top-Antitop-Paare. Die möglichen Top-Quark-Paar-Produktionskanäle in niedrigster Ordnung sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Im LHC werden Top-Quark-Paare hauptsächlich durch Gluonfusionen, Prozesse mit zwei Gluonen im Anfangszustand, erzeugt. Die Einzel-Top-Quark-Produktion ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung und wird in die drei Produktionskanäle s -, t - und Wt -Kanal unterteilt. Diese sind in Abbildung 2.2 dargestellt, wobei die Antitop-Quark Produktion identisch mit den jeweiligen Antiteilchen abläuft. Im Prozess des t -Kanals (Abbildung 2.2a) tauschen ein b -Quark und ein u - oder c -Quark ein virtuelles W -Boson aus und wandeln so das b -Quark in ein Top-Quark um. Im s -Kanal (Abbildung 2.2b) annihilieren ein Up-Typ Quark und ein Down-Typ-Anti-Quark und erzeugen so ein W -Boson, welches zu $\bar{b} t$

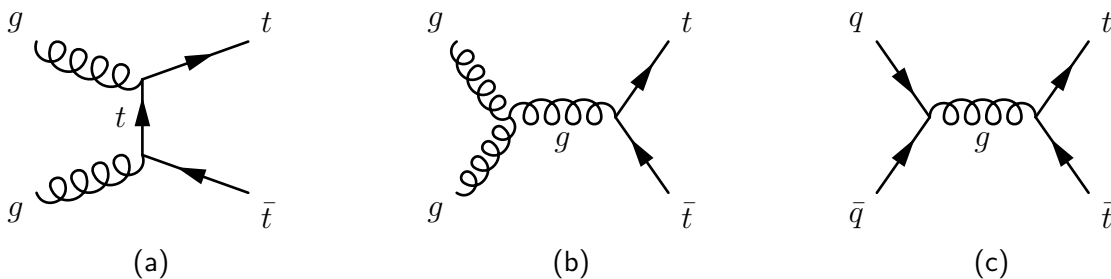


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung von Top-Quark-Paarproduktion im SM. (a) und (b) zeigen Prozesse der Gluonfusion und (c) zeigt Quark-Antiquark-Annihilation.

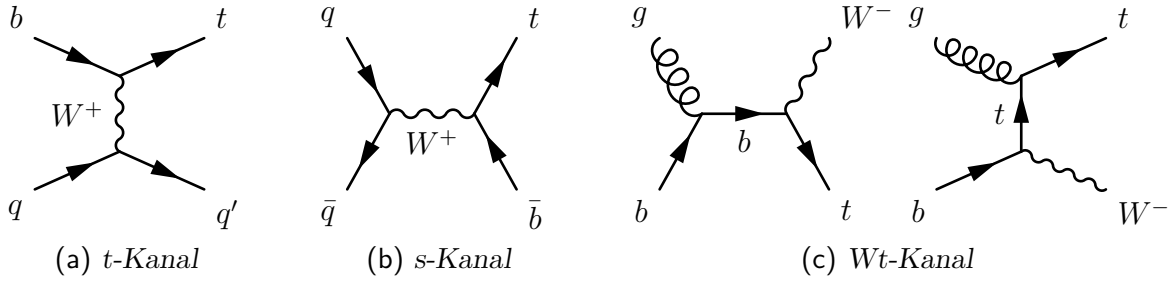


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung von Einzel-Top-Quark-Produktion im SM.

zerfällt. Der *Wt*-Kanal (Abbildung 2.2c) beschreibt die assoziierte Produktion eines *W*-Bosons und eines Top-Quarks. Die dazu nötige Energie wird durch ein Gluon geliefert. Top-Quarks zerfallen, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, im SM mit einem Zerfallsanteil von $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq) = 0.998[4]$ ($q = d, s, b$) fast ausschließlich zu einem W^+ -Boson und einem *b*-Quark. Das *W*-Boson zerfällt entweder leptonisch in ein geladenes Anti-Lepton und Neutrino oder hadronisch in ein Up-Typ-Quark und Down-Typ-Antiquark. Der Zerfall des Anti-Top-Quarks läuft mit den jeweiligen Antiteilchen ab.

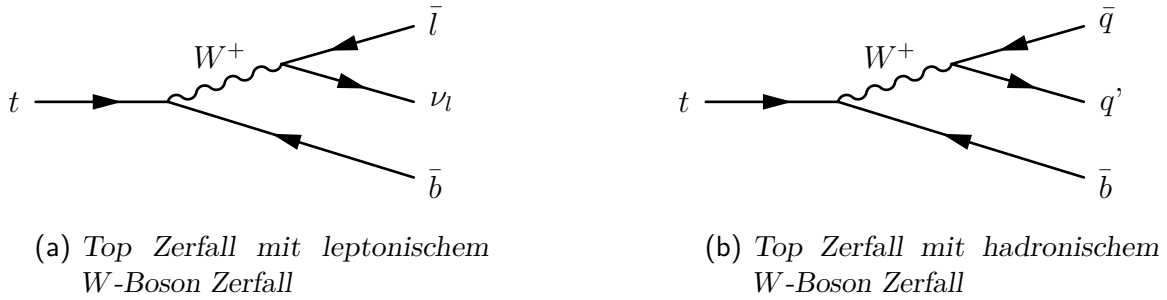


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme des Top-Quark-Zerfalls in niedrigster Ordnung mit anschließendem W^+ -Boson Zerfall.

2.2 FCNC-Prozesse und effektive Feldtheorie

Flavour-ändernde neutrale Ströme, kurz FCNC, sind Prozesse, welche nur das Flavour und nicht die elektrische Ladung eines Fermions ändern. Im SM gibt es in niedrigster Ordnung keine Prozesse mit dieser Eigenschaft und Prozesse höherer Ordnung werden vom GIM-Mechanismus [5] unterdrückt: Wie in Abbildung 2.4b für die hier relevanten *ugt* und *cgt* Vertices dargestellt, beinhaltet der SM Prozess in führender Ordnung eine Schleife aus einem *W*-Boson und einem *d*-, *s*- oder *b*-Quark. Bei der Addition der Übergangsamplituden heben sich die drei möglichen Schleifen aufgrund der Unitarität der CKM-Matrix, deren Elemente als Faktoren bei den

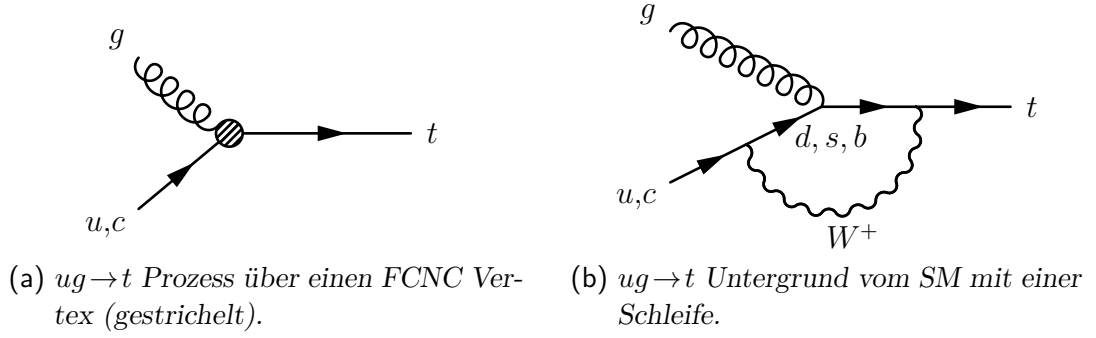


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme von FCNC Prozessen.

Vertices der schwachen Wechselwirkung in das Matrixelement eingehen, gegenseitig auf. Diese destruktive Interferenz ist aufgrund der Massendifferenzen der Quarks zwar nicht vollständig, unterdrückt jedoch FCNC-Prozesse im SM so stark, dass sie hier vernachlässigt werden können. Unterschiedliche Erweiterungen des SM sagen ein größeres Verzweungsverhältnis von unterschiedlichen FCNC-Prozessen voraus. Theoretische Vorhersagen unterschiedlicher Modelle für die Zerfallsanteile von verschiedenen FCNC-Prozessen sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Tabelle 2.1: Theoretische Vorhersagen vom SM und unterschiedlichen Modellen für die Zerfallsanteile von verschiedenen FCNC Prozessen [6, 7]. QS, 2HDM II, 2HDM III, MSSM und $\tilde{R}$ SUSY sind dabei Bezeichnungen von verschiedenen Modellen.

Process	SM	QS	2HDM II	2HDM III	MSSM	$\tilde{R}$ SUSY
$t \rightarrow u\gamma$	$3,7 \times 10^{-16}$	$\sim 10^{-8}$	—	—	2×10^{-6}	1×10^{-6}
$t \rightarrow uZ$	8×10^{-17}	$\sim 10^{-4}$	—	—	2×10^{-6}	3×10^{-5}
$t \rightarrow ug$	$3,7 \times 10^{-14}$	$\sim 10^{-7}$	—	—	8×10^{-5}	2×10^{-4}
$t \rightarrow c\gamma$	$4,6 \times 10^{-14}$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-7}$	2×10^{-6}	1×10^{-6}
$t \rightarrow cZ$	$\sim 1 \times 10^{-14}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-6}$	2×10^{-6}	3×10^{-5}
$t \rightarrow cg$	$4,6 \times 10^{-12}$	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$	8×10^{-5}	2×10^{-4}

Experimentell bestimmte obere Limits der Verzweungsverhältnisse sind $\mathcal{B}(t \rightarrow ug) < 4,0 \times 10^{-5}$ und $\mathcal{B}(t \rightarrow cg) < 20 \times 10^{-5}$ [8].

Um nach FCNC Prozessen zu suchen, ohne sich auf ein bestimmtes Modell festzulegen, wird ein effektives Modell [9] verwendet. Dabei erweitert man die Lagrange-Dichte des SM, wie in Gleichung (2.1) für die ersten beiden Terme gezeigt, schrittweise um mögliche Operatoren höherer Ordnung und begrenzt diese auf solche, die eine FCNC-Kopplung der starken Wechselwirkung an das Top-Quark hervorrufen und physikalisch sinnvoll sind.

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{L}^{(5)} + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}^{(6)} \quad (2.1)$$

Λ ist dabei die Energie-Skala, bei der sich die Auswirkungen der zusätzlichen Terme zeigen. Der effektive Term der Lagrange-Dichte, welcher die hier betrachteten ugt und cgt Kopplungen beschreibt, ist in Gleichung 2.2 angegeben.

$$\mathcal{L}_S = -g_s \sum_{q=u,c} \frac{\kappa_{qgt}}{\Lambda} \bar{q} \lambda^a \sigma^{\mu\nu} (f_q + h_q \gamma_5) t G_{\mu\nu}^a + h.c. \quad [10] \quad (2.2)$$

Dabei sind κ_{ugt} und κ_{cgt} Parameter, welche die ugt und cgt Kopplungsstärke beschreiben. Die Abhängigkeit der resultierenden Wirkungsquerschnitte der Signalprozesse $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ von den Kopplungsstärken κ_{ugt} und κ_{cgt} ist in Abbildung 2.5 dargestellt. g_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, f_q und h_q sind Parameter, welche die Händigkeit der Wechselwirkung beschreiben, $G_{\mu\nu}^a$ ist der Feldstärketensor des Gluon-Feldes und q ist das Quark-Feld. Unter Verwendung

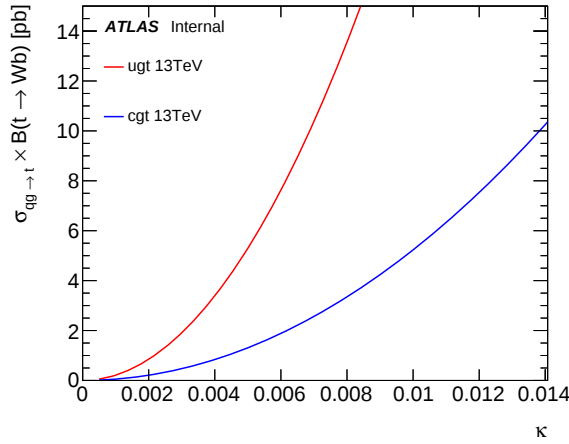


Abbildung 2.5: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Signalprozesse $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ von den Kopplungsstärken κ_{ugt} und κ_{cgt} .

einer solchen Lagrange-Dichte können mithilfe des UFO-Modells[11] Matrixelemente der FCNC-Prozesse berechnet werden und mit Monte Carlo Simulationen der theoretische Einfluss von FCNC Kopplungen mit experimentellen Daten verglichen werden.

2.3 Untergrund

Für den Vergleich von gemessenen und simulierten Daten ist auch eine Simulation von Untergrundprozessen nötig. Dies sind Prozesse im SM, welche im Detektor eine ähnliche Signatur wie die Signalprozesse besitzen, und deshalb nicht leicht von Signalprozessen unterschieden werden können. Es wird sowohl das Signal einer ugt -Kopplung als auch einer cgt -Kopplung betrachtet. Untergrundprozesse sind zum

einen die SM Einzel-Top-Quark-Produktion, welche dieselbe Signatur wie das FCNC Signal besitzt, und zum anderen die Top-Quark-Paar-Produktion: Zerfällt nur eines der Top-Quarks leptonisch und wird einer der b -Jets sowie die beiden Quarks aus dem hadronischen Zerfall nicht identifiziert, oder Zerfallen beide Top-Quarks leptonisch und wird einer der b -Jets sowie eines der Leptonen nicht identifiziert, so gleicht die Signatur der des Signals. Weitere Untergründe sind der W +Jets Prozess und der Z +Jets Prozess, welche die direkte Produktion eines W - oder Z -Bosons und zusätzlichen Jets beschreibt. Im Diboson Untergrund werden zwei W -Bosonen, zwei Z -Bosonen oder ein W - und ein Z -Boson produziert. Im „Multijet“-Untergrund werden nur Jets produziert, von denen jedoch einer als Lepton missidentifiziert wird. Die falsche Identifikation eines Jets als Lepton ist sehr unwahrscheinlich, jedoch aufgrund der großen Anzahl an Jet-Ereignissen nicht selten. Eine Monte-Carlo-Simulation des Jet-Untergrundes ist aufgrund der benötigten Anzahl an simulierten Ereignissen nicht möglich. Stattdessen wird die Verteilung von Jets die als Elektron erkannt werden, mit dem „Jet-Elektron-Modell“ und Jets die als Myonen erkannt werden, mit dem „Antimyon-Modell“ erzeugt. Beide Modelle werden zusammen mit dem W +Jets Untergrund an die experimentellen Daten gefittet.

3 Large Hadron Collider

Um theoretische Modelle jenseits des SM experimentell zu überprüfen, müssen die speziellen Bedingungen erreicht werden, bei denen die erwarteten Auswirkungen relativ zum SM messbar werden. Eine Möglichkeit dafür ist die Analyse von Teilchenkollisionen, bei denen, unter Voraussetzung einer hinreichenden Schwerpunktsenergie, neue Teilchen entstehen, welche mit einem Detektor beobachtet werden. Die Anzahl der Teilchenkollisionen pro Zeit und Fläche in einem Detektor wird als Luminosität $\mathcal{L}$ und die Gesamtanzahl an Teilchenkollisionen pro Fläche in einem Detektor wird als integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{\text{int}}$ bezeichnet. Die Luminosität ist neben der Schwerpunktsenergie ein Maß für die Leistungsstärke eines Beschleunigers. Der Large Hadron Collider (LHC)[12] ist ein Beschleunigerring, welcher zwei Protonenstrahlen in einem Paar von Strahlröhren in entgegengesetzter Richtung beschleunigt. Die Protonen werden in Paketen nacheinander in den Vorbeschleunigern LINAC 2, PSB, PS und SPS auf 450 GeV beschleunigt, und anschließend gegenläufig in den LHC-Ring injiziert. Dieser beschleunigt die Protonenpakete in dem fast 27 km langen Ring derzeit auf bis zu 13 TeV Schwerpunktsenergie, wobei das Erreichen einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV geplant ist. Die Protonen werden dabei von supraleitenden Magneten auf ihren Bahnen gehalten und in vier Vielzweckdetektoren zur Kollision gebracht. In dieser Analyse werden simulierte Daten des ATLAS-Detektors verwendet. Der LHC und die Vorbeschleuniger sowie die Experimente am LHC sind schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt.

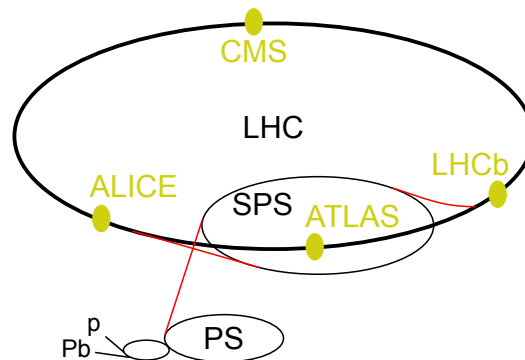


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung vom LHC Ring, den Vorbeschleunigern und den vier großen LHC Experimenten, dargestellt als gelbe Punkte [13].

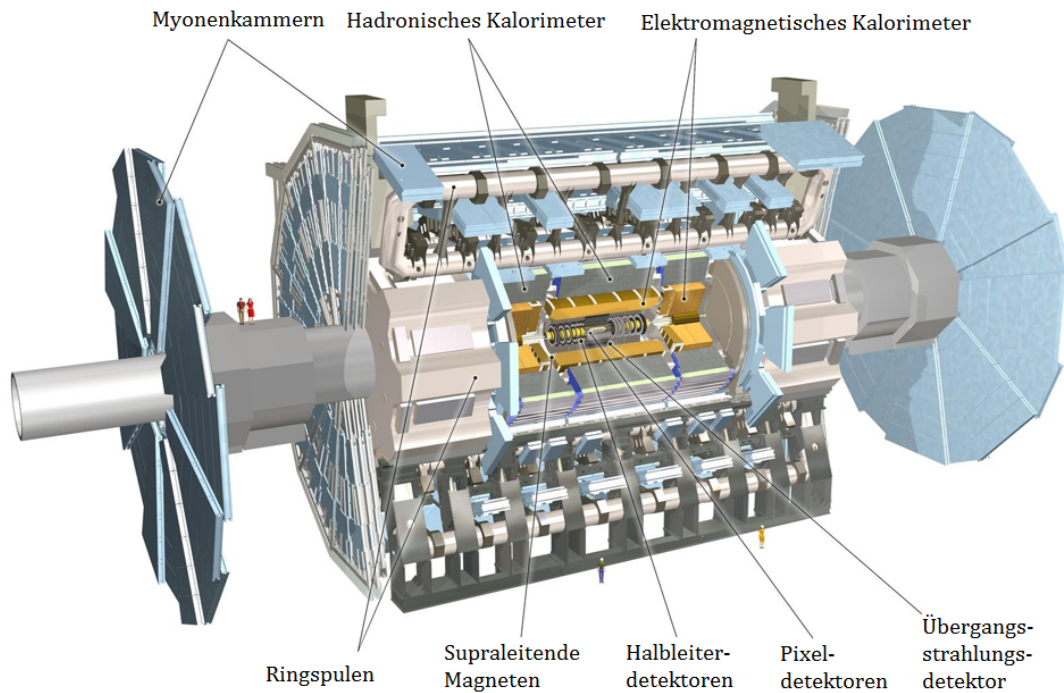


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des ATLAS Detektors [15].

3.1 ATLAS Detector

Der Atlas Detektor[14] ist einer der Detektoren, welche die Kollisionen der vom LHC beschleunigten Protonen aufzeichnen. Er ist zylindrisch um das Strahlrohr an einem der Kollisionspunkte platziert und in Schichten aus einem inneren Spurdetektor, umgeben von einem Magneten, zwei Schichten aus Kalorimetern und einem äußeren Myonenspektrometer aufgebaut. Der Aufbau des ATLAS Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

3.1.1 Spurdetektor

Der Spurdetektor hat eine zylindrische Form und umgibt den Kollisionspunkt der Protonen. Seine Aufgabe besteht darin, die Bahnen der in der Kollision erzeugten geladenen Teilchen aufzuzeichnen. Der Spurdetektor ist von einem Solenoid umgeben, welcher in seinem inneren ein Magnetfeld der Stärke 2 T erzeugt. Dies hat zur Folge, dass sich die geladenen Teilchen auf, von deren Impuls abhängenden, Spiralbahnen bewegen. So kann aus den rekonstruierten Bahnen der ursprüngliche Impuls und die Ladung der Teilchen bestimmt werden. Der innere Teil des Spurdetektors ist ein Halbleiter-Pixeldetektor. In den Halbleitern werden von in der Kollision produzierten Teilchen Elektronen angeregt, welche als Strom gemessen werden. Der

Pixeldetektor besteht aus vier Lagen von zylindrisch angeordneten kleinen Halbleiterdetektoren. Dieser Detektor ist auf eine möglichst hohe Präzision ausgelegt, um die große Dichte an Teilchenspuren nahe am Kollisionspunkt aufzunehmen. Um den inneren Pixeldetektor befindet sich ein weiterer Halbleiterdetektor. Dieser besteht jedoch nicht aus Pixeln, sondern aus leicht gegeneinander verdrehten Schichten aus Siliziumstreifendetektoren. Den äußeren Teil des Spurdetektors bildet der Übergangsstrahlungsdetektor, welcher Driftröhrchen verwendet, um die Teilchenpositionen zu bestimmen und darüber hinaus auch durch Messen der Übergangsstrahlung, welche beim Übergang der Teilchen in die Röhrchen entsteht, Elektronen von Pionen unterscheiden kann.

3.1.2 Kalorimeter

Kalorimeter messen die Energie von einfallenden Teilchen, welche dabei absorbiert werden. Die Kalorimeter bestehen aus abwechselnden Schichten von Absorbermaterial und Szintillatormaterial. ATLAS besitzt zwei Lagen von unterschiedlichen Kalorimetern: Das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Das innere elektromagnetische Kalorimeter ist darauf ausgelegt Elektronen, Positronen und Photonen zu absorbieren und deren Energie zu messen. Im Absorbermaterial werden Elektronen und Positronen gebremst und dabei Photonen abgestrahlt. Hochenergetische Photonen erzeugen im Absorbermaterial Elektron-Positron-Paare. Auch diese werden wieder vom Absorbermaterial gebremst und strahlen erneut Photonen ab. Dieser Prozess wiederholt sich, bis die Photonen nicht mehr die nötige Energie besitzen, um weitere Elektron-Positron-Paare zu erzeugen. Hadronen durchqueren das elektromagnetische Kalorimeter ohne viel von ihrer Energie zu verlieren. Um die Energie von Jets dennoch vollständig zu absorbieren wird ein getrenntes hadronisches Kalorimeter verwendet. Dieses besitzt jedoch eine kleinere Energiepräzision als das elektromagnetische Kalorimeter. Auch die Hadronen erzeugen durch Reaktion mit dem Absorbermaterial einen Teilchenschauer, welcher jedoch hauptsächlich aus Hadronen besteht.

Im Szintillatormaterial werden in beiden Kalorimetern von den Teilchenschauern Photonen, deren Anzahl etwa proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist, angeregt und zu Photomultipliern geführt, und die Energie somit bestimmt. Anhand der Position des Kalorimeters und des Laufzeitunterschieds der Photonen zu den Photomultipliern kann zusätzlich die Position der Teilchen bestimmt werden.

3.1.3 Myonspektrometer

Aufgrund ihrer großen Masse emittieren Myonen nur sehr wenig Bremsstrahlung beim Durchqueren von Materie und werden daher nicht in den Kalorimetern absorbiert.

Um sie zu identifizieren und ihren Impuls zu messen, besitzt das Myonenspektrometer eine Reihe großer Magnetspulen, um die Myonen abzulenken. Mit einem System aus Driftkammern ist es möglich die Bahnen der Myonen zu rekonstruieren und so ihren Impuls zu bestimmen.

4 Daten

Die Daten werden, wie in Kapitel 2.2 für die Signale und wie in Kapitel 2.3 für die Untergründe beschrieben, simuliert. Der verwendete Simulationsdatensatz ist auf die in den Jahren 2015 und 2016 bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV mit dem ATLAS-Detektor aufgenommenen Daten abgestimmt.

4.1 Rekonstruktion

Mithilfe der experimentellen Daten vom Teilchendetektor werden die Teilchenbahnen rekonstruiert. Diese geben Aufschluss über den Impuls und die Ladung der geladenen Teilchen und Jets. Die Kalorimeter messen die Energie der Teilchen. Durch diese Größen sind die Viererimpulse der Teilchen bestimmt. Die Bestimmung der Teilchenart sowie die Identifizierung von Jets welche aus einem b -Quark stammen, sogenannte b -Jets, sind neben den kinematischen Größen von großer Wichtigkeit, um nach bestimmten Teilchensignaturen zu suchen. Photonen werden im Spurdetektor nicht abgelenkt und im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert und gemessen und können so identifiziert werden. Elektronen werden abgelenkt und haben außerdem aufgrund ihrer kleinen Masse eine andere Signatur im Übergangsstrahlungsdetektor als Hadronen. Myonen werden vom Myonspektrometer identifiziert und von Neutrinos kann nur die fehlende transversale Energie gemessen werden. Um Jets, welche aus einem b -Quark stammen, zu identifizieren, werden die einzelnen Teilchenbahnen im zugehörigen Jet analysiert. Dabei wird eine charakteristische Eigenschaft von b -Hadronen ausgenutzt: Das b -Quark bildet zunächst ein instabiles b -Hadron, welches sich eine makroskopische Strecke im Spurdetektor bewegt, bevor es zu leichteren Hadronen zerfällt. Liegt der Punkt in dem die Teilchenbahnen eines Jets zusammenlaufen nicht im Kollisionspunkt, sondern in einem Abstand davon, handelt es sich um einen b -Jet. Dies wird in der Praxis mit einem automatisierten Verfahren realisiert. Ein Jet kann jedoch falsch als b -Jet identifiziert werden, obwohl der Jet nicht aus einem b -Quark stammt, und ein b -Jet nicht als b -Jet identifiziert werden. Das Verfahren wird daher für eine bestimmte Erkennungseffizienz optimiert.

4.2 Schnitte

Schnitte auf die Daten werden gemacht, um nur eine bestimmte Teilchensignatur zu erlauben, sodass für alle Ereignisse dieselben Variablen berechnet werden können.

Dazu werden nur Ereignisse betrachtet, welche genau ein geladenes Lepton und genau einen identifizierten b -Jet besitzen, da dies die Signatur des Top-Quark-Zerfalls ist. Weiter sollen die Ereignisse keine weiteren leichten Jets beinhalten, wobei auch eine Analyse von Signaturen mit zusätzlichen Jets sinnvoll ist. Andererseits ist hier das Ziel den „Multijet“-Untergrund ohne starke Verringerung des Signals möglichst zu unterdrücken. Die „Multijet“-Ereignisse können nicht im Training verwendet werden. Daher ist zu erwarten, dass das neuronale Netz diese nicht optimal vom Signal trennt. Im Folgenden werden die verwendeten Schnitte beschrieben, wobei die Definitionen der verwendeten Variablen in Kapitel 5.2 näher beschrieben werden.

- genau ein geladenes Lepton
- genau ein Jet mit $p_T > 30 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 4.5$
- der Jet besitzt einen b -tag (bei 60% b -tag-Effizienz)
- $E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$
- $m_T(W) > 50 \text{ GeV}$
- $|\Delta\Phi(b, l)| < 2.8$
- $|p_T(l)| > 50/2.14(|\Delta\Phi(b, l)| - 1)$

Die ersten drei Schnitte bestimmen die Signatur des Signals und die letzten vier erhöhen den Signalanteil und verringern den „Multijet“-Anteil der Daten. Der $E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$ Schnitt erhöht den Anteil an Ereignissen mit einem Neutrino und ist somit sinnvoll, um den „Multijet“-Untergrund zu unterdrücken. Der $m_T(W) > 50 \text{ GeV}$ Schnitt schließt viele Ereignisse aus, welche keinen W -Boson-Zerfall beinhalten und somit zu kleineren Werten der transversalen Masse tendieren. Die letzten beiden Schnitte nutzen eine besonders gute Trennung der Signal- und Untergrundprozesse in der kombinierten Verteilung von $|\Delta\Phi(b, l)|$ und $|p_T(l)|$. Die systematischen Fehler der Prozesse werden jeweils grob mit dem systematischen Fehler des theoretischen Wirkungsquerschnitts des jeweiligen Prozesses abgeschätzt. Die Anzahl an Ereignissen der simulierten Daten nach allen Selektionsschnitten (event yields) und die verwendeten systematischen Fehler werden in Tabelle 4.1 dargestellt.

Tabelle 4.1: *Ertrag an Ereignissen in den verschiedenen Prozessen nach allen Selektionschnitten und der verwendete systematische Fehler Δ_{sys}^{rel} prozentual zum Ereignis Ertrag im jeweiligen Prozess. In den angegebenen Fehlern der Ereignis-Erträge von den Untergrundprozessen und dem Gesamtertrag sind die angenommenen systematischen Fehler inbegriffen.*

Prozess	Ereignis Ertrag	$\Delta_{sys}^{rel}/\%$
FCNC $ug \rightarrow t$ -Prozess (1 pb)	$1328,3 \pm 8,9$	
FCNC $ug \rightarrow t$ -Prozess (1 pb)	$845,4 \pm 7,4$	
$tq, \bar{t}q$	$74\,500 \pm 4\,500$	6
$t\bar{t}, Wt, t\bar{b}$	$121\,600 \pm 7\,300$	6
W +Jets	$238\,000 \pm 48\,000$	20
Z +Jets, VV +Jets	$32\,000 \pm 2\,000$	6
Multijet	$94\,000 \pm 47\,000$	50
Gesamt	$560\,000 \pm 68\,000$	

5 Analyse

Die Rekonstruktion liefert eine Vielzahl an Variablen, welche unterschiedliche Verteilungen für Signal- und Untergrundprozesse besitzen können. Ziel der weiteren Analyse ist es, das Signal mithilfe dieser Variablen möglichst gut vom Untergrund zu trennen und somit die Sensitivität der Analyse zu steigern.

5.1 Neuronales Netz

Wenn kein leicht zu trennendes Signal vorliegt, was bei FCNC Prozessen der Fall ist, und die Diskriminierungsstärke einzelner Variablen nicht ausreicht, können automatische Verfahren benutzt werden, um aus den gegebenen Variablen eine neue Variable zu erzeugen, welche möglichst gut zwischen Signal und Untergrund trennt. Ein neuronales Netzwerk ist eine Möglichkeit dies zu erreichen. Aus Daten der Monte Carlo Simulation berechnet dieses in einem iterativen Verfahren, dem Training des neuronalen Netzes, Gewichte einer von den Variablen abhängigen Funktion, welche anschließend das Signal vom Untergrund trennt. Außerdem werden Variablen vor dem Training des neuronalen Netzes vorprozessiert. Das in dieser Analyse benutzte neuronale Netzwerk „NeuroBayes“ [16, 17] besitzt die Fähigkeit Variablen beim Vorprozessieren nach ihrer Signifikanz zu ordnen, um das Training auf Variablen hoher Signifikanz zu beschränken.

5.2 Rekonstruktion und Wahl der Variablen

Die Rekonstruktion liefert die Viererimpulse (E, p_x, p_y, p_z) von b -Jet und Lepton sowie die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} , welche im Fall eines Signalereignisses der Transversalenergie des Neutrinos entspricht. z bezeichnet dabei die Strahlrichtung. Außerdem ist es möglich, die Viererimpulse des W -Bosons und des Top-Quarks zu rekonstruieren. Dazu wird der Neutrinoimpuls berechnet, indem die Masse des W -Bosons als bekannt eingesetzt wird. Aus diesen Größen sollen möglichst optimale Variablen für das neuronale Netz berechnet werden.

Von jedem Teilchen wird der Transversalimpuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ und die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ aus dem Polarwinkel θ berechnet. Von den rekonstruierten Teilchen t und W wird zusätzlich die transversale Masse $m_T = \sqrt{E^2 - p_z^2}$ berechnet. Außerdem wird die invariante Masse der Summe aus Lepton, Neutrino und

b -Jet, welche der invarianten Masse des Top-Quarks entspricht, und die invariante Masse von Lepton und b -Jet, welche nicht von der Rekonstruktion des Neutrinos abhängt, berechnet. Eine weitere Gruppe von Variablen sind die Differenzen der Azimutwinkel $\Delta\Phi$, die Differenzen der Pseudorapiditäten $\Delta\eta$ und der Öffnungswinkel $\cos(\theta)$ zwischen den Teilchenimpulsen. Weitere Variablen sind H_T , die skalare Summe der Transversalimpulse von Lepton und b -Jet und E_T^{miss} , und die Ladung des Leptons $q(\ell)$.

5.3 Bestimmung und Analyse signifikanter Variablen

In einem in NeuroBayes implementierten automatischen Verfahren wird zunächst die Korrelationsmatrix aller Variablen berechnet und die gesamte Korrelation zum Signal ermittelt. Anschließend wird für jede Variable die Korrelationsmatrix ohne diese Variable berechnet und erneut die gesamte Korrelation zum Signal ermittelt. Daraufhin wird die Variable mit dem kleinsten Einfluss auf die Gesamtkorrelation komplett entfernt und das Verfahren mit den restlichen Variablen wiederholt, bis alle Variablen entfernt sind. Aus den Korrelationen k der Variablen wird für jede Variable eine Signifikanz $\sigma = k\sqrt{N}$, wobei N die Anzahl der im Training verwendeten Ereignisse ist, berechnet. Für das Training werden nur Variablen mit einer Signifikanz $\sigma > 4,5$ verwendet. Dies erhöht die Lerngeschwindigkeit und Qualität des Trainings. Da hier die zwei Signalprozesse untersucht werden, wird dieser Prozess für beide durchgeführt. Die resultierenden Signifikanzen der mit dem Verfahren ausgewählten Variablen sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Im Folgenden werden die betrachteten Variablen genauer beschrieben:

- $q(\ell)$: Die Ladung des Leptons $q(\ell)$ in Einheiten der Elementarladung e hat aufgrund von Ladungserhaltung einen direkten Zusammenhang mit der Ladung des einlaufenden Quarks im FCNC Vertex. Ist die Ladung des Leptons $q(\ell) = -1$, so handelt es sich um ein $\bar{u}$ - oder $\bar{c}$ -Quark, ist sie $q(\ell) = 1$, so handelt es sich um ein u - oder c -Quark. Da das u -Quark zu den Valenzquarks des Protons gehört, ist beim $u \rightarrow gt$ Signalprozess die Wahrscheinlichkeit von einem einlaufenden u -Quark höher als die eines $\bar{u}$ -Quarks. Beim $c \rightarrow gt$ Signalprozess ist dagegen die Wahrscheinlichkeit von einem einlaufenden c - oder $\bar{c}$ -Quark des Protons gleich. Bei den Untergrundprozessen ist die Verteilung von $q(\ell)$ unterschiedlich. Während bei $t\bar{t}$ Prozessen $q(\ell)$ davon abhängt, welches Top-Quark nicht identifiziert wird, und daher eine positive Ladung fast genauso häufig wie eine negative Ladung ist, sind beim Einzel-Top-Quark, W +Jets und Z +Jets Untergrund eine ähnlich ungleiche Verteilung wie beim ugt -Signal zu erwarten. Der $u \rightarrow gt$ Signalprozess besitzt daher mehr Ereignisse mit $q(\ell) = 1$ als der Untergrund und der $c \rightarrow gt$ Signalprozess weniger. In beiden Fällen ist die

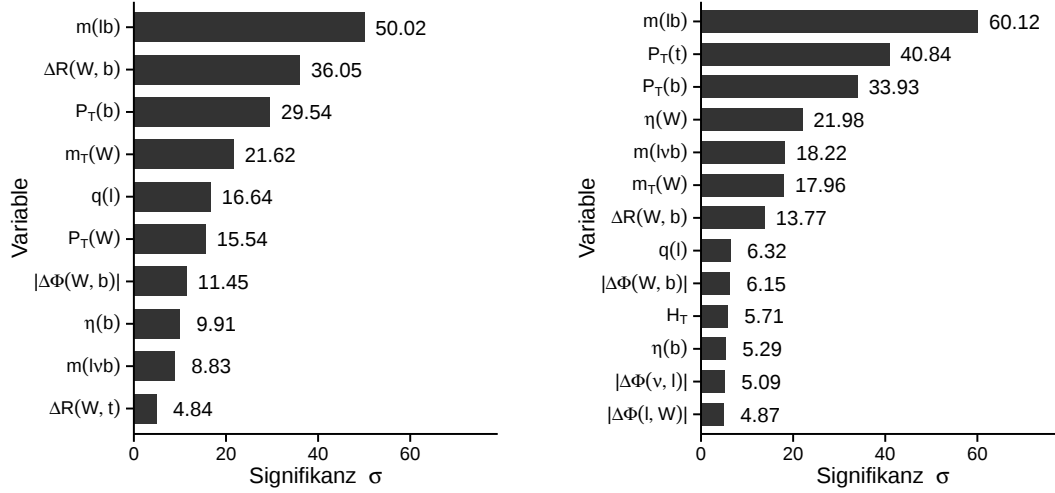
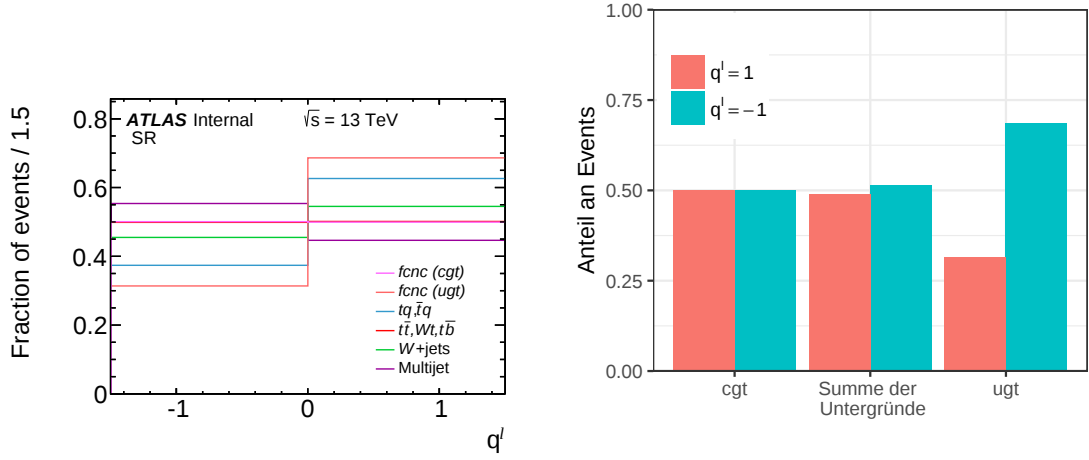
(a) Signifikanzen zum *ugt*-Prozess(b) Signifikanzen zum *cgt*-Prozess

Abbildung 5.1: Signifikanzen der ausgewählten Variablen für beide Signalprozesse

Variable nützlich um eine bessere Trennung zwischen Signal und Untergrund zu erreichen. Die $q(\ell)$ Verteilung ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass sich die Verteilungen von „*fcnc(cgt)*“ und „*t $\bar{t}$, Wt, t $\bar{b}$* “ bei einem Anteil von etwa 50 % überlagern. In Abbildung 5.2b ist zu sehen, dass die Verteilung des $c \rightarrow gt$ Signalprozesses und die Verteilung der Summe der Untergründe sehr ähnlich sind. Da sich die Verteilung des $c \rightarrow gt$ Signalprozesses jedoch von einzelnen Untergründen unterscheidet, kann mit einer Kombination mit anderen korrelierten Variablen dennoch eine zusätzliche Trennung des Signals erreicht werden.

- $M(lb)$ und $M(lvb)$: Die invariante Masse von Lepton, Neutrino und b -Jet entspricht bei Signalprozessen sowie dem SM Einzel-Top-Quark Prozess der Top-Quark-Masse. Bei den anderen Untergrundprozessen entstehen das Lepton, das b -Quark und das Myon gar nicht aus einem Top-Quark, oder zumindest nicht aus demselben Top-Quark. Daher sind die Verteilungen dieser Untergrundprozesse breiter und nicht nach oben beschränkt. Die $M(lb)$ und $M(lvb)$ Verteilungen sind in Abbildung 5.3 dargestellt.
- $p_T(t)$: Bei den FCNC Prozessen muss fast die gesamte Masse des Top-Quarks von der kinetischen Energie des Gluons und des u - oder c -Quarks kommen. Ein Transversalimpuls des Top-Quarks ist nur dann möglich, wenn zusätzliche Teilchen am Prozess teilnehmen welche diesen ausgleichen können. Da das Top-Quark ohne weitere Teilchen produziert werden kann, tendieren die so produzierten Top-Quarks zu niedrigen Transversalimpulsen. Bei Einzel-Top-Quark Produktion und Top-Quark-Paar-Produktion entstehen die Top-Quarks

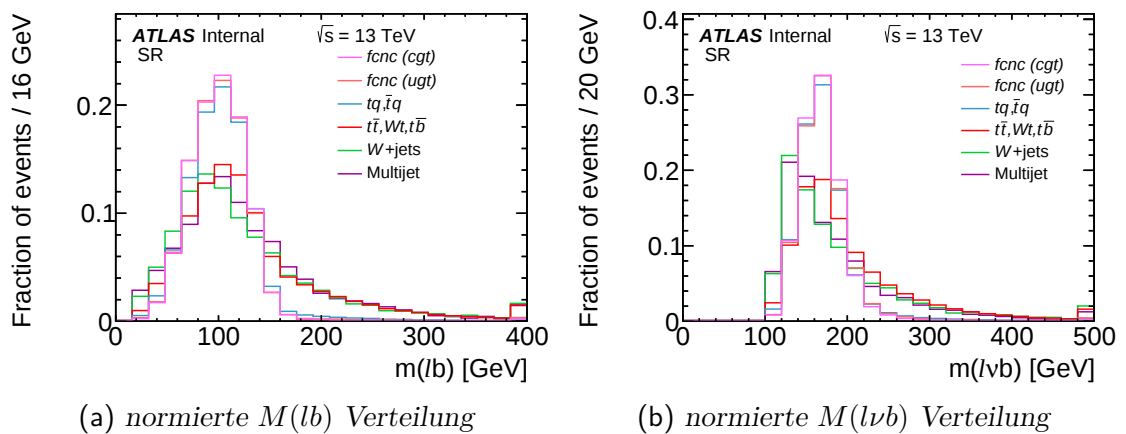


(a) Verteilungen von $q(\ell)$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert. (b) Vergleich der $q(\ell)$ Verteilungen der Signalprozesse und der Summe der Untergründe.

Abbildung 5.2: Verteilung von $q(\ell)$

nicht alleine und können daher einen größeren Transversalimpuls besitzen. Die $p_T(t)$ Verteilung ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

- $\eta(W)$ und $\eta(b)$: Wenn die beiden stoßenden Partonen einen etwa gleich großen Impulsanteil tragen, wird das Topquark aufgrund seiner großen Masse vorzugsweise mit einer geringen Pseudorapidität produziert. In Folge tendieren auch die Zerfallsprodukte des Top-Quarks, der b -Jet und das W -Boson, zu niedrigeren Pseudorapiditäten als in den Untergrundprozessen ohne Top-Quark.



(a) normierte $M(lb)$ Verteilung

(b) normierte $M(lvb)$ Verteilung

Abbildung 5.3: Verteilungen von $M(lb)$ und $M(lvb)$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

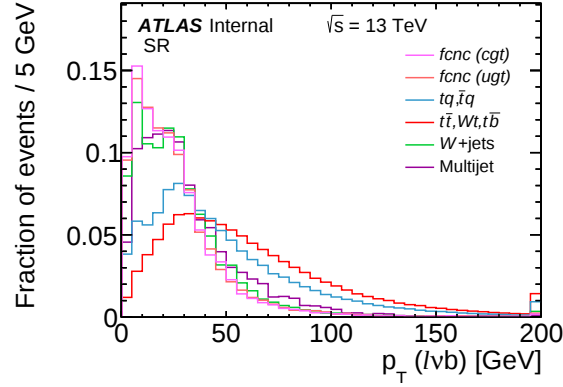


Abbildung 5.4: Verteilung von $p_T(t)$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

Beim ugt -Signal stoßen hauptsächlich u -Quarks mit Gluonen. Da u -Quarks im Proton zu den Valenzquarks gehören, haben sie im Mittel einen deutlich höheren Impulsanteil als die Gluonen. Daher ist die $\eta(W)$ und $\eta(b)$ Verteilung für den $ug \rightarrow t$ Prozess breiter als die Verteilung des $cg \rightarrow t$ Prozesses. Die $\eta(W)$ und $\eta(b)$ Verteilungen sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

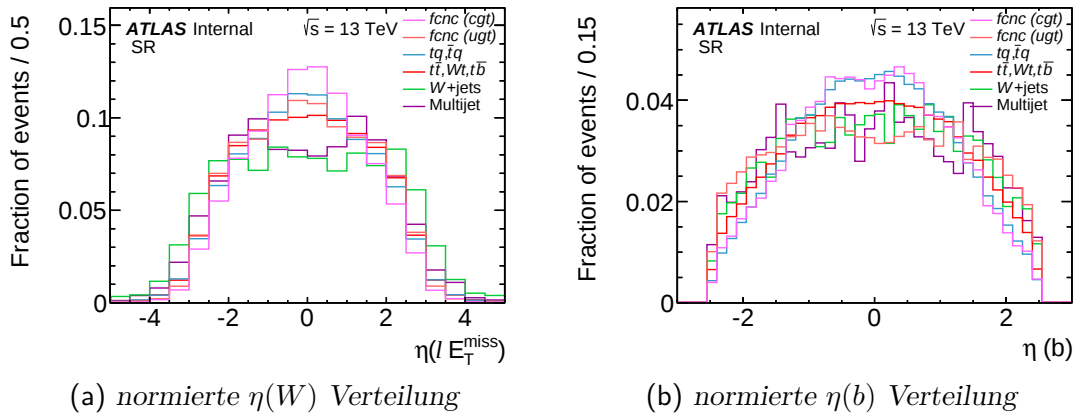


Abbildung 5.5: Verteilungen von $\eta(W)$ und $\eta(l)$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

- $\Delta R(W, b)$ und $|\Delta \Phi(W, b)|$: Da das Top-Quark bei den $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Prozessen einen vergleichsweise kleinen Transversalimpuls hat, zerfallen das Lepton und das b -Quark in nahezu entgegengesetzte Richtungen. Dies resultiert in einem Peak bei $\Delta R(W, b) = \pi$ und $|\Delta \Phi(W, b)| = \pi$, der bei den Untergrundprozessen ohne Top-Quark nicht so ausgeprägt vorhanden ist. Die $\Delta R(W, b)$ und $|\Delta \Phi(W, b)|$ Verteilungen sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

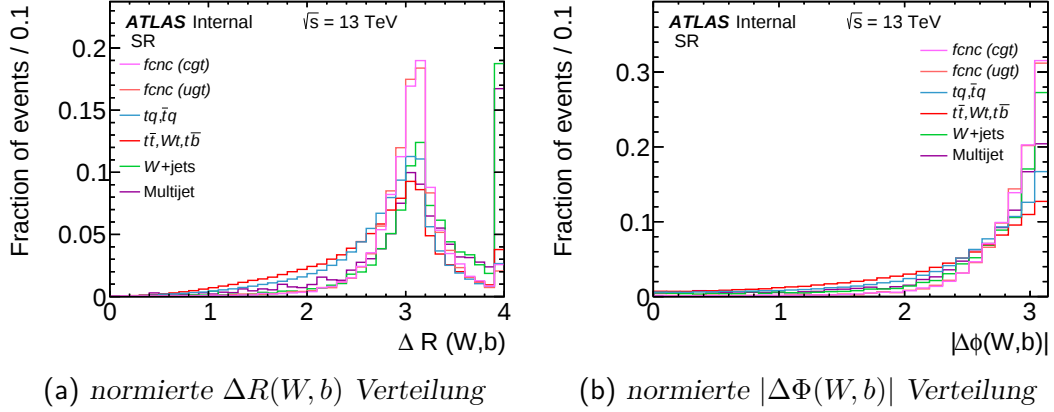


Abbildung 5.6: Verteilungen von $\Delta R(W, b)$ und $|\Delta \Phi(W, b)|$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

- $m_T(W)$: Die Verteilung der transversalen Masse der W -Bosonen besitzt bei Prozessen mit einem W -Boson einen Peak bei der W -Boson Masse. Für Prozesse mit mehr oder weniger W -Bosonen ist die Verteilung breiter. $m_T(W)$ wird außerdem dazu benutzt den „Multijet“-Untergrund zu minimieren, indem nur Ereignisse mit $m_T(W) > 50$ GeV verwendet werden. Die $m_T(W)$ Verteilung ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

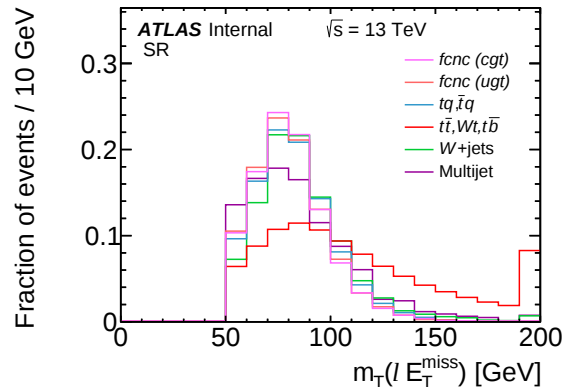


Abbildung 5.7: Verteilung von $m_T(W)$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

- $p_T(b)$: Da das Top-Quark bei den Signalprozessen einen kleinen Transversalimpuls besitzt, wird der Transversalimpuls des b -Quarks dort durch die Massendifferenz beim Top-Quark Zerfall bestimmt und die Verteilung besitzt einen Peak. Bei Untergrundprozessen, in denen das b -Quark durch einen Stoß erzeugt wird, ist ein niedriger Wert am Wahrscheinlichsten. In den Untergrün-

den mit Top-Quark-Zerfall ist die Verteilung breiter als bei den Signalprozessen. Die $p_T(b)$ Verteilung ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

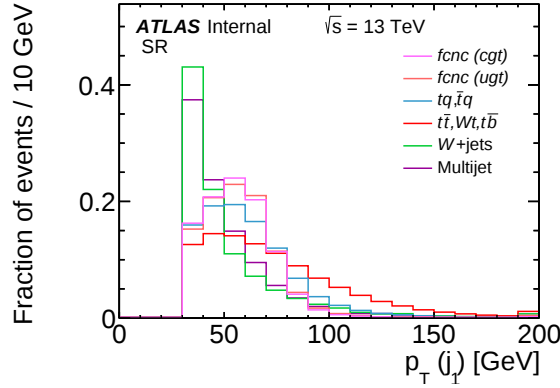


Abbildung 5.8: Verteilung von $p_T(b)$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

- $p_T(W)$ und $|\Delta\Phi(l, \nu)|$: Wie bei $p_T(b)$ ist der Transversalimpuls des W -Bosons für Prozesse mit einem Top-Quark durch dessen Zerfall bestimmt. Da der Transversalimpuls des Top-Quarks bei den Signalprozessen besonders niedrig ist, besitzt die $p_T(W)$ Verteilung hier einen schärferen Peak als die Untergründe, welche breiter verteilt sind. Die Differenz im Azimutwinkel von Lepton und Neutrino $|\Delta\Phi(l, \nu)|$ gibt indirekt Aufschluss über den Impuls des W -Bosons. Bei Untergrundprozessen ohne Top-Quark ist der Impuls des W -Bosons niedriger und der Azimutwinkel zwischen Lepton und Neutrino deshalb groß. Bei Signalprozessen ist der Impuls des W -Bosons größer und die Verteilung hat ihren Hochpunkt bei niedrigerem $|\Delta\Phi(l, \nu)|$. In der Top-Quark-Paar-Produktion gibt es zwei Neutrinos, deren Impuls nicht übereinstimmen muss und die Verteilung ist sehr viel breiter als bei den Signalprozessen. In der Einzel-Top-Quark-Produktion ist die $p_T(W)$ Verteilung und somit auch die $|\Delta\Phi(l, \nu)|$ Verteilung breiter als die der Signalprozesse. Die $p_T(W)$ und $|\Delta\Phi(l, \nu)|$ Verteilungen sind in Abbildung 5.9 dargestellt.
- H_T : Die skalare Summe der Transversalimpulse H_T von Lepton, b -Jet und Neutrino ist bei Prozessen mit Top-Quark-Zerfall fast identisch zur Top-Masse, da das Top-Quark selbst einen kleinen Impuls besitzt und die Massen der Zerfallsprodukte sehr viel kleiner als die Top-Masse sind. Für Untergründe ohne Top-Quark ist H_T kleiner, da in Stößen produzierte Teilchen zu kleineren Impulsen tendieren. Beim $t\bar{t}$ Untergrund mit zwei Top-Quarks ist H_T größer und der Peak breiter. Die H_T Verteilung ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

Viele der Variablen liefern indirekt Informationen über den Top-Quark Impuls, und es ist schwer nachzuvollziehen, welche Variablen vom automatisierten Prozess als

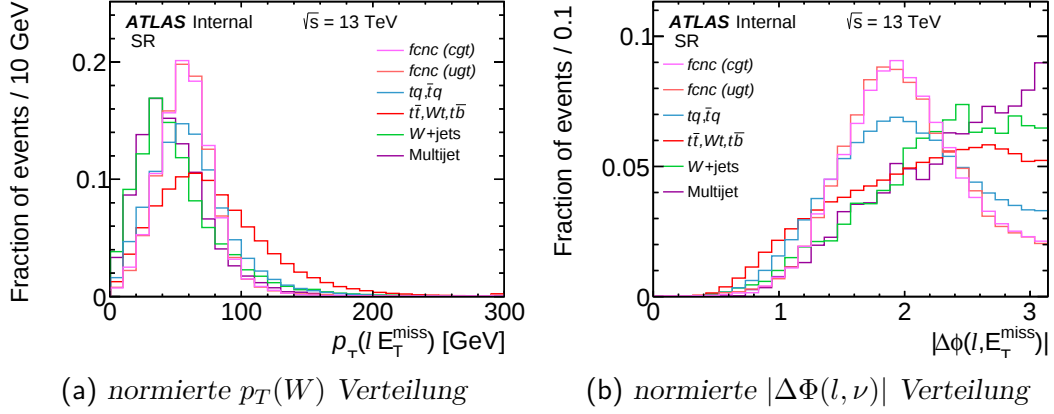


Abbildung 5.9: Verteilungen von $p_T(W)$ und $|\Delta\Phi(l, \nu)|$ für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

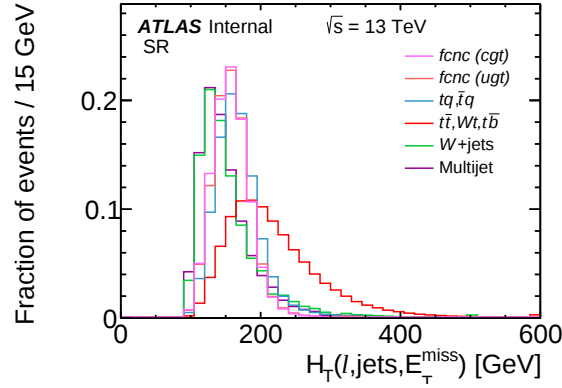


Abbildung 5.10: Verteilung von H_T für die verschiedenen Prozesse und jeweils auf die Einheitsfläche normiert.

signifikanter eingestuft werden. Es ist davon auszugehen, dass manche Variablen durch andere ausgetauscht werden könnten, ohne einen großen Verlust in Signifikanz zu bewirken.

5.4 Vorprozessieren der Variablen

Bevor die Variablen in das neuronale Netz gespeist werden, werden sie in einem automatisierten Verfahren von NeuroBayes vorprozessiert. Dies sorgt einerseits dafür, dass die verschiedenen Variablen ohne weitere Berücksichtigung ihrer Verteilung zum Training benutzt und andererseits leichter vom neuronalen Netz verarbeitet werden können. Die Verteilungen der verschiedenen Variablen werden für einen

Signalanteil von 50 % zu flachen ebenen Verteilungen transformiert. Anschließend wird der Signalanteil (purity) der Verteilungen jeweils mit einem Fit in eine Spline-Funktion[18, S. 228] umgewandelt. Einem Wert der ursprünglichen Variable wird über diese Funktion ein Signalanteil in der ebenen Verteilung zugeordnet. Dieser wird als Variable im Netz verwendet, da er bereits die maximal mögliche Trennung von Signal und Untergrund dieser Variable beschreibt.

5.5 Training

Die Struktur des neuronalen Netzes selbst ist, wie in Abbildung 5.11 dargestellt, in drei Schichten aus Knotenpunkten unterteilt. Die Knotenpunkte der ersten Schicht

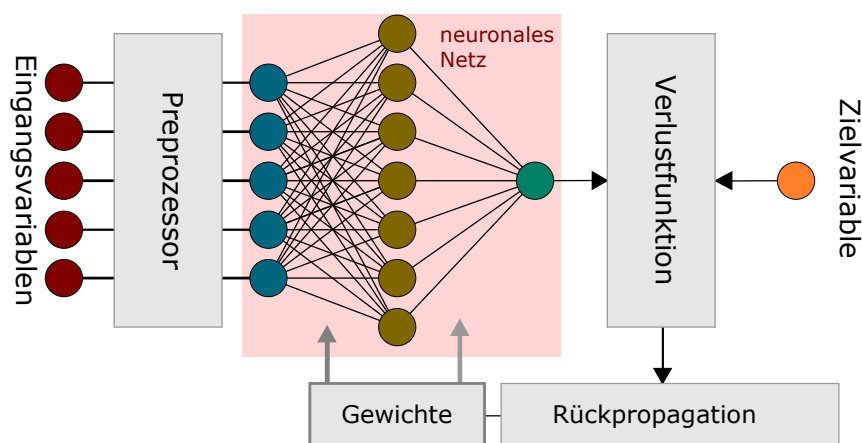


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des Trainingsprozesses in NeuroBayes@. Analog zu ähnlicher Grafik in [16].

liefern jeweils eine der vorprozessierten Eingangsvariablen. Ein zusätzlicher Knotenpunkt liefert einen konstanten Ausgangswert von eins und ist vorteilhaft für das Training des neuronalen Netzes [17]. Knotenpunkte in der mittleren und letzten Schicht stehen für Funktionen, die aus den Ausgangsvariablen aller Knoten der vorherigen Schicht eine Ausgangsvariable berechnen, indem die Variablen mit im Training zu bestimmenden Gewichten multipliziert und addiert werden und das Ergebnis mit einer nichtlinearen Transformation auf das Intervall $[-1, 1]$ transformiert wird. Die letzte Schicht besteht hier nur aus einem Knotenpunkt, welcher die Ausgangsvariable $NNout$ liefert. Beim Training wird diese Variable für jedes Ereignis mit dem erwünschten Wert von eins für ein Signalereignis und null für ein Untergrundereignis verglichen. Die Verlustfunktion liefert ein Maß für die gesamte Übereinstimmung von $NNout$ und der Zielvariable von allen Ereignissen. Je besser die Übereinstimmung, desto kleiner ist die Verlustfunktion. Mithilfe einer schrittweisen Minimierung der Verlustfunktion durch Variation der Gewichte zwischen den Knotenpunkten wird so

das neuronale Netz trainiert, wobei Signalereignisse zu einem $NNout$ -Wert von 1 und Untergrundereignisse zu einem $NNout$ -Wert von 0 tendieren. Eine Gefahr beim Training eines neuronalen Netzes ist das sogenannte Übertraining. Im Idealfall liefert das trainierte Netz bei einem anderen als dem für das Training verwendeten Datensatz dieselbe Separation des Signals und einen gleichen Wert der Verlustfunktion. Ist dies nicht der Fall spricht man von einem übertrainierten Netz, da das Netz zusätzlich zu den datensatzunabhängigen Verteilungen auch datensatzspezifische Eigenschaften gespeichert hat. Um dies zu vermeiden, werden für das Training nur Variablen mit einer gewissen Signifikanz benutzt und 20% der zur Verfügung stehenden Daten werden als Validation einer datensatzunabhängigen Verlustfunktion genutzt, ohne in das eigentliche Training einzugehen. Außerdem wird das Training beendet, sobald die Verlustfunktion ein Minimum erreicht. Für das Training werden die Prozesse so skaliert, dass 50 % der Trainingsdaten Signalereignisse und die restlichen 50 % Untergrundereignisse sind. Die relativen Verhältnisse der zu erwartenden Ereignisse der Untergrundprozesse zueinander werden dabei erhalten. Die $NNout$ -Verteilungen für das Training auf die Signalprozesse $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ sind in Abbildung 5.12 und Abbildung 5.13 dargestellt.

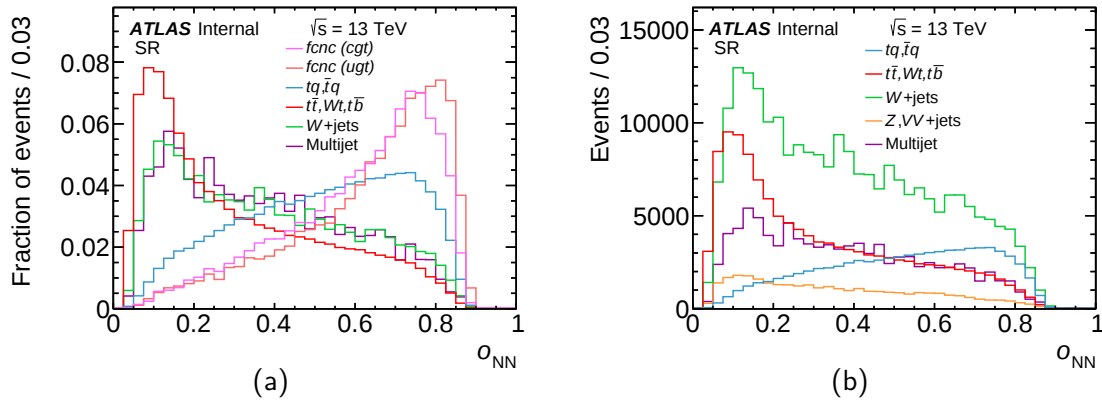


Abbildung 5.12: $NNout$ -Verteilungen für das Training auf den Signalprozess $ug \rightarrow t$, für die verschiedenen Prozesse und auf die Einheitsfläche normiert (a) sowie absolut ($\mathcal{L}_{int} = 36,074 \text{ fb}^{-1}$) (b) dargestellt.

In beiden Trainings besitzen die Signale einen klaren Peak für hohe $NNout$ -Werte, während die Verteilungen der Untergründe, bis auf die SM Single-Top-Quark-Produktion, im niedrigen $NNout$ Bereich ihr Maximum besitzen. Der am schlechtesten getrennte Untergrund ist die SM Single-Top-Quark-Produktion. Diese ist schwer vom Signal zu trennen, da sowohl die Signalprozesse als auch die SM Single-Top-Quark-Produktion den Zerfall eines einzelnen Top-Quarks beinhalten. Der Peak der Verteilung des jeweils trainierten Prozesses liegt bei einem höheren $NNout$ -Wert und ist schmäler als die Verteilung des jeweils anderen Signals. Das Netz trennt also jeweils den Prozess mit dem es trainiert wird besser als den anderen.

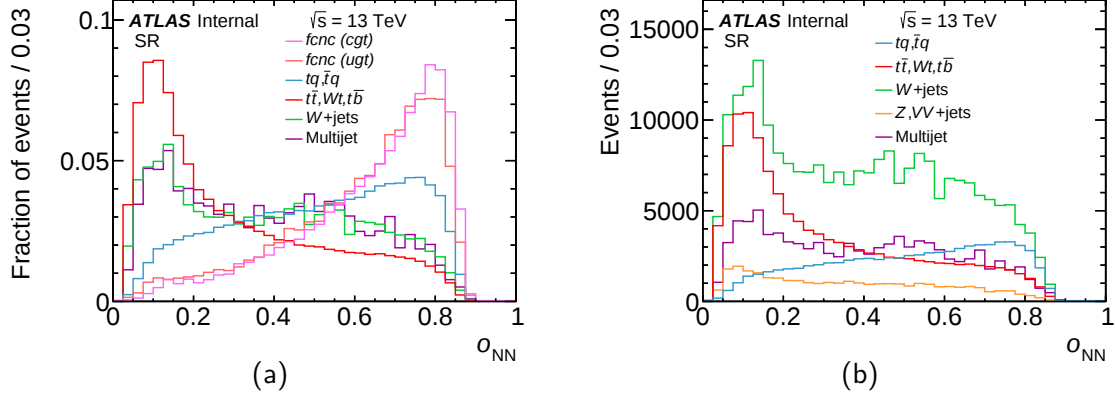


Abbildung 5.13: $NNout$ -Verteilungen für das Training auf den Signalprozess $cg \rightarrow t$, für die verschiedenen Prozesse und auf die Einheitsfläche normiert (a) sowie absolut ($\mathcal{L}_{int} = 36,074 \text{ fb}^{-1}$) (b) dargestellt.

Um den Einfluss der Anzahl an verwendeten Variablen im Training auf die Qualität des Netzes zu untersuchen, wird schrittweise die Variable mit der niedrigsten Signifikanz aus dem Training entfernt und neu auf das Signal trainiert, bis nur noch mit einer Variable trainiert wird. Zusätzlich zu diesen Netzen wird auch ein neuronales Netz auf die Kombination beider Signalprozesse trainiert, um den Vorteil des Trainings auf die einzelnen Prozesse zu untersuchen. Dazu wird analog zu dem Vorgang bei den Signalprozessen ein Satz von Variablen mit Signifikanz $\sigma > 4,5$ bestimmt.

Die Qualität des Trainings kann mit verschiedenen Methoden untersucht und verglichen werden. Ein Qualitätsmerkmal des Trainings ist die Verteilung des Signalanteils in der $NNout$ -Verteilung. Bei einer minimierten Verlustfunktion sollte dieser einen linearen Zusammenhang zeigen. Für die Trainings mit allen Variablen der beiden Signalprozesse ist der Signalanteil (purity) der $NNout$ -Verteilung in Abbildung 5.14 dargestellt. In beiden Trainings wird der lineare Zusammenhang erreicht. Lediglich im Bereich niedriger $NNout$ -Werte liegen die Signalanteile etwas unter der erwarteten Gerade.

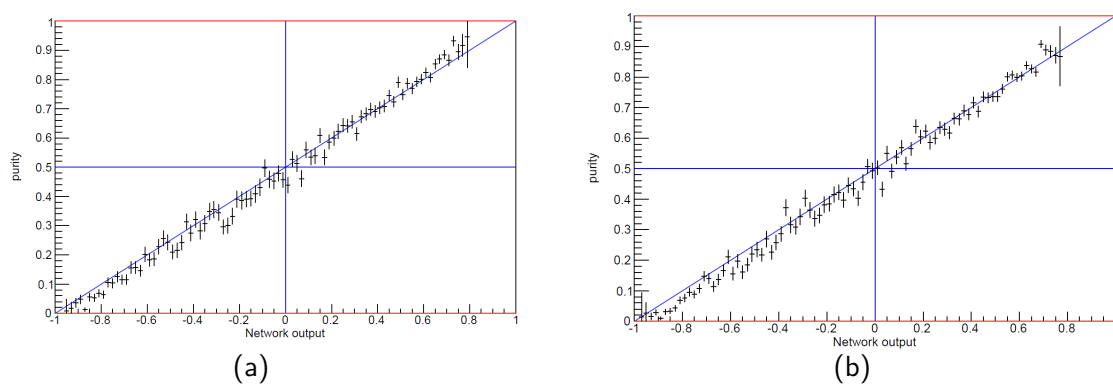


Abbildung 5.14: Signalanteil der $NNout$ -Verteilung für das *ugt* Training in (a) und das *cgt* Training in (b). Eine diagonale Linie zeigt den erwarteten linearen Zusammenhang von Signalanteil (purity) und $NNout$ -Wert (Network output).

6 Erwartetes oberes Limit

Eine wichtige Größe, um experimentelle Daten mit simulierten Daten zu vergleichen und eine Aussage über das Signal zu machen, ist das obere Limit $\sigma^{95\%}$ des Wirkungsquerschnittes. Es gibt an, welcher Wirkungsquerschnitt anhand der experimentellen und simulierten Daten mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% mit der CLs-Methode[19] ausgeschlossen werden kann. Außerdem kann nur aus den simulierten Daten anhand der statistischen und systematischen Fehler der Verteilung, das erwartete obere Limit $\sigma_{exp}^{95\%}$ der experimentellen Daten berechnet werden. Dies wird hier mit dem Programm „TRexFitter“ realisiert. Neben der physikalischen Bedeutung sind die erwarteten oberen Limits eine gute Größe um verschiedene neuronale Netze und Trainings zu vergleichen. Die erwarteten oberen Limits der beiden trainierten Netze für das $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Signal sowie das kombinierte Training vom $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Signal werden jeweils für beide Signale in Tabelle 6.1 angegeben.

Tabelle 6.1: Die erwarteten oberen Limits $\sigma_{exp}^{95\%}$ der beiden trainierten Netze jeweils für den $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Signalprozess unter Beachtung der systematischen Fehler

	training auf ugt	training auf cgt	training auf $ugt+cgt$
$\sigma_{exp}^{95\%}(ug \rightarrow t)/\text{pb}$	7,56	10,00	8,69
$\sigma_{exp}^{95\%}(cg \rightarrow t)/\text{pb}$	6,31	5,56	5,41

Wie erwartet ist das erwartete obere Limit des $ug \rightarrow t$ Prozesses im ugt Training niedriger. Dies zeigt, dass das getrennte Training vom $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Prozess von Vorteil für das erwartete obere Limit sein kann. Das erwartete obere Limit vom $cg \rightarrow t$ Prozesses ist im cgt Training tiefer als im ugt Training, jedoch im kombinierten Training noch etwas tiefer. Ein solcher Effekt kann durch den im Training nicht berücksichtigten „Multijet“-Untergrund hervorgerufen werden.

Um den Einfluss der Anzahl verwendeter Variablen im Netzwerk zu untersuchen, wird das erwartete obere Limit der $NNout$ Verteilungen von den neuronalen Netzen, welche mit weniger Variablen trainiert werden, jeweils unter Einfluss der systematischen Fehler und ohne systematische Fehler ausgerechnet. Die resultierenden erwarteten oberen Limits sind in Tabelle 6.2 und 6.3 angegeben und in Abbildung 6.1 und 6.2 dargestellt. Da die Variablen unterschiedlich sensitiv auf die angenommenen systematischen Fehler der Verteilungen sind, kann das erwartete obere Limit beim Hinzufügen einer Variable auch steigen. Das Training selbst versucht nicht die statistischen und systematischen Fehler der $NNout$ -Verteilungen zu minimieren, sondern nur Signal- und Untergrundprozesse zu trennen. Außerdem wird der

Tabelle 6.2: Erwartete obere Limits des *ugt*-Signals beim Training auf das *ugt*-Signal mit verringerter Anzahl an Variablen und jeweils mit und ohne Beachtung der systematischen Fehler.

Variable niedrigster Varianz	Anzahl an Variablen	$\sigma_{exp}^{95\%}(\text{mit syst.})/\text{pb}$	$\sigma_{exp}^{95\%}(\text{ohne syst.})/\text{pb}$
$\Delta R(W, t)$	10	7,56	4,97
$M(l, \nu, b)$	9	7,43	4,85
$\eta(b)$	8	7,48	4,92
$ \Delta\Phi(W, b) $	7	8,07	5,13
$p_T(W)$	6	8,23	5,30
$q(\ell)$	5	8,49	5,27
$m_T(W)$	4	9,36	5,80
$p_T(b)$	3	9,43	5,97
$\Delta R(W, b)$	2	12,3	6,73
$M(l, b)$	1	10,1	7,29

Tabelle 6.3: Erwartete obere Limits des *cgt*-Signals beim Training auf das *cgt*-Signal mit verringerter Anzahl an Variablen und jeweils mit und ohne Beachtung der systematischen Fehler.

Variable niedrigster Varianz	Anzahl an Variablen	$\sigma_{exp}^{95\%}(\text{mit syst.})/\text{pb}$	$\sigma_{exp}^{95\%}(\text{ohne syst.})/\text{pb}$
$ \Delta\Phi(l, W) $	13	5,56	3,73
$ \Delta\Phi(\nu, l) $	12	5,53	3,75
$\eta(b)$	11	5,60	3,71
H_T	10	5,65	3,72
$ \Delta\Phi(W, b) $	9	5,62	3,69
$q(\ell)$	8	5,61	3,67
$\Delta R(W, b)$	7	5,68	3,74
$m_T(W)$	6	5,84	3,77
$M(l, \nu, b)$	5	5,36	3,59
$\eta(W)$	4	5,81	3,88
$p_T(b)$	3	5,94	3,91
$p_T(t)$	2	10,6	4,59
$M(l, b)$	1	9,93	4,51

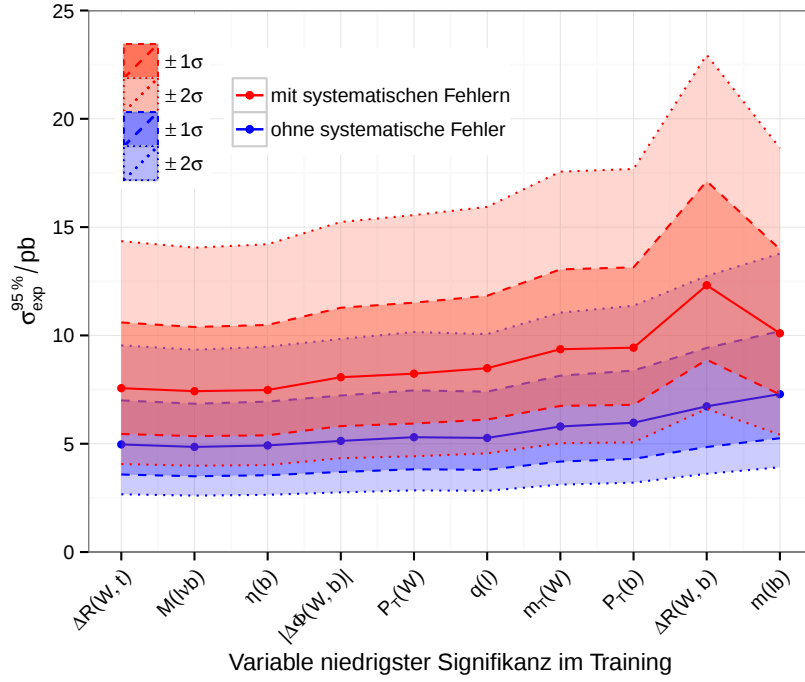


Abbildung 6.1: Erwartetes obere Limit für den $u \rightarrow gt$ -Signalprozess unter Benutzung der NN_{out} -Verteilungen von auf den $u \rightarrow gt$ -Signalprozess trainierten neuronalen Netzen in Abhängigkeit der verwendeten Anzahl an Variablen. Die Bänder geben die $\pm 1\sigma$ und $\pm 2\sigma$ Umgebungen der Erwartung an das obere Limit an.

„Multijet“-Untergrund beim Training nicht verwendet und somit nicht zwingend vom Signal getrennt. Diese Gründe können dazu führen, dass zusätzliche Variablen im Training das erwartete obere Limit vergrößern und nicht verkleinern. Es fällt auf, dass sich ab einer höheren Anzahl an Variablen das erwartete obere Limit bei beiden Signalen nicht mehr stark verändert. Dies unterstützt die Annahme, dass eine Inklusion von mehr Variablen das Training nicht mehr weiter verbessern würde. Ohne systematische Fehler nimmt das erwartete obere Limit beim ugt -Signal mit jeder zusätzlichen Variable außer der Variable niedrigster Signifikanz $\Delta R(W, t)$ ab, während es beim cgt -Signal bei den Variablen $p_T(t)$, $m_T(W)$ und $\Delta\Phi(\nu, l)$ leicht steigt. Dieser Anstieg ist bei beiden Signalen, unter Beachtung der systematischen Fehler, noch verstärkt. Auch beim ugt -Signal erhöht sich das Limit bei der Inklusion der zweit-signifikantesten Variable, wenn die systematischen Fehler beachtet werden. Für das ugt -Training ist die zweit-signifikanteste Variable $\Delta R(W, b)$ und für das cgt -Training $p_T(b)$. Beide Variablen geben, im Fall von $p_T(b)$ direkt und im Fall von $\Delta R(W, b)$ indirekt, Auskunft über den Impuls des rekonstruierten Top-Quarks. Im Vergleich zum erwarteten oberen Limit von der Verteilung der vorprozessierten Variable höchster Signifikanz $M(l, b)$ sinkt das erwartete obere Limit unter Beach-

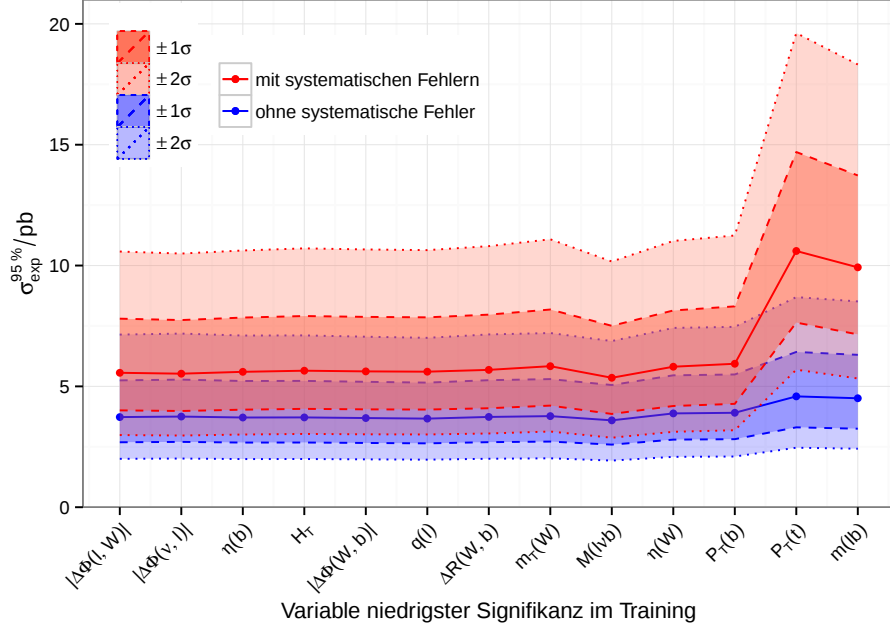


Abbildung 6.2: Erwartetes obere Limit für den $c \rightarrow gt$ -Signalprozess unter Benutzung der NNout-Verteilungen von auf den $c \rightarrow gt$ -Signalprozess trainierten neuronalen Netzen in Abhängigkeit der verwendeten Anzahl an Variablen. Die Bänder geben die $\pm 1\sigma$ und $\pm 2\sigma$ Umgebungen der Erwartung an das obere Limit an.

tung der systematischen Fehler beim ugt -Training maximal um 2,67 pb und beim cgt -Training maximal um 4,57 pb. Da das erwartete obere Limit bei der Hinzunahme mancher Variablen steigt, ergeben sich bei bestimmten Variabel-Anzahlen niedrigere erwartete obere Limits, als wenn alle Variablen verwendet werden. Das niedrigste erwartete obere Limit ergibt sich so für den $ug \rightarrow t$ Signalprozess mit einer Anzahl von neun Variablen zu $\sigma_{exp}^{95\%} = 7,43 \text{ pb}$ und für den $cg \rightarrow t$ -Signalprozess mit einer Anzahl von fünf Variablen zu $\sigma_{exp}^{95\%} = 5,36 \text{ pb}$. Der Wirkungsquerschnitt steht, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, mit der Kopplungskonstanten κ_{gqt} im Zusammenhang, wobei hier $q = u, c$ betrachtet wird. Dieser Zusammenhang wird in Gleichung 6.1 beschrieben.

$$\sigma_{qg \rightarrow t} \times B(t \rightarrow Wb) = \sum_{q=u,c} \left(\frac{\kappa_{gqt}}{\Lambda} \right)^2 (b_{qL}|f_q^L|^2 + b_{qR}|f_q^R|^2) \quad [20] \quad (6.1)$$

Dabei sind b_{qL} , b_{qR} , f_q^L und f_q^R Konstanten des Modells. Der Koeffizient $(b_{qL}|f_q^L|^2 + b_{qR}|f_q^R|^2)$ wird hier jeweils für beide Signalprozesse mit METop[10] berechnet. Die Kopplungskonstanten stehen mit dem jeweiligen Zerfallsanteil des Prozesses über

Gleichung 6.2 im Zusammenhang.

$$\mathcal{B}(qg \rightarrow t) = 1,1964 \text{ TeV}^2 \left(\frac{\kappa_{gqt}}{\Lambda} \right)^2 \quad [21] \quad (6.2)$$

Mit diesen Zusammenhängen ergibt sich für die erwarteten oberen Limits der Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(ug \rightarrow t) < 4,2 \times 10^{-5}$ und $\mathcal{B}(cg \rightarrow t) < 12 \times 10^{-5}$.

7 Zusammenfassung

In der Analyse werden neuronale Netze mit Monte Carlo Daten trainiert, um die Signale der $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Prozesse bei der Einzel-Top-Quark Produktion von Untergrundprozessen zu trennen. Dazu werden die Daten auf die Signatur von einem b -Jet, einem Lepton und einem Neutrino beschränkt. Aus einer großen Anzahl möglicher Variablen werden in einem automatisierten Verfahren für beide Signale Variablen hoher Signifikanz bestimmt. Die Verteilungen dieser Variablen werden genauer untersucht und der Ursprung ihrer Signifikanz studiert. Die Variablen werden daraufhin vorprozessiert und zum Training von neuronalen Netzen für die Trennung der Signalprozesse verwendet. Dieser Vorgang wird jeweils für beide Signalprozesse durchgeführt und zusätzlich wird zum Vergleich ein Netz auf das kombinierte Signal beider Prozesse trainiert. Außerdem werden die erwarteten oberen Limits der Wirkungsquerschnitte der beiden Signale mit der Verteilung der Ausgangsvariablen von den neuronalen Netzen berechnet. Das erwartete obere Limit ergibt sich so für das ugt -Signal zu $\sigma_{exp}^{95\%} = 7,56 \text{ pb}$ und für das cgt -Signal zu $\sigma_{exp}^{95\%} = 5,56 \text{ pb}$.

Zur Untersuchung des Einflusses der Anzahl der verwendeten Variablen, werden für beide Signale neuronale Netze mit einer geringeren Anzahl an Variablen trainiert und jeweils das erwartete obere Limit des Wirkungsquerschnittes des jeweiligen Signals mit der resultierenden Verteilung berechnet. Es zeigt sich, dass das erwartete obere Limit jeweils bei einer höheren Anzahl an Variablen nicht mehr weiter abnimmt. Außerdem wird festgestellt, dass die Hinzunahme mancher Variablen das erwartete obere Limit verschlechtert und dieser Effekt bei Beachtung der systematischen Fehler größer wird. Das niedrigste erwartete obere Limit ergibt sich so für das ugt -Signal mit einer Anzahl von neun Variablen zu $\sigma_{exp}^{95\%} = 7,43 \text{ pb}$ und für das cgt -Signal mit einer Anzahl von fünf Variablen zu $\sigma_{exp}^{95\%} = 5,36 \text{ pb}$. Daraus lassen sich die erwarteten oberen Limits der Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(ug \rightarrow t) < 4,2 \times 10^{-5}$ und $\mathcal{B}(cg \rightarrow t) < 12 \times 10^{-5}$ berechnen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Elementare Wechselwirkungen im SM.	1
2.1	Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung von Top-Quark-Paar-Produktion im SM.	6
2.2	Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung von Einzel-Top-Quark-Produktion im SM.	7
2.3	Feynman-Diagramme des Top-Quark-Zerfalls in niedrigster Ordnung mit anschließendem W^+ -Boson Zerfall.	7
2.4	Feynman-Diagramme von FCNC Prozessen.	8
2.5	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Signalprozesse von den Kopplungsstärken	9
3.1	Schematische Darstellung vom LHC Ring, den Vorbeschleunigern und den vier großen LHC Experimenten.	11
3.2	Schematische Darstellung des ATLAS Detektors.	12
5.1	Signifikanzen der ausgewählten Variablen für beide Signalprozesse . .	21
5.2	Verteilung von $q(\ell)$	22
5.3	Verteilungen von $M(lb)$ und $M(l\nu b)$	22
5.4	Verteilung von $p_T(t)$	23
5.5	Verteilungen von $\eta(W)$ und $\eta(l)$	23
5.6	Verteilungen von $\Delta R(W, b)$ und $ \Delta\Phi(W, b) $	24
5.7	Verteilung von $m_T(W)$	24
5.8	Verteilung von $p_T(b)$	25
5.9	Verteilungen von $p_T(W)$ und $ \Delta\Phi(l, \nu) $	26
5.10	Verteilung von H_T	26
5.11	Schematische Darstellung des Trainingsprozesses in NeuroBayes®. . .	27
5.12	$NNout$ -Verteilungen für das Training auf den Signalprozess $ug \rightarrow t$. .	28
5.13	$NNout$ -Verteilungen für das Training auf den Signalprozess $cg \rightarrow t$. .	29
5.14	Signalanteil der $NNout$ -Verteilungen beider Signale	30
6.1	Erwartetes obere Limit für den $u \rightarrow gt$ -Signalprozess in Abhängigkeit der verwendeten Anzahl an Variablen.	33

6.2	Erwartetes obere Limit für den $c \rightarrow gt$ -Signalprozess in Abhängigkeit der verwendeten Anzahl an Variablen.	34
-----	---	----

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen im SM mit Angabe des schwachen Isospins T , dessen z-Komponente T_z , der schwachen Hyperladung Y und der daraus resultierenden elektrischen Ladung Q	3
2.1	Theoretische Vorhersagen unterschiedlicher Modelle für die Verzweigungsverhältnisse von verschiedenen FCNC Prozessen	8
4.1	Ertrag an Ereignissen in den verschiedenen Prozessen nach allen Selektionsschnitten und der verwendete systematische Fehler.	17
6.1	Die erwarteten oberen Limits $\sigma_{exp}^{95\%}$ der beiden trainierten Netze jeweils für den $ug \rightarrow t$ und $cg \rightarrow t$ Signalprozess unter Beachtung der systematischen Fehler	31
6.2	Erwartete obere Limits des ugt -Signals beim Training auf das ugt -Signal mit verringerter Anzahl an Variablen und jeweils mit und ohne Beachtung der systematischen Fehler.	32
6.3	Erwartete obere Limits des cgt -Signals beim Training auf das cgt -Signal mit verringerter Anzahl an Variablen und jeweils mit und ohne Beachtung der systematischen Fehler.	32

Literaturverzeichnis

- [1] Eric Drexler. Elementary particle interactions in the Standard Model. Website. Online erhältlich unter https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Elementary_particle_interactions_in_the_Standard_Model.png; abgerufen am 10. August 2017.
- [2] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012. [arXiv:1207.7214](#), [doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020](#).
- [3] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012. [arXiv:1207.7235](#), [doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021](#).
- [4] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016. [doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001](#).
- [5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev. D*, 2:1285–1292, Oct 1970. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.2.1285>, [doi:10.1103/PhysRevD.2.1285](#).
- [6] J. A. Aguilar-Saavedra. Top flavor-changing neutral interactions: Theoretical expectations and experimental detection. *Acta Phys. Polon.*, B35:2695–2710, 2004. [arXiv:hep-ph/0409342](#).
- [7] F. Larios, R. Martinez, and M. A. Perez. New physics effects in the flavor-changing neutral couplings of the top quark. *Int. J. Mod. Phys.*, A21:3473–3494, 2006. [arXiv:hep-ph/0605003](#), [doi:10.1142/S0217751X06033039](#).
- [8] Georges Aad et al. Search for single top-quark production via flavour-changing neutral currents at 8 TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C76(2):55, 2016. [arXiv:1509.00294](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-016-3876-4](#).
- [9] Gauthier Durieux, Fabio Maltoni, and Cen Zhang. Global approach to top-quark flavor-changing interactions. *Phys. Rev.*, D91(7):074017, 2015. [arXiv:1412.7166](#), [doi:10.1103/PhysRevD.91.074017](#).
- [10] Rita Coimbra, Antonio Onofre, Rui Santos, and Miguel Won. MTop - a generator for single top production via FCNC interactions. *Eur. Phys. J.*, C72:2222, 2012. [arXiv:1207.7026](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-012-2222-8](#).
- [11] Celine Degrande, Claude Duhr, Benjamin Fuks, David Grellscheid, Olivier Mattelaer, and Thomas Reiter. UFO - The Universal FeynRules Output. *Comput.*

- Phys. Commun.*, 183:1201–1214, 2012. arXiv:1108.2040, doi:10.1016/j.cpc.2012.01.022.
- [12] Lyndon Evans and Philip Bryant. Lhc machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, 2008. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- [13] Arpad Horvath. LHC (Large Hadron Collider) und Vorbeschleuniger. Website. Online erhältlich unter <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/74/LHC.svg>; abgerufen am 10. August 2017.
- [14] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [15] Der ATLAS-Detektor. Website. Online erhältlich unter <http://atlas.physicsmasterclasses.org/de/atlas.htm>; abgerufen am 7. August 2017.
- [16] Physics Information Technologies <phi t>. The NeuroBayes® User’s Guide, September 2004.
- [17] M. Feindt. A Neural Bayesian Estimator for Conditional Probability Densities. *ArXiv Physics e-prints*, February 2004. arXiv:physics/0402093.
- [18] E. Lohrman and V. Blobel. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. 2012. Online erhältlich unter <http://www.desy.de/~blobel/eBuch.pdf>; abgerufen am 24. August 2017.
- [19] Diego Casadei. Statistical methods used in ATLAS for exclusion and discovery. In *Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011*, pages 94–99, Geneva, 2011. CERN, CERN. URL: <https://inspirehep.net/record/922978/files/arXiv:1108.2288.pdf>, arXiv:1108.2288, doi:10.5170/CERN-2011-006.94.
- [20] Jun Gao, Chong Sheng Li, Li Lin Yang, and Hao Zhang. Search for anomalous top quark production at the early LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 107:092002, 2011. arXiv:1104.4945, doi:10.1103/PhysRevLett.107.092002.
- [21] Jia Jun Zhang, Chong Sheng Li, Jun Gao, Hao Zhang, Zhao Li, C. P. Yuan, and Tzu-Chiang Yuan. Next-to-leading order QCD corrections to the top quark decay via model-independent FCNC couplings. *Phys. Rev. Lett.*, 102:072001, 2009. arXiv:0810.3889, doi:10.1103/PhysRevLett.102.072001.