

Untersuchung der Kopplung im $t\bar{t} + \gamma$ -Vertex mit dem CMS-Experiment

von

Markus Backes

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im

September 2013

angefertigt im

III. Physikalischen Institut B

bei

Prof. Dr. A. Stahl

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2 Das Top-Quark am LHC	3
2.2.1 Erzeugung von Top-Quark-Paaren	4
2.2.2 Top-Quark-Zerfall	5
2.3 Anomale Kopplungen des Top-Quarks	8
3 Das CMS-Experiment am LHC	11
3.1 Der Large Hadron Collider	11
3.2 Der CMS-Detektor	14
3.2.1 Die Silizium-Spurdetektoren	15
3.2.2 Die Kalorimeter	17
3.2.3 Der Solenoidmagnet	20
3.2.4 Die Myonkammern	20
3.2.5 Das Triggersystem	22
4 Konzept der Analyse	25
4.1 Signatur des Signals	25
4.2 Untergrund-Prozesse	25
4.2.1 Untergrund-Prozesse der Top-Paar-Signatur	25
4.2.2 Untergrund-Prozesse der Photon-Signatur	30
4.3 Aufbau der Analyse	30
5 Datensimulation	33
5.1 Monte-Carlo-Simulation	33
5.1.1 Produktionskette	33
5.1.2 Simulation von $t\bar{t} + \gamma$ Ereignissen	34
5.1.3 Simulation des Top-Quark-Paar-Prozesses und der betrachteten Untergründe	35
5.1.4 Detektorsimulation	35
5.2 Studie der von WHIZARD generierten Monte-Carlo-Samples	36

5.2.1	Wirkungsquerschnitt des $t\bar{t} + \gamma$ -Prozesses	36
5.2.2	E_T -Spektrum des Photons	37
6	Ereignisrekonstruktion und -selektion	45
6.1	Ereignisrekonstruktion	45
6.1.1	Myonen	45
6.1.2	Elektronen	47
6.1.3	Photonen	49
6.1.4	Geladene und ungeladene Hadronen	50
6.1.5	Particle Flow	50
6.1.6	Jets	51
6.1.7	B-Tag	52
6.2	Selektion	52
6.2.1	Top-Quark-Paar-Selektion	52
6.2.2	Photon matching	53
6.2.3	Selektion von $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignissen	54
7	Vergleich mit Daten	61
7.1	E_T -Spektren	61
7.2	2-Bin-Analyse	61
7.3	E_T -Mean-Analyse	63
7.4	Analyse der Exponentialanpassung	63
7.5	Vergleich der Analysemethoden	65
7.6	Auswertung von $4,7 \text{ fb}^{-1}$ Daten	65
7.7	Statistische und systematische Unsicherheiten	68
7.7.1	Statistische Unsicherheiten	68
7.7.2	Systematische Unsicherheiten	70
8	Zusammenfassung und Ausblick	73
A	Verteilungen der Schnittvariablen	77
	Literaturverzeichnis	83

Kapitel 1

Einleitung

Ende 2009 begann der Large Hadron Collider (LHC) in Genf mit der Datennahme. Damit beginnt eine überaus interessante Zeit für die Teilchenphysik, in der Bekanntes überprüft und viel Neues entdeckt werden kann. Das erste, mit Spannung erwartete Resultat war die Entdeckung eines Higgs-artigen Bosons im Sommer 2012 [12]. Dieses vermittelt den Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, den W^\pm und dem Z , Masse und wurde schon 1964 theoretisch im Higgs-Formalismus eingeführt [35]. Das Higgs-Boson ist das letzte fehlende Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik, welches sich seit fast 40 Jahren als sehr zuverlässig erwiesen hat [47]. Das Top-Quark wurde als bisher letztes Fermion des Standardmodells 1995 durch die Experimente CDF [16] und DØ[24] am Fermilab nachgewiesen.

Im Hinblick auf die Untersuchung von Phänomenen jenseits des Standardmodells besitzt das Top-Quark einige vielversprechende Eigenschaften. Aufgrund seiner hohen Masse wird erwartet, dass die Effekte solcher Phänomene auf die Kopplungen des Top-Quarks größer sind als für andere Quarks [1]. Eine herausragende Eigenschaft des Top-Quarks ist außerdem, dass es zerfällt, bevor es hadronisieren kann, so dass diese Effekte mit der vom LHC bereitgestellten hohen Schwerpunktsenergie und Luminosität sichtbar gemacht werden können.

In dieser Arbeit wird die Kopplungsstärke des elektrischen Dipolmomentes d_A^γ untersucht. Im Standardmodell wird auf Born-Niveau erwartet, dass das elektrische Dipolmoment verschwindet. Ziel ist es, die Vorhersage des Standardmodells zu verifizieren und einen Ausschluss auf Vorhersagen alternativer Modelle zu geben. Dazu werden vom CMS-Detektor in 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ aufgenommene Daten, die einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 4,7 \text{ fb}^{-1}$ entsprechen, herangezogen. Die hier vorgelegte Diplomarbeit beginnt mit einem kurzen Überblick über die theoretischen Grundlagen dieser Analyse. Es folgt eine Übersicht des LHC und eine Beschreibung des CMS Experimentes. Danach wird das Konzept der vorliegenden Analyse dargelegt, deren Durchführung in den nachfolgenden Kapiteln detailliert vorgestellt wird. Im vorletzten Kapitel wird diskutiert, wie groß die Separationskraft der untersuchten Variablen zwischen verschiedenen d_A^γ -Szenarien ist und abschließend im letzten Kapitel eine Zusammenfassung der Arbeit ge-

geben. Diese vermittelt einen Überblick der wichtigsten Erkenntnisse und einen Ausblick auf mögliche Verbesserungen.

Anmerkung

In dieser Arbeit wird das natürliche Einheitensystem verwendet. Damit gilt:

$$c = \hbar = 1 .$$

Die Einheiten einiger häufig benutzter Größen werden damit zu

$$[\text{Energie}] = [\text{Impuls}] = [\text{Masse}] = [\text{Zeit}]^{-1} = [\text{Länge}]^{-1} = \text{eV} .$$

Das beim CMS Experiment verwendete Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Wechselwirkungspunkt. Dabei zeigt die x -Achse zum Zentrum des LHC, die y -Achse vertikal nach oben und die z -Achse entlang der Strahlachse. Der Polarwinkel θ nimmt auf der positiven z -Achse den Wert Null an, auf der negativen den Wert π . Häufig wird er zur Pseudorapidität η transformiert, die wie in Abschnitt 3.2 beschrieben definiert ist. Der Azimuthalwinkel ϕ wird in der x - y -Ebene gemessen, welche senkrecht zur Strahlachse steht. Des Weiteren wird die Einstein'sche Summenkonvention verwendet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist, als Fermionen sowie die zwischen ihnen wirkenden Kräfte als Bosonen. In Tabelle 2.1 ist die Gruppe der Fermionen mit ihren wichtigsten Eigenschaften beschrieben, die aus sechs Leptonen und sechs Quarks besteht. Außerdem gibt es zu jedem Elementarteilchen noch ein Antiteilchen mit gleicher Masse, Spin und Isospin, jedoch negierten additiven Quantenzahlen. Die linkshändigen Fermionen weisen dabei bezüglich der schwachen Wechselwirkung eine Dublett-, die rechtshändigen eine Singlett-Struktur auf. Die Wechselwirkung zwischen den Fermionen wird im Standardmodell der Teilchenphysik über den Austausch von Eichbosonen mit ganzzahligem Spin. Diese Bosonen stellen die Quantisierungen der entsprechenden Felder dar: das Photon γ der elektromagnetischen Wechselwirkung, die W^\pm - sowie Z^0 -Bosonen der schwachen Wechselwirkung, sowie acht Gluonen der starken Wechselwirkung. Die jeweiligen Prozesse werden durch die Quantenelektrodynamik und die Quantenchromodynamik theoretisch beschrieben, für eine tiefer gehende Erläuterung siehe [2].

Eine spezielle Position nimmt das Higgs-Boson im Standardmodell ein. Es trägt als einziges Teilchen den Spin 0 und verleiht den schwachen Eichbosonen W^\pm und Z^0 ihre Masse. Die CMS- [12] und ATLAS-Experimente [4] am LHC präsentierten am 4. Juli 2012 die Entdeckung eines Higgs-artigen, neuen Teilchens mit einer Masse von 125 GeV.

2.2 Das Top-Quark am LHC

Das Top-Quark wurde 1973 von M. Kobayashi und T. Maskawa [21] postuliert, um die CP-Verletzung im Kaonenzersetzung zu erklären und 1995 als letztes Fermion experimentell durch das CDF-Experiment [16] sowie das DØ-Experiment [24] nachgewiesen. Der aktuell beste Messwert der Topmasse,

$$m_t = 173,3 \pm 0,5 \text{ (stat.)} \pm 1,3 \text{ (syst.)} \text{ GeV ,} \quad (2.1)$$

beruht auf der Auswertung von 4.9 fb^{-1} Daten, die im Jahre 2011 am LHC gesammelt wurden [11]. Das Top-Quark ist damit das schwerste Fermion.

Tabelle 2.1: Die drei Teilchenfamilien von Quarks und Leptonen mit ihren Quantenzahlen. Q bezeichnet die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung, T_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins, Y die Hyperladung [38].

	1	2	3	$Q [e]$	T_3	Y	Farbe
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ u_R d_R	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ c_R s_R	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ t_R b_R	2/3 -1/3 2/3 -1/3	1/2 -1/2 0 0	1/3 1/3 4/3 -2/3	rgb rgb rgb rgb
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ $\nu_{e,R}$ e_R^-	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ $\nu_{\mu,R}$ μ_R^-	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ $\nu_{\tau,R}$ τ_R^-	0 -1 0	1/2 -1/2 0	-1 -1 0	- - -

2.2.1 Erzeugung von Top-Quark-Paaren

Die bei der Toppaarerzeugung durch Proton-Proton-Kollisionen am LHC vorherrschenden Prozesse sind die Quark-Antiquark-Anihilation

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow t(p_3) + \bar{t}(p_4) \quad (2.2)$$

sowie die Gluon-Gluon-Fusion

$$g(p_1) + \bar{g}(p_2) \rightarrow t(p_3) + \bar{t}(p_4) . \quad (2.3)$$

Hier bezeichnet p_i die Viererimpulse der jeweiligen Teilchen. Abbildung 2.1 zeigt die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung dieser Prozesse. Anhand dieser können nun die quadrierten Matrixelemente für die beiden Produktionsmechanismen berechnet werden.. Diese Matrixelemente sind über die Anfangszustände gemittelt und über die Endzustände summiert:

$$|\mathcal{M}|^2 (q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) = (4\pi\alpha_s)^2 \frac{8}{9} \left(2 \frac{(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2}{(p_1 + p_2)^4} + \frac{m_t^2}{(p_1 + p_2)^2} \right) , \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 (g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}) &= (4\pi\alpha_s)^2 \left(\frac{(p_1 + p_2)^4}{24(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_3)} - \frac{3}{8} \right) \\ &\times \left(4 \frac{(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2}{(p_1 + p_2)^4} + \frac{4m_t^2}{(p_1 + p_2)^2} - \frac{m_t^4(p_1 + p_2)^4}{(p_1 \cdot p_3)^2(p_2 \cdot p_3)^2} \right) . \end{aligned} \quad (2.5)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau ergibt sich mit dem Flussfaktor $(2(p_1 + p_2))^{-1}$ und dem Phasenraumelement für einen $2 \rightarrow 2$ -Prozess zu:

$$d\hat{\sigma} = \frac{1}{2(p_1 + p_2)^2} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\mathcal{M}|^2 \quad (2.6)$$

Um den Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton-Kollisionen zu bestimmen, müssen die Partondichtefunktionen f_i berücksichtigt werden, welche die im Proton enthaltenen Partonen beschreiben. Damit ergibt sich:

$$d\sigma = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) d\hat{\sigma} . \quad (2.7)$$

Hier bezeichnet Q^2 den Energieübertrag und x den Impulsanteil des entsprechenden Partons am Gesamtimpuls. Die Produktion von Top-Paaren erreicht genau oberhalb der doppelten Top-Masse ihr Maximum. Dies entspricht bei Schwerpunktsenergien, die am LHC erreicht werden, nur einem kleinen Impulsanteil x am Gesamtimpuls des Protons. Die Partondichteverteilung ist abhängig von diesem Impulsanteil und liefert für kleine x -Werte einen großen Gluonanteil. Daher werden am LHC Top-Paare überwiegend über Gluonfusion produziert. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Top-Paar-Produktion unter Berücksichtigung von Diagrammen zweiter Ordnung (NNLO) bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV berechnet sich zu 163^{+11}_{-10} pb [37].

Abbildung 2.3 zeigt den Wirkungsquerschnitt verschiedener Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Man sieht, dass der Top-Wirkungsquerschnitt mit der Schwerpunktsenergie stärker ansteigt als wichtige Untergrundprozesse wie z.B. Z- oder QCD-Ereignisse, es ergibt sich somit ein deutlicher physikalischer Gewinn.

2.2.2 Top-Quark-Zerfall

Das Top-Quark zerfällt über die schwache Wechselwirkung fast ausschließlich in ein W-Boson und ein b-Quark. Dieser Zerfall wird durch die CKM-Matrix beschrieben

$$B_b = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} = |V_{tb}|^2 \quad (2.8)$$

unter der Annahme, dass drei Familien von Quarks existieren und damit der Unitarität der CKM-Matrix. Vernachlässigt man die Masse des b-Quarks und betrachtet nur die niedrigste Ordnung, so ergibt sich für die Zerfallsbreite des Top-Quarks

$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F m_t^3}{\sqrt{2} 8\pi} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) . \quad (2.9)$$

Bei den aktuell gemessenen Top- und W-Massen ergibt sich somit eine Zerfallsbreite des Top-Quarks von $\approx 1,4$ GeV und damit eine Lebensdauer von $\tau_{Top} \approx 4,7 \cdot 10^{-25}$ s. Diese liegt deutlich unterhalb der typischen Hadronisationsdauer $\tau_{had} \propto 1/\Lambda_{QCD}$. Top-Quarks bilden deswegen als einzige Quarks keine gebundenen Zustände, bevor sie zerfallen. Sie zerfallen direkt und bieten dadurch besondere Möglichkeiten zur Untersuchung des „freien“ Quarkzustandes, insbesondere auch der Kopplungen des Top-Quarks wie in Kapitel 2.3 beschrieben.

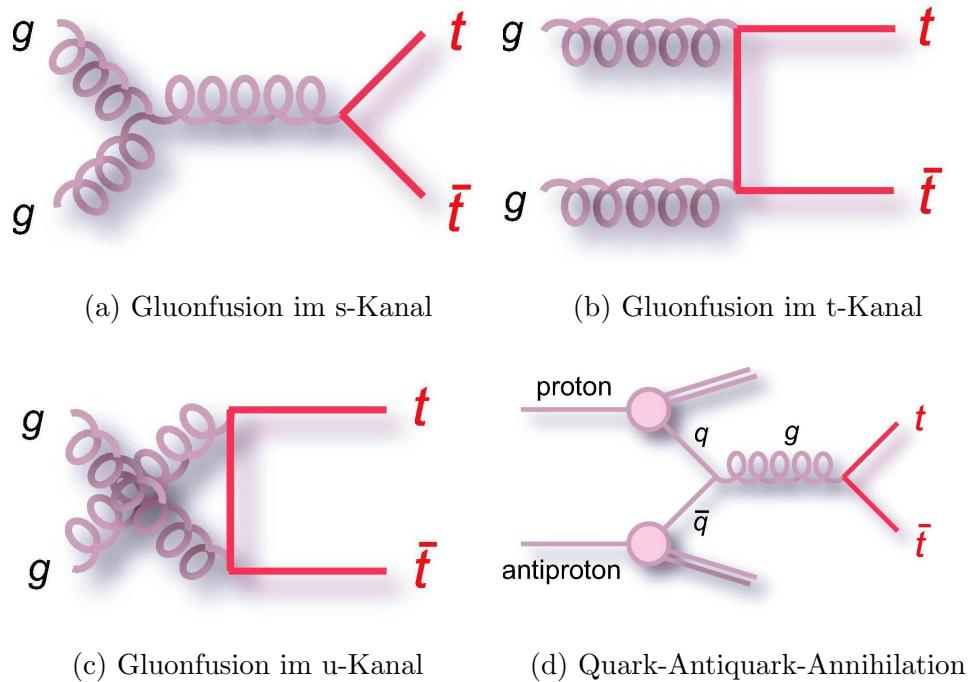


Abbildung 2.1: Produktionsmechanismen von Top-Paaren. [33]

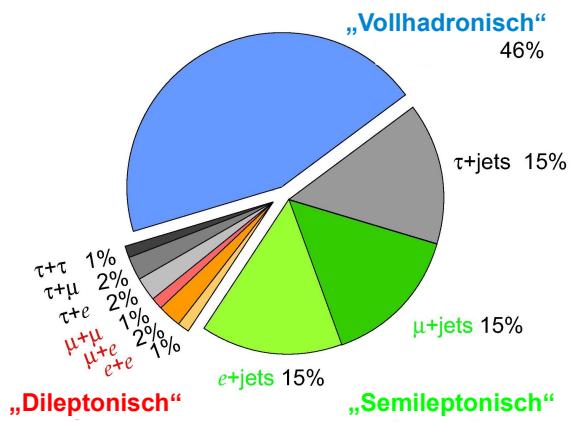


Abbildung 2.2: Verzweigungsverhältnis der verschiedenen Zerfallskanäle von Top-Paaren [33].

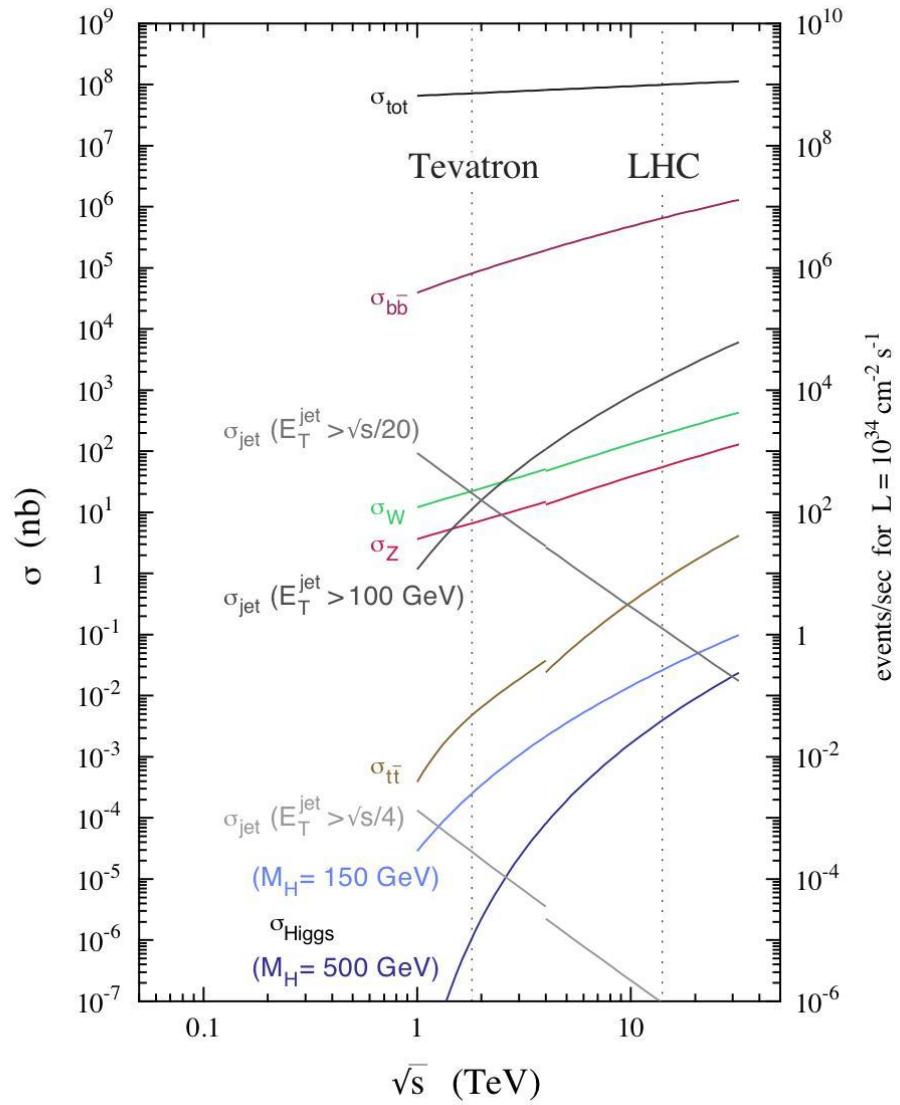


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie [3].

Die aus dem Zerfall des Top-Quarks entstandenen W-Bosonen zerfallen ihrerseits wiederum im Verhältnis, das in Abbildung 2.2 gezeigt ist, leptonisch oder hadronisch. In dieser Analyse wird der semimyonische Kanal verwendet, in dem ein W-Boson leptonisch in ein Myon und ein Myonneutrino und das andere hadronisch zerfällt (siehe auch Kapitel 4.1). Dieser Kanal stellt einen guten Kompromiss dar. Zum einen verspricht das Verzweigungsverhältnis von rund 15% ein größeres Maß an Statistik als der dileptonische Kanal, zum anderen ist das Signal mit einem Myon gerade im dafür ausgelegten CMS-Detektor sehr gut zu identifizieren und lässt sich sehr viel besser vom QCD-Untergrund mit vielen Jets unterscheiden als der vollhadronische Kanal.

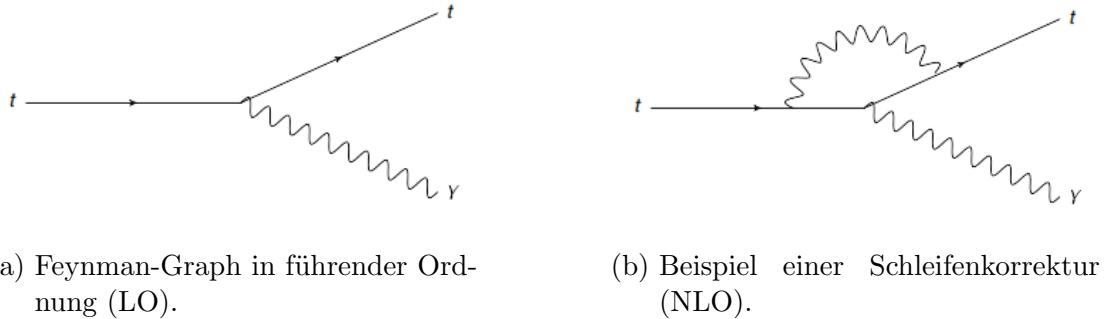


Abbildung 2.4: Der Top-Photon-Vertex [43].

2.3 Anomale Kopplungen des Top-Quarks

Wie oben beschrieben erlaubt das Top-Quark eine direkte Untersuchung des Quark-Photon-Vertex und dessen Kopplungen. Abweichungen von Standardmodell-Vorhersagen würden auf eine anomale Struktur dieses Vertizes hindeuten und somit auch auf Physik jenseits des Standardmodells.

Die Kopplungen der Quarks können bis zu einer Skala Λ durch einen Satz von Operatoren O_x , sogenannten effektiven Operatoren, parametrisiert werden [1]. Diese sind in einer Lagrangedichte enthalten, welche die Form einer Taylorentwicklung mit komplexen Koeffizienten C_x besitzt:

$$\mathcal{L}^{\text{eff}} = \sum \frac{C_x}{\Lambda^2} O_x + \dots \quad (2.10)$$

Der Top-Photon-Vertex ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Dessen Lagrangedichte ergibt sich zu [1]

$$\mathcal{L}_{\gamma tt} = -eQ_t \bar{t} \gamma^\mu t A_\mu - e \bar{t} \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{m_t} (d_V^\gamma + i d_A^\gamma \gamma_5) t A_\mu . \quad (2.11)$$

Der erste Term ist ein reiner Standardmodell-Beitrag und hängt linear von der elektrischen Ladung Q_t des Top-Quarks ab. Damit ist der $t\bar{t} + \gamma$ Wirkungsquerschnitt proportional zu Q_t^2 . Im zweiten Term entsprechen die Vektor- und Axial-Vektor-Formfaktoren d_V^γ und d_A^γ

Beiträge von Schleifenkorrekturen erster Ordnung, sie beschreiben das magnetische bzw. elektrische Dipolmoment des Top-Quarks. Von den oben angesprochenen acht Operatoren O_x beinhalten d_V^γ und d_A^γ die Operatoren $O_{uB\Phi}^{33}$ und O_{uW}^{33} . Sie parametrisieren die Abweichung von der Vorhersage des Standardmodells gemäß

$$\delta d_V^\gamma = \frac{\sqrt{2}}{e} \operatorname{Re} [c_W C_{uB\Phi}^{33} + s_W C_{uW}^{33}] \frac{v m_t}{\Lambda^2} \quad (2.12)$$

$$\delta d_A^\gamma = \frac{\sqrt{2}}{e} \operatorname{Im} [c_W C_{uB\Phi}^{33} + s_W C_{uW}^{33}] \frac{v m_t}{\Lambda^2}. \quad (2.13)$$

Sollten δd_V^γ bzw. δd_A^γ von Null verschiedene Werte annehmen, so wäre das ein Indikator für Phänomene jenseits des Standardmodells. Eine Messung dieser Konstanten ist möglich über die Untersuchung des magnetischen bzw. elektrischen Dipolmoments des Top-Quarks. Das magnetische Dipolmoment ist über Spinkorrelationsmessungen zugänglich, während das elektrische Dipolmoment am Top-Photon-Vertex untersucht werden kann. Abweichungen vom Standardmodell lassen sich beispielsweise am Energiespektrum des Photons ablesen, hier wird für größere Werte von d_A^γ ein härteres Spektrum erwartet, siehe auch Kapitel 5.2.

Kapitel 3

Das CMS-Experiment am LHC

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Kreisbeschleuniger für Protonen und Ionen, der vom Europäischen Zentrum für Teilchenforschung (CERN) in der Nähe von Genf an der schweiz-französischen Grenze betrieben wird. Die gegenläufigen Teilchenstrahlen werden in einem Ring von 26,7 km Umfang an vier Wechselwirkungspunkten (Interaction Points, IP) zur Kollision gebracht. Jeder dieser Wechselwirkungspunkte ist von einem komplexen Detektorsystem umgeben. Neben zwei Vielzweckdetektoren, ATLAS und CMS, gibt es einen auf Schwer-Ionen-Kollisionen spezialisierten Detektor, ALICE und einen Detektor, der hauptsächlich für Untersuchungen von b-Quarks konstruiert wurde, LHCb.

Die Protonenpakete werden in verschiedenen Systemen erzeugt und vorbeschleunigt, siehe dazu Abbildung 3.1. Der Linearbeschleuniger LINAC 2 stellt zunächst Protonen mit einer Energie von 50 MeV bereit, diese werden dann in den Proton Synchrotron Booster (PSB) eingespeist. Der PSB erhöht die Energie der Protonen auf 1,4 GeV, bevor sie in das Proton Synchrotron (PS) weitergeleitet werden, wo sie dann auf 26 GeV beschleunigt werden. Als letzter Vorbeschleuniger dient das Super Proton Synchrotron (SPS), das die Energie der Protonen schließlich auf 450 GeV erhöht, bevor sie dann in den Hauptbeschleuniger LHC injiziert werden. Dort werden dann die Protonenpakete gesammelt und innerhalb von 20 Minuten auf ihre Endenergie beschleunigt. Der LHC ist für Protonenergien von 7 TeV ausgelegt, die Protonenpakete werden dabei von 1232 supraleitenden Dipolmagneten mit einer magnetischen Feldstärke von bis zu 8,3 T auf eine Kreisbahn gezwungen. Zwischen den Dipolmagneten befinden sich außerdem Magnete, die Feldkonfigurationen höherer Ordnung erzeugen, wie Quadropole und Sextupole. Diese werden dazu verwendet, den Teilchenstrahl zu fokussieren und Abweichungen von der Sollbahn zu korrigieren.

Neben der Schwerpunktsenergie ist die Luminosität \mathcal{L} der wichtigste Kennwert eines Beschleunigers. Durch die Luminosität bestimmt sich die Ereignisrate N eines Prozesses mit einem Wirkungsquerschnitt σ zu

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} . \quad (3.1)$$

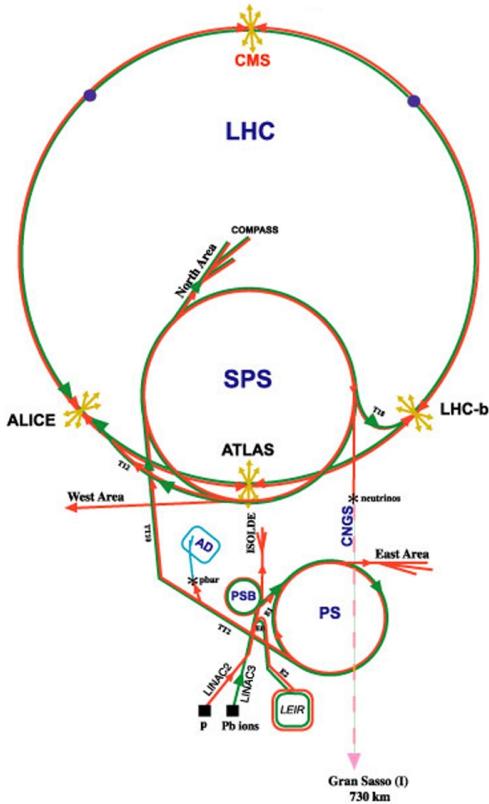


Abbildung 3.1: Schematische Skizze des LHC und seiner Vorbeschleuniger [34].

Die Luminosität hängt von der Anzahl N_p der Protonen pro Teilchenpaket, der Anzahl n_b der Pakete, der Umlauffrequenz f und dem Strahlprofil A am IP ab:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 \cdot n_b \cdot f}{A} \quad (3.2)$$

Die Designluminositt des LHC beträgt $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die wesentlichen Charakteristika des Beschleunigers bei Designluminositt und -energie sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Diese Arbeit befasst sich mit der Analyse von Daten, die im Jahre 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV genommen worden sind. In diesem Jahr wurden maximal $1,45 \cdot 10^{11}$ Protonen zu einem Paket zusammengefasst, und maximal 1380 Pakete waren gleichzeitig im Beschleuniger vorhanden. Diese hatten einen zeitlichen Abstand zueinander von 50 ns . Abbildung 3.2 zeigt die Entwicklung von instantaner und integrierter Luminosität des LHC im Jahre 2011. Am Ende des Jahres wurde eine integrierte Luminosität von $5,5 \text{ fb}^{-1}$ erreicht.

Tabelle 3.1: Design-Kenngrößen des LHC bei Proton-Proton-Betrieb [23].

Eigenschaft	Wert	Einheit
Umfang des Beschleunigers	26,66	km
Umlauffrequenz	11,2	kHz
Schwerpunktsenergie	14	TeV
Energie pro Proton	7	TeV
Energie pro Strahl	362	MJ
Strahlstrom	0,582	A
Luminosität	$1,0 \cdot 10^{34}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Teilchenpakete pro Strahl	2808	
Protonen pro Teilchenpaket	$1,15 \cdot 10^{11}$	
Frequenz der Paketkollisionen	40	MHz
Kreuzungswinkel der Strahlen am IP	285	μrad
Radius des Strahls am IP	16,7	μm
Länge eines Teilchenpaketes	7,55	cm

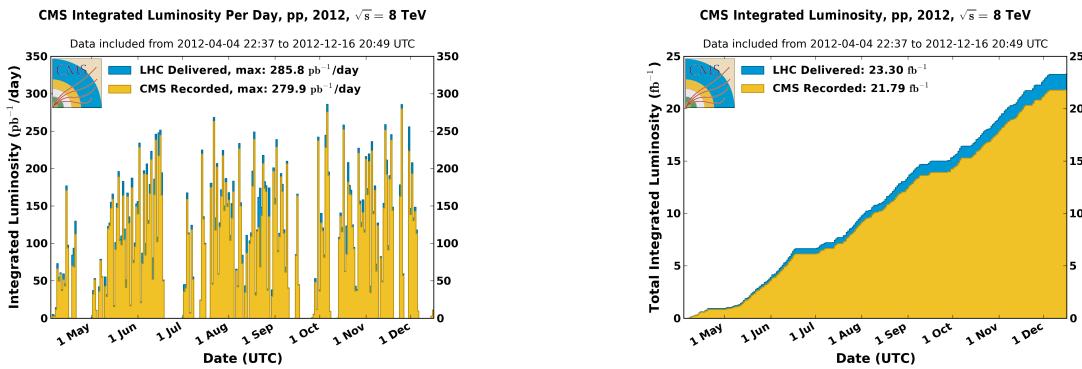


Abbildung 3.2: Zeitlicher Verlauf der maximalen (links) und totalen integrierten Luminosität (rechts) am CMS-Experiment in 2012 [13].

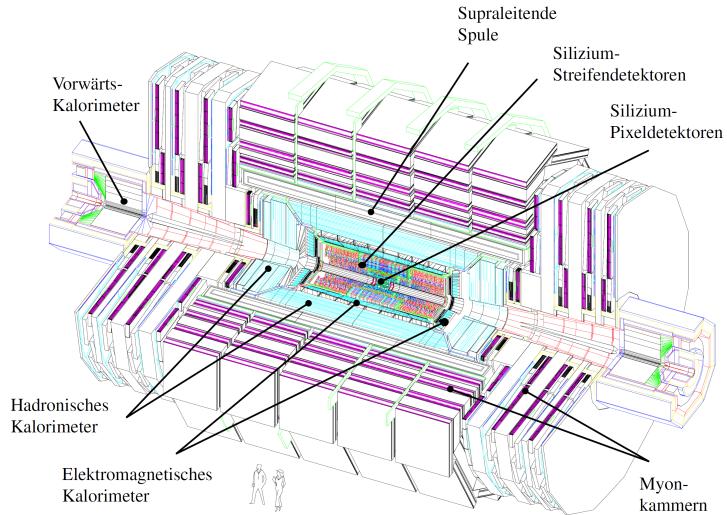


Abbildung 3.3: Schematische Skizze des CMS-Detektors [6].

3.2 Der CMS-Detektor

Der CMS-Detektor ist ein sogenannter Vielzweckdetektor, das heißt er bildet einen Kompromiss aus Generalität auf der einen, sowie Spezialisierung auf besonders interessante physikalische Untersuchungen auf der anderen Seite. Der Name „Compact Muon Solenoid“ (CMS) beschreibt, auf welche Aspekte beim Design des Detektors besonderer Wert gelegt wurde.

Der CMS-Detektor ist zylindrisch aufgebaut, 21,6 m lang, hat einen Durchmesser von 14,6 m und eine Masse von 12.500 t. Trotzdem bezeichnet man den Detektor auf Grund seiner Bauweise mit wenigen Zwischenräumen zwischen den einzelnen Komponenten als „kompakt“. Dadurch wird zum einen eine optimale Ausnutzung des Magnetfeldes zur Impulsmessung gewährleistet, zum anderen verringert sich die Wahrscheinlichkeit, dass Teilchen den Detektor undetektiert durch nicht abgedeckte Gebiete verlassen.

Eine der wesentlichen Anforderungen an den CMS-Detektor ist eine sehr gute Myonrekonstruktion. Myonen geben auf Grund ihrer hohen Masse kaum Bremsstrahlung ab, bilden demnach keine elektromagnetischen Schauer und durchdringen den gesamten Detektor. Dadurch können sie sehr gut identifiziert werden. Mit seinen leistungsfähigen Spurdetektoren und dem Myonkammersystem kann der CMS-Detektor diese Anforderungen sehr gut erfüllen.

Das letzte namensgebende Element des Detektors ist der Solenoidmagnet, der in den Detektor integriert ist. Er erreicht eine Feldstärke von bis zu 3,8 T und kann dadurch auch bei hochenergetischen Teilchen deren Trajektorien derart krümmen, dass Ladung und idealerweise auch der Impuls des Teilchens bestimmt werden können. So ist eine der Hauptanforderungen an den CMS-Detektor erfüllt, die Möglichkeit, die Ladung von Myonen mit einem Transversalimpuls von bis zu 1 TeV eindeutig bestimmen zu können [6].

Eine Skizze des CMS-Detektors ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Dort ist ein Teil des Detektors

entfernt, um die einzelnen Komponenten sichtbar zu machen. Der „Interaction Point“ stellt den Ursprung des Koordinatensystems dar, welches von der CMS-Kollaboration genutzt wird. Dabei zeigt die x-Achse zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings, die y-Achse nach oben und die z-Achse entsprechend eines rechtshändigen Koordinatensystems entlang der Strahlachse. Bei Angaben in Kugelkoordinaten wird der Polarwinkel Θ mit Startwert Null auf der positiven, sowie Endwert π auf der negativen z-Achse verwendet. Der Azimuthalwinkel Φ ist in der x-y-Ebene senkrecht zum Strahl definiert. In der Teilchenphysik wird statt des Polarwinkels Θ häufig die Pseudorapidität η genutzt, da sie lorentzinvariant ist. Sie ist gegeben durch

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right]. \quad (3.3)$$

3.2.1 Die Silizium-Spurdetektoren

Den innersten Kern des Detektors bilden die Spurdetektoren. Durch ihre unmittelbare Nähe zum Kollisionspunkt befindet sich nur wenig Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und der Messsensorik. Dies bewirkt eine Verringerung der Vielfachstreuung und es wird eine hochpräzise Messung ermöglicht. Aufgrund dieser genauen Spurmessungen erreicht man eine sehr gute Rekonstruktion der primären und sekundären Vertizes. Dies ist notwendig, um die im Mittel bis zu 20 Teilchenkollisionen pro Paket trennen zu können („Pile-up rejection“) und eine gute Rekonstruktion der Sekundärvertizes zu ermöglichen. Dies ist unter anderem wichtig für die Identifizierung von Jets aus b-Quarks (B-Tagging). Die Spurdetektoren bestehen aus zwei verschiedenen Systemen, dem Pixeldetektor und dem Streifendetektor, deren Funktionsweise und Performanz in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Der Pixeldetektor erreicht eine bessere Auflösung, beschränkt sich jedoch aus Kostengründen nur auf den inneren Bereich des Spurdetektors.

Die große Nähe der Silizium-Spurdetektoren zum Wechselwirkungspunkt heißt, dass die Detektoren einem sehr hohen Teilchenfluss ausgesetzt werden. Um die dadurch verursachten Schäden im Silizium-Gitter zu verringern, werden die Siliziummodule auf eine Temperatur von -10°C herabgekühlt. Die Laufzeit des Pixeldetektors erreicht somit 2 Jahre bei Designluminosität, der Streifendetektor ist für eine Lebensdauer von 10 Jahren ausgelegt.

Funktionsweise eines Spurdetektors

Die Spurdetektoren im CMS-Experiment sind Silizium-Halbleiterdetektoren. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Verarmungszone eines p-n-Übergangs werden entlang seiner Spur Ladungen erzeugt. Diese fließen zur Anode bzw. Kathode ab und erzeugen dort einen elektrischen Strompuls, siehe Abbildung 3.4. Es lässt sich anhand des Krümmungsradius r und dem Magnetfeld B der Teilchenimpuls bestimmen:

$$p = qvBr \quad (3.4)$$

Der Krümmungsradius r wird über die Sagitta bestimmt. Daher ist die Messgenauigkeit proportional zum Teilchenimpuls.

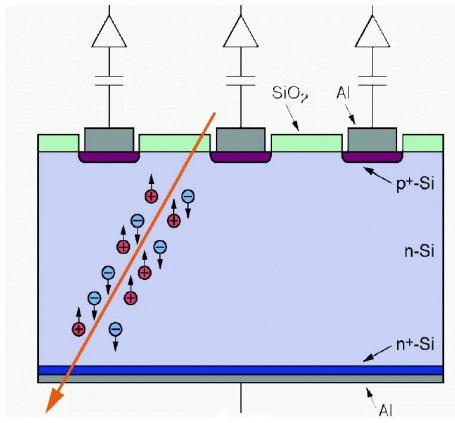


Abbildung 3.4: Skizze zur Funktionsweise eines Halbleiterdetektors [38].

Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor ist unterteilt in den Barrel Pixel (BPIX) und den Forward Pixel (FPIX), siehe Abbildung 3.5. Der BPIX besteht aus drei jeweils 53 cm langen zylindrischen Lagen mit Radien von 4,4 cm, 7,3 cm und 10,2 cm. Die beiden FPIX haben einen Durchmesser von 30 cm und bestehen aus jeweils 2 Scheiben, die bei $|z| = 34,5$ cm und $|z| = 46,5$ cm installiert sind. Die insgesamt 66 Millionen Pixel bedecken eine Fläche von 1 m^2 und erstrecken sich bis $|\eta| = 2,4$. Die einzelnen Pixel haben eine Ausdehnung von $100 \times 150\text{ }\mu\text{m}^2$. Diese ist so gewählt, dass äquivalente Auflösungen in der $r - \Phi$ -Ebene sowie in z -Richtung erreicht werden. Durch die Lorentzkraft verteilen sich die im Silizium freigesetzten Ladungsträger über mehrere Pixel. Durch eine analoge Auslese der einzelnen Pixel kann dann über eine Gewichtung benachbarter Messwerte eine räumliche Auflösung von $15 - 20\text{ }\mu\text{m}$ erreicht werden.

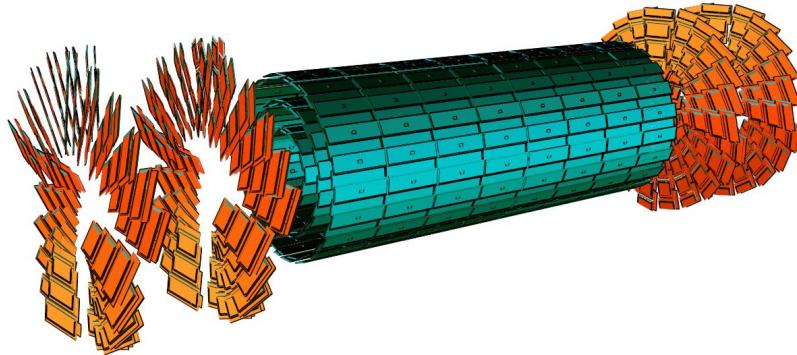


Abbildung 3.5: Schematische Skizze des Pixeldetektors. Mittig die einzelnen Module des BPIX und an deren Enden die Module des FPIX [38].

Der Streifendetektor

Der Streifendetektor schließt sich unmittelbar an den Pixeldetektor an. Er lässt sich, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, in vier Bereiche einteilen: Tracker Inner Barrel (TIB), Tracker Inner Disks (TID), Tracker Outer Barrel (TOB) sowie Tracker Endcap (TEC), die sich durch die Anordnung und Art ihrer Module unterscheiden. TIB und TOB sind zylindrisch um die Strahlachse angeordnet, TID und TEC bilden Endkappen senkrecht zur Strahlrichtung. Der gesamte Detektor hat einen Radius von 1,1 m bei einer Länge von 5,8 m. Damit ergibt sich eine aktive Detektorfläche von 198 m^2 und eine Abdeckung von $|\eta| < 2,5$.

Insgesamt sind 9,3 Millionen Siliziumstreifen auf 15.148 Detektormodulen installiert. Neben den einseitigen gibt es auch doppelseitige Module, um die Spurauflösung zu erhöhen. Diese bestehen aus zwei einseitigen Modulen, deren Siliziumstreifen unter einem Winkelversatz von $5,7^\circ$ Rücken an Rücken angebracht sind. Dadurch wird eine Ortsauflösung von $23\text{-}53 \mu\text{m}$ in der $r - \Phi$ -Ebene und $230\text{-}530 \mu\text{m}$ in z -Richtung ermöglicht. Die Länge der Sensoren nimmt mit steigendem Radius zu, damit ihre Okkupanz gleich bleibt. So wird jedoch gleichzeitig das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis verändert, dies wird durch eine ansteigende Dicke der Sensoren ausgeglichen. Diese beträgt innen $320 \mu\text{m}$ und nimmt nach außen bis auf $500 \mu\text{m}$ zu.

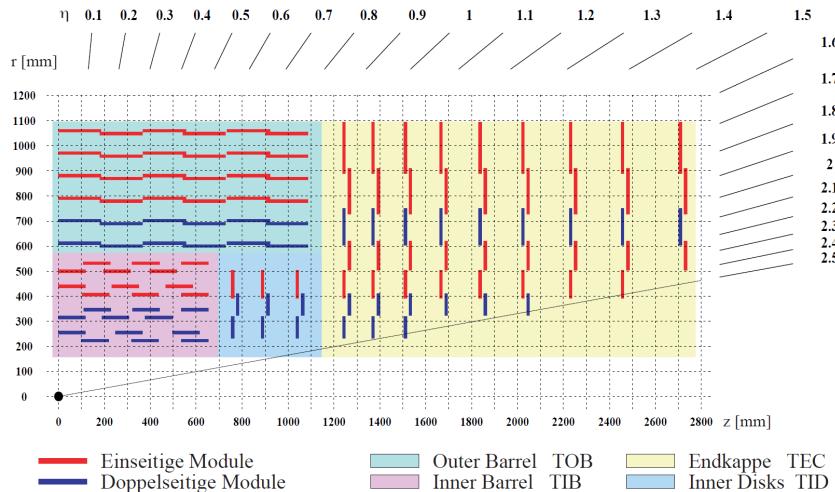


Abbildung 3.6: Schema des Streifendetektors [32].

3.2.2 Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem des CMS-Experimentes setzt sich aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) und einem hadronischen Kalorimeter (HCAL) zusammen. Dabei schließt sich das ECAL direkt an den Silizium-Streifendetektor an, radial dahinter angebracht ist das HCAL. In den Kalorimetern sollen alle Teilchen gestoppt und ihre Energie dabei möglichst genau vermessen werden. Davon ausgenommen sind Myonen, welche die Kalorimeter passieren und im Myonsystem näher untersucht werden sowie Neutrinos, die

ausschließlich der schwachen Wechselwirkung unterliegen und so vom CMS-Detektor gar nicht direkt beobachtet werden können, sondern nur indirekt über fehlende transversale Energie.

Im ECAL werden hauptsächlich elektromagnetisch und wenig stark wechselwirkende Teilchen vermessen, also Photonen und Elektronen. Aufgabe des HCAL ist die Detektion aller stark wechselwirkenden Teilchen. Diese sind Mesonen und Baryonen, die aus Hadronisierungsprozessen hervorgegangen sind.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Elektronen und Photonen werden im ECAL durch zwei Prozesse ineinander umgewandelt und dabei abgebremst: Bremsstrahlung ($e \rightarrow e\gamma$) und Paarbildung ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Dabei ist die Strahlungslänge bei Bremsstrahlung etwa gleich der Wechselwirkungslänge für Paarbildung. Es gibt mehrere Kenndaten, die einen so entstehenden Teilchenschauer beschreiben:

- Die Strahlungslänge X_0 bezeichnet die Länge, nach der ein Elektron auf 1/e seiner ursprünglichen Energie abgebremst wurde und ist charakteristisch für das Material, das im Kalorimeter verbaut wurde.
- Der Molière-Radius R_M beschreibt die transversale Ausdehnung des Schauers und enthält 95% der Energie des Ursprungsteilchens. Er ist in guter Näherung proportional zur Strahlungslänge.
- Der Teilchenschauer stoppt, wenn die Energie der Photonen unter die doppelte Elektronmasse (Ausbleiben der Paarerzeugung) und die Energie der Elektronen unter die kritische Energie E_C (Ausbleiben der Bremsstrahlung) fällt. Für diese gilt:

$$E_C = \frac{E_0}{2^n}, \quad (3.5)$$

hierbei ist E_0 die Energie des Ursprungsteilchens und n die Zahl der Strahlungslängen bis zum Unterschreiten der kritischen Energie.

Die so entstandenen Teilchen werden durch einen Szintillator detektiert und von Photomultipliern ausgelesen. Deren Anzahl ist proportional zur Anfangsenergie E_0 des abzubremsenden Teilchens, somit ergibt sich eine Energieauflösung eines Kalorimeters von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (3.6)$$

Im ECAL des CMS-Experimentes werden Kristalle aus Blei-Wolframat ($PbWO_4$) verwendet, einem Metallglas, welches sowohl die einfallenden Teilchen effektiv abbremst als auch selbst als Szintillator dient. Es sind 61.200 Kristalle im Barrel-Bereich sowie jeweils 7.324 Kristalle in den Endkappen verbaut. $PbWO_4$ hat aufgrund seiner hohen Dichte eine sehr kurze Strahlungslänge $X_0 = 0,89\text{ cm}$ und einen somit kleinen Molière-Radius $R_M = 2,2\text{ cm}$. Es eignet sich somit sehr gut für die kompakte Bauweise des Kalorimeters.

Die verwendeten Kristalle haben eine Querschnittsfläche von $22 \times 22 \text{ mm}^2$, also in der Größenordnung des Molière-Radius, und eine Länge von 23 cm. Dies entspricht 25,8 Strahlungslängen. Das ECAL erreicht eine sehr hohe Granularität von 0,0175 rad in η und Φ im Barrel-Bereich und 0,05 rad im Bereich der Endkappen. Durch diese hohe Granularität ist allerdings die Lichtausbeute pro MeV mit vier bis fünf Photoelektronen gering, so dass das Lichtsignal der Szintillatoren verstärkt werden muss und hohe Anforderungen an die verwendeten Photodioden und -trioden gestellt werden. Deswegen werden dafür im Barrel-Bereich Lawinenphotodiode (Avalanche Photodiodes, APDs) aus Silizium genutzt. Diese wurden speziell für CMS entwickelt. In den Endkappen sind Vakuum-Phototrioden verbaut, die eine Quanteneffizienz von 22% und eine maximale Verstärkung bis 10,2 erreichen.

Die Energieauflösung des Kalorimeters kann wie folgt parametrisiert werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,8\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{12\%}{E} \oplus 0,3\% \quad (E \text{ in GeV}) \quad (3.7)$$

Hier berücksichtigt der erste Term die stochastischen Schwankungen aus Gleichung 3.6, der zweite Term alle Arten von Rauschen, darunter elektronisches Rauschen und Digitalisierungseffekte. Der dritte, konstante Term schließlich berücksichtigt Kalibrationsfehler und ist dominant bei hohen Energien.

Das hadronische Kalorimeter

Auf das ECAL folgt in radialer Richtung unmittelbar das HCAL, das zum Großteil ebenfalls noch innerhalb des Solenoidmagneten liegt. Es ist aufgeteilt in die Teile Barrel (HB), Endkappen (HE) und Vorwärtsbereich (HF), siehe Abbildung 3.7 und 3.8. Die zentralen Module decken einen Bereich von $|\eta| \leq 3$ ab, der anschließende Vorwärtsbereich geht bis $|\eta| = 5$.

Das hadronische Kalorimeter ist als Sampling-Kalorimeter konstruiert, das absorbierende Schauermaterial ist also physikalisch vom Detektormaterial getrennt. Als Absorber wird hier Messing und als detektierendes Material Plastiksintillatoren verwendet, die mittels einer wellenlängenschiebenden Faser ausgelesen werden. Der Vorwärtsbereich des HCAL besteht aufgrund der hohen Strahlungsbelastung in Strahlrohrnähe aus einer Quarz-/Eisen-Struktur, in der die Teilchen durch Cerenkov-Licht nachgewiesen werden. Er ist 6 m hinter den Endkappen angebracht, außerhalb des Myonsystems, siehe Abbildung 3.8 und dient unter anderem der Messung fehlender transversaler Energie durch Neutrinos. Ebenso außerhalb des Solenoidmagneten befindet sich im zentralen Bereich das Outer Calorimeter (HO, Abb. 3.8). Es dient der Detektion so genannter „Punch-thrus“. Das sind entweder besonders hochenergetische Hadronen oder Hadronen, die erst spät aufschauen. Diese können im HCAL nicht hinreichend gestoppt werden und somit auch Einträge im Myonensystem hinterlassen. Das HO kann somit verhindern, dass die Punch-thrus als Myonen miss-rekonstruiert werden. Die Dicke des HCAL erreicht damit etwa 12 Strahlungslängen.

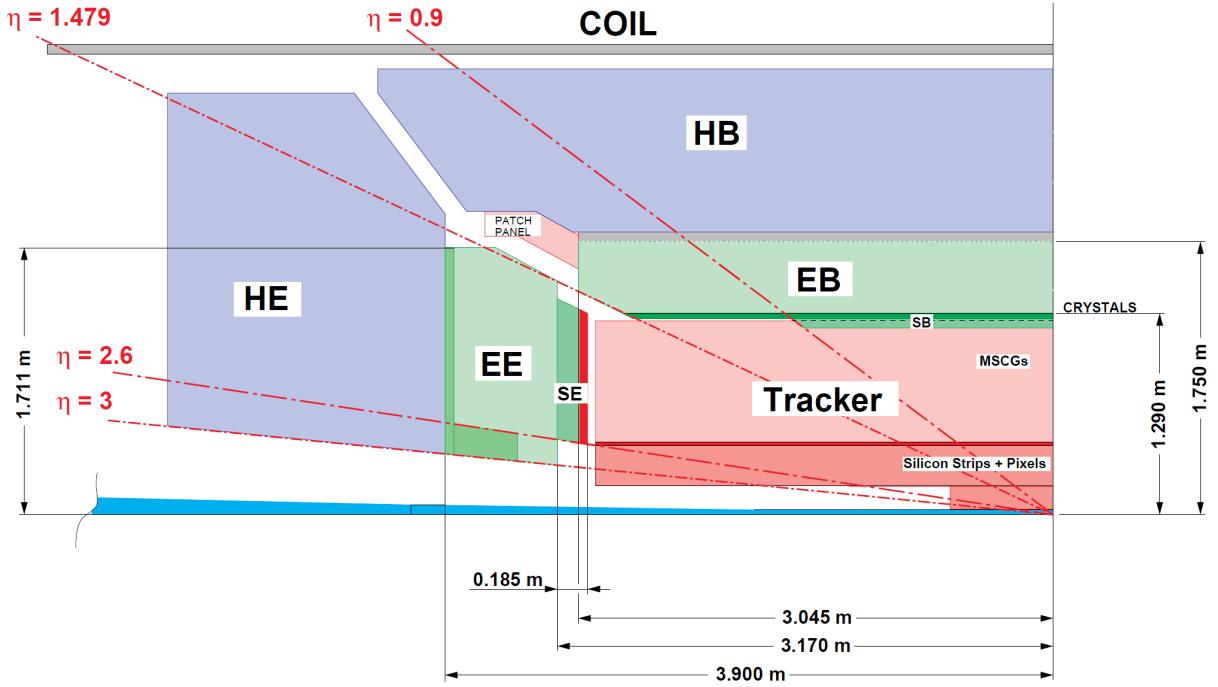


Abbildung 3.7: Anordnung des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters. Gezeigt sind jeweils der Barrel- und Endkappbereich [34].

Zusammen mit dem ECAL beträgt die Energieauflösung des HCAL

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}} \oplus 0,045 . \quad (3.8)$$

3.2.3 Der Solenoidmagnet

Der für den Detektor namensgebende Solenoidmagnet erzeugt ein Magnetfeld von bis zu 3,8 T. Diese hohe Feldstärke ist notwendig, um die Bahnen der bei Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV entstehenden hochenergetischen Teilchen ausreichend zu krümmen. Das Feld wird mittels einer supraleitenden Niob-Titan-Spule erzeugt. Diese ist auf 4,5 K abgekühlt und besitzt 2168 Windungen. Der umlaufende Strom von 19,5 kA erzeugt ein Feld der Energie 2,7 GJ. Es wurde Wert darauf gelegt, die massive Magnetspule so weit wie möglich außen im Detektor anzurichten, da sie die Messung auf Grund von Vielfachstreuung der Teilchen verfälscht. Im CMS-Detektor ist der Solenoidmagnet im Abstand von 5,9 m von der Strahlachse angebracht und erreicht eine Länge von 12,9 m.

3.2.4 Die Myonkammern

An den Solenoiden schließt sich das Myonsystem als letzte Detektorkomponente an. Es ist außerhalb des Solenoidmagneten in dessen Rückführjoch integriert, so dass auch hier ein

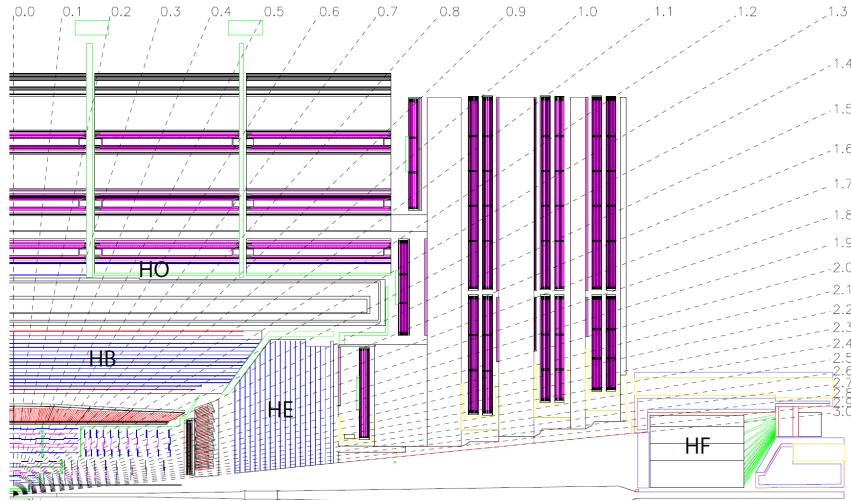


Abbildung 3.8: Übersicht des CMS-Detektors mit Outer Calorimeter (HO) und Vorwärtskalorimeter (HF) [6].

Magnetfeld existiert, das jedoch dem im Inneren des Detektors entgegengerichtet ist und eine Feldstärke von 2 T aufweist. Somit wird die Myonenbahn hier andersherum gekrümmmt, wodurch eine Impulsmessung ermöglicht wird. Des weiteren werden die Myonkammern durch das Rückführjoch von begleitenden elektromagnetischen Schauern und abgeschirmt. Myonen sind durch ihre vergleichsweise hohe Masse kaum ionisierend, so dass sie die inneren Detektorkomponenten annähernd ungebremst durchqueren, und damit als einzige Teilchen im Myonsystem detektiert werden. Es werden hier in Abhängigkeit von η drei verschiedene Arten von Gasdetektoren eingesetzt, siehe Abbildung 3.9. Beim Durchtritt eines Myons wird deren Gas ionisiert. Im Zentralbereich $|\eta| < 0.8$ verwendet man Driftkammern (DT). Dies sind Kathodenröhren, die mit einem Ar/CO_2 -Gemisch gefüllt sind. Durchfliegende Myonen ionisieren das Gas und die so entstehenden Ladungsträger fließen durch die angelegte Spannung zu den entsprechenden Elektroden ab. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit kann die zurückgelegte Strecke berechnet werden und man erhält eine Ortsauflösung von $250\ \mu m$ pro DT und $100\ \mu m$ pro Kammer, die aus jeweils drei DTs besteht. In den Endkappen bei Pseudorapiditäten $0.8 < |\eta| < 2.4$ befinden sich Kathodenstreifenkammern (CSC). Diese setzen sich aus jeweils sieben Lagen mit eingebrachten Kathodenstreifen zusammen, in den sechs gasgefüllten Zwischenräumen sind dazu senkrecht Anodendrähte gespannt. Dadurch wird eine feinere Segmentierung durch die kleineren Abstände zwischen Kathoden beziehungsweise Anoden erreicht. Auf Grund der so erzielten kürzeren Driftstrecke werden kürzere Reaktionszeiten von 25 ns erreicht, was dem Abstand zweier Kollisionen entspricht. Zusätzlich zu den DTs und CSCs sind im gesamten η -Bereich Resistive Plate Chambers (RPC) verbaut. Diese bestehen aus jeweils zwei Bakelitplatten, die gasgefüllt sind und zwischen denen eine hohe Spannung anliegt. Sie zeichnen sich durch ihre kurze Reaktionszeit aus und verbessern somit die Zuordnung der Spuren zu den Kollisionen. Ein die RPC durchquerendes Teilchen löst eine lawinenartige Kaskade aus, die

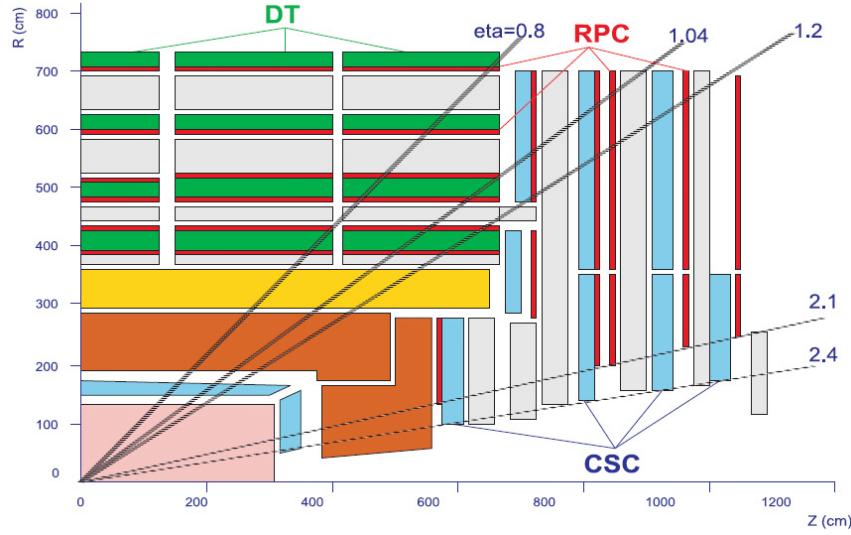


Abbildung 3.9: Das Myonsystem bei CMS [15].

von 96 Aluminiumstreifen ausgelesen wird. Im Barrelbereich sind 370, in den Endkappen 432 RPCs verwendet. Die Impulsauflösung des Myonsystems in Kombination mit dem inneren Spurdetektor ergibt sich zu

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = 0,04\sqrt{p_T} \quad (p_T \text{ in TeV}). \quad (3.9)$$

3.2.5 Das Triggersystem

Bei Design-Luminosität kommt es innerhalb des CMS-Detektors zu 10^{10} Wechselwirkungen pro Sekunde. Von diesen können allerdings nur etwa 10^2 Ereignisse pro Sekunde zur späteren Analyse gespeichert werden. Die Zeit zwischen zwei Paketkollisionen beträgt 25 ns. Die Datenrate muss also von 40 MHz auf 100 Hz verringert werden. Zu diesem Zweck wurden zwei Triggersysteme entwickelt: der hardwarebasierte Level-1-Trigger und der softwarebasierte High-Level-Trigger (HLT), die im Folgenden beschrieben werden.

Level-1-Trigger

Der Level-1-Trigger setzt sich aus einem Myon- und einem Kalorimeter-Trigger zusammen. Er triggert die vier Elektronen, Photonen, Tau-Jets, zentralen Jets und Forward-Jets mit der höchsten transversalen Energie, die vier Myonen mit dem höchsten transversalen Impuls sowie den η - und Φ -Wert dieser Objekte mit reduzierter Granularität und Auflösung des Detektors. Diese Objekte werden dann dem HLT als Startwert übergeben, wenn der Level-1-Trigger entscheidet, das Ereignis vollständig auszulesen. Für diese Entscheidung wird etwa $1\mu s$ benötigt. Währenddessen werden die gesamten Detektorinformationen für $3,2\mu s$ in einem Puffer zwischengespeichert. Die dem HLT übergebene Eventrate liegt im kHz-Bereich.

High-Level-Trigger (HLT)

Der softwarebasierte HLT arbeitet mit komplexeren Algorithmen und nutzt die komplette Detektorinformation zur Entscheidung und Berechnung von interessanten Objekten, wie z.B. einem hochenergetischen Myon. Als Startwerte des Rekonstruktionsalgorithmus werden die oben beschriebenen Objekte des Level-1-Triggers benutzt. Dieser Algorithmus ist zwar gegenüber denen des Level-1-Triggers komplexer, im Vergleich zur späteren Nachverarbeitung der Daten aber vereinfacht, da man immer noch mit einer sehr hohen Datenrate arbeitet. Der Entscheidungsprozess wird in mehrere Abschnitte unterteilt, die jeweils zusätzliche Informationen heranziehen. Nach jedem Abschnitt können Ereignisse verworfen werden. Dies spart Zeit, da nicht die gesamte Detektorinformation einbezogen werden muss. Der HLT ist also effektiv in einen N-Level-Trigger unterteilt.

Die Softwareumgebung des Triggers ist dieselbe, die auch für die Ereignisgenerierung, die Detektorsimulation und die nachfolgende Analyse benutzt wird.

Kapitel 4

Konzept der Analyse

Dieses Kapitel stellt das generelle Konzept der Analyse vor. Dazu wird zunächst auf das untersuchte Signal und die zu berücksichtigenden Untergrund-Prozesse eingegangen, darauf folgend wird die Struktur der Analyse erläutert.

4.1 Signatur des Signals

Das in dieser Analyse betrachtete Signal ist der semimyonische Top-Paar-Zerfall mit einem isolierten Photon im Endzustand. Der dazugehörige Feynman-Graph ist in Abb. 4.1 gezeigt. Das Top- und Anti-Top-Quark können in diesem Schema auch vertauscht sein, woraus sich dann ein negativ geladenes Myon im Endzustand ergibt. Die Anforderungen an die Signalsignatur sind im Folgenden aufgelistet, siehe dazu auch Kapitel 6.2.1:

- Genau ein hochenergetisches und gut isoliertes Myon.
- Vier hochenergetische Jets, davon zwei b-artig.
- Fehlende transversale Energie aufgrund des nicht detektierten Neutrinos.
- Ein hartes und gut isoliertes Photon.

4.2 Untergrund-Prozesse

Die Signatur des Signals kann durch verschiedene nicht-signalartige Prozesse gefälscht werden. Diese sogenannten „Untergrund-Prozesse“ werden im Folgenden näher erläutert.

4.2.1 Untergrund-Prozesse der Top-Paar-Signatur

QCD-Untergrund

Als QCD-Ereignisse bezeichnet man Prozesse, bei denen die Partonen der kollidierenden Protonen über starke Prozesse wechselwirken. Zu einem großen Teil beinhalten sie

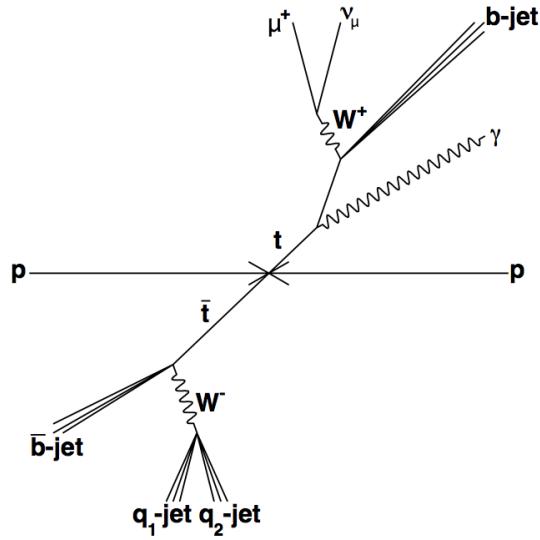


Abbildung 4.1: Der semimyonische $t\bar{t} + \gamma$ -Zerfall [43].

zwei Jets und kein hochenergetisches Lepton. Durch den hohen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{QCD} = 84,7 \text{ nb}$ des QCD-Prozesses [39] ergibt sich eine nicht vernachlässigbare Anzahl von signalähnlichen Ereignissen, siehe Abb. 4.2. Jets eines QCD-Ereignisses können durch die Protonreste oder durch Abstrahlungen im harten Prozess entstehen, die Myonen durch einen missidentifizierten Jet, der bis ins Myonsystem gelangt oder durch Zerfall eines W-Bosons. Das Myon aus dem W-Zerfall ist jedoch niederenergetischer, da es nicht aus einem Top-Zerfall hervorgeht, und unterscheidet sich so von dem eines $t\bar{t}$ -Ereignisses. Die aus einem falsch rekonstruierten Jet resultierenden Myonen sind nahe an dem erzeugenden Jet und somit schwächer isoliert wie das Myon eines semimyonischen $t\bar{t}$ -Zerfalls. Daraus resultiert die Forderung nach einem hochenergetischen, gut isolierten Myon in Abschnitt 4.1.

Ereignisse in Assoziation mit W-Bosonen und Jets (W+jets Ereignisse)

Bei W-Boson-Zerfällen werden W-Bosonen über die schwache Wechselwirkung gebildet und zerfallen anschließend. Die in Kapitel 4.1 beschriebenen Signatur, die auch ein zerfallenes W-Boson enthält, kann auch durch solche W+jets-Ereignisse hervorgerufen werden. In Abb. 4.3 ist der Zerfall eines W-Bosons mit zusätzlichen Jets gezeigt. Wenn das W-Boson leptonisch zerfällt, ist das in 4.1 verlangte Kriterium der hochenergetischen Jets nicht erfüllt, diese können jedoch (siehe Abb. 4.3) durch Abstrahlungen oder Protonreste entstehen. Die entstehenden Myonen und Jets sind, ähnlich wie beim QCD-Untergrund, nicht so hochenergetisch wie bei einem Top-Zerfall. Der in dieser Analyse verwendete Datensatz besitzt einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{W+Jets} = 31,3 \pm 1,6 \text{ nb}$ [44].

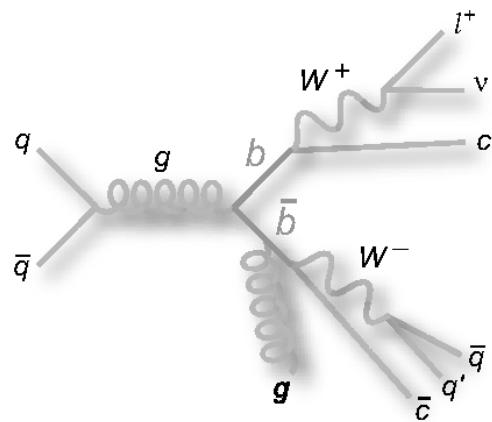
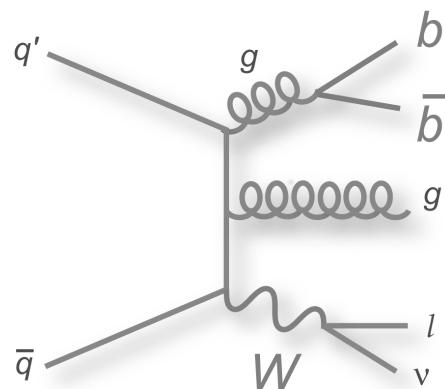


Abbildung 4.2: QCD-Ereignis [34].

Abbildung 4.3: Zerfallendes W -Boson mit zusätzlichen Jets [34].

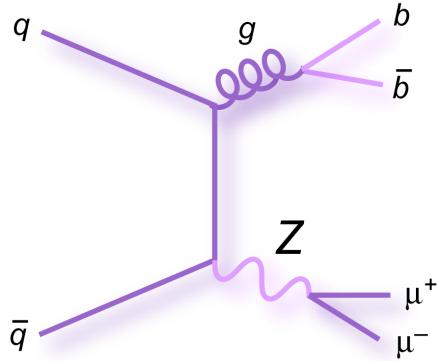


Abbildung 4.4: Der Drell-Yan-Prozess [33].

Drell-Yan-Ereignisse

Als Drell-Yan Ereignis bezeichnet man den Zerfall eines Z -Bosons oder eines virtuellen Photons in zwei Myonen [19]. Abb. 4.4 zeigt beispielhaft einen solchen Prozess mit einem zerfallenden Z -Boson. Dieser Untergrund motiviert den Schnitt auf genau ein Myon und kann nur zum Signal beitragen, wenn eines der beiden Myonen nicht detektiert oder falsch rekonstruiert wird. Wie auch bei den W -Boson-Zerfällen unterdrückt hier die Forderung nach zwei b -Jets den Untergrundprozess. Der Wirkungsquerschnitt des verwendeten Datensatzes beträgt $\sigma_{Drell-Yan} = 5,0 \pm 0,3 \text{ nb}$ [44].

Einzelne Top-Quark-Zerfälle

Einen dem Signal sehr ähnlichen Untergrund stellen Zerfälle einzelner Top-Quarks dar, die wegen des Top-Quark-Zerfalls teils eine identische Signatur besitzen. In Abb. 4.5 sind die drei verschiedenen Produktionsarten für einzelne Top-Quarks gezeigt. In Abb. 4.5a ist der s-Kanal dargestellt. Sein Endzustand besteht aus einem Top-Quark und einem weiteren b -Quark. Im Prozess entstehen die in der Top-Paar-Selektion verlangten b -Jets, es fehlt jedoch ein W -Boson, dessen Zerfallsprodukte durch Protonreste oder Abstrahlungen entstehen müssen. Beim leptonischen Zerfall des Top-Quarks ist das entstehende Lepton hochenergetisch, so dass sich die Signatur nur durch die geringere Jetanzahl und die niedrigere Jetenergie vom Signal unterscheidet. Im t-Kanal wird ein weiteres Quark im harten Prozess erzeugt (Abb. 4.5b), er kann die Signatur des $t\bar{t}$ -Zerfalls dadurch leichter reproduzieren als der s-Kanal. Bei einem leptonischen Zerfall des Top-Quarks muss nur ein weiterer Jet im Ereignis entstehen und man erhält die gleiche Signatur wie im Signal mit zwei b -artigen Jets. Die einzige trennende Variable ist dann die Anzahl der hochenergetischen Jets. Der tW-Kanal schließlich (Abb. 4.5c) ist dem $t\bar{t}$ -Zerfall am ähnlichsten, es fehlt nur ein hochenergetischer Jet zur Signatur. Ein weiterer Unterschied ist die im Vergleich zum Top-Zerfall geringere Energie der W -Zerfallsprodukte. Die Wirkungsquerschnitte der in dieser Analyse benutzten Datensätze sind: $\sigma_{ST}^{s-Kanal} = 4,6 \pm 0,2 \text{ pb}$, $\sigma_{ST}^{t-Kanal} = 64,2 \pm 2,6 \text{ pb}$ und

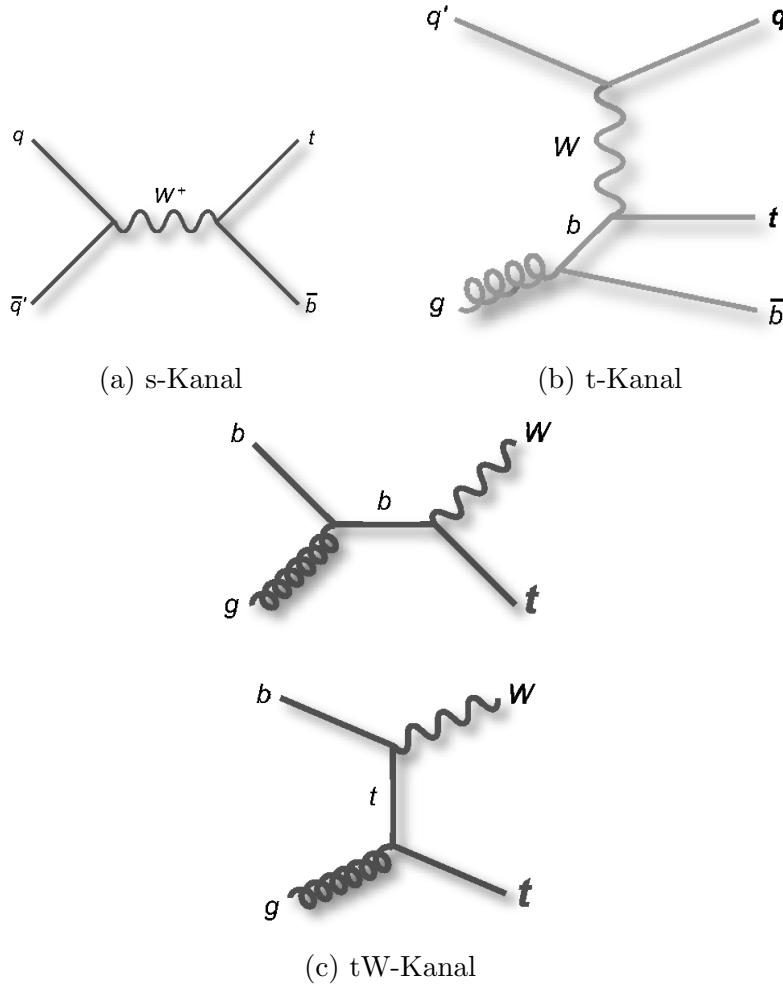


Abbildung 4.5: Kanäle zur Produktion einzelner Top-Quarks [34].

$\sigma_{ST}^{tW\text{-Kanal}} = 15,6 \pm 1,3 \text{ pb}$ [31]. Die Wirkungsquerschnitte sind klein und der Untergrund dadurch kontrollierbar.

Andere $t\bar{t}$ -Zerfälle

Zu den anderen $t\bar{t}$ -Zerfällen werden die vollhadronischen und dileptonischen Kanäle sowie der semileptonische Zerfall des Top-Paares mit einem Elektron oder Tau im Endzustand gezählt. Dies entspricht dem in Abb. 4.1 dargestellten Szenario mit geänderten Zerfallsprodukten der W -Bosonen. Bei diesen Untergründen besitzen alle Zerfallsprodukte eine zum Signalprozess vergleichbare Energie, die einzigen Unterschiede sind kein einzelnes hochenergetisches Myon sowie eine andere Jetanzahl. Wie schon in anderen Untergrundprozessen erwähnt, kann ein fehlendes hochenergetisches Myon durch Protonreste, Abstrahlungen oder einen missidentifizierten Jet erzeugt werden, dies würde insbesondere die Signatur des vollhadronischen Kanals komplettieren. Im semielektronischen und semitauonischen

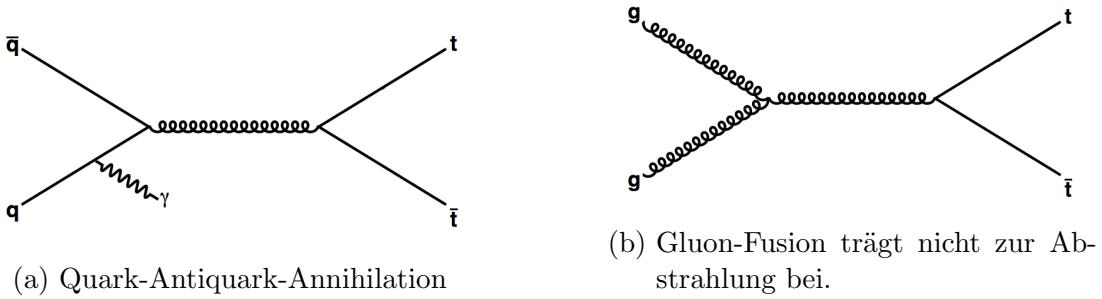


Abbildung 4.6: Untergründe zur Photon-Identifikation: Abstrahlung von Teilchen im Anfangszustand. [43]

Kanal kann das hochenergetische Myon analog produziert werden, wobei zu beachten ist, dass beim semitauonischen Kanal ca. 17% der τ -Leptonen in ein Myon und zwei Neutrinos zerfallen. Ein effizientes Kriterium ist die Forderung eines einzigen Myons, kombiniert mit dem Veto gegen weitere hoch- oder niederenergetische Elektronen sowie gegen niederenergetische Myonen.

4.2.2 Untergrund-Prozesse der Photon-Signatur

Die Untergründe der Photon-Signatur lassen sich in drei Klassen unterteilen. In den ersten beiden Klassen sind die irreduziblen Untergründe zusammengefasst, sie beinhalten echte Photonen, die entweder von Teilchen im Anfangs- („Initial State Radiation“, ISR, Abb. 4.6) oder im Endzustand („Final State Radiation“, FSR, Abb. 4.7) abgestrahlt werden. Dabei spielt die ISR nur eine untergeordnete Rolle, da Top-Paare am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV zu 70% durch Gluon-Gluon-Fusion erzeugt werden. Die dritte Klasse umfasst falsch rekonstruierte Photonen („fake photons“), die durch elektromagnetische Energiedepositionen von ungeladenen Hadronen, Elektronen, Myonen sowie durch Photonen aus π^0 -Zerfällen erzeugt werden. Es wird angenommen, dass die Photonabstrahlung in den Untergrund-Datensätzen die Photon-Missrekonstruktion in diesen Ereignissen ausreichend beschreibt.

4.3 Aufbau der Analyse

In den folgenden Schritten wird der Aufbau dieser Analyse vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in den zugehörigen Kapiteln. Ein Flussdiagramm der Analyse ist in Abbildung 4.8 gegeben. Es werden Daten verwendet, die vom CMS-Detektor im Jahre 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ aufgezeichnet wurden. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 4,7 \text{ fb}^{-1}$.

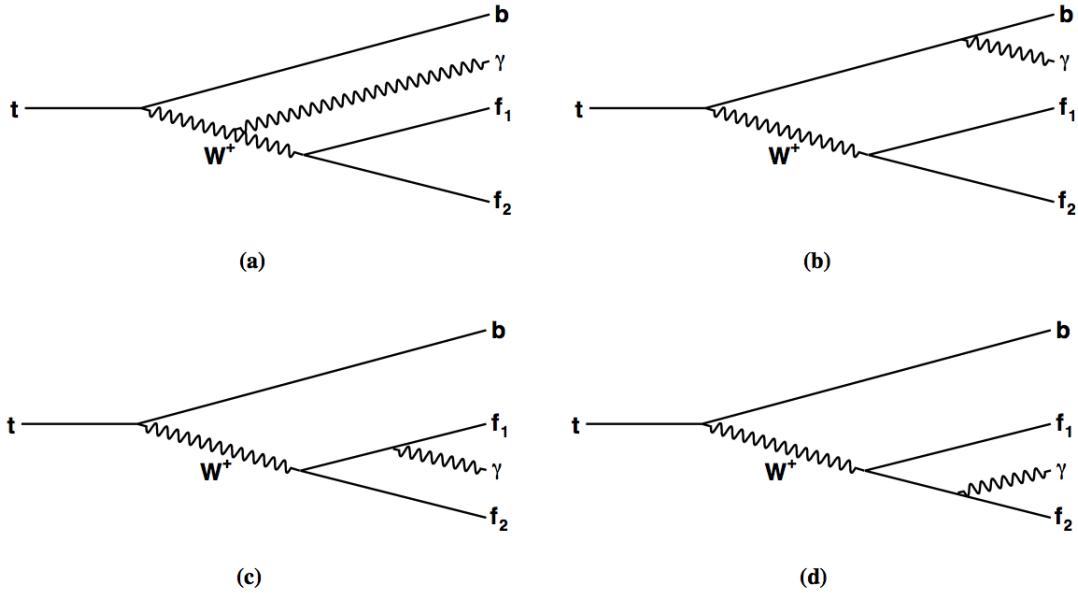


Abbildung 4.7: Untergründe zur Photon-Identifikation: Abstrahlung von Teilchen im Endzustand. Alle geladenen Teilchen im Top-Paarzerfallsbaum tragen zur Abstrahlung bei. [43]

1. Monte-Carlo-Simulation der Signalereignisse für verschiedene Kopplungsszenarien in d_A^γ (Kapitel 5.1) mit WHIZARD. Weitere Simulation von zusätzlichen inklusiven $t\bar{t}$ -Ereignissen und der wesentlichen Untergrundprozesse werden von der CMS Kollaboration bereitgestellt.
2. Untersuchung des E_T -Spektrums der harten Photonen der generierten Monte-Carlo-Ereignisse (Kapitel 5.2).
3. Modellierung von Teilchenschauern, Hadronisierung und Detektorsimulation der generierten Monte-Carlo-Ereignisse (Kapitel 5.1.3).
4. Selektion von Top-Paar-Ereignissen im Myon+Jets Kanal (Kapitel 6.2.1).
5. Selektion von $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignissen (Kapitel 6.2.3).
6. Untersuchung des E_T -Spektrums der selektierten rekonstruierten Photonkandidaten (Kapitel 7). Verschiedene Kenngrößen des Spektrums werden auf ihr Diskriminierungsvermögen zwischen den einzelnen Szenarien getestet.

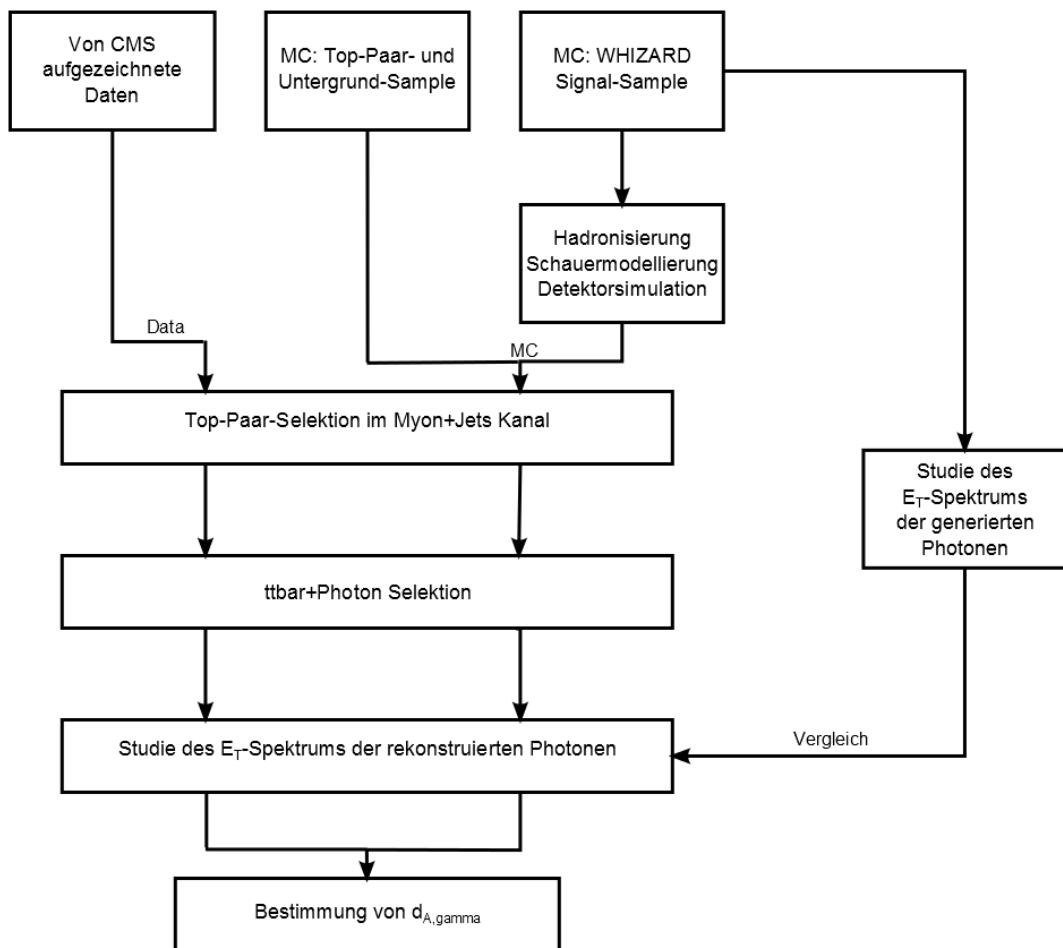


Abbildung 4.8: Flussdiagramm der vorliegenden Analyse.

Kapitel 5

Datensimulation

5.1 Monte-Carlo-Simulation

Ein Vergleich der Ergebnisse aus von CMS gemessenen Daten mit Monte-Carlo-Simulationen ermöglicht es, die Messergebnisse mit Vorhersagen des Standardmodells zu vergleichen. Zusätzlich können Modelle, die nicht dem Standardmodell entsprechen, überprüft werden. Das Ziel der Datensimulation ist es, mithilfe von Zufallsgeneratoren und physikalischer Modelle Pseudodaten zu erzeugen. Diese Pseudodaten haben dasselbe Datenformat wie aufgenommene Daten. Somit können dieselben Analysen sowohl auf gemessene als auch auf simulierte Daten angewendet werden. In diesem Kapitel wird erläutert, wie die in dieser Analyse untersuchten simulierten Ereignisse produziert werden.

5.1.1 Produktionskette

Die Simulation der Daten erfolgt in mehreren, aufeinander aufbauenden Schritten. Diese sind im Einzelnen:

1. Numerische Integration des Matrixelementes (ME) des harten Prozesses und Berechnung des Wirkungsquerschnittes.
2. Ereignisgeneration: Partonen und Leptonen im Anfangs- und Endzustand der harten Interaktion werden entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen aus Punkt 1 zufalls-generiert.
3. Modellierung von Teilchenabstrahlungen: Die Abstrahlung von Gluonen und Photonen aus den Teilchen im Anfangs- und Endzustand wird simuliert.
4. Hadronisierung: Gruppierung von Quarks zu farbneutralen Hadronen.
5. Hadronischer Zerfall: Der Zerfall von kurzlebigen Teilchen wird reproduziert.
6. Underlying Event (UE): Hinzufügen von Teilchen im Endzustand, die von Protonrückständen aus dem harten Prozess entstehen.

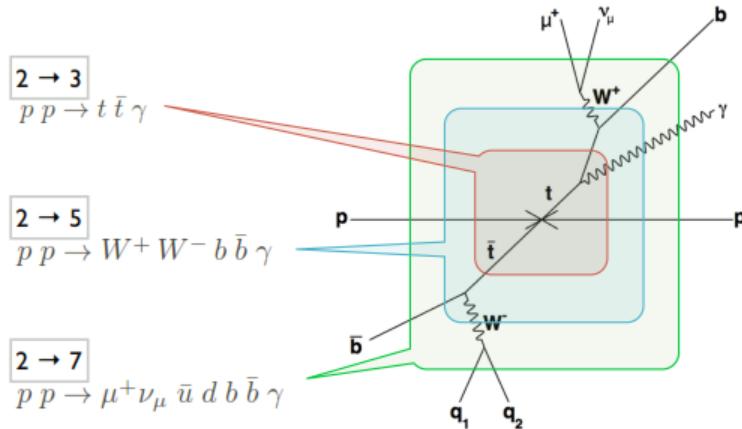


Abbildung 5.1: Strategien der Ereignisgeneration mit WHIZARD. [43]

7. Pileup: Eine zufällige Anzahl von zusätzlichen, weichen Proton-Proton-Kollisionen wird erzeugt und dem Ereignis hinzugefügt.
8. Detektorsimulation: Die Wechselwirkung der in Schritt 2 bis 7 produzierten Teilchen mit dem Detektormaterial und die Digitalisierung werden simuliert.

5.1.2 Simulation von $t\bar{t} + \gamma$ Ereignissen

Für die Simulation des semimyonischen $t\bar{t} + \gamma$ -Signals wurde WHIZARD, ein Leading-Order-Monte-Carlo-Generator, benutzt. Ein Schaubild mit verschiedenen simulierbaren Endzuständen der Monte-Carlo-Generation ist in Abb. 5.1 gezeigt, auf diese soll hier kurz eingegangen werden:

- 2 → 3:** Hier werden nur quantenmechanische Interferenzen aus Photonabstrahlungen von Teilchen im Anfangszustand betrachtet. Die Vorteile dieses Modells sind die geringe CPU-Last, die bei der Berechnung der ME anfällt und die genaue Zuordnung der Photonen zum Top-Vertex. Dies beschreibt den Signalprozess jedoch ungenau [43].
- 2 → 5:** In diesem Modell ist der Zerfall der Top-Quarks berücksichtigt, und es trägt nun auch die Photonabstrahlung der W-Bosonen und der b-Quarks zum Signal bei. Es stellt einen guten Kompromiss zwischen CPU-Auslastung und genauer Beschreibung der Natur dar und wird in dieser Analyse benutzt.
- 2 → 7:** Hier werden alle Photonabstrahlungen des harten Prozesses berücksichtigt und die realen Prozesse am präzisesten beschrieben, diese Strategie ist jedoch überaus CPU-intensiv und wird in dieser Analyse nicht weiter verwendet.

Zur Ereignisgeneration wird die Partondichteverteilung CTEQ6L1 [20] und eine variable Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala benutzt. Diese Skalen werden für jedes Ereignis auf einen Wert von 172,5 GeV (m_t) plus der Transversalenergie des erzeugten Photons

festgelegt. Die Teilchenschauer der Anfangs- und Endzustände sowie die Hadronisierung werden von PYTHIA6 [29], TAUOLA und PHOTOS (beide in [46]) simuliert, dabei wird dieselbe Konfiguration wie für das Top-Quark-Paar-Sample (siehe auch Abschnitt 5.1.3) benutzt.

An die Teilchen im Endzustand werden bestimmte Anforderungen gestellt, sogenannte „Produktionsschnitte“. Es wird eine minimale transversale Energie gefordert, um Infrarotdivergenz zu vermeiden und eine Minimaldistanz im $\eta - \Phi$ -Raum gegen kollineare Divergenz. In dieser Analyse wird eine minimale Transversalenergie des Photons und beider b-Quarks von 10 GeV und ein $\Delta R > 0,1$ zwischen dem Photon und jedem anderen Teilchen im Endzustand gefordert. Um Randeffekte zu vermeiden, werden in der Ereignisselektion härtere Schnitte angewendet, siehe Kapitel 6.2.

5.1.3 Simulation des Top-Quark-Paar-Prozesses und der betrachteten Untergründe

Die meisten Monte-Carlo-Simulationen neben den $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignissen werden mit MADGRAPH [17] generiert, hier wird die Partondichtefunktion CTEQ6L1 benutzt. Single-Top-Ereignisse werden mit POWHEG [26], [40] simuliert, für den Zerfall des τ -Leptons wird TAUOLA benutzt. Die Hadronisierung und die Teilchenschauer werden mit PYTHIA (hadronische Wechselwirkung) sowie PHOTOS (elektromagnetische Wechselwirkung) modelliert. Da der Phasenraum der Ereignisse der WHIZARD $t\bar{t} + \gamma$ -Simulation im MADGRAPH $t\bar{t}$ -Sample schon abgedeckt ist, werden Ereignisse aus dem $t\bar{t}$ -Sample, welche die Produktionsschnitte in WHIZARD auf Partonebene erfüllen, entfernt, um diese Überschneidung zu vermeiden.

5.1.4 Detektorsimulation

Der Durchgang der von den Monte-Carlo-Generatoren erzeugten Teilchen durch die einzelnen Detektorkomponenten sowie die dadurch ausgelösten Signale werden mit GEANT4 [25] modelliert. GEANT4 simuliert anhand der Detektorgeometrie und des Magnetfeldes das Verhalten der einzelnen Teilchen im Detektor. Dabei werden alle elektromagnetischen und hadronischen Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial berücksichtigt, wie z.B. Schauer in den Kalorimetern. Die Ausgabe der Digitalisierung wird gespeichert und in der Rekonstruktion der einzelnen Teilchen verwendet. Diese Rekonstruktion erfolgt mit den gleichen Algorithmen wie die Rekonstruktion experimenteller Daten. Neben der vollständigen Simulation des Detektors („FullSim“), die viel Rechenzeit und -aufwand benötigt, wurden auch vereinfachte Modelle zur Detektorsimulation entwickelt („FastSim“) [5]. Dadurch werden die Dauer der Simulation und der benötigte Speicherplatz erheblich reduziert. Die Daten in dieser Analyse werden mittels FullSim prozessiert.

5.2 Studie der von WHIZARD generierten Monte-Carlo-Samples

Die Studie der von WHIZARD generierten Monte-Carlo-Daten soll zeigen, wie sich der Wirkungsquerschnitt $\sigma = \sigma(d_A^\gamma)$ des $t\bar{t} + \gamma$ -Prozesses sowie das E_T -Spektrum $E_T = E_T(d_A^\gamma)$ der Photonen aus dem harten Prozess durch Variation des angenommenen d_A^γ -Wertes verändert. Dazu wird eine 2-Bin-Analyse, eine Analyse des Schwerpunktes der E_T -Verteilung sowie die Analyse einer Exponentialanpassung an das E_T -Spektrum implementiert (Abschnitt 5.2.2). Des Weiteren soll untersucht werden, welche der Variablen sich am besten eignet, zwischen verschiedenen d_A^γ -Szenarien zu unterscheiden. Durch Verwendung von Generatorteilchen werden Auflösungseffekte durch die Rekonstruktion sowie Akzeptanzeffekte durch die Selektion vermieden.

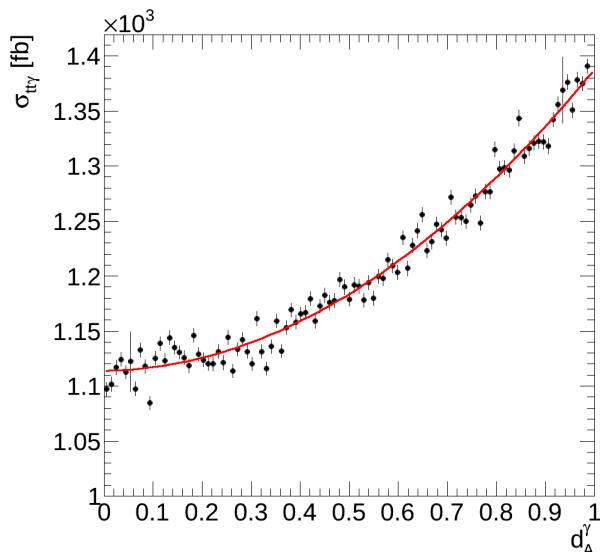


Abbildung 5.2: Wirkungsquerschnitt des $t\bar{t} + \gamma$ -Prozesses für $0 < d_A^\gamma < 1$ mit eingezeichneter quadratischer Anpassung.

5.2.1 Wirkungsquerschnitt des $t\bar{t} + \gamma$ -Prozesses

Es wird eine quadratische Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Parameter d_A^γ erwartet, da d_A^γ linear in das Matrixelement eingeht und der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat des Matrixelementes ist.

Mit dem Leading-Order-Monte-Carlo-Generator WHIZARD in der Version 2.1.1 werden zuerst für verschiedene elektrische Dipolmomente in Schritten von 0,01 für $0 < d_A^\gamma < 1$ die Matrixelemente des harten Prozesses generiert. Das Modell 2 → 5 wird implementiert mit zwei W-Bosonen, zwei b-Quarks und einem Photon im Endzustand. Die Matrixelement-

Berechnung wird so lange fortgeführt, bis der Unsicherheitsestimator der numerischen Integration 1% unterschreitet. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 5.2 dargestellt. Eine Anpassung zeigt die erwartete quadratische Abhängigkeit. Auffällig sind die großen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt bei den Werten $d_A^\gamma = 0,06$ und $d_A^\gamma = 0,95$. Auch eine deutlich längere Berechnung des Matrixelements verringert diese nicht. Es ist derzeit nicht klar, was diesen großen Fehler verursacht. Es wird von einem internen Berechnungsproblem von WHIZARD bei diesen d_A^γ -Werten ausgegangen, da sich die Steuerungsskripte zur Berechnung der verschiedenen Monte-Carlo-Samples ausschließlich im vorgegebenen d_A^γ -Wert unterscheiden.

5.2.2 E_T -Spektrum des Photons

Aus dem berechneten Matrixelement werden für jeden d_A^γ -Wert 105.000 Ereignisse generiert und im Les-Houches-Event Format (LHEF) abgespeichert [18]. Abbildung 5.3 zeigt in halblogarithmischer Auftragung ausgewählte E_T -Spektren dieser generierten Ereignisse. Die Erwartung, dass eine höheren Kopplungsstärke d_A^γ zu härteren Energiespektren führt, bestätigt sich. Im folgenden werden mehrere Ansätze diskutiert, die Abhängigkeit des E_T -Spektrums von d_A^γ zu beschreiben.

2-Bin-Analyse

Das E_T -Spektrum wird in zwei Bereiche aufgeteilt. Der erste Bereich reicht von 0 GeV bis 100 GeV, der zweite von 100 GeV bis 700 GeV, siehe dazu Abb. 5.4. Das Verhältnis der Anzahl der Photonen in den beiden Bereichen wird gegen d_A^γ aufgetragen, siehe Abb. 5.5. Die 2-Bin-Analyse stellt einen vielversprechenden Ansatz dar, das härtere Photonenspektrum für größere Kopplungsstärken d_A^γ zu beschreiben. Auf Generatorniveau ist eine sehr gute Separationskraft vorhanden, der Wertebereich erstreckt sich von $E_{Low}/E_{High} = 3,8$ für $d_A^\gamma = 0$ bis $E_{Low}/E_{High} = 2,2$ für $d_A^\gamma = 1$ bei einer Unsicherheit durch Statistik von $\Delta E_{Low}/E_{High} \leq 0,03$.

E_T -Mean-Analyse

In diesem Ansatz wird der Schwerpunkt der E_T -Verteilung betrachtet, dies ist der gewichtete Mittelwert $\overline{E_T}$ dieser Verteilung. Für die Berechnung des gewichteten Mittelwertes und des Fehlers auf diesen Mittelwert werden die folgenden Formeln benutzt:

$$\overline{E_T} = \frac{1}{N} \sum x_i \cdot \omega_i \quad (5.1)$$

$$\Delta \overline{E_T} = \frac{\sum (x_i - \overline{E_T})^2 \cdot \omega_i}{\sqrt{N}}. \quad (5.2)$$

Hier ist x_i der Mittelpunkt des i-ten Bins des Histogrammes und ω_i die Anzahl der Einträge in diesem Bin. $\overline{E_T}$ wird gegen d_A^γ aufgetragen (siehe Abbildung 5.6). Es ergibt sich eine hohe Separationskraft dieser Variablen auf Generatorniveau, der Wertebereich liegt hier zwischen 34,7 und 53,5 GeV mit einer Unsicherheit von $\Delta \overline{E_T} \leq 0,22 \text{ GeV}$.

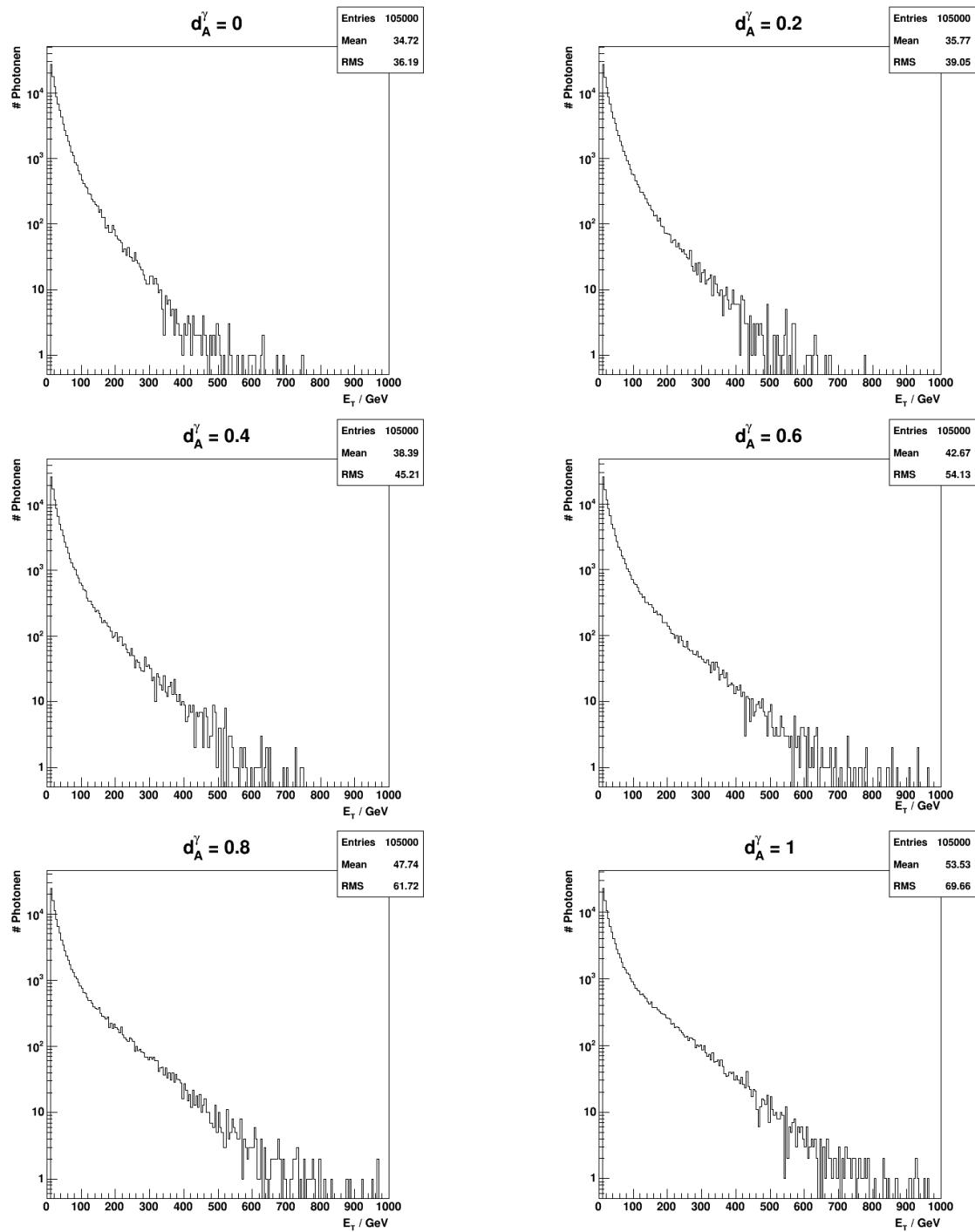


Abbildung 5.3: E_T -Verteilungen von Monte-Carlo-Ereignissen auf Generator-Level für verschiedene Werte von d_A^γ .

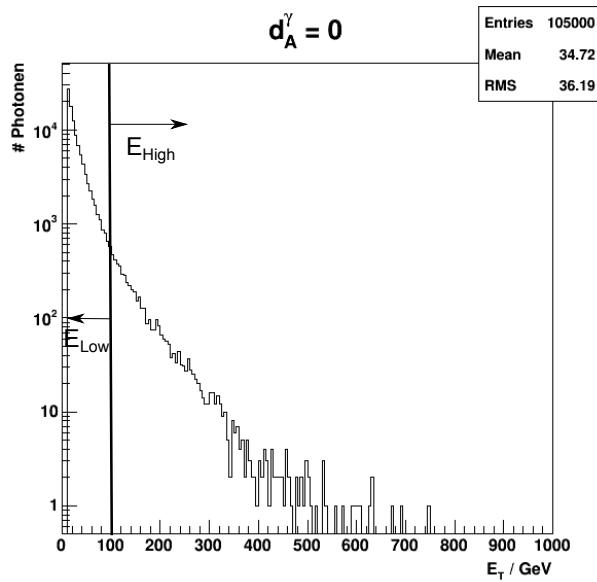


Abbildung 5.4: Schema der Unterteilung bei der 2-Bin-Analyse.

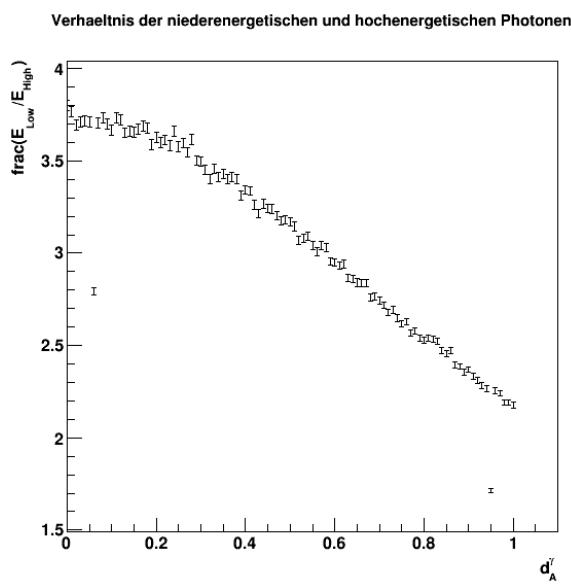


Abbildung 5.5: Verhältnis der Anzahl der Photonen in Bin 1 und Bin 2.

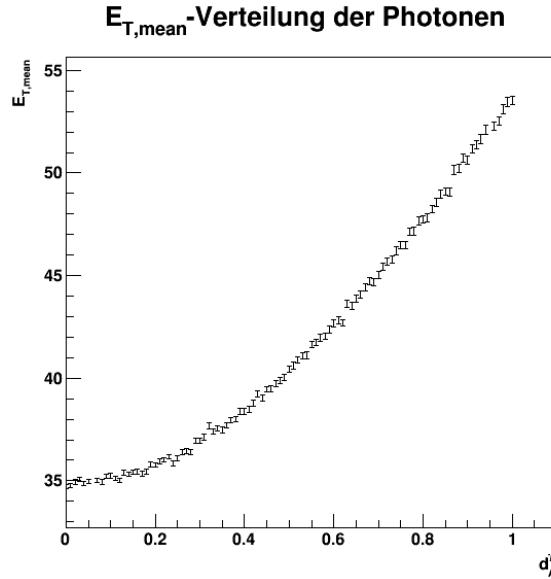


Abbildung 5.6: Verlauf des Schwerpunktes der E_T -Verteilung.

Analyse der Exponentialanpassung der E_T -Verteilung

Hier wird die Anpassung einer Exponentialkurve an die E_T -Verteilung betrachtet. Wie in Abb. 5.7 zu sehen ist, kann die Verteilung im Bereich zwischen 100 GeV und 225 GeV durch eine logarithmische Funktion

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\lambda \cdot x} \quad (5.3)$$

beschrieben werden. Für jeden d_A^γ -Wert wird nun an das E_T -Spektrum eine Exponentialfunktion angepasst und der Wert von λ gegen d_A^γ aufgetragen. Dieser Plot ist in Abb. 5.8 zu sehen. Ein deutlicher Trend lässt sich erkennen. Die λ -Werte reichen von -0,0115 bis -0,0218 bei einer Unsicherheit von $\Delta\lambda \leq 0,00053$.

Ensemblestudie

Um bei der Analyse der Exponentialanpassung die Abhängigkeit der Unsicherheit von der Anzahl der Ereignisse N zu ermitteln, wird eine Ensemblestudie auf Generatorniveau durchgeführt. Das Vorgehen dieser Studie wird im Folgenden beschrieben.

Zunächst wird mit der verfügbaren Statistik von 105000 Ereignissen, das entspricht einer integrierten Luminosität von $36,2 \text{ fb}^{-1}$, die oben beschriebene Analyse der Exponentialanpassung an die E_T -Verteilung durchgeführt und der Parameter λ bestimmt. Im nächsten Schritt wird diese Verteilung auf verschiedene Luminositätsszenarien skaliert. Ein Pseudoexperiment wird erstellt, welches durch binweises poissonverteiltes Neuwürfeln um den Mittelwert der skalierten Verteilung erhalten wird, siehe Abbildung 5.9. Die so neu erstellte Verteilung ist ein möglicher experimenteller Ablauf bei der gewählten Luminosität. Anschließend wird eine Exponentialanpassung durchgeführt und der so bestimmte Wert von λ histogrammiert. Dies wird für alle Luminositätsszenarien tausendmal wiederholt.

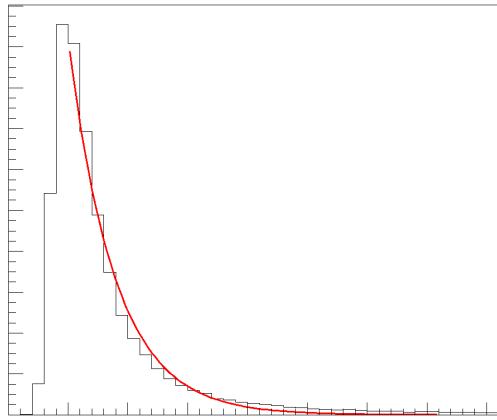


Abbildung 5.7: Skizze zum Prinzip der Exponentialanpassung.

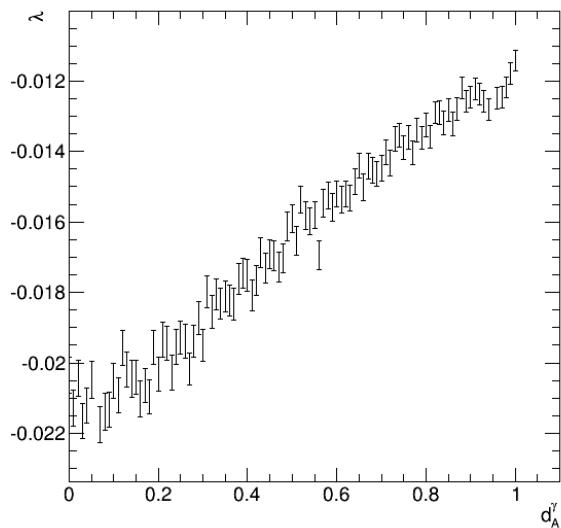


Abbildung 5.8: Verlauf des Exponentialkoeffizienten λ der Anpassung an die E_T -Verteilung.

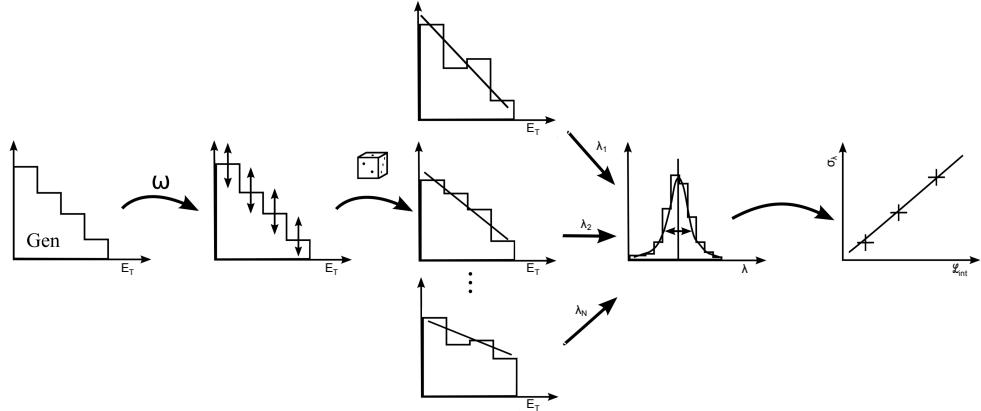
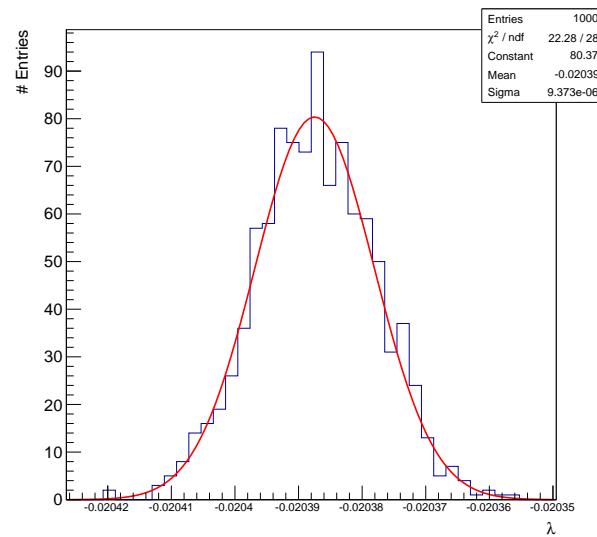


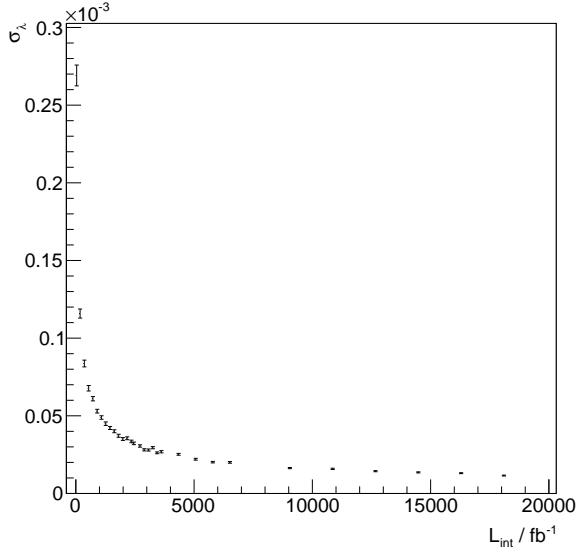
Abbildung 5.9: Prinzip der Ensemblestudie

Die Verteilungen der erhaltenen λ -Werte zeigen das erwartete gaussförmige Profil, siehe Abbildung 5.10. Die Breite der angepassten Gaussglocke entspricht dem statistischen Fehler auf den λ -Wert für die jeweils untersuchte Luminosität. Die Unsicherheiten σ_λ werden gegen die angenommene Luminosität aufgetragen. Die Verteilung ist in Abbildung 5.11 zu sehen. σ_λ verringert sich erwartungsgemäß mit steigender Luminosität.

Abbildung 5.10: Histogrammiertes λ .

Vergleich der verschiedenen Analysemethoden

Alle drei vorgestellten Analysemethoden zeigen auf Generatorniveau eine klare Abhängigkeit der untersuchten Variablen von d_A^γ . Dabei weisen die 2-Bin-Analyse sowie die Analyse

Abbildung 5.11: σ_λ gegen L_{int} aufgetragen.

des Schwerpunktes des Photon- E_T -Spektrums die größte Separationskraft auf. In der 2-Bin-Analyse liegen zwischen dem Minimal- und dem Maximalwert von E_{Low}/E_{High} rund 50 Standardabweichungen, bei der Analyse von \overline{E}_T sogar 85. Die Analyse der Exponentianpassung des Photonspektrums weist eine etwas schwächere Separationskraft auf, hier liegen zwischen den Extremwerten von λ 19 Standardabweichungen.

Die Unsicherheiten auf die Variablen bei der 2-Bin-Analyse und der Mean-Analyse sind proportional zu $1/\sqrt{N}$. Es wird demnach für die Analyse der selektierten Monte-Carlo-Ereignisse und insbesondere für die Analyse von gemessenen Daten eine größere Unsicherheit auf die jeweiligen Variablen erwartet. Die Abhängigkeit der Unsicherheit auf die Exponentianpassung von der Anzahl der untersuchten Ereignisse ist im Kapitel 5.2.2 untersucht worden. Eine deutliche Verringerung der Unsicherheit mit steigender integrierter Luminosität ist zu erkennen. Des Weiteren werden zu den hier besprochenen statistischen Unsicherheiten bei der Rekonstruktion und Selektion auch systematische Unsicherheiten entstehen, welche die Separationskraft der analysierten Variablen weiter abnehmen lassen wird, siehe dazu auch Kapitel 7.7.2.

Kapitel 6

Ereignisrekonstruktion und -selektion

6.1 Ereignisrekonstruktion

Die Ereignisrekonstruktion erstellt aus den Messwerten der verschiedenen Subdetektoren Kandidaten für physikalische Objekte wie z.B. Myonen, Elektronen, Photonen oder Jets und verwendet dazu die digitalisierten Ausgangssignale des Detektors. Abbildung 6.1 zeigt einen Ausschnitt des CMS-Detektors und die unterschiedlichen Signaturen, die beim Teilchendurchgang durch den Detektor erzeugt werden. Als einzige detektierbare Teilchen durchqueren Myonen den gesamten Detektor und hinterlassen Spuren in allen Subdetektoren. Bei hohen Energien dominiert für Elektronen der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Diese hinterlassen daher nur einen Eintrag im Spurdetektor und werden im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt. Photonen sind elektrisch neutral und hinterlassen somit nur Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter. Stark wechselwirkende Teilchen sind in den meisten Fällen geladen und hinterlassen somit auch eine Spur im Spurdetektor, weiterhin deponieren sie Energie im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter.

Die Rekonstruktion untersucht diese Signaturen, um Rückschlüsse auf die erzeugten Teilchen zu ziehen. In der CMS Kollaboration werden sogenannte „Physics Object Groups“ (POG) gebildet, die sich auf die Rekonstruktion einzelner Teilchenarten spezialisieren und die Objekte definieren, mit denen in Physik-Analysen gearbeitet wird. Im folgenden wird ein kurzer Überblick gegeben, wie verschiedene Objekte zu Leptonen oder Jets rekonstruiert werden.

6.1.1 Myonen

Myonen können vom CMS-Detektor konstruktionsbedingt überaus präzise detektiert werden [5]. Myonen sind geladene Teilchen, ihre Spur ist demnach im Tracker gekrümmt und sie hinterlassen in jedem weiteren Subdetektor eine spezifische Signatur, die zur Rekonstruktion genutzt werden kann. Ein hochenergetisches Myon verliert in den Kalorimetern nur wenig Energie und erzeugt ab einer Energie von 4 GeV Einträge im Myonsystem. Die Algorithmen der Rekonstruktionssoftware kombinieren die Informationen des Trackers

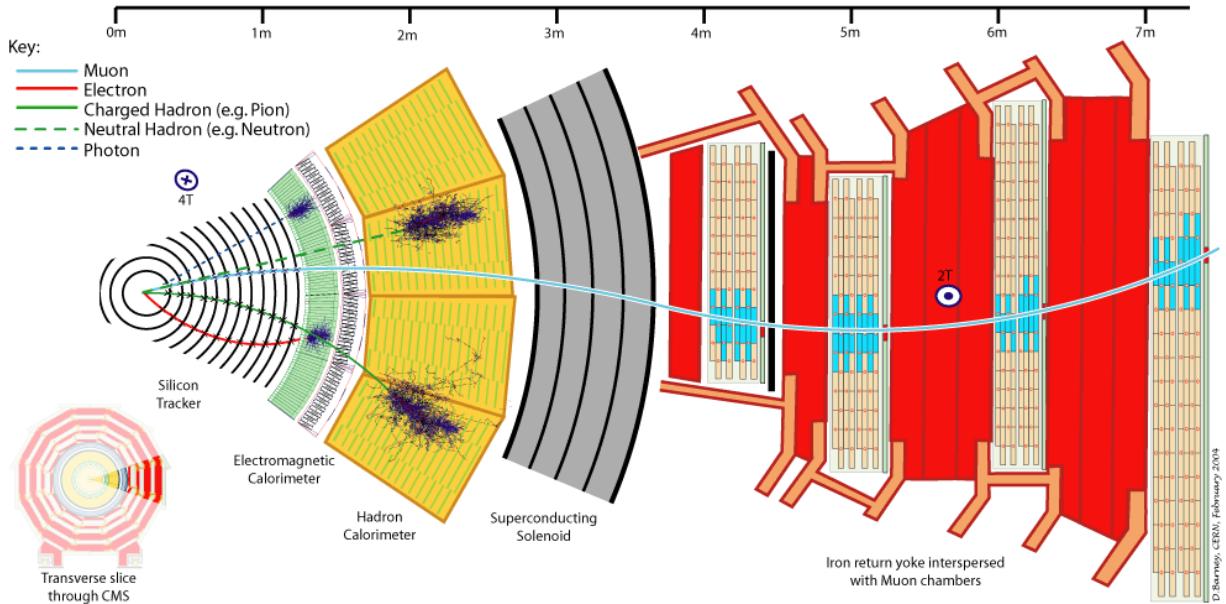


Abbildung 6.1: Ein Ausschnitt des CMS Detektors mit Signaturen verschiedener Teilchen [7]

und des Myonsystems und profitiert so von der speziellen Myon-Signatur. Es wird zwischen „standalone muons“, die ausschließlich anhand von Informationen des Myonsystems rekonstruiert werden, und „global muons“, die aus der Kombination von Spurdetektor und Myonkammern gebildet werden, unterschieden.

Als Startwert für die Erzeugung von standalone muons dienen zum einen die Myonen, welche vom L1-Trigger rekonstruiert wurden, zum anderen Regionen erhöhter Aktivität im Myonsystem. In den umliegenden Myonkammern wird dann nach charakteristischen Einträgen gesucht, die eine Spur bilden könnten. Schließlich wird ein Kalman-Filter angewendet [36]. Zunächst von innen nach außen, dann von außen nach innen, wird ein iterativer Fit der Spur in den einzelnen Detektorlagen durchgeführt. Die Spurparameter der Ausgangsspur werden dabei in die jeweils nächste Ebene der Myonkammern projiziert. Wenn das χ^2/ndf des Fits größer ist als ein Maximalwert von 25 oder nicht mindestens zwei Einträge der Anpassung in den Myonkammern verwendet wurden, davon mindestens einer in den Driftkammern oder Kathodenstreifenkammern, wird die Spur verworfen. Als letzte Forderung an die Myonspur wird gestellt, dass sie aus dem Wechselwirkungspunkt stammen muss, der in den Fit mit einbezogen wird. So wird die Impulsauflösung des Myons verbessert und gegen kosmische Myonen gefiltert. Die Teilchenspuren in den inneren Spurdetektoren werden auf eine ähnliche Weise mittels eines Kalman-Filters rekonstruiert [30]. Wie im Myonsystem wird hier ausgehend von einem Startpunkt in der nächsten Detektorlage nach einem Eintrag gesucht, der dann in den Fit einbezogen wird. In den Spurdetektoren finden sich jedoch aufgrund der hohen Teilchenrate mehrere passende Einträge. Diese werden parallel verarbeitet, und nur die besten fünf Spuren werden nach jedem

Schritt nicht verworfen. Als weitere Forderung müssen mindestens fünf Einträge in den einzelnen Lagen des Trackers Verwendung finden. Die so von außen nach innen rekonstruierte Spur wird auch hier noch einmal in Richtung des Strahlrohres gefittet.

Um ein globales Myon zu rekonstruieren, werden Spuren aus dem Myonsystem mit Spuren der inneren Spurdetektoren kombiniert. Dabei geht man von einem bereits rekonstruierten standalone muon aus und nutzt die rekonstruierten Spuren in den Spurkammern. Zunächst wird abhängig von Parametern des standalone muons wie Ort und Impuls ein Raumwinkelbereich definiert, aus dem innere Spuren berücksichtigt werden. Dieser Bereich ist rechteckig in der $\eta - \Phi$ -Ebene. Dann werden die Tracker-Spuren und die Trajektorie des standalone muons auf eine gemeinsame Fläche in η und Φ extrapoliert, auf der die Suche nach bester Übereinstimmung vorgenommen wird. Die Wahl dieser Fläche ist abhängig vom Myonimpuls. Auf der gemeinsamen Fläche werden nun unter Verwendung von örtlichen Diskriminatoren, die für hochenergetische Myonen besonders effektiv sind, sowie Impulsdiskriminatoren, die für die Auswahl niederenergetischer Myonen relevant sind, iterativ die besten Übereinstimmungen der Spuren gesucht. Im Allgemeinen bleiben durch diesen Schritt mehrere Tracker-Spuren übrig. Schließlich werden alle möglichen Paare von standalone muons und den ausgewählten Tracker-Spuren global gefittet. Bei mehreren möglichen Paarungen wird die ausgewählt, deren Fit das niedrigste χ^2/ndf aufweist. So wird aus jedem standalone muon maximal ein globales Myon gebildet.

In Abbildung 6.2 und 6.3 ist ein Vergleich der Rekonstruktionseffizienz und der q/p_T -Auflösung, das ist ein Maß der Spurqualität und -krümmung, der „standalone“ mit den globalen Myonen zu sehen. Die Rekonstruktionseffizienzen sind in $|\eta|$ vergleichbar, die q/p_T -Auflösung ist für globale Myonen um eine Größenordnung verbessert. Die Verschlechterung der Effizienz in lokalen $|\eta|$ -Bereichen ist durch Lücken zwischen den aktiven Detektorelementen verursacht, in den Übrigen Bereichen liegt die Effizienz zwischen 95 und 99%.

6.1.2 Elektronen

Das Fehlen einer eindeutigen Signatur, wie sie bei den Myonen durch Einträge in den äußeren Myonkammern vorhanden ist, erschwert die Rekonstruktion von Elektronen. Elektronen sind ebenso wie Myonen geladene Teilchen und hinterlassen so Spuren in den Silizium-Spurdetektoren, zusätzlich schauern sie im elektromagnetischen Kalorimeter auf. Somit gibt es zwei Möglichkeiten der Rekonstruktion: entweder von den Einträgen im ECAL („ECAL-getrieben“) oder von den Spuren im Silizium-Tracker („Tracker-getrieben“) ausgehend. Letztere Methode ist nur für niederenergetische oder nicht isolierte Elektronen von Bedeutung, daher wird im folgenden der ECAL-getriebene Algorithmus erläutert [27]: Den Ausgangspunkt bilden hier sogenannte „Supercluster“ im ECAL. Diese bestehen aus mehreren Kristallblöcken, in denen Energie deponiert wurde („Cluster“). Mittels verschiedener Algorithmen wird die aufgrund von Bremsstrahlung entlang der Φ -Richtung verteilte Energie zusammengefasst. Energieeinträge in einem Bereich von $\Delta\Phi \approx 0,3$ rad um den Startcluster werden berücksichtigt. Die Richtung des ursprünglichen Elektrons entspricht dem Schwerpunkt des Superclusters, wenn dieser alle durch Bremsstrahlung abgestrahlte Energie enthält. Daher wird nach Einträgen im entsprechenden $\eta - \Phi$ -Bereich in den

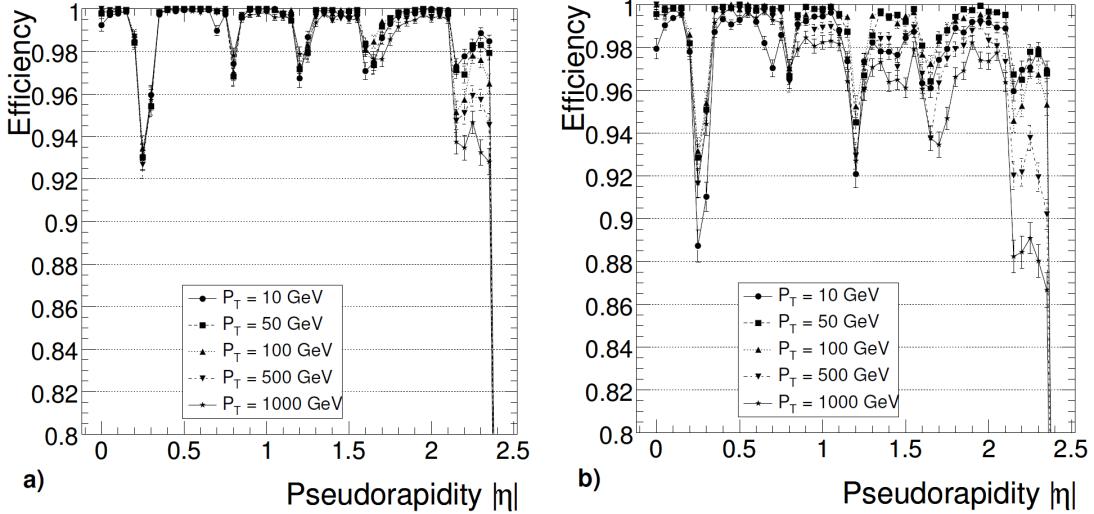


Abbildung 6.2: Rekonstruktionseffizienz für Myonen als Funktion der Pseudorapidität für verschiedene p_T -Werte. a) „standalone“ Myonen; b) global rekonstruierte Myonen [5].

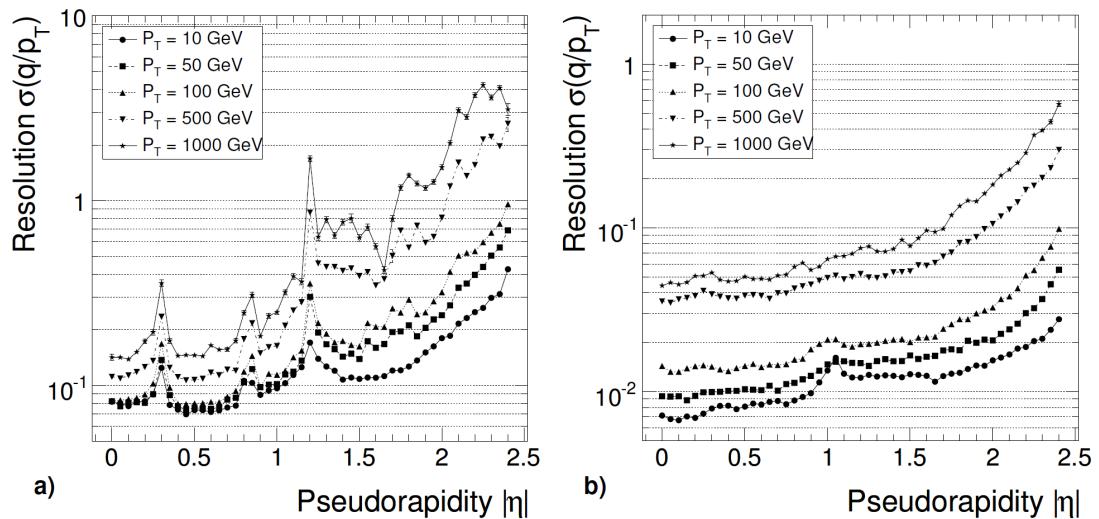


Abbildung 6.3: q/p_T -Auflösung für a) „standalone“ und b) global rekonstruierte Myonen in Abhängigkeit von der Pseudorapidität [5].

innersten Lagen des Spurdetektors gesucht, da dort kaum Einflüsse durch Abstrahlungen zu erwarten sind. Von den so gefundenen Einträgen wird von den inneren Spurdetektorlagen ausgehend eine Spur gebildet. Der dafür genutzte Algorithmus berücksichtigt explizite Energieabstrahlungsmodelle für Elektronen und unterscheidet sich so vom allgemeinen Spurfit. An jedem Messpunkt werden dazu Überlagerungen von Gaußkurven entsprechend der Vorhersagen der Bethe-Heitler-Formel, die den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung im Feld schwerer Kerne beschreibt [45], verwendet und die Spur mithilfe eines Gauß'schen Summenfilters gefittet [48]. Die Informationen der gebildeten Elektronenspur wird mit dem Supercluster im ECAL zusammengefasst und dabei eine Reihe von Variablen gespeichert, die später Informationen über die Qualität des Elektrons geben können, darunter z.B. das Verhältnis E/p . Ambiguitäten in den Spurdetektoren, die beispielsweise auftreten können, wenn ein durch Bremsstrahlung erzeugtes Photon durch Paarbildung ein weiteres Elektron erzeugt, welches in diesem Schritt dem ursprünglichen Elektron zugeordnet werden muss, werden aufgelöst. Dazu wird das ursprüngliche Elektron durch einen ersten Trackereintrag möglichst nah am Wechselwirkungspunkt bestimmt. Reicht dieses Kriterium nicht aus, wird das Elektron mit dem größeren E/p -Verhältnis ausgewählt. Schließlich wird die Ladung der Elektronen bestimmt. Dazu werden drei Methoden benutzt: Ladung der rekonstruierten Elektronenspur, Ladung der nächsten Spur der normalen Spurrekonstruktion und Vektordifferenz der Vektoren vom Wechselwirkungspunkt zum ersten Siliziumdetekteineintrag und vom Wechselwirkungspunkt zum Supercluster. Die Ladung wird ausgewählt, die von mindestens zwei der drei Methoden bestimmt wurde.

6.1.3 Photonen

Ausgangspunkt für die Photonrekonstruktion sind Photon-Kandidaten aus energiekorrigierten Superclustern. Diese Kandidaten müssen eine minimale unkorrigierte Energie von mindestens 20 GeV besitzen und das Verhältnis der deponierten Energien in HCAL und ECAL E_{HCAL}/E_{ECAL} muss kleiner als 5% sein. Ein weiterer Schnitt in η wird angewandt, es werden nur Photon-Kandidaten mit $|\eta| < 1,4442$ und $1,566 < |\eta| < 2,5$ akzeptiert. Die Richtung des Impulsvektors wird bestimmt, indem der rekonstruierte Primärvertex mit der Position des Superclusters, in dem die Energie deponiert wurde, verbunden wird. Die Energie des Photons wird bestimmt aus der korrigierten Energie des Superclusters (konvertiertes Photon) oder der Summe der Energien in einem 5x5 Kristallblock um die höchste Energiedeposition(Photon aus dem harten Prozess, „prompt photon“). Für weitere Details siehe [8].

Die hier angesprochenen Photon-Kandidaten sind der Ausgangspunkt für die Photonenselektion, in welcher weitere Qualitätsschnitte angewendet werden, um den Anteil der gut rekonstruierten prompt photons zu erhöhen.

6.1.4 Geladene und ungeladene Hadronen

Spuren und Kalorimetereinträge, die noch nicht einem Myon, Elektron oder Photon zugeordnet wurden, werden als (geladene oder ungeladene) Hadronen identifiziert und als Funktion von η und den Energiedepositionen im ECAL und HCAL rekalibriert.

6.1.5 Particle Flow

Die bisherige Rekonstruktion kann mehrdeutig sein, da viele der Kandidaten denselben Detektoreinträgen zugeordnet sein können. Der sogenannte „Particle Flow“-Algorithmus, der für diese Analyse benutzt wird, entfernt diese Ambiguität und erstellt eine Liste von exakt rekonstruierten Teilchen. Die Quellen für diesen Algorithmus sind Cluster in den Kalorimetern, Spuren aus dem inneren Spurdetektor und voridentifizierte Elektronen und Myonen. Die wesentlichen Schritte des Algorithmus werden im folgenden beschrieben [28]:

- Im ECAL und HCAL werden sogenannte „topologische Cluster“ aus den ursprünglichen Clustern gebildet. Die Spuren des inneren Spurdetektors werden zu den Kalorimetern hin extrapoliert.
- Eine topologische Verknüpfung erzeugt sogenannte „blocks“ von wenigen Elementen, dies sind Spuren und Cluster. Die Verknüpfungen zwischen den Elementen werden nach ihrem Abstand in der $\eta - \Phi$ -Ebene bewertet, bei Verknüpfungen von Einträgen im Myonsystem und Spuren im Tracker wird der Wert des χ^2 des globalen Fits als Bewertung verwendet. Bremsstrahlung wird berücksichtigt.
- Block für Block werden alle Mehrdeutigkeiten aufgelöst. Bei mehr als einer Möglichkeit der Auflösung von verknüpften Elementen wird diejenige gewählt, welche die beste Bewertung besitzt. Für jeden Block werden die folgenden Schritte durchgeführt:
 - Myonen werden mit allen zugehörigen Spuren vom Block entfernt. Ein durchschnittlicher Energiebetrag wird von den Kalorimeter-Clustern subtrahiert, dieser Betrag wurde mithilfe von kosmischen Myonen bestimmt.
 - Die voridentifizierten Elektronen werden noch einmal untersucht, um passende Spuren und Bremsstrahlungsphotonen zu finden. Eine finale Kombination mit Spuren und Kalorimeter-Variablen wird gefittet. Alle damit zusammenhängenden Elemente werden aus dem Block entfernt.
 - Alle übriggebliebenen Spuren werden als „geladene Particle Flow Hadronen“ bezeichnet. Wenn der Transversalimpuls der Spur und die Energie des Kalorimeter-Clusters innerhalb gegebener Unsicherheiten übereinstimmen, werden die Spuren mithilfe der Kalorimetereinträge als Randbedingungen neu gefittet. Andernfalls wird ein „Particle Flow Photon“ mit der verbliebenen Energie des ECAL erzeugt oder, bei signifikantem Eintrag im HCAL, wird ein Particle Flow Photon und ein „ungeladenes Particle Flow Hadron“ generiert.

6.1.6 Jets

Als Jet wird eine Kollektion von verschiedenen Teilchen bezeichnet, die nur geringe relative Impulskomponenten untereinander besitzen. Sie entstehen, wenn im Zuge der Hadronisierung einzelne Gluonen und Quarks aus dem Kollisionsprozess zu farbneutralen Teilchen zusammengefasst werden. Größtenteils sind in Jets Pionen und Kaonen enthalten, aber auch Baryonen und vereinzelt Leptonen. Während der Hadronisierung existiert ein ständiger Impulsaustausch der einzelnen Teilchen und so entsteht ein Teilchenkegel um die Schwerpunktsachse des Jets. Diese stimmt im Idealfall mit der Trajektorie des ursprünglichen, farbtragenden Objektes überein. Für die Untersuchung von Jets sind die Kalorimeter die wichtigsten Detektorkomponenten, nahezu alle im Jet enthaltenen Teilchen deponieren hier ihre gesamte Energie. Jets, die ausschließlich anhand von Kalorimetereinträgen rekonstruiert wurden, nennt man Kalorimeterjets, diese bilden den Ausgangspunkt für nahezu alle Rekonstruktions-Algorithmen von Jets.

Für einen gegebenen Jet ist nicht eindeutig beantwortbar, welches Teilchen zum Jet gehört und welches nicht. Das Endergebnis der Messung wird jedoch von den Jeteigenschaften wie Energie und Richtung beeinflusst, und damit auch davon, ob ein Teilchen zum Jet gezählt wird oder nicht. Daher versucht man, die Jet-Algorithmen ständig zu optimieren, die aus den gegebenen Messwerten wie z.B. Kalorimetereinträgen Jets zu rekonstruieren. In dieser Analyse wird der sogenannte „anti- k_T -Algorithmus“ verwendet, der im folgenden kurz erläutert wird:

Der anti- k_T -Algorithmus basiert auf den sogenannten „Cluster“- oder Kombinationsalgorithmen, bei denen zunächst für jedes Teilchen- bzw. Protojetpaar ein Abstandsmaß berechnet wird. Die Viererimpulse der Teilchen mit dem kleinsten Abstand werden zu einem Protojet aufaddiert, dieser wird zur Kollektion hinzugefügt und die beiden ursprünglichen Objekte entfernt. Dies wird so lange wiederholt, bis eine Abbruchbedingung erfüllt ist. Der Jet gilt dann als komplett rekonstruiert und wird aus der Kollektion entfernt.

Als Abstandsmaß zwischen den Objekten i und j wird ein mit den Impulsen gewichteter Winkelabstand

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{-2}, k_{Tj}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{\rho^2} \quad (6.1)$$

verwendet, mit $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2$. Hier bezeichnet k_T den Transversalimpuls, Φ den Azimuthalwinkel und y die Rapidity. Die Abbruchbedingung wird mittels

$$d_{i,Beam} = k_{Ti}^{-2} \quad (6.2)$$

bestimmt. Wenn $d_{i,Beam}$ kleiner ist als jedes d_{ij} , ist diese erfüllt. Der Radiusparameter ρ , der das Abbruchkriterium mitdefiniert, ist in dieser Analyse auf $\rho = 0.5$ festgelegt.

Der anti- k_T -Algorithmus ist sicher gegenüber niederenergetischen Teilchen und gegen kolineare Abstrahlungen [22]. Zunächst werden die hochenergetischen Teilchen zu einem Jet kombiniert. Dies wird durch den negativen Exponenten in der Impulsgewichtung erreicht. Danach erst werden alle weichen Objekte im Abstand 2ρ hinzugefügt. Sie haben keinen Einfluss auf die Form der Jets. Die Wahrscheinlichkeit, einen Jet aus vielen weichen Objekten zu bilden, wird dadurch sehr gering und auch die Wahrscheinlichkeit, dass durch

ein zusätzliches weiches Objekt ein harter Bestandteil einem anderen Jet zugeordnet wird, wird gegenüber anderen Jet-Algorithmen deutlich verringert.

6.1.7 B-Tag

Die aus dem Zerfall des Top-Quark-Paars entstehenden zwei b-Quarks können aufgrund ihrer langen Lebensdauer hadronische Zustände bilden, die wiederum schwach zerfallen. Ein solcher Zerfall ist in der CKM-Matrix stark unterdrückt, die b-Hadronen sind daher relativ langlebig und zerfallen überwiegend in c-Quarks, weniger häufig in Leptonen und u-Quarks. Somit hat die Signatur eines b-Jets drei charakteristische Eigenschaften, die für seine Identifizierung genutzt werden können [41]:

- Es existiert eine große Anzahl an deplatzierten Spuren.
- Die deplatzierten Spuren treffen sich in einem Sekundärvertex.
- Ein Großteil der Jet-Energie wird vom b-Hadron getragen.

Es wurden diverse Algorithmen entwickelt, um b-Quarks zu identifizieren. In dieser Analyse wird ein sogenannter „combined secondary vertex b-tag with medium operation point“ (CSVM) benutzt. Dieser führt eine Wahrscheinlichkeitsanalyse aufgrund von neun spurbasierten Parametern durch. Dieser Algorithmus liefert auch dann ein Ergebnis, wenn kein Sekundärvertex rekonstruiert werden kann, indem er einen „Pseudo-Vertex“ benutzt. Nähere Informationen hierzu liefert [10].

6.2 Selektion

6.2.1 Top-Quark-Paar-Selektion

Um die $t\bar{t}$ -Ereignisse von den in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Untergründen zu trennen, wird eine Vorselektion der Top-Paar-Ereignisse durchgeführt. Diese orientiert sich an der Referenzselektion des CMS-Experiments [39]. Die einzelnen Schritte werden im folgenden beschrieben.

HL Trigger Es wird der High-Level-Trigger mit dem Pfad HLT_IsoMu24 benutzt. Dieser verlangt ein Myon mit einem Transversalimpuls von mindestens 24 GeV und einer Isolation von $\Delta R < 0,24$. Die Lage der Trigger-sensitiven Myondetektoren schränkt den η -Bereich des Myons ein auf $|\eta| < 2,1$.

Primärvertex Der Vertex mit der höchsten skalaren Summe der Transversalimpulse wird Primärvertex genannt. Spuren von Teilchen, die auf andere Vertizes zeigen, werden als Pile-Up behandelt und nicht weiter berücksichtigt. Der Primärvertex muss vier Freiheitsgrade besitzen und innerhalb von $|z| < 24$ cm bzw. $\rho < 2$ cm vom Interaktionspunkt liegen.

Hochenergetisches Myon Ein hochenergetisches, gut isoliertes Myon muss im Ereignis enthalten sein. Isolationsvariablen sind skalare Summen von transversalen Energien oder Impulsen von Teilchen in einem bestimmten Abstand vom Myon. Die relative Isolation $relIso$ ist hier definiert durch

$$relIso = \frac{\text{photonIso} + \text{hadronIso}}{p_T}, \quad (6.3)$$

dabei bezeichnet photonIso (hadronIso) die skalare Summe der transversalen Energie (des transversalen Impulses) aller Photonen (Hadronen) innerhalb eines Kegels von $\Delta R < 0,4$. Es wird ein Wert von $relIso < 0,125$ verlangt, weiterhin muss der Abstand zu Jets in der $\eta - \Phi$ -Ebene $\Delta R > 0,3$ sein. Das Myon muss ein globales Myon sein mit $\chi^2 < 10$ im globalen Fit (vgl. dazu auch die Myon-Rekonstruktion in Abschnitt 6.1.1). Um kosmische Myonen auszuschließen, wird ein maximaler Abstand zwischen der Myonspur und dem Primärvertex in der Transversalebene von $\Delta z < 5 \text{ mm}$ und $\rho < 0,2 \text{ mm}$ verlangt.

Jets Es müssen mindestens vier Jets in der instrumentierten Region des Spurdetektors $|\eta| < 2,4$ vorhanden sein, deren transversaler Impuls jeweils größer als 30 GeV sein muss. Der Jet muss aus mindestens zwei Elementen bestehen, von denen mindestens eines geladen ist. Als eine weitere Forderung müssen die elektromagnetischen bzw. hadronischen Energieanteile kleiner als 99% sein, um fälschlich als Jets rekonstruierte Photonen bzw. Pionen zu vermeiden.

Veto auf Elektron Ereignisse, in denen ein Elektron mit $E_T > 15 \text{ GeV}$ und $relIso < 0,2$ im Bereich $|\eta| < 2,5$ werden verworfen, um dileptonische Top-Paar-Ereignisse zu unterdrücken.

Veto auf zweites Myon Es wird gefordert, dass sich neben dem hochenergetischen Myon kein weiteres Myon mit $p_T > 10 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2,5$ und $relIso < 0,2$ im Ereignis befindet, um Ereignisse aus Z-Untergründen auszuschließen.

b-Tag Mindestens einer der oben erwähnten Jets muss b-artig sein. Dazu wird ein sogenannter „combined secondary vertex“ Algorithmus verwendet mit einem Diskriminatator von $CSVM > 0,679$.

Es ergibt sich ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von $S/B = 2,24$ und eine Selektionseffizienz von $\epsilon_{t\bar{t}} = 2,8\%$. Die Hauptuntergrundprozesse sind W+jets Ereignisse sowie Ereignisse mit einzelnen Top-Zerfällen.

6.2.2 Photon matching

Das sogenannte „matching“ bezeichnet die Zuordnung von rekonstruierten Teilchen zu generierten Monte Carlo Objekten. Für jeden rekonstruierten Photonkandidaten wird die Kollektion der Generatorteilchen nach Photonen durchsucht. Ein generiertes Photon wird

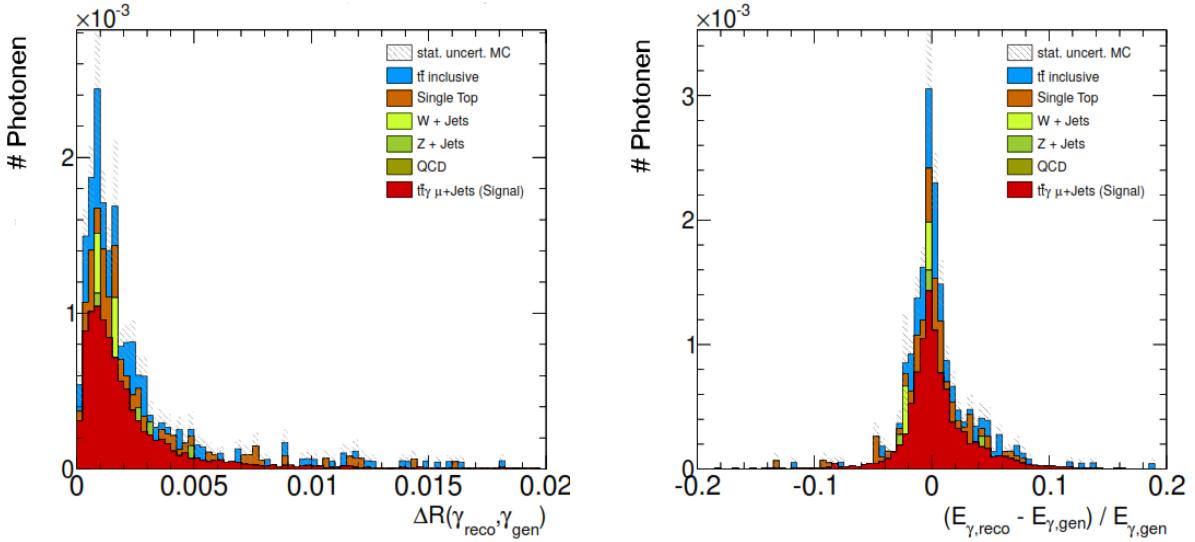


Abbildung 6.4: Links: ΔR des rekonstruierten und generierten Photons. Rechts: Relative Energiedifferenz der Photonen. Beide Verteilungen sind auf $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ pb}^{-1}$ normiert.

dem rekonstruierten Photon zugeordnet, wenn es in einem Kegel von $\Delta R < 0,2$ liegt und die Energiedifferenz ΔE kleiner als die doppelte ECAL Energieauflösung bei der Energie des generierten Photons. Wenn bei dieser Prozedur Ambiguitäten auftreten, wird das Photon mit dem kleinsten ΔR ausgewählt. Abbildung 6.4 zeigt die ΔR - bzw. $\Delta E/E$ -Verteilungen zwischen rekonstruierten und generierten Photonen. Aus dem RMS der $\Delta E/E$ -Verteilung lässt sich eine Energieauflösung von 3,3% ablesen.

Ein weiteres interessantes Kriterium ist die Migration der Energien von generierten und rekonstruierten Photonen. In Abbildung 6.5 ist aufgetragen, wie sich die Energie der generierten Photonen zur Energie der damit assoziierten rekonstruierten Photonkandidaten verhält. Die Verteilung zeigt nur geringe Migrationseffekte, die Energie der Photonen wird in der Rekonstruktion gut abgebildet.

Abbildung 6.6 zeigt, welcher Anteil der Generatorphotonen rekonstruiert werden. Dazu werden die Elemente der Migrationsmatrix aus Abbildung 6.5 binweise durch die jeweilige Anzahl der ursprünglich in diesem Energiebereich generierten Photonen dividiert. Die Responsematrix weist ein uniformes Verhalten auf. Addiert man die Werte in der Matrix zeilenweise ergibt sich die Rekonstruktionseffizienz für den entsprechenden Energiebereich. Die Effizienz ist wie erwartet im höherenergetischen Bereich größer.

6.2.3 Selektion von $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignissen

Im folgenden werden die Erfordernisse an die Photonen im Endzustand beschrieben. Diese setzen sich aus Schnitten zusammen, die spezifisch für diese Analyse sind, sowie aus Forderungen, die auf einer CMS Empfehlung für Photon-Selektion basieren („Photon-ID“, [9]).

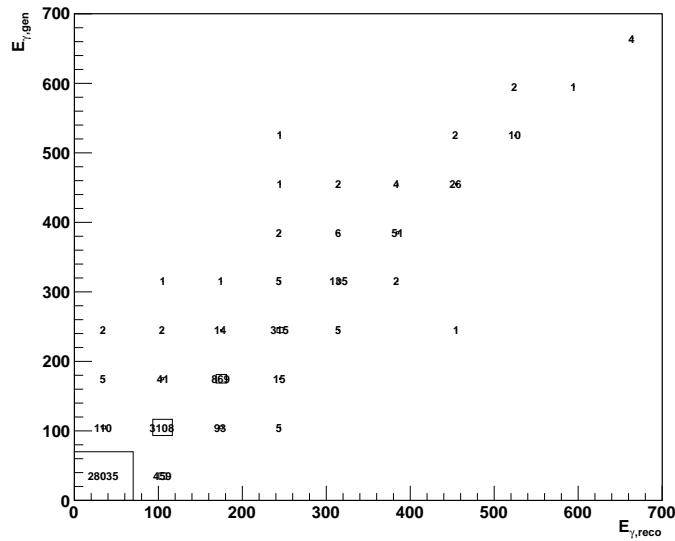


Abbildung 6.5: Migrationsmatrix der Energie von generierten und rekonstruierten Photonen.

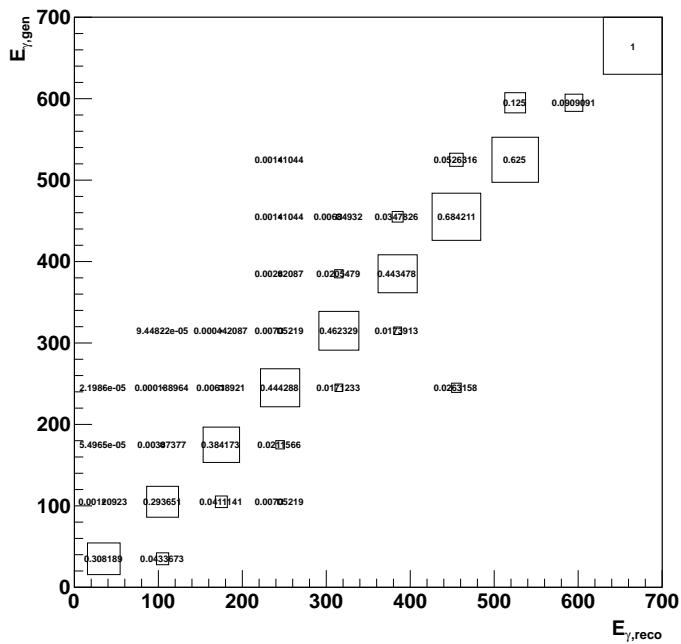


Abbildung 6.6: Responsematrix der Energie von generierten und rekonstruierten Photonen.

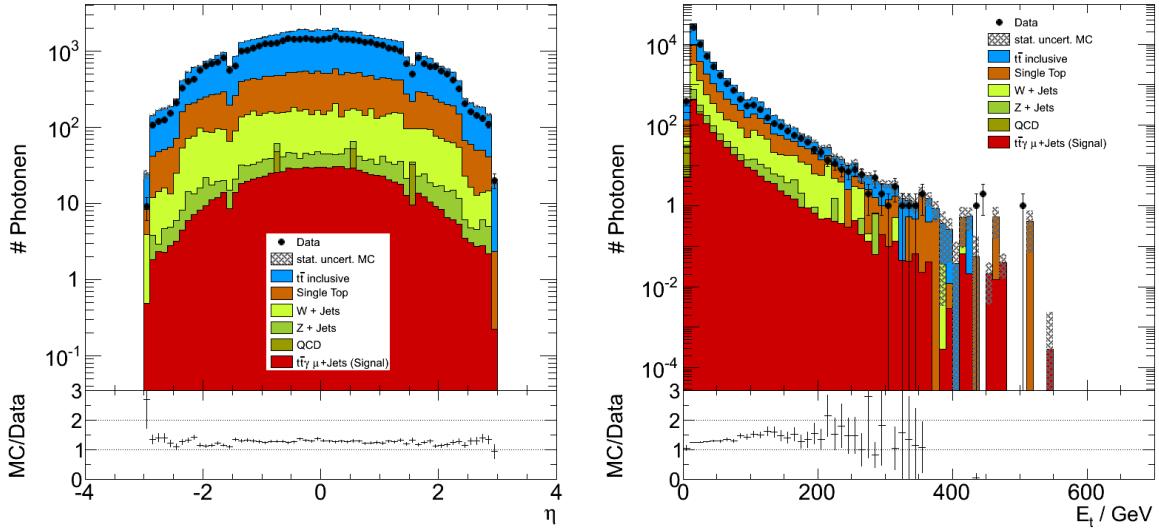


Abbildung 6.7: Links: η -Verteilung des Photons. Forderung: $|\eta| < 1,4442$ und $1,556 < |\eta| < 2,4$. Rechts: E_T -Verteilung des Photons. Forderung: $E_T > 20 \text{ GeV}$

Während der Photon-Selektion werden vor jedem Schnitt Kontrollplots erstellt, welche die Verteilung der jeweiligen Schnittvariable zeigen. In den Abbildungen 6.7 bis 6.9 sind einige dieser Verteilungen für das $[d_A^\gamma = 0]$ -Szenario gezeigt. Im Anhang A finden sich alle Kontrollplots in linearer und logarithmischer Auftragung für das $[d_A^\gamma = 0]$ -Szenario.

Analyse-spezifische Schnitte

η -Bereich Nur Photonen im Bereich von $|\eta| < 1,4442$ und $1,556 < |\eta| < 2,5$ werden berücksichtigt, um sicherzustellen, dass der elektromagnetische Schauer des Photons im ECAL komplett rekonstruiert wurde.

Transversale Energie Ein Schnitt von $E_T > 20 \text{ GeV}$ auf die transversale Energie des Photons wird angewandt, um falsch rekonstruierte Photonen und Photonen, die nicht aus dem Primärvertex stammen, zu unterdrücken.

$\Delta R(\text{Photon, Myon})$ Eine minimale Distanz von $\Delta R(\gamma, \mu) > 0,3$ in der $\eta - \Phi$ -Ebene wird gefordert, um Photonen, die vom hochenergetischen Myon abgestrahlt werden, auszuschließen.

$\Delta R(\text{Photon, Jet})$ Der Jet-Algorithmus bezieht sehr oft Photonen in die rekonstruierten Jets ein. Deshalb werden alle Photonen im Bereich von $0,15 < \Delta R(\gamma, \text{jet}) < 0,5$ nicht berücksichtigt, die obere Ausschlussgrenze repräsentiert dabei den Jet-Radius von $\Delta R_{kt} = 0,5$. Photon-Kandidaten innerhalb von $\Delta R < 0,15$ werden im nächsten Schnitt gesondert behandelt.

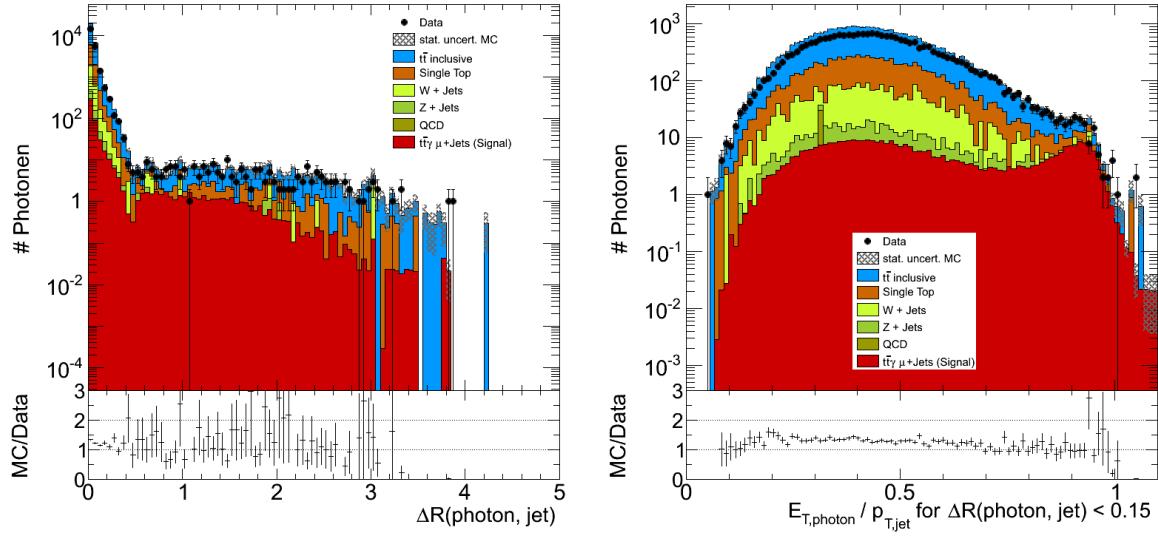


Abbildung 6.8: Links: $\Delta R(\gamma, \text{jet})$ -Verteilung des Photons. Forderung: $\Delta R(\gamma, \text{jet}) < 0,15$ oder $\Delta R(\gamma, \text{jet}) > 0,5$. Rechts: $E_{T,\gamma}/p_{T,\text{jet}}$ -Verteilung des Photons für Photonen innerhalb von $\Delta R(\gamma, \text{jet}) < 0,15$. Forderung: $E_{T,\gamma}/p_{T,\text{jet}} > 0,75$.

Verhältnis von $E_{T,\gamma}$ zu $p_{T,\text{Jet}}$ Photonen im Bereich von $\Delta R < 0,15$ werden hinsichtlich des Verhältnisses von transversaler Energie des Photons zum transversalen Impuls des Jets weiter untersucht. Es wird angenommen, dass sich die Jets in diesem Bereich hauptsächlich aus dem Photon und niederenergetischer hadronischer Aktivität zusammensetzen, und dass die Photonen, bei denen der Einfluss der hadronischen Aktivität die präzise Messung des ECAL beeinträchtigt, von den weiter unten besprochenen Photon-Identifikationsschnitten weitestmöglich herausgefiltert werden. Photon-Kandidaten mit einem Verhältnis von $E_{T,\gamma}/p_{T,\text{Jet}} > 75\%$ werden akzeptiert.

Photon-Identifikationsschnitte

„pixel seed“ Veto Das Photon darf keinen „track seed“ im Pixeldetektor haben.

Spurisolation Die „Hollow Cone Track Isolation“ Σ_{trk} addiert den transversalen Impuls der Spuren im Siliziumspurdetektor in einem Kegel von $0,04 < \Delta R < 0,4$. Dieser Kegel ist hohl, um Photonen aus Paarerzeugung zu erlauben. Photonen in einem Bereich von $\Sigma_{\text{trk}} < 2,0 + 0,001 \cdot E_T/\text{GeV}$ werden akzeptiert.

ECAL Isolation Die „Jurassic ECAL Isolation“ Σ_{ECAL} ist ein Hohlkegel mit $0,06 < \Delta R < 0,4$. Zusätzlich wird ein rechteckiger Bereich mit den Abmessungen $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,04 \times 0,4$ um die Richtung des Photons nicht für die Berechnung der Isolation hinzugezogen, siehe Abb. 6.10. Dieser Schnitt fordert einen Wert von $\Sigma_{\text{ECAL}} < 4,2 + 0,006 \cdot E_T/\text{GeV}$

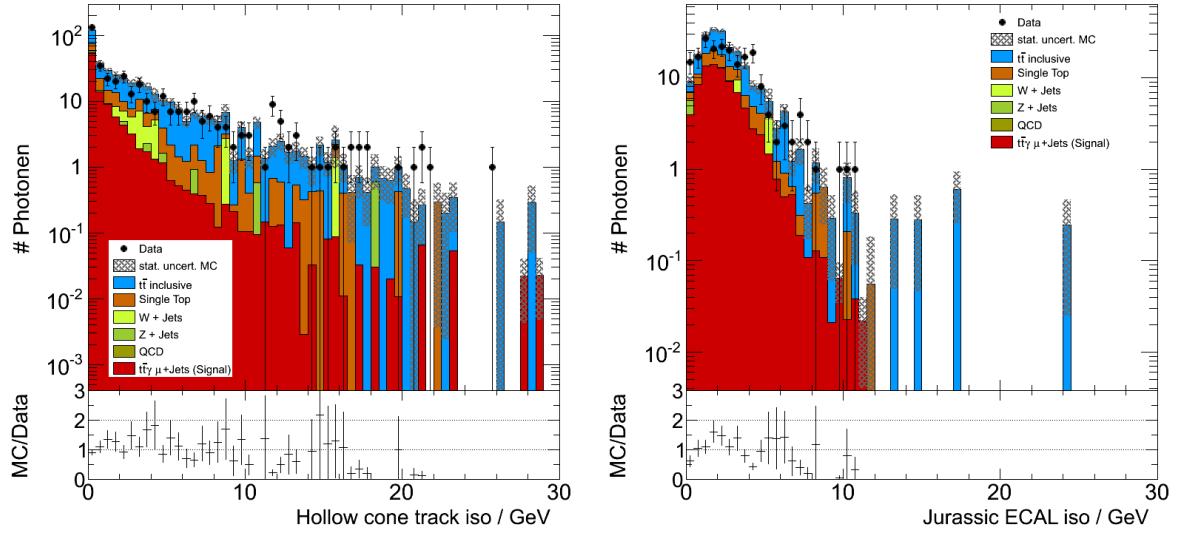


Abbildung 6.9: Links: Spur-Isolations-Verteilung des Photons. Forderung: $\Sigma_{trk} < 2,0 + 0,001 \cdot E_T$. Rechts: ECAL-Isolations-Verteilung des Photons. Forderung: $\Sigma_{ECAL} < 4,2 + 0,006 \cdot E_T$.

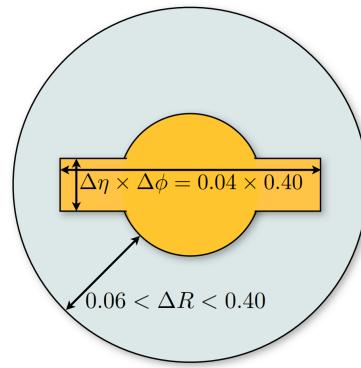


Abbildung 6.10: Skizze zur „Jurassic ECAL Isolation“. Der zentrale Bereich wird für die Berechnung der Isolation nicht berücksichtigt. [43].

HCAL Isolation Die „Tower-based HCAL Isolation“ Σ_{HCAL} summiert über die deponierte Energie in allen HCAL towers innerhalb $\Delta R < 0,4$ auf, dabei werden die towers hinter angesprochenen ECAL Clustern nicht berücksichtigt, mit diesen befasst sich der nächste Schritt. Die Photonen müssen die Forderung $\Sigma_{HCAL} < 2,2 + 0,0025 \cdot E_T/GeV$ erfüllen.

Verhältnis HCAL/ECAL Die Energiedeposition in HCAL towers hinter den zugehörigen ECAL Clustern darf maximal 5% sein.

Weite des Superclusters $\sigma_{inj\eta}$ bezeichnet die Energie-gewichtete Aufspreizung des ECAL Superclusters in Richtung von η . Diese ist wie folgt definiert:

$$\sigma_{inj\eta} = \left(\frac{\sum(\eta_i - \bar{\eta})^2 \omega_i}{\sum \omega_i} \right)^{1/2} ; \bar{\eta} = \frac{\sum \eta_i \omega_i}{\sum \omega_i} ; \omega_i = \max \left(0; 4,7 + \log \frac{E_i}{E_{5\times 5}} \right) . \quad (6.4)$$

Hier ist E_i die in einem einzelnen ECAL-Kristall deponierte Energie und $E_{5\times 5}$ die Summe der Energiedepositionen in einem Cluster von 5×5 Kristallen um den höchsten Energieeintrag herum. Photonen aus dem harten Prozess haben eine kleinere Schauerweite im ECAL als missidentifizierte Photonen. Die Forderung an die Schauerweite ist $\sigma_{inj\eta} < 0,011$ im Bereich von $|\eta| < 1,5$ und $\sigma_{inj\eta} < 0,03$ für $|\eta| > 1,5$.

Im allgemeinen zeigen die Schnittvariablen eine gute Übereinstimmung in der Form der Verteilung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der $t\bar{t} + \gamma$ -Selektion liegt bei $S/B = 0,53$, die Selektionseffizienz beträgt $\epsilon_\gamma = 23\%$. 134 Ereignisse aus experimentellen Daten werden selektiert.

Abbildung 6.11 zeigt den sogenannten „cutflow“ der Photon-Selektion für das $d_A^\gamma = 0$ -Szenario. Er beschreibt den Verlauf der Selektion für Monte-Carlo- und Datenereignisse. Die Ereignisse aus Monte-Carlo-Simulationen sind hier auf die integrierte Luminosität der experimentellen Daten normiert. Man erkennt, dass vor der Photon-Selektion durch Monte-Carlo-Simulationen mehr Ereignisse vorhergesagt werden als in experimentellen Daten aufgezeichnet wurden. Nach der Selektion sind jedoch mehr Datenereignisse vorhanden wie vorhergesagt. Der Übergang vom Monte-Carlo Überschuss zu einem Monte-Carlo Defizit findet im Selektionsschritt „Verhältnis von $E_{T,\gamma}$ zu $p_{T,Jet}$ “ statt. Dies weist auf eine Diskrepanz zwischen Monte-Carlo-Simulation und experimentellen Daten hin, die in weiteren Studien näher untersucht werden sollte. Eine mögliche Ursache für diese Diskrepanz könnte beispielsweise die Jet-Simulation oder das angewandte Hadronisierungsmodell sein. Der Fokus dieser Analyse liegt jedoch weniger auf der Messung der totalen Rate, also des Wirkungsquerschnittes, sondern auf der Analyse der E_T -Verteilung. Diese ist jedoch weitestgehend unabhängig von der Normierung, siehe Abbildung 6.7 rechts.

Die gesamte Selektionseffizienz beträgt für Monte-Carlo-Ereignisse $\epsilon_\gamma^{ges,MC} \approx 0,42\%$ und für experimentell aufgezeichnete Daten $\epsilon_\gamma^{ges,Data} \approx 0,61\%$.

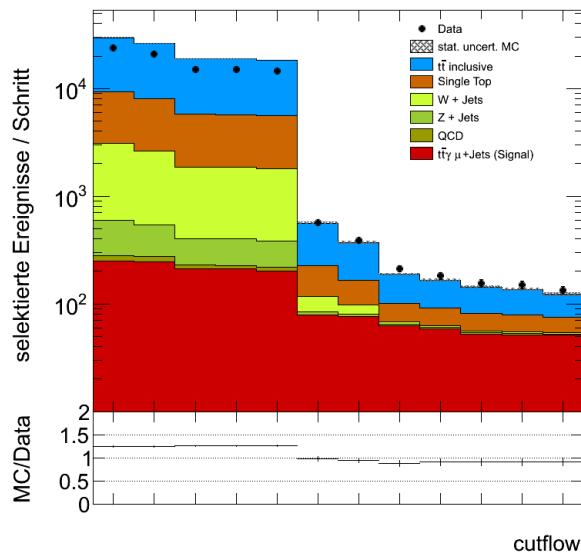


Abbildung 6.11: Cutflow der Photon-Selektion in halblogarithmischer Auftragung. Jedes Bin zeigt hier die Anzahl der selektierten Ereignisse im jeweiligen Selektionsschritt.

Kapitel 7

Vergleich mit Daten

7.1 E_T -Spektren

Für elf der in Kapitel 5.2 erzeugten WHIZARD-Sample ($0 \leq d_A^\gamma \leq 1$, Schritte von 0,1) werden die Hadronisierung und die Detektorantwort simuliert, die Rekonstruktionsalgorithmen angewendet (siehe Abschnitt 6.1) und die in den Abschnitten 6.2.1 respektive 6.2.3 beschriebenen Selektionen durchgeführt. Anschließend werden die E_T -Spektren der jeweiligen Photonkandidaten in den selektierten Ereignissen untersucht. Abbildung 7.1 zeigt einige dieser Spektren in logarithmischer Darstellung, die Histogramme sind auf die Luminosität $4,7 \text{ fb}^{-1}$ normiert. Man erkennt, dass das Photon-Spektrum mit steigendem d_A^γ zu höheren Energien verschoben wird. Dies ist in Abbildung 7.2 zu sehen, welche drei dieser Energiespektren beispielhaft vergleicht. Es bestätigt sich, dass die in Kapitel 5.2.2 beschriebenen Analysemethoden nach Rekonstruktion und Selektion der simulierten Daten anwendbar sind. Man erkennt eine Zunahme der Gesamtanzahl rekonstruierter und selektierter Photonen mit steigender Kopplungsstärke. Dies ist erwartet, da die $t\bar{t} + \gamma$ -Selektion niederenergetische Photonen unterdrückt und zusätzlich der Wirkungsquerschnitt des Prozesses mit d_A^γ steigt, siehe Abschnitt 5.2.1 und Abbildung 5.2.

Die in Abschnitt 5.2.2 durchgeführten Analysen des Photon- E_T -Spektrums werden im Folgenden auf die rekonstruierten Ereignisse angewendet.

7.2 2-Bin-Analyse

Bei dieser Methode wird das E_T -Spektrum in zwei Bereiche unterteilt, einen niederenergetischen Bereich von 0 GeV bis 100 GeV und einen hochenergetischen Bereich von 100 GeV bis 700 GeV, siehe Abschnitt 5.2.2. Das Verhältnis der Ereignisanzahl in beiden Bereichen ist in Abbildung 7.3 gegen d_A^γ aufgetragen und wird als E_{Low}/E_{High} bezeichnet. Man erkennt auch auf Rekonstruktionsniveau eine klare Abhängigkeit der Verhältnisse E_{Low}/E_{High} von der Kopplungsstärke d_A^γ . Es zeigt sich, wie auf Generatorniveau, eine gute Separationskraft, da der Wertebereich von $E_{Low}/E_{High} = 6,4$ bei $d_A^\gamma = 0$ bis $E_{Low}/E_{High} = 3,2$ bei $d_A^\gamma = 1$ reicht. Die Unsicherheit auf die Bininhalte E_{Low} und E_{High} wird mit $\sqrt{E_{Low}}$ be-

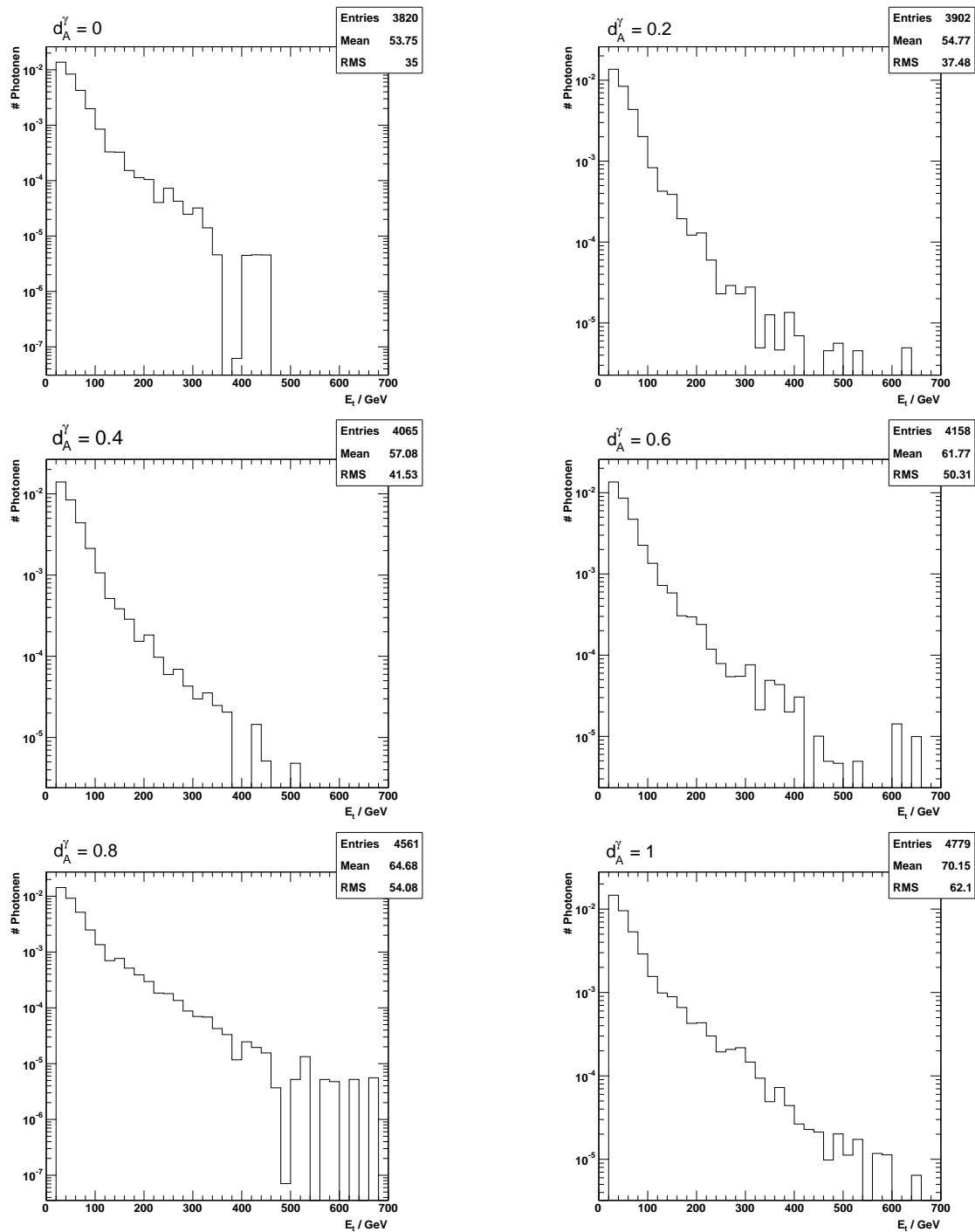
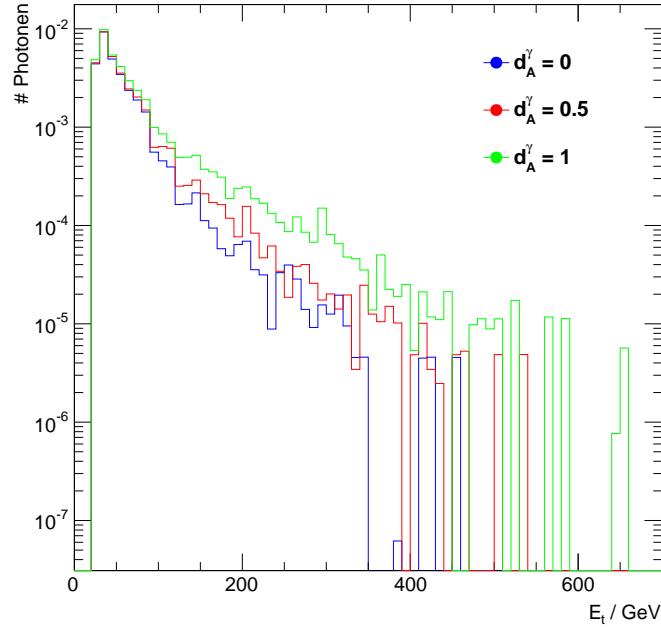


Abbildung 7.1: E_T -Verteilungen von rekonstruierten und selektierten Monte-Carlo-Daten für verschiedene Werte von d_A^γ .

Abbildung 7.2: E_T -Spektren bei $d_A^\gamma = 0; 0,5$ und 1 .

ziehungsweise $\sqrt{E_{High}}$ angenommen. Die Unsicherheit auf das Verhältnis ergibt sich aus Gauss'scher Fehlerfortpflanzung und liegt im Bereich von $\Delta(E_{Low}/E_{High}) < 0,3$.

7.3 E_T -Mean-Analyse

Die Schwerpunkte der E_T -Spektren der Photonkandidaten und deren Unsicherheiten werden mittels der Gleichungen 5.1 und 5.2 bestimmt und in Abbildung 7.4 gegen d_A^γ aufgetragen. Die Abhängigkeit des Schwerpunktes von d_A^γ auf Rekonstruktionslevel bleibt erhalten und der Wertebereich beträgt $\overline{E_T} = 53,75$ GeV bis $\overline{E_T} = 70,15$ GeV für $d_A^\gamma = 0$ respektive $d_A^\gamma = 1$. Die Unsicherheit $\Delta\overline{E_T}$ ist insgesamt kleiner als 1,9 GeV.

7.4 Analyse der Exponentialanpassung

Es wird eine Exponentialfunktion, siehe Gleichung 5.3, an die E_T -Verteilung der Photonen im Bereich von 20 GeV bis 200 GeV angepasst. Abbildung 7.5 zeigt exemplarisch ausgewählte d_A^γ -Szenarien. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Abbildung 7.6 gegen d_A^γ aufgetragen. Ähnlich zu den vorangegangenen Analysestrategien bleibt die Abhängigkeit der Variablen von d_A^γ auf Rekonstruktionsniveau erhalten. Im ansonsten streng monoton steigenden Verlauf von λ gibt es bei $d_A^\gamma = 0,7$ einen lokalen Knick, der innerhalb der Unsicherheiten liegt. Insgesamt erstreckt sich der Wertebereich von $\lambda = -0,035$ für $d_A^\gamma = 0$ bis

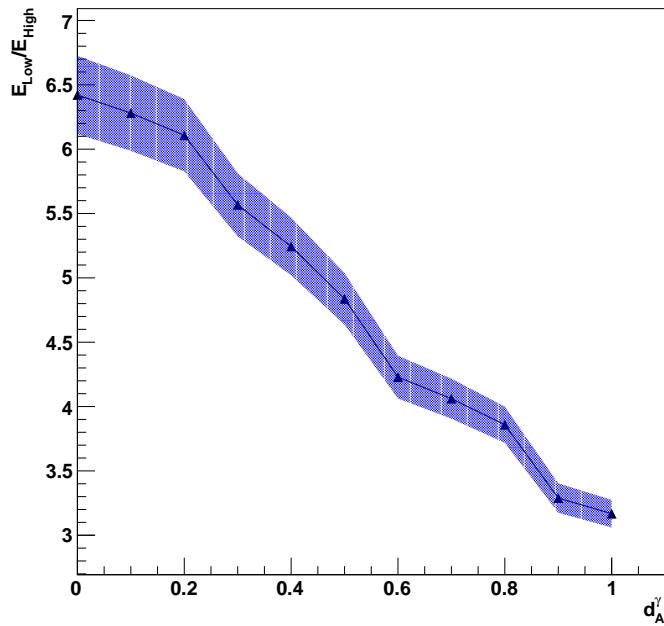


Abbildung 7.3: Interpolierter Verlauf von E_{Low}/E_{High} in Abhangigkeit von d_A^γ auf Rekonstruktionsniveau.

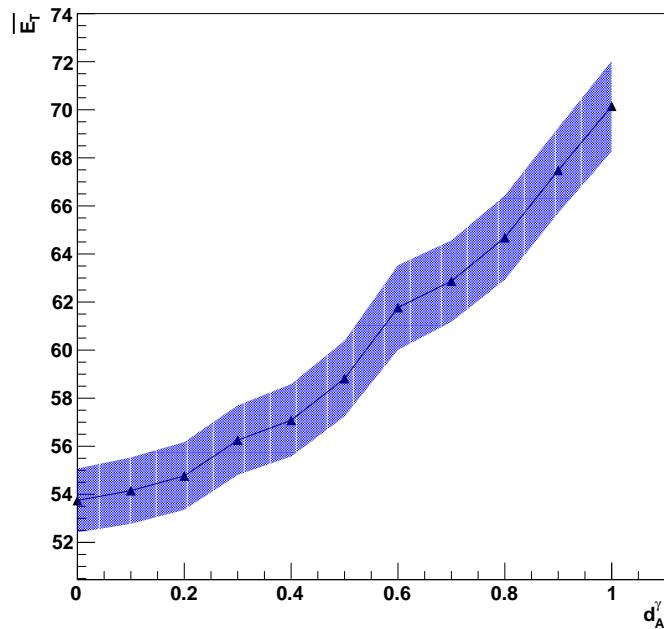


Abbildung 7.4: Interpolierter Verlauf von \bar{E}_T in Abhangigkeit von d_A^γ auf Rekonstruktionsniveau.

$\lambda = -0,024$ für $d_A^\gamma = 1$ bei einer Unsicherheit von $\Delta\lambda < 0,0007$.

7.5 Vergleich der Analysemethoden

Die Analyse der rekonstruierten und selektierten Monte-Carlo-Ereignisse zeigt in allen vorgestellten Methoden eine klare Abhängigkeit der Variablen von d_A^γ . Ebenso weisen alle Variablen eine Separationskraft auf, die aufgrund der durch Rekonstruktion und Selektion verringerten Statistik und durch Detektoreffekte kleiner als auf Generatorniveau ist.

Die größte Separationskraft auf Rekonstruktionsniveau zeigt die Analyse der Exponentialanpassung der E_T -Verteilung. Zwischen den Extremwerten von $\overline{E_T}$ liegen 15 Standardabweichungen. Die 2-Bin-Analyse weist mit 10 Standardabweichungen einen größeren Wertebereich auf als die Analyse des Schwerpunktes der Verteilung mit 9 Standardabweichungen. Die Separationskraft der Analyse der Exponentialanpassung bleibt im Vergleich zum Generatorniveau fast erhalten.

Die Variablen der 2-Bin-Analyse und der Exponentialanpassung zeigen eine lineare Abhängigkeit von d_A^γ , während zwischen $\overline{E_T}$ und d_A^γ ein parabolischer Zusammenhang ersichtlich ist. Dies bedeutet eine geringere Separation für $d_A^\gamma \rightarrow 0$ und eine stärkere Separation für $d_A^\gamma \rightarrow 1$.

Tabelle 7.1: Vergleich der Separationskraft der untersuchten Variablen auf Generator- und Rekonstruktionsniveau.

Methode	Spannweite auf Generatorniveau	Spannweite auf Rekonstruktionsniveau
2-Bin-Analyse	50σ	10σ
$\overline{E_T}$ -Analyse	85σ	9σ
Analyse der Exponentialanpassung	19σ	15σ

7.6 Auswertung von $4,7 \text{ fb}^{-1}$ Daten

Diese Analyse verwendet $4,7 \text{ fb}^{-1}$ Daten, die im Jahre 2011 bei einer Schwerpunktsernergie von 7 TeV von CMS aufgezeichnet wurden. Nach der Anwendung der Top-Paar- und $t\bar{t} + \gamma$ -Selektion erfüllen 134 Ereignisse alle geforderten Kriterien. Das E_T -Spektrum dieser selektierten Ereignisse ist in Abbildung 7.7 gezeigt.

Mit den im vorangegangenen Unterkapitel beschriebenen Analysemethoden wird das Spektrum analog zu den Monte-Carlo-Simulationen ausgewertet. Man erhält für die unterschied-

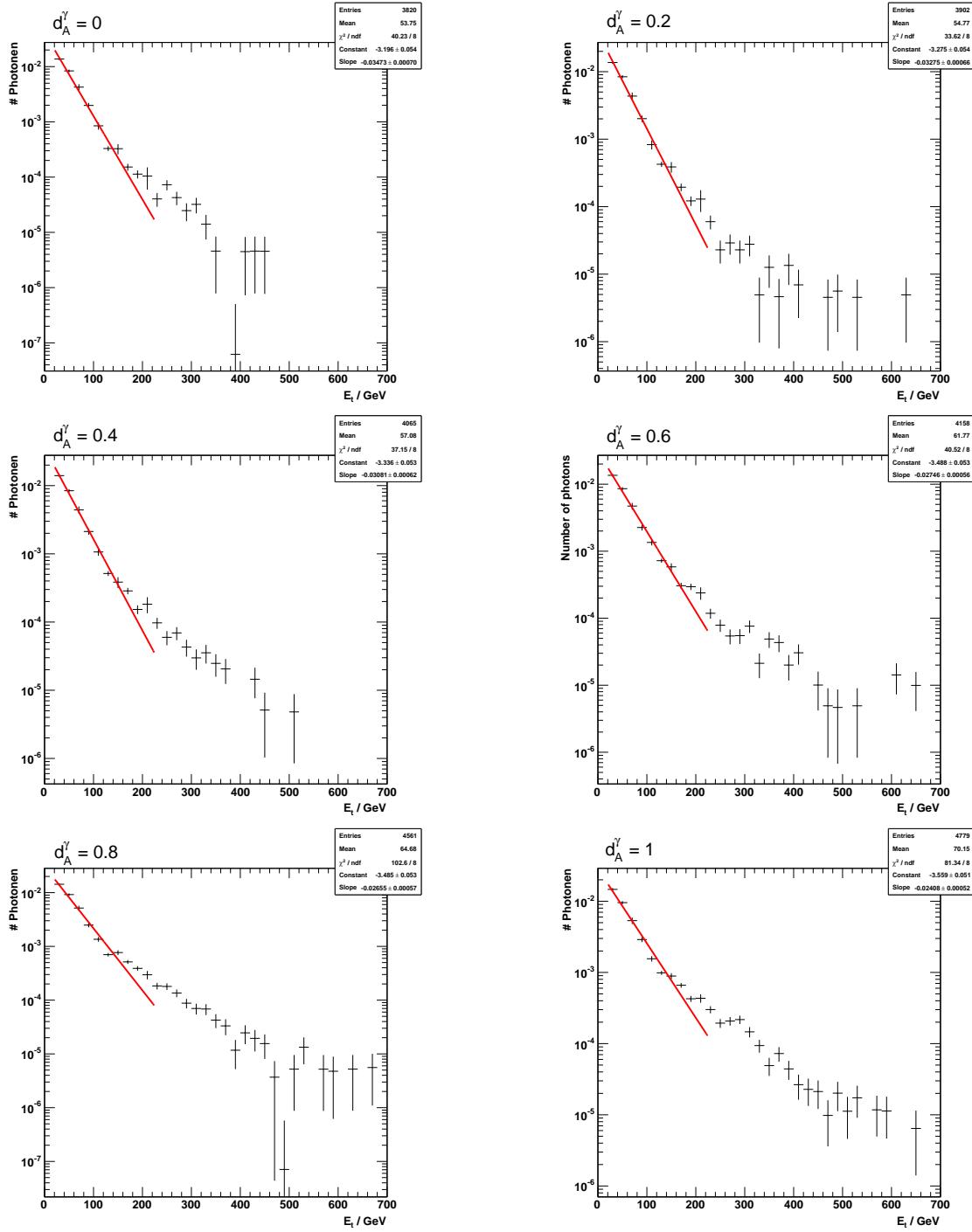


Abbildung 7.5: Exponentieller Fit an die E_T -Verteilungen von rekonstruierten und selektierten Monte-Carlo-Daten für verschiedene d_A^γ -Szenarien.

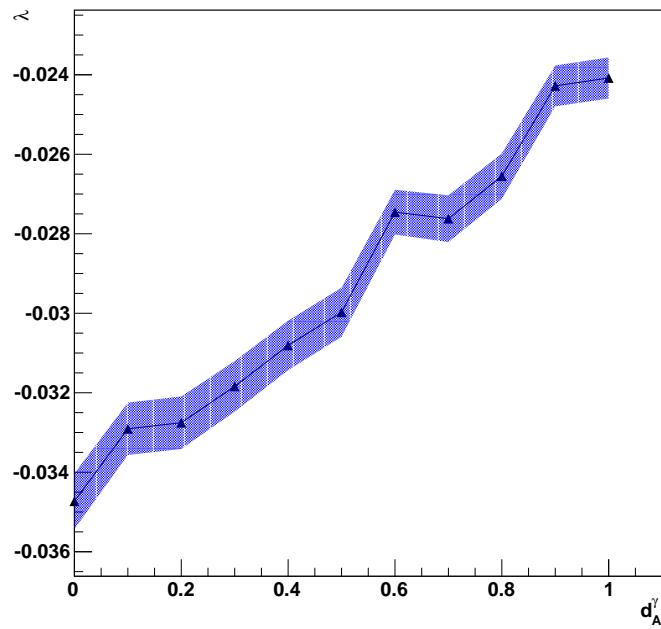


Abbildung 7.6: Interpolierter Verlauf des Exponenten λ der Exponentialfunktion, Gleichung 5.3, in Abhängigkeit von d_A^γ auf Rekonstruktionsniveau.

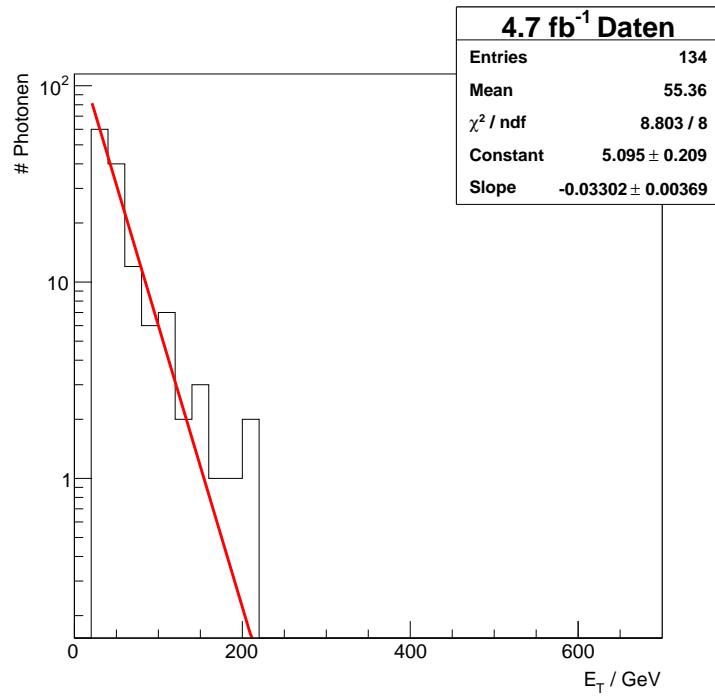


Abbildung 7.7: E_T -Verteilung von $4,7 \text{ fb}^{-1}$ Daten aus 2011.

lichen Methoden die folgenden Ergebnisse:

$$\begin{aligned}(E_{Low}/E_{High})_{Data} &= 5 \quad \pm 1, \\ \overline{E_T}_{Data} &= 55 \quad \pm 3 \text{ GeV}, \\ \lambda_{Data} &= -0,033 \pm 0,003.\end{aligned}\tag{7.1}$$

Aufgrund der eingeschränkten Statistik von 134 Ereignissen zeigen alle Analysemethoden einen dominanten statistischen Fehler. Die Ergebnisse aus Gleichung 7.1 werden in den Abbildungen 7.8, 7.9 und 7.10 mit den Monte-Carlo-Simulationen zu verschiedenen d_A^γ -Szenarien verglichen. Man erhält für das elektrische Dipolmoment, bestimmt aus Daten

$$\begin{aligned}E_{Low}/E_{High} : d_A^\gamma_{Data} &= 0,4^{+0,4}_{-0,4}, \\ \overline{E_T} : d_A^\gamma_{Data} &= 0,2^{+0,3}_{-0,2}, \\ \lambda : d_A^\gamma_{Data} &= 0,1^{+0,5}_{-0,1}\end{aligned}$$

als Ergebnis für die verschiedenen Analysemethoden. Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus den statistischen Unsicherheiten von Daten und Simulation.

Für alle drei Analysemethoden ist das erhaltene elektrische Dipolmoment $d_A^\gamma_{Data}$ innerhalb einer Standardabweichung mit dem Standardmodell vereinbar. Szenarien mit $d_A^\gamma > 0,6$ (Exponentialanpassung, Messung des Schwerpunktes) sowie $d_A^\gamma > 0,8$ (E_{Low}/E_{High}) liegen außerhalb des 1σ - und innerhalb des 3σ -Bandes.

7.7 Statistische und systematische Unsicherheiten

Dieses Kapitel erläutert zuerst die statistischen und anschließend die wichtigsten systematischen Unsicherheiten.

7.7.1 Statistische Unsicherheiten

Die statistischen Unsicherheiten auf die Variablen E_{Low}/E_{High} , $\overline{E_T}$ und λ werden folgendermaßen bestimmt:

E_{Low}/E_{High} : Die Unsicherheit auf die Zählraten E_{Low} und E_{High} wird mit $\sqrt{E_{Low}}$ beziehungsweise $\sqrt{E_{High}}$ angenommen und auf das Verhältnis mittels Gauss'scher Fehlerrechnung fortgepflanzt.

$\overline{E_T}$: Die Unsicherheit auf den Schwerpunkt der E_T -Verteilung wird mittels Formel 5.2 ermittelt.

λ : Die Unsicherheit auf den Exponenten λ der Exponentialanpassung wird mit der in Kapitel 5.2.2 beschriebenen Ensemblestudie durch 1000-faches Neuwürfeln der E_T -Verteilung bestimmt.

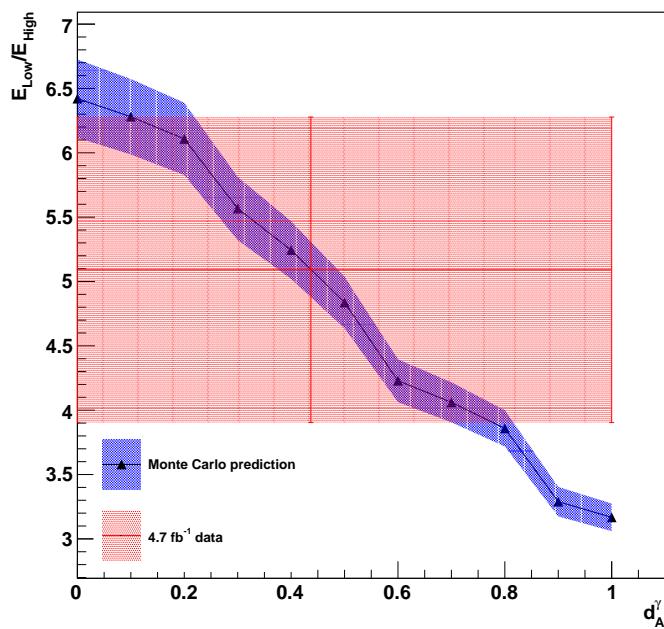


Abbildung 7.8: Vergleich der Variablen für Monte-Carlo- und Daten-Ereignisse, hier: E_{Low}/E_{High} .

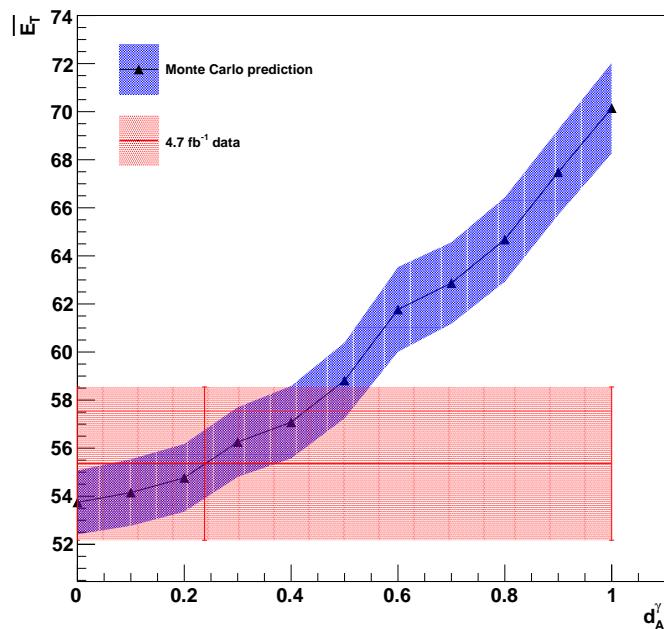


Abbildung 7.9: Vergleich der Variablen für Monte-Carlo- und Daten-Ereignisse, hier: \overline{E}_T .

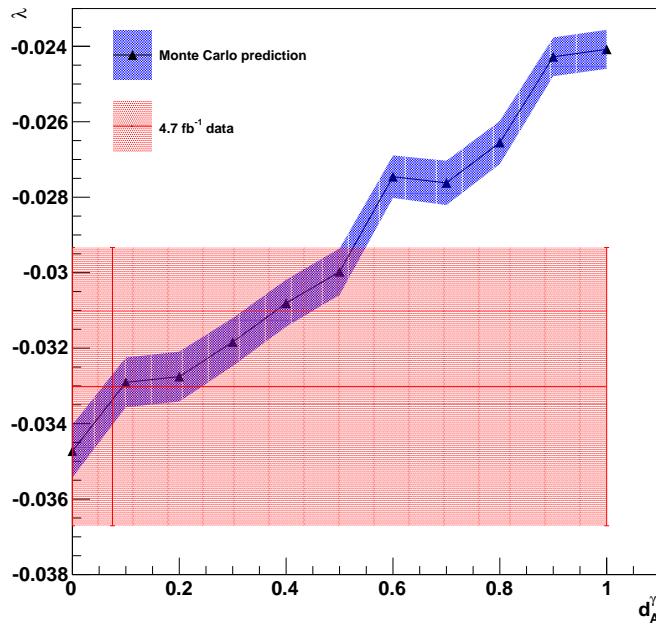


Abbildung 7.10: Vergleich der Variablen für Monte-Carlo- und Daten-Ereignisse, hier: λ .

7.7.2 Systematische Unsicherheiten

Die Signifikanz dieser Analyse wird von vielen systematischen Effekten limitiert. Exemplarisch wird hier die Abhängigkeit von der Wahl des Monte-Carlo-Generators und dem Einfluss der Normierung von Signal- bzw. Untergrund-Sample diskutiert. Die Zahlenwerte gelten jeweils für das $d_A^\gamma = 0$ -Szenario.

Generator: Verschiedene Monte-Carlo-Generatoren benutzen unterschiedliche Algorithmen zur Simulation der Hadronisierung und Schauerbildung und erzeugen somit von einander abweichende Energiespektren. Ein zweites $t\bar{t}$ -Sample wird mit einem anderen Matrixelementgenerator (MC@NLO [42]) und Hadronisierungs- und SchauermodeLL (HERWIG [42]) generiert. Dieses wird mit einem Sample, welches mit MADGRAPH und PYTHIA erzeugt wird, verglichen. Es werden alle Analysemethoden analog angewendet und eine relative Abweichung der untersuchten Variablen gemäß

$$\Delta X_{rel} = \frac{X_{HERWIG} - X_{PYTHIA}}{X_{PYTHIA}} . \quad (7.2)$$

als systematische Unsicherheit definiert.

Normierung des Signals: Die Unsicherheit auf die Signallnormierung liegt in der Größenordnung von $\pm 25\%$. Dies resultiert im Wesentlichen aus Unsicherheiten der Faktorisierungsbeziehungsweise Renormalisierungsskala [14].

Normierung der Untergrundprozesse: Die in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt der Untergrundprozesse werden gaussisch addiert und die Ereignisanzahl der Untergrundprozesse entsprechend dieser Gesamtunsicherheit variiert.

Tabelle 7.2: Vergleich der systematischen Unsicherheiten auf die verschiedenen Variablen bei $d_A^\gamma = 0$.

Systematik	systematische Unsicherheit auf		
	E_{Low}/E_{High}	$\overline{E_T}$	λ
Generator	10%	1,7%	2,9%
Signallnormierung	7,2%	1,8%	4,8%
Untergrundnormierung	3,4%	0,9%	2,2%
gesamt	13%	2,6%	6,0%

Die dominante Systematik der 2-Bin-Analyse ist die Wahl des Monte-Carlo-Generators mit 10%. Die $\overline{E_T}$ -Analyse und die Exponentialanpassung werden durch die Normierung des Signals mit 1,8% respektive 4,8% dominiert. Für die untersuchten Variablen im [$d_A^\gamma = 0$]-Szenario erhält man die folgenden Ergebnisse:

$$\begin{aligned} E_{Low}/E_{High} &= 6,4 & \pm 0,3(\text{stat.}) & \pm 0,8(\text{syst.}) , \\ \overline{E_T} &= 53 & \pm 1(\text{stat.}) & \pm 1(\text{syst.}) \text{ GeV} , \\ \lambda &= -0,0347 \pm 0,0007(\text{stat.}) \pm 0,0020(\text{syst.}) . \end{aligned}$$

Die 2-Bin-Analyse wird mit 13% am stärksten von den untersuchten Systematiken beeinflusst, während die Analyse des Schwerpunktes der E_T -Verteilung mit 2,6% am robustesten ist. Sie ist daher hinsichtlich der Systematiken die beste Methode, zwischen den verschiedenen d_A^γ -Szenarien zu unterscheiden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die Produktion von Top-Quark-Paaren in Verbindung mit einem Photon eröffnet die Möglichkeit, die elektromagnetische Kopplung von isolierten Quarks zu untersuchen. Das Top-Quark stellt dabei ein einzigartiges Testobjekt dar, da es zerfällt, bevor es hadronisieren kann. Damit wird die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells in neuen Bereichen ermöglicht.

Die hier vorgestellte Analyse untersucht die Separationsfähigkeit mehrerer Kenngrößen des Photon- E_T -Spektrums von $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignissen hinsichtlich verschiedener Kopplungsstärken d_A^γ des elektrischen Dipolmomentes. Die Untersuchungen von Monte-Carlo-Simulationen und aufgenommenen Daten werden im semimyonischen Zerfallskanal von Top-Paaren mit einem zusätzlichen Photon im Endzustand am CMS-Experiment durchgeführt.

Machbarkeitsstudie auf Generatorniveau: Mit dem Ereignisgenerator WHIZARD wurden für verschiedene d_A^γ -Szenarien die entsprechenden Matrixelemente berechnet und sukzessive 105.000 $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignisse generiert. Die Photonen aus dem harten Prozess weisen wie erwartet mit höherem Dipolmoment ein zunehmend härteres E_T -Spektrum auf. Die drei Observablen:

1. das Verhältnis von Photonen mit einer Energie größer und kleiner 100 GeV (E_{Low}/E_{High}),
2. der Schwerpunkt der E_T -Verteilung ($\overline{E_T}$),
3. der Parameter einer angepassten Exponentialfunktion (λ),

erweisen sich als besonders sensitiv auf die Form des Spektrums und werden im Rahmen der vorliegenden Analyse auf ihre Separationskraft zwischen verschiedenen d_A^γ -Hypothesen untersucht.

Selektion: Eine CMS Referenzselektion wird als Vorselektion implementiert, um Ereignisse im $\mu+jets$ -Kanal anzureichern. Ein auf inklusive $t\bar{t}$ -Ereignisse bezogenes Signalzu-Untergrund-Verhältnis von $S/B = 2,24$ wird erreicht, die Selektionseffizienz beträgt $\epsilon_{t\bar{t}} = 2,8\%$.

Photonidentifikation: Aus den ca. 25000 selektierten $t\bar{t}$ -Kandidaten werden Ereignisse mit einem harten Photonkandidaten selektiert. Dazu wird eine Photonidentifikation in Anlehnung an die CMS-Referenz implementiert und angewendet. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und die Selektionseffizienz, auf $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignisse bezogen, beträgt $S/B = 0,53$ respektive $\epsilon_\gamma = 23\%$. Die Energieauflösung ist $\Delta E/E = 3,3\%$. Aus einem Datensatz von im Jahre 2011 aufgezeichneten Daten, die einer integrierten Luminosität von $4,7 \text{ fb}^{-1}$ entsprechen, werden $N_{sel} = 134$ $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignisse selektiert. Für alle selektionsrelevanten Observablen besteht in der Form der Verteilungen eine hinreichende Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Die Monte-Carlo-Simulation überschätzt die Daten, was für diese Analyse nicht relevant ist, da sie die Form der Photon- E_T -Spektren untersucht.

Studie der Separationsfähigkeit auf Rekonstruktionsniveau: Für die verschiedenen d_A^γ -Szenarien werden die E_T -Spektren der selektierten und rekonstruierten Photonkandidaten untersucht. Die Responsematrix der Photonidentifikation weist ein uniformes Verhalten auf. Dies zeigt, dass die auf Generatorniveau identifizierten Observablen auch auf Rekonstruktionsniveau eine gute Separation haben. Alle drei Observablen weisen signifikante Korrelationsbänder zwischen d_A^γ und der jeweiligen Observable auf.

Interpretation der Daten: Das E_T -Spektrum der 134 selektierten $t\bar{t} + \gamma$ -Kandidaten wird benutzt, um für die jeweilige Observable ein elektrisches Dipolmoment $d_{A Data}^\gamma$ zu ermitteln:

$$\begin{aligned} E_{Low}/E_{High} : d_{A Data}^\gamma &= 0,4^{+0,4}_{-0,4} , \\ \overline{E_T} : d_{A Data}^\gamma &= 0,2^{+0,3}_{-0,2} , \\ \lambda : d_{A Data}^\gamma &= 0,1^{+0,5}_{-0,1} \end{aligned}$$

Für alle untersuchten Observablen sind die erhaltenen $d_{A Data}^\gamma$ -Werte mit der Standardmodellvorhersage eines verschwindenden Dipolmomentes vereinbar.

Systematische Unsicherheiten: Es wurden folgende systematische Unsicherheiten betrachtet: Generatoreffekte, relative Normierung des Signal-Wirkungsquerschnitts und relative Normierung des Untergrund-Wirkungsquerschnitts. Der dominante Beitrag für die Observable E_{Low}/E_{High} sind Generatoreffekte, für die anderen beiden Observablen ist es die Normierung des Signalwirkungsquerschnitts. In allen Fällen dominiert die systematische Unsicherheit das Ergebnis. Die Größenordnung des systematischen Fehlers wurde auf Grundlage der Vorhersage des Standardmodells $d_A^\gamma = 0$ getestet. Es ergibt sich für den gesamten Fehler auf die jeweiligen Observablen:

$$\begin{aligned} \Delta(E_{Low}/E_{High}) &= 18\% , \\ \Delta\overline{E_T} &= 5\% , \\ \Delta\lambda &= 8\% . \end{aligned}$$

Der Parameter λ der Exponentialanpassung erweist sich in dieser Analyse als die geeignete Observable. Auf Rekonstruktionsniveau ist die Separationskraft mit 15σ zwischen den verschiedenen d_A^γ -Szenarien am größten und die relative Unsicherheit von $\Delta\lambda = 8\%$ ist gut.

Ausschluss: Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten kann mit dem Exponentialparameter λ ein oberes Limit auf d_A^γ ermittelt werden von

$$d_A^\gamma \leq 0,55 @ 68\% \text{ CL} . \quad (8.1)$$

Berücksichtigt man die systematischen Unsicherheiten, kann zwischen den verschiedenen d_A^γ -Szenarien nicht separiert werden.

Die vorliegende Analyse hat gezeigt, dass die Möglichkeit besteht, mit den beschriebenen Observablen ein Limit auf d_A^γ zu ermitteln. Bei der hier betrachteten Untersuchung dominieren die systematischen Unsicherheiten. Eine Analyse auf Grundlage der 2012 genommenen Daten würde die statistische Unsicherheit weiter reduzieren. Die aufgezeichnete Datenmenge entspricht der vierfachen integrierten Luminosität der hier präsentierten Daten und die höhere Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ bedeutet außerdem einen höheren Wirkungsquerschnitt des in dieser Analyse untersuchten Prozesses. Dies ermöglicht eine viel straffere Selektion, in der beispielsweise alle Photonkandidaten in der Nähe eines rekonstruierten Jets abgelehnt werden. Die daraus resultierende bessere Auflösung und höhere Effizienz der Photonselektion verbessern die Reinheit der selektierten $t\bar{t}$ -Ereignisse und verringern den Einfluss der Untergrundnormierung.

Der Einfluss der systematischen Unsicherheiten durch die Wahl des Monte-Carlo-Generators kann mit datengetriebener Untergrundabschätzungen verringert werden. Damit können in dieser Analyse alle Jet-bezogenen Photonschnitte durch Template Fits ersetzt werden. Für die Isolationsvariablen der Photonselektion können Schablonen für echte Photonen generiert werden, indem man Elektronenkandidaten in $Z \rightarrow ee$ Ereignissen auswählt und die sehr ähnliche elektromagnetische Schauerentwicklung von Elektronen und Photonen ausnutzt. Eine Schablone für falsch rekonstruierte Photonen kann aus Jetkandidaten in QCD-multijet Ereignissen erhalten werden, welche die Photonselektionsanforderungen erfüllen.

Weitere systematische Unsicherheiten müssen untersucht werden, wie zum Beispiel die Jet-Energie-Auflösung und der Einfluss der Pileup-Simulation.

Ein weiterer Ansatz zur Bestimmung von d_A^γ ist die Messung des Wirkungsquerschnitts des $t\bar{t} + \gamma$ -Prozesses, da ein nicht verschwindendes elektrisches Dipolmoment den Wirkungsquerschnitt erhöht, siehe Abbildung 5.2. Eine Untersuchung von $\sigma_{t\bar{t}+\gamma}$ ist derzeit in Vorbereitung zur Publikation [14].

Die Physik am LHC hat in den ersten Jahren viele neue Erkenntnisse gebracht, allem voran mit der Entdeckung eines Higgs-artigen neuen Teilchens. Mit den bisher gesammelten Daten ist es auch möglich, Präzisionsmessungen anzustellen und nach den Artefakten neuer Physik, beispielsweise der Existenz eines elektrischen Dipolmomentes, zu suchen. Die im Rahmen dieser Arbeit gemachten ersten Schritte dahin sind vielversprechend und lassen für die Zukunft auf spannende Ergebnisse hoffen.

Anhang A

Verteilungen der Schnittvariablen

Im Folgenden werden die Verteilungen aller Variablen, auf die in der Selektion von $t\bar{t} + \gamma$ -Ereignissen (Abschnitt 6.2.3) geschnitten wird, gezeigt. Exemplarisch werden dazu die Verteilungen des Datensatzes für $d_A' = 0$ gewählt.

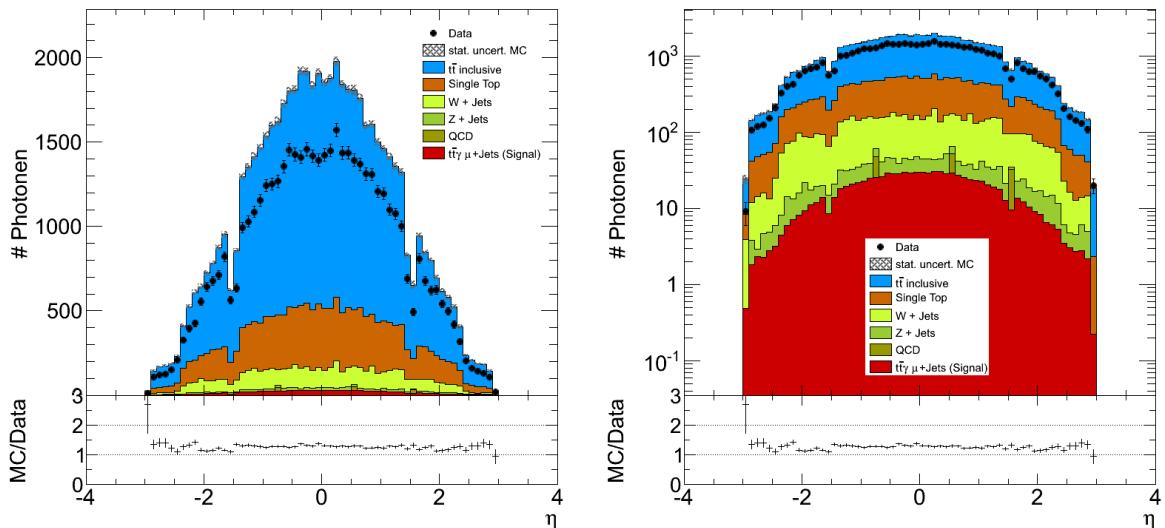


Abbildung A.1: η -Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $|\eta| < 1,4442$ und $1,556 < |\eta| < 2,4$.

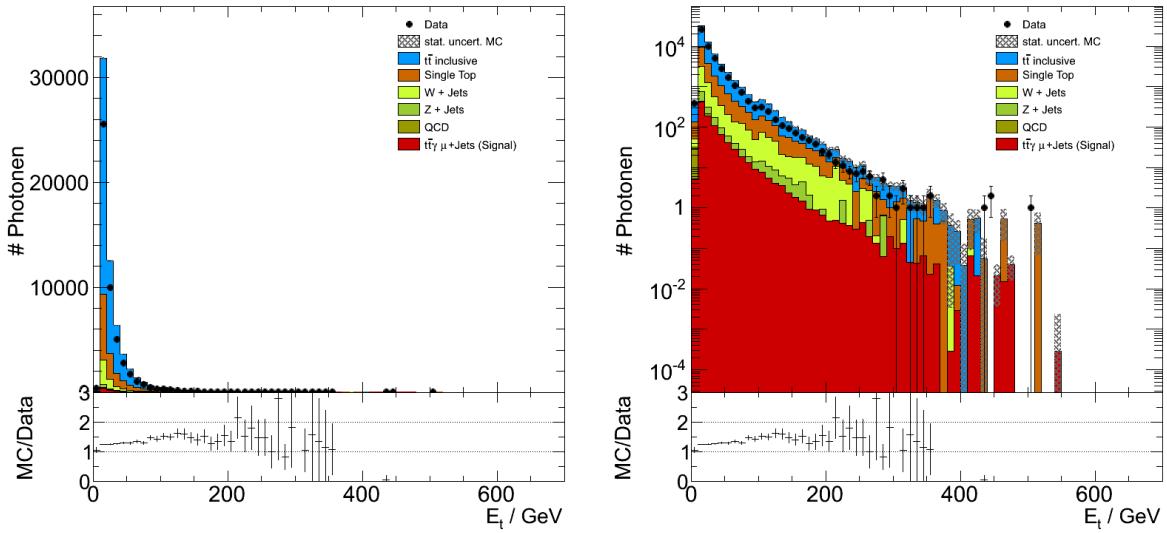


Abbildung A.2: E_T -Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $E_T > 20$ GeV.

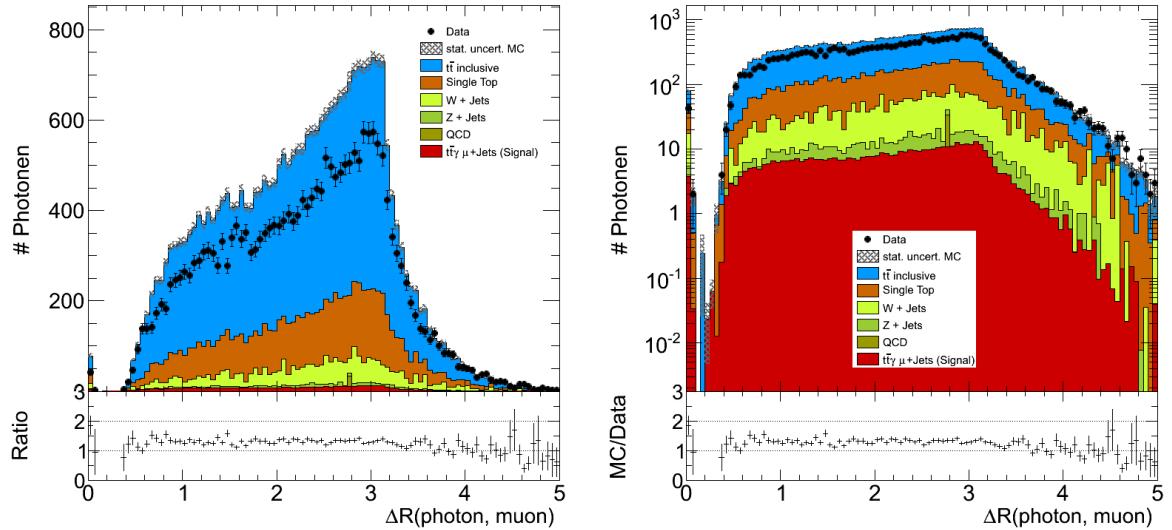


Abbildung A.3: $\Delta R(\gamma, \mu)$ -Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $\Delta R(\gamma, \mu) > 0,3$.

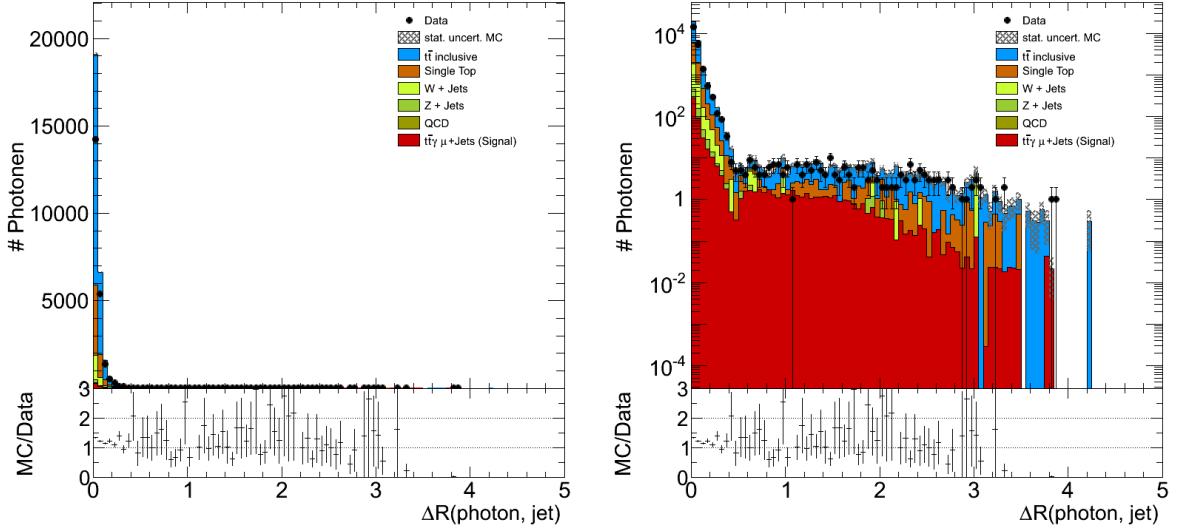


Abbildung A.4: $\Delta R(\gamma, \text{jet})$ -Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $\Delta R(\gamma, \text{jet}) < 0,15$ oder $\Delta R(\gamma, \text{jet}) > 0,5$.

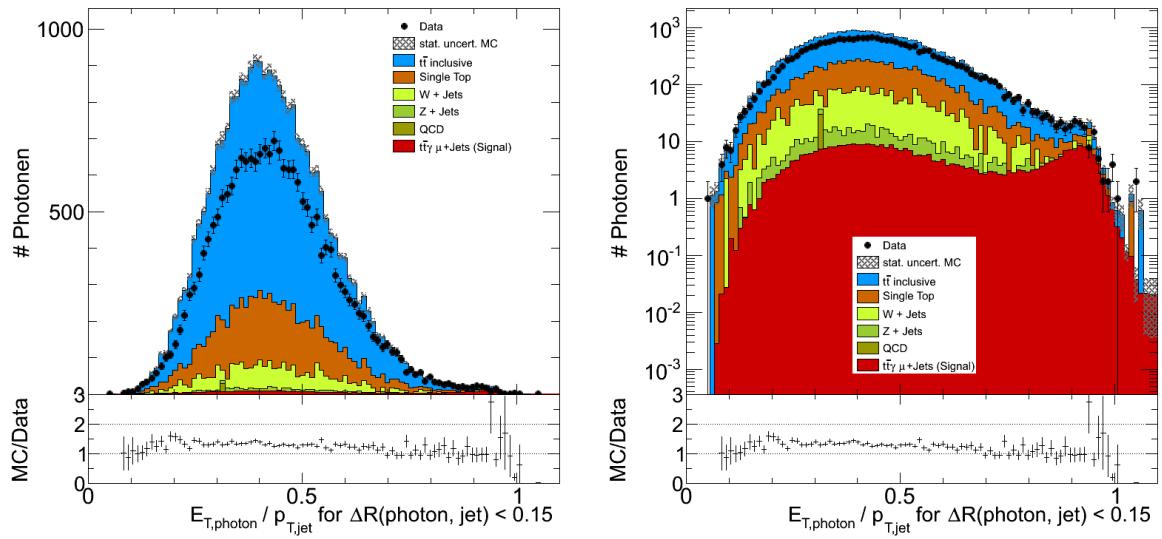


Abbildung A.5: $E_{T,\gamma}/p_{T,\text{jet}}$ -Verteilung des Photons für Photonen innerhalb von $\Delta R(\gamma, \text{jet}) < 0,15$ in linearer (links) und halblogarithmischem (rechts) Auftragung. Forderung: $E_{T,\gamma}/p_{T,\text{jet}} > 0,75$.

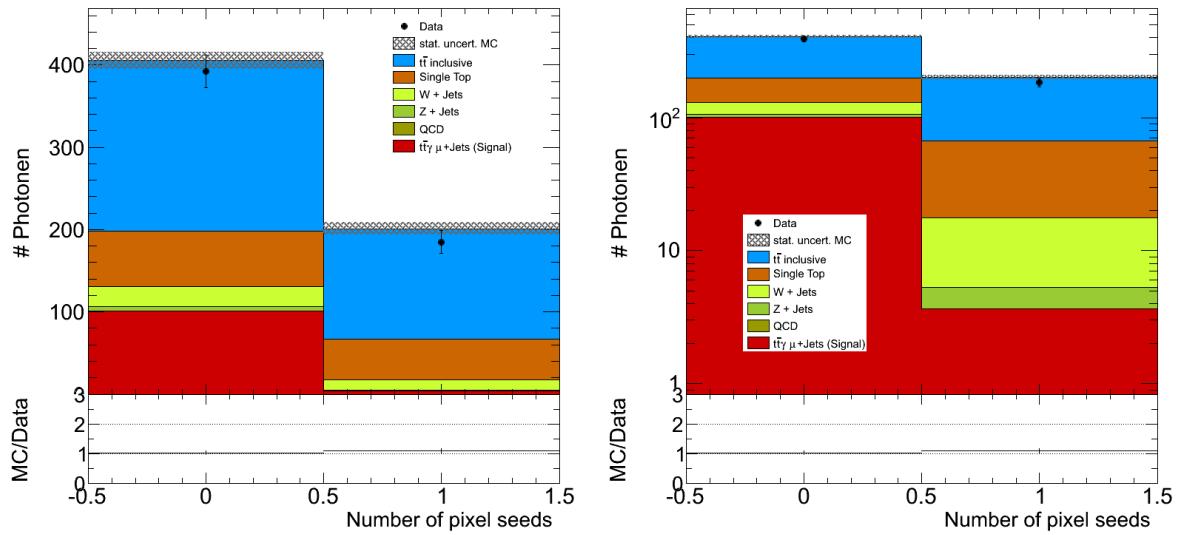


Abbildung A.6: „Has-Pixel-Seed“-Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: Kein pixel seed.

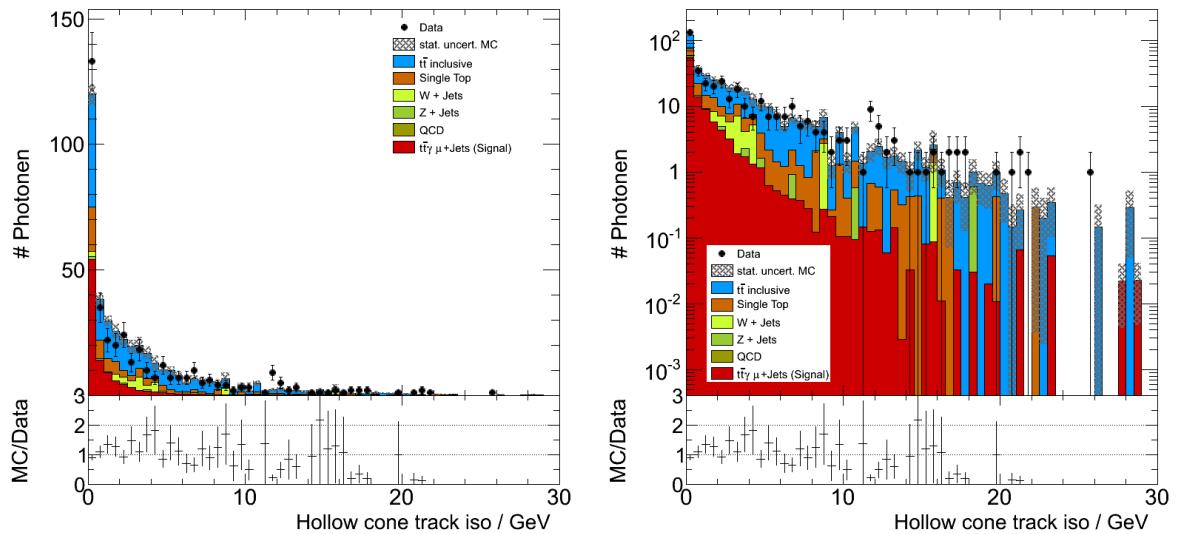


Abbildung A.7: Spur-Isolations-Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $\Sigma_{trk} < 2,0 + 0,001 \cdot E_T$.

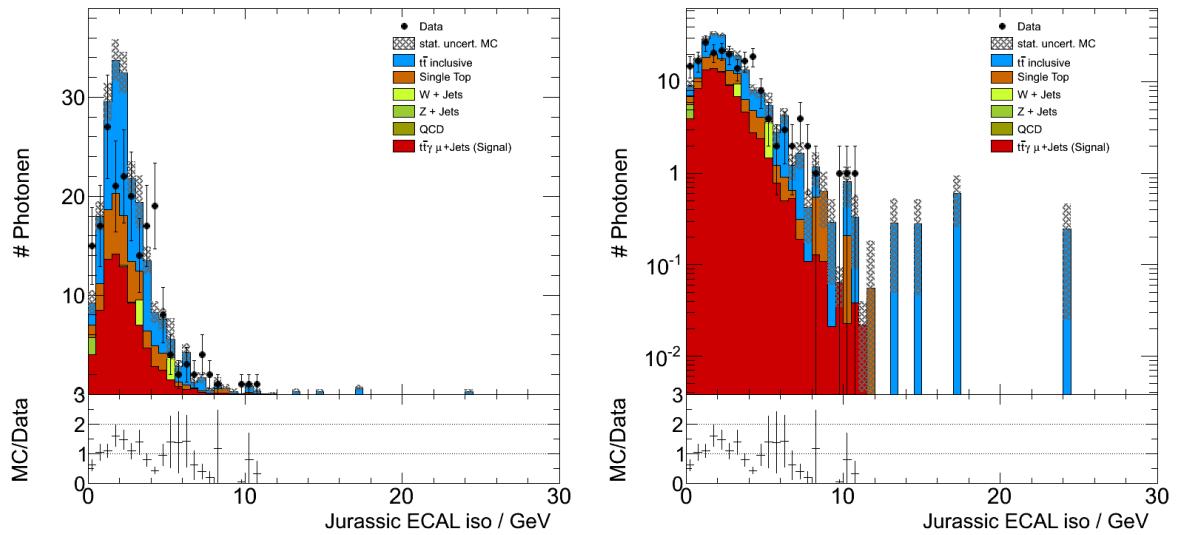


Abbildung A.8: ECAL-Isolations-Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $\Sigma_{ECAL} < 4,2 + 0,006 \cdot E_T$.

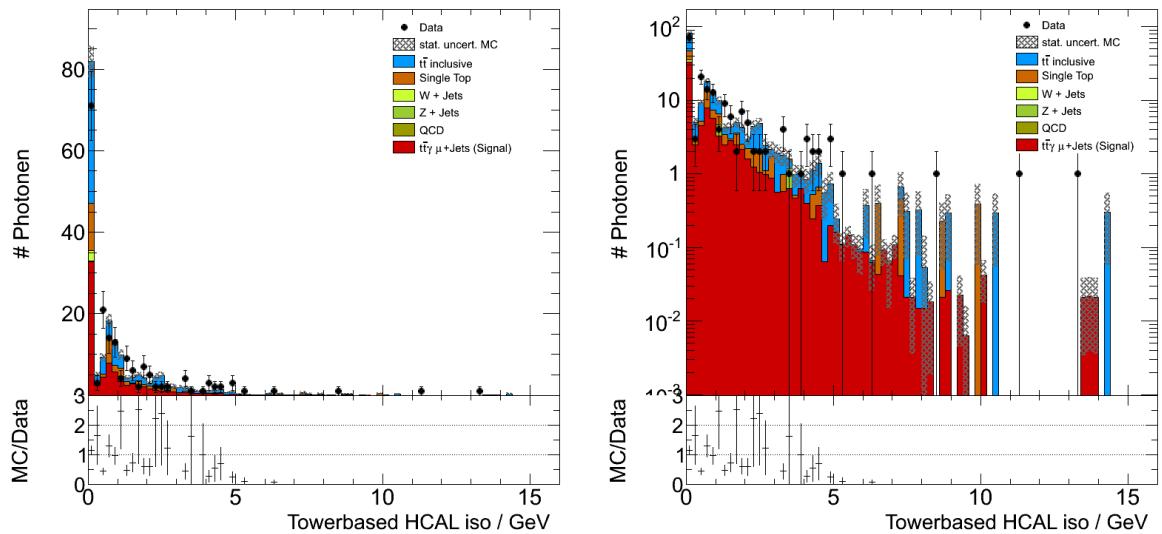


Abbildung A.9: HCAL-Isolations-Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $\Sigma_{HCAL} < 2,2 + 0,0025 \cdot E_T$.

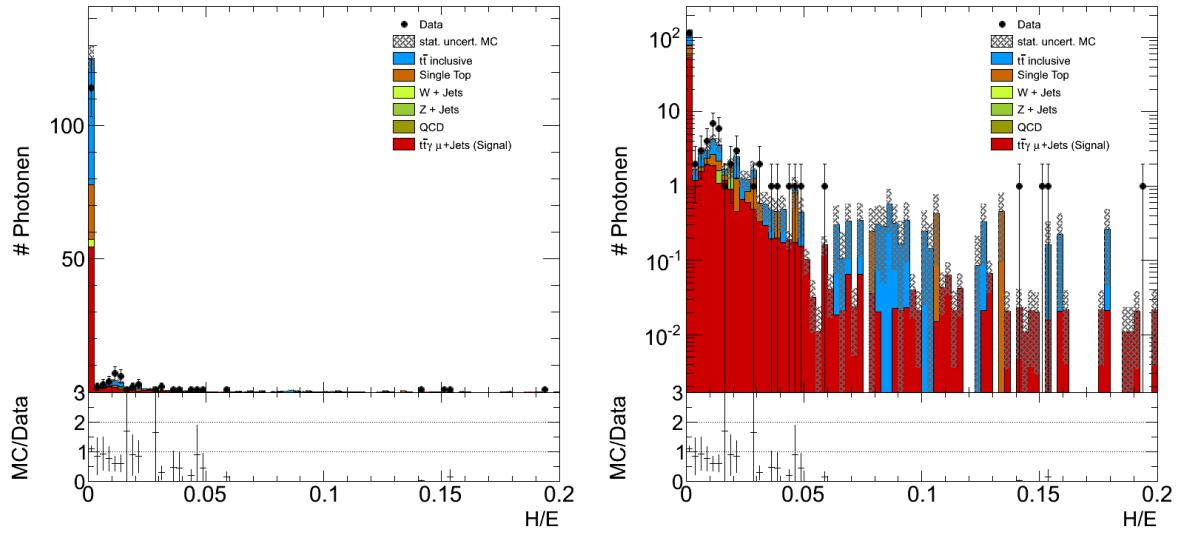


Abbildung A.10: H/E -Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $H/E < 0,05$.

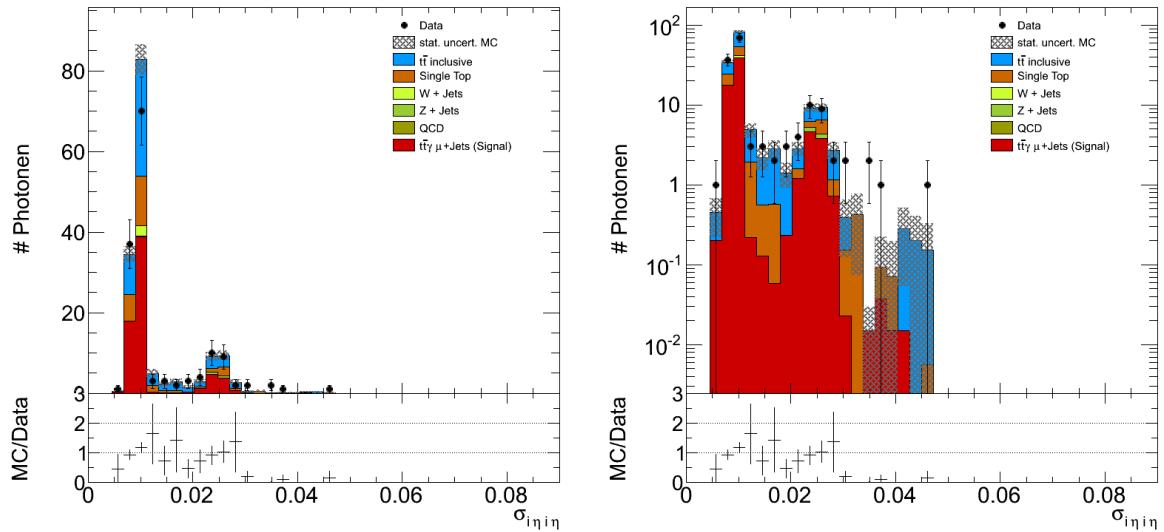


Abbildung A.11: $\sigma_{inj\eta}$ -Verteilung des Photons in linearer (links) und halblogarithmischer (rechts) Auftragung. Forderung: $\sigma_{inj\eta} < 0,011$ im Bereich von $|\eta| < 1,5$ und $\sigma_{inj\eta} < 0,03$ für $|\eta| > 1,5$.

Literaturverzeichnis

- [1] J.A. Aguilar-Savedra. A minimal set of top anomalous couplings. *Nuclear Physics B*, 812(1):181–204, 2009.
- [2] Christoph Berger. *Elementarteilchenphysik*. Springer-Verlag, 1992.
- [3] Stefano Catani. Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC. *arXiv:hep-ph/0005233*, 2000.
- [4] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1):1–29, 2012.
- [5] The CMS Collaboration. CMS Physics. Technical Design Report, Volume 1: Detector Performance and Software. Technical report, CERN, 2006.
- [6] The CMS Collaboration. The CMS Experiment at the CERN LHC. *Journal Of Instrumentation*, 3 08:S08004, 2008.
- [7] The CMS Collaboration. Interactive slice of the CMS detector. 2010.
- [8] The CMS Collaboration. Photon Reconstruction and Identification at $\sqrt{s} = 7$ tev. Technical Report CMS-PAS-EGM-10-005, CERN, 2010.
- [9] The CMS Collaboration. Measurement of W and Z Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *Physics Letters B*, 701(5):535–555, 2011.
- [10] The CMS Collaboration. b-Jet Identification in the CMS-Experiment. Technical Report CMS-PAS-BTV-11-004, CERN, 2012.
- [11] The CMS Collaboration. LHC Combination: Top Mass. Technical Report CMS-PAS-TOP-12-001, CERN, 2012.
- [12] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1):30–61, 2012.
- [13] The CMS Collaboration. CMS Luminosity - Public Results. 2013.

- [14] The CMS Collaboration. Measurement of the top-quark pair + photon production cross section in the muon + jets channel in pp collisions at 8 tev. Technical Report CMS AN-13-195, CERN, 2013.
- [15] E. James et al. Muon Identification in CMS. *CMS AN*, 2005/047, 2005.
- [16] F. Abe et al. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74(14):2626–2631, 1995.
- [17] Johan Alwall et al. MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation. *Journal of High Energy Physics*, 0709:028, 2007.
- [18] Johan Alwall et al. A standard format for les houches event files. *Computer Physics Communications*, 176(4):300–304, 2007.
- [19] John C. Collins et al. Transverse Momentum Distribution in Drell-Yan Pair and W and Z Boson Production. *Nuclear Physics B*, 250(1):199–224, 1985.
- [20] Jonathan Pumplin et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *Journal of High Energy Physics*, 0207:012, 2002.
- [21] M. Kobayashi et al. CP-Violation in the Renormalizable Theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2):652–657, 1973.
- [22] Matteo Cacciari et al. The anti-k t jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008 04:063–063, 2008.
- [23] Oliver Brüning et al. *LHC Design Report Vol. 1: The LHC Main Ring*. CERN, 2004.
- [24] S. Abachi et al. Search for High Mass Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 74(13):2422–2426, 1995.
- [25] S. Agostinelli et al. Geant4 - a simulation Toolkit. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [26] Simone Alioli et al. NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s- and t-channel contributions. *Journal of High Energy Physics*, 0909:111; Erratum ibid. 1002:011, 2009.
- [27] Stephanie Baffioni et al. Electron Reconstruction in CMS. *CMS Note*, 2006/40, 2006.
- [28] The CMS Collaboration et al. Particle-flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Tau and MET. Technical Report PAS-PFT-09-001, CERN, 2009.
- [29] Torbjörn Sjöstrand et al. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *Journal of High Energy Physics*, 0605:026, 2006.

- [30] Wolfgang Adam et al. Track Reconstruction in the CMS Tracker. *CMS Note*, 2006/41, 2005.
- [31] Petra Haefner. Single Top Results by ATLAS and CMS. Technical Report ATL-PHYS-PROC-2012-019, arXiv:1205.1352, 2012.
- [32] Benedikt Hegner. Integration von Si-Streifenmodulen in den Vorwärtsbereich des zentralen CMS-Spurdetektors. Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2004.
- [33] Ann Heinson. Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds, 2009. http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html.
- [34] Felix Höhle. Untersuchung von Spinkorrelationen im semileptonischen Top-Paar-Zerfall mit dem CMS-Experiment. Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2010.
- [35] Peter Higgs. Broken Symmetries and the Mass of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(16):508–509, 1964.
- [36] Rudolph Emil Kalman. A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems. *Journal Of Basic Engineering*, 82 Series D:35–45, 1960.
- [37] Nikolaos Kidonakis. Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution. *Phys. Rev. D*, 82(11):114030, 2010.
- [38] Yvonne Kuessel. Massenbestimmung von Top-quarks mit semileptonischen Top-Paar-Zerfällen am CMS-Detektor. Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2009.
- [39] Yvonne Kuessel. *Constraints on the top quark's charge with the CMS experiment*. Doktorarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2012.
- [40] Emanuele Re. Single-top Wt-channel production matched with parton showers using the POWHEG method. *Eur. Phys. J.*, C71:1547, 2010.
- [41] Cristophe Saout. B-Tagging at Multipurpose LHC Experiments. *Helmholtz Alliance Workshop, Detector Understanding with First LHC Data*, 2009.
- [42] Fabian Stoeckli et al. Stefano Frixione. The MC@NLO 4.0 Event Generator. *arXiv:1010.0819*, 2010.
- [43] Heiner Josef Antonius Tholen. Study of the Inclusive $t\bar{t} + \gamma$ Cross Section with the CMS Experiment. Masterarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2012.

- [44] Kirill Melnikov und Frank Petriello. Electroweak Gauge Boson Production at Hadron Colliders through $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. *Phys. Rev. D*, 74:114017, 2006.
- [45] Hans Bethe und Walter Heitler. On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 146 856:83–112, 1934.
- [46] Zbigniew Was. Precision simulations with TAUOLA and PHOTOS. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 169:16–21, 2007.
- [47] Steven Weinberg. The Making of the Standard Model. *European Physical Journal C*, 34(1):5–13, 2004.
- [48] Rudolf Frühwirth et al. Wolfgang Adam. Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC. *CMS Note*, 2005/001, 2005.

Danksagungen

Zum Abschluss möchte ich den Personen danken, die mich während meiner Diplomarbeit unterstützt haben, und die auf die eine oder andere Art und Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. Achim Stahl danken, dass er mir diese interessante und spannende Arbeit am Institut ermöglicht hat.

Herr Priv.-Doz. Dr. Oliver Pooth erklärte sich freundlicherweise dazu bereit, die Rolle des Zweitkorrektors zu übernehmen. Vielen Dank dafür.

Die Arbeit in der Aachener Top-Gruppe hat mir sehr viel Freude bereitet. Besonders Dr. Heiko Geenen möchte ich für die freundschaftliche und geduldige Betreuung und zahlreiche Denkanstöße danken.

Für Fragen und Probleme aller Art habe ich bei Felix Höhle und Heiner Tholen immer ein offenes Ohr gefunden.

Für gute Ratschläge bei der Ausarbeitung meiner Arbeit möchte ich mich bei Bastian Kargoll, Heiner Tholen, Felix Höhle und besonders bei Dr. Heiko Geenen bedanken.

Ein ganz großes Dankeschön an meine Familie, die mich während des gesamten Studiums bedingungslos unterstützt hat.

Nicht zu vergessen einen ganz speziellen Dank an Renate. Für alles!

Selbstständigkeitserklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, habe ich als solche gekennzeichnet.

Aachen, den 11.09.2013

Markus Backes