

# Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation im Zerfallskanal

$$LQ_3 \rightarrow t \tau \text{ am LHC}$$

(Search for third generation scalar leptoquarks in the decay channel

$$LQ_3 \rightarrow t \tau \text{ at the LHC})$$

von

Andreas Kell

geboren am

05. August 1986

Studiengang Physik  
Universität Hamburg

2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Johannes Haller
2. Gutachter: Prof. Dr. Peter Schleper



## Abstract

In this study a search for third generation scalar leptoquarks using data collected with the Compact Muon Solenoid (CMS) detector at the Large Hadron Collider (LHC) is presented. Leptoquarks are hypothetical particles which couple to leptons and bosons and therefore establish a connection between the lepton- and the quark-sector. The pair production of leptoquarks is studied at the LHC in the decay channel  $LQ_3 \rightarrow t \tau$ . In the final state at least one hadronically decaying tau lepton, at least one electron, several jets and missing transverse energy are expected. For this analysis the whole CMS dataset from 2012, with a center-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 8$  TeV according to an integrated luminosity of  $19.7 \text{ fb}^{-1}$  is analysed.

No excess over the standard model expectation is observed and limits on the production cross section  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$  at 95% Confidence Level (CL) are calculated. The results obtained in this analysis are combined with the results from two other studies in the muon channel. In the combination scalar leptoquarks of the third generation can be excluded up to a mass of  $670 \text{ GeV}/c^2$ .



## Kurzbeschreibung

In dieser Studie wird eine Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation anhand von Daten des Compact-Muon-Solenoid (CMS)-Detektors am Large Hadron Collider (LHC) präsentiert. Leptoquarks sind hypothetische Teilchen, die sowohl an Leptonen als auch an Quarks koppeln, und somit eine Verbindung zwischen dem Lepton- und dem Quark-Sektor herstellen. Untersucht wird die Leptoquark-Paarerzeugung am LHC im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow t \tau$ . Im Endzustand werden mindestens ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton, ein Elektron, mehrere Jets, sowie fehlender Transversalimpuls erwartet. Für die Analyse wird der gesamte CMS-Datensatz des Jahres 2012 verwendet, der bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV aufgezeichnet wurde und einer integrierten Luminosität von  $19,7 \text{ fb}^{-1}$  entspricht.

Es wird kein Überschuss zur Standardmodell-Erwartung beobachtet und daher werden Ausschlussgrenzen mit 95% Confidence Level (CL) auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$  berechnet. Die in dieser Analyse erhaltenen Ergebnisse werden mit den Ergebnissen zweier anderer Analysen im Myon-Kanal kombiniert und somit können skalare Leptoquarks der dritten Generation bis zu einer Masse von  $670 \text{ GeV}/c^2$  ausgeschlossen werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.1.1. Probleme des Standardmodells . . . . .	5
2.1.2. Mögliche Erweiterungen des Standardmodells . . . . .	7
2.2. Leptoquarks . . . . .	8
2.2.1. Produktion von Leptoquarks am LHC . . . . .	9
2.2.2. Zerfallskanäle der Leptoquarks . . . . .	11
2.2.3. Bisherige Ergebnisse von Suchen nach Leptoquarks . . . . .	11
2.3. Studierter Prozess und möglicher Untergrund . . . . .	12
<b>3. Der LHC und der Compact Muon Solenoid</b>	<b>19</b>
3.1. Der Large Hadron Collider . . . . .	19
3.2. Der CMS-Detektor . . . . .	22
3.2.1. Der Spurdetektor . . . . .	22
3.2.2. Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	25
3.2.3. Das hadronische Kalorimeter . . . . .	25
3.2.4. Die Myonkammern . . . . .	26
3.2.5. Trigger und Datennahme . . . . .	28
<b>4. Rekonstruktion von Teilchen und Jets</b>	<b>29</b>
4.1. Particle-Flow-Algorithmus . . . . .	29
4.2. Elektron-Rekonstruktion . . . . .	31
4.3. Tau-Rekonstruktion . . . . .	33
4.4. Jet-Rekonstruktion . . . . .	35
4.5. $\cancel{E}_T$ und $H_T$ . . . . .	37
<b>5. Analyse der CMS Daten</b>	<b>39</b>
5.1. Datensätze und Simulation . . . . .	39
5.2. Triggerstudien . . . . .	39
5.2.1. Tag and Probe-Methode . . . . .	41
5.2.2. Effizienzen der Elektronen ID und des Triggers . . . . .	41
5.3. Vorselektion . . . . .	42
5.4. Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons . . . . .	49
5.5. Optimierung der Ereignisselektion . . . . .	49
5.5.1. Erwartete Ausschlussgrenzen . . . . .	51

## *Inhaltsverzeichnis*

5.5.2. Weitere Verbesserung der Ereignisselektion . . . . .	53
5.6. Umgewichtung des Jet $p_T$ in W+Jets . . . . .	55
5.7. Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen . . . . .	55
5.7.1. Flavour-Zusammensetzung der Missidentifizierten Tau-Leptonen . . . . .	69
<b>6. Ergebnisse</b>	<b>79</b>
6.1. Selektionen . . . . .	79
6.2. Systematische Unsicherheiten . . . . .	79
6.3. Finales Spektrum . . . . .	85
6.4. Ausschlussgrenzen . . . . .	89
6.5. Kombination mit dem Myon-Kanal . . . . .	91
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
<b>A. Details der Studien der systematischen Unsicherheiten</b>	<b>98</b>

## Abbildungsverzeichnis

1.	Teilcheninhalt des Standardmodells [60] . . . . .	4
2.	Alle relevanten Feynmandiagramme für die Leptoquark-Paarerzeugung aus Gluon-Gluon-Fusion [65]. . . . .	10
3.	Feynmandiagramm für die Leptoquark-Paarerzeugung aus Quark-Gluon-Kollisionen [65]. . . . .	10
4.	Alle relevanten Feynmandiagramme für die Erzeugung einzelner Leptoquarks zusammen mit einem Lepton [65]. . . . .	11
5.	$\sigma(pp \rightarrow LQ_3 \rightarrow t \tau) \times BR [pb]$ als Funktion der Masse der Leptoquarks gemäß Next-to-Leading-Order Berechnung von Kraemer et al. [71]. . . . .	13
6.	Feynmandiagramm des studierten Prozesses mit der Signatur $pp \rightarrow LQ_3 \overline{LQ_3} \rightarrow e^- \tau_{had} \cancel{E}_T X$ . . . . .	14
7.	Wirkungsquerschnitte für pp-Kollisionen in Abhängigkeit von der Masse der Teilchen, oder der höchsten Energie eines Jets [22]. . . . .	15
8.	CERNs Beschleuniger Komplex mit allen Beschleunigern und den dazugehörigen Experimenten [74]. . . . .	20
9.	Zeitliche Entwicklung der über Monate integrierten Luminosität (links) und der über Tage integrierten Luminosität (rechts), wie sie vom LHC geliefert (blau) und vom CMS Experiment aufgezeichnet (gelb) wurde. [51] . . . . .	21
10.	Schematische Abbildung des CMS-Detektors [21] . . . . .	23
11.	Schematische Darstellung des Myon-Systems des CMS-Detektors. Zu sehen ist die Anordnung der Komponenten RPC, DT und CSC [21]. . . . .	27
12.	Aus Tag and Probe ermittelte Effizienzen und Skalenfaktoren für die Tight-ID der Elektronen und den Trigger, jeweils in Abhängigkeit von $p_T$ und $\eta$ . . . . .	43
13.	Kombinierte Effizienzen und Skalenfaktoren a) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und b) in Abhängigkeit von $\eta$ . . . . .	44
14.	Skalenfaktoren und deren Fehler für den Trigger und die Elektron ID in Abhängigkeit von $p_T$ und $\eta$ . . . . .	45
15.	Anzahl selektierter Ereignisse pro $0,5 \text{ fb}^{-1}$ nach der Vorselektion. . . . .	46
16.	Kontrollverteilungen nach der Vorselektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Elektrons, b) $p_T$ des führenden Elektrons, wobei die Skalenfaktoren für Elektron-ID und Trigger um eine Standardabweichung nach oben verschoben wurden, c) die Anzahl primärer Vertices im Ereignis, d) $H_T$ , e) $\cancel{E}_T$ , f) $p_T$ des führenden Tau-Leptons. . . . .	47
17.	Kontrollverteilungen nach der Vorselektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Jets, b) $p_T$ des zweiten Jets, c) $p_T$ des dritten Jets, d) die Anzahl an Jets mit $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ . . . . .	48

18.	Verteilung der Signalereignisse als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons für verschiedene Massen von a) 200-550 GeV/c <sup>2</sup> b) 600-100 GeV/c <sup>2</sup> .	49
19.	Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons nach a) der Soft-Selection, b) der Soft-Selection + Same-Sign-Cut, c) der Medium-Selection, d) der Medium-Selection + Same-Sign-Cut, e) der Medium-HT700-Selection, f) der Hard-Selection. . . . .	52
20.	Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für verschiedene Selektionen. . . . .	53
21.	Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für verschiedene $H_T$ -Schnitte. . . . .	54
22.	Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für a) verschiedene Schnitte zusätzlich zur Medium-Selection, b) verschiedene Variablen nach der Medium-Selection. . . . .	55
23.	Kontrollverteilungen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a) die Anzahl an Jets mit $p_T > 30$ GeV/c, b) $p_T$ des führenden Jets, c) $H_T$ , d) $\cancel{E}_T$ , e) $p_T$ der Tau-Leptonen, f) $p_T$ des führenden Elektrons. . . . .	57
24.	Fehl-rekonstruierte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons, b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons. . . . .	58
25.	Echte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons, b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons. . . . .	59
26.	Kontrollverteilungen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons, b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons.	60
27.	Fehl-rekonstruierte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons, b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons. . . . .	60
28.	Echte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons.	61
29.	Als Tau-Leptonen fehl-rekonstruierte a) Myonen b) Elektronen, jeweils nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. . . . .	62

30. Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen jeweils in Daten (rot) und Monte-Carlo (blau). Gezeigt sind die Effizienzen in Abhängigkeit von a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons. . . . . 63
31. Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons mit einer Variation der Normierung um a) Drell-Yan Untergrund um  $\pm 50\%$  b)  $t\bar{t}$  Untergrund um  $\pm 15\%$ . . . . . 63
32. Skalenfaktoren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons. . . . . 64
33. Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen, nachdem die  $p_T$ -Abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons b)  $H_T$  c) der Jet Multiplizität d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse. . . . . 65
34. Skalenfaktoren nachdem die  $p_T$ -Abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden. Gezeigt sind die Skalenfaktoren in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, b)  $H_T$ , c) Der Jet Multiplizität, d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse, f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse. . . . . 66
35. Skalenfaktoren in Abhängigkeit von  $\eta$  des führenden Tau-Leptons. Gezeigt sind Fits an die Bins in a) dem Barrel, b) den Endkappen. . . . . 68
36. Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen in Abhängigkeit von  $p_T$  des führenden Tau-Leptons. Gezeigt sind der Elektron-Kanal (rot) und der Myon-Kanal (blau) [75]. . . . . 68
37. Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals jeweils in Daten (rot) und Monte-Carlo (blau). Gezeigt sind die Effizienzen in Abhängigkeit von a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons. . . . . 68
38. Skalenfaktoren für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons. . . . . 72
39. Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen, nachdem die  $p_T$ -abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, b)  $H_T$ , c) der Jet Multiplizität, d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse, f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse. . . . . 73

40.	Skalenfaktoren nachdem die $p_T$ -abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten in Abhängigkeit von a) $\eta$ des führenden Tau-Leptons, b) $H_T$ , c) der Jet Multiplizität, d) $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e) $p_T$ des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse, f) $p_T$ des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse. . . . .	74
41.	Übersicht über die verschiedenen Kategorien, die zur Bestimmung der Fehlidentifikationsrate in den vier Kanälen $\tau^+e^+$ , $\tau^+e^-$ , $\tau^-e^+$ und $\tau^-e^-$ verwendet werden. Verschiedene Kategorien, die als gleich angenommen werden sind jeweils mit Verbindungslinien gekennzeichnet. . . . .	75
42.	Fehlidentifikationsraten, mit denen Gluonen und verschiedene Quarks in den Simulationen als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert werden. . . . .	76
43.	Zusammensetzung der Fehlidentifikationsraten in den vier Kanälen $\tau^+e^+$ , $\tau^+e^-$ , $\tau^-e^+$ und $\tau^-e^-$ für die vier verschiedenen $p_T$ -Bins in denen die Skalenfaktoren bestimmt werden. . . . .	76
44.	Fehlidentifikationsraten als Funktion der vier Kanälen $\tau^+e^+$ , $\tau^+e^-$ , $\tau^-e^+$ und $\tau^-e^-$ , nachdem die in Abschnitt 5.7 bestimmten Skalenfaktoren angewandt wurden. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten für a) $20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c$ b) $60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c$ c) $120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c$ d) $p_T > 200 \text{ GeV}/c$	77
45.	Kontrollverteilungen nach der Medium-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Elektrons, b) $\eta$ des führenden Elektrons, c) die Anzahl an Jets mit $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ , d) $H_T$ , e) $\cancel{E}_T$ . . . . .	80
46.	Kontrollverteilungen nach der Medium-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons, b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons, c) $p_T$ des führenden Jets, d) $p_T$ des zweithöchsten Jets, e) $p_T$ des dritthöchsten Jets.	81
47.	Kontrollverteilungen nach der Medium-HT1000-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Elektrons, b) $\eta$ des führenden Elektrons, c) die Anzahl an Jets mit $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ , d) $H_T$ , e) $\cancel{E}_T$ . . . . .	82
48.	Kontrollverteilungen nach der Medium-HT1000-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a) $p_T$ des führenden Tau-Leptons, b) $\eta$ des führenden Tau-Leptons, c) $p_T$ des führenden Jets, d) $p_T$ des zweithöchsten Jets, e) $p_T$ des dritthöchsten Jets. . . . .	83
49.	Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für verschiedene $H_T$ -Schnitte unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten. . . . .	86

50. Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons nach der Medium-Selection. Die schraffierte Fläche gibt den totalen Fehler an, wobei der statistische und die systematischen Fehler quadratisch addiert werden. Im unteren Teil der Abbildung gibt die dunkelgrau hinterlegte Fläche den statistischen Fehler und die hellgrau hinterlegte Fläche den statistischen plus den systematischen Fehler an. . . . . 87
51. Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons nach der Medium-HT1000-Selection. Die schraffierte Fläche gibt den totalen Fehler an, wobei der statistische und die systematischen Fehler quadratisch addiert werden. Im unteren Teil der Abbildung gibt die dunkelgrau hinterlegte Fläche den statistischen Fehler und die hellgrau hinterlegte Fläche den statistischen plus den systematischen Fehler an. 88
52. Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium- und die Medium-HT1000 Selection unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten. . . . . 89
53. Finale Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium-HT1000-Selection. Die gestrichelte Linie gibt die erwarteten Ausschlussgrenzen, die durchgezogene Linie die gemessenen Ausschlussgrenzen und die hell- und dunkelgrünen Bänder die Ein- bzw. Zwei-Sigma-Ausschlussgrenzen an. 90
54. Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium- und die Medium-HT1000 Selection unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten. Gezeigt sind die erwarteten Ausschlussgrenzen für die Kombination des Myon- und des Elektron-Kanals. . . . . 92
55. Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für den inklusiven Myon-Kanal in Orange, den Elektron-Kanal in Grün, die Kombination der beiden Myon-Kanäle in Blau und für die Kombination aller drei Analysen in Rot. . . . . 93
56. Finale Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Kombination aller drei Analysen. Die gestrichelte Linie gibt die erwarteten Ausschlussgrenzen, die durchgezogene Linie die gemessenen Ausschlussgrenzen und die hell- und dunkelgrünen Bänder die Ein- bzw. Zwei-Sigma Ausschlussgrenzen an. . . . . 94
57. Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-Selection, für das Signal eines Leptoquarks mit  $m_{LQ} = 500 \text{ GeV}/c^2$ . Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) PDF. . . . . 99

58.	Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-Selection, für die $t\bar{t}$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) Skalierungs-Unsicherheit, k) Top- $p_T$ -Umgewichtung, l) PDF. . . . .	100
59.	Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-Selection, für die $W + Jets$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) $W+Jets$ -Parton-Shower-Matching, k) Skalierungs-Unsicherheit, l) PDF. . . . .	101
60.	Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-HT1000-Selection, für das Signal eines Lep-toquarks mit $m_{LQ} = 500 \text{ GeV}/c^2$ . Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) PDF. . . . .	102
61.	Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-HT1000-Selection, für die $t\bar{t}$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) Skalierungs-Unsicherheit, k) Top- $p_T$ -Umgewichtung, l) PDF. . . . .	103
62.	Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-HT1000-Selection, für die $W+Jets$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) $W+Jets$ -Parton-Shower-Matching, k) Skalierungs-Unsicherheit, l) PDF. . . . .	104

# 1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine erfolgreiche Theorie, die alle bisherigen teilchenphysikalischen Messungen mit hoher Genauigkeit beschreibt, jedoch enthält diese Theorie auch viele offene Fragen. Deswegen wird an vielen Experimenten nach neuer Physik gesucht. In vielen Theorien zur Physik jenseits des Standardmodells werden neue Teilchen, wie zum Beispiel Leptoquarks, postuliert. Leptoquarks sollen die starke Ähnlichkeit des Quark- und des Lepton-Sektors erklären. Aus Symmetrie zum Standardmodell werden in den meisten Modellen drei Generationen von Leptoquarks postuliert.

Bei bisherigen Suchen nach Leptoquarks wurden bereits hohe Ausschlussgrenzen auf Leptoquarks der ersten beiden Generationen gesetzt [38]. Bei der Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation sind die Ausschlussgrenzen bislang weniger hoch (für Details zu den bisherigen Ausschlussgrenzen siehe Abschnitt 2.2.3). In dieser Studie wird eine Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow t \tau$  am Compact-Muon-Solenoid (CMS)-Detektor des Large Hadron Colliders (LHC) vorgestellt. Am LHC dominiert die Leptoquark-Paarerzeugung gegenüber der Erzeugung einzelner Leptoquarks [65]. Aus diesem Grund wird nach Ereignissen der Form  $pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau$  gesucht. In dieser Studie wird der Zerfall eines der  $t$ -Quarks in ein  $b$ -Quark, Elektron und ein Neutrino untersucht. Suchen in diesem Zerfallskanal sind bislang noch von keinem Experiment durchgeführt worden.

Diese Arbeit wertet zur Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation den kompletten, im Jahr 2012 vom CMS-Experiment bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV aufgezeichneten Datensatz aus und basiert methodisch auf einer analogen Analyse des Myon-Kanals [75]. Derzeitig wird an einer *Analysis Note* (AN-14-100) gearbeitet, die die Ergebnisse dieser Studie enthalten. Eine Veröffentlichung dieser Analyse ist durch die CMS-Kollaboration derzeit in Arbeit.

Diese Arbeit beginnt mit einer Einführung in die theoretischen Grundlagen (Kapitel 2). In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über das Standardmodell und dessen Probleme gegeben. Anschließend werden einige Theorien zur Physik jenseits des Standardmodells vorgestellt, wobei insbesondere auf die Leptoquarks eingegangen und die in dieser Analyse untersuchte Signatur im Detail vorgestellt wird. In Kapitel 3 wird eine Einführung in den LHC und das CMS-Experiment gegeben. Kapitel 4 stellt vor, wie das CMS-Experiment die in dieser Analyse verwendeten Teilchen aus den Daten rekonstruiert und identifiziert. In Kapitel 5 wird die Analyse der CMS-Daten vorgestellt und schließlich werden in Kapitel 6 die Ergebnisse präsentiert. Kapitel 7 enthält eine Zusammenfassung dieser Studie.

## *1. Einleitung*

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik [64] ist eine relativistische Quantenfeldtheorie und die derzeit beste Beschreibung elementarer Quantenphysik. Es beinhaltet drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen, die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Wechselwirkung. Die beiden letzteren wurden dabei von Glashow, Salam und Weinberg zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht [85]. Die vierte, im Standardmodell nicht enthaltene, Wechselwirkung ist die Gravitation.

Die Lagrangedichte des Standardmodells ist invariant unter lokalen Eichtransformationen, womit das Standardmodell eine Eichtheorie ist. Die dem Standardmodell zugrundeliegenden Eich- bzw. Symmetriegruppen sind:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \quad (1)$$

Die Konstituenten der Materie sind die Quarks und Leptonen, die jeweils Spin 1/2 tragen und daher Fermionen sind. Die Fermionen werden, wie in Abbildung 1 zu sehen, in drei Generationen eingeteilt und durch die Dirac-Lagrangedichte beschrieben.

Die drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen sind in ihrer Struktur jeweils sehr ähnlich. Aus der Forderung, dass die Dirac-Lagrangedichte invariant unter den oben genannten lokalen Eichtransformationen sein soll, folgen jeweils die Existenz von neuen masselosen Vektorfeldern, den Eichbosonen. Außerdem folgt aus der Struktur des Wechselwirkungsterms, dass die Eichbosonen jeweils an Ladungen koppeln.

Die starke Wechselwirkung (QCD) ist eine lokale, nicht-abelsche Eichtheorie. Das Eichboson der starken Wechselwirkung ist das Gluon ( $g$ ), das aus der  $SU(3)_C$  folgt. Das Gluon koppelt an die Farbladung, welche in drei verschiedenen Farbzuständen (r,g,b) vorkommt. Gluonen können sowohl Farbe, als auch Antifarbe tragen. Aus den  $3 \times 3$  Farbkombinationen lassen sich gemäß Gruppentheorie zwei Multipletts, ein Singulett und ein Oktett, bilden. Das Singulett ist dabei symmetrisch aus drei Farben und Antifarben aufgebaut und daher farbneutral, sodass es nicht an Farbe koppeln kann. Daher kommt das Gluon in 8 verschiedenen Farbzuständen vor. Da es sich bei der QCD um eine nicht-Abelsche Eichtheorie handelt, die Generatoren also nicht vertauschen, tauchen in der Lagrangedichte der starken Wechselwirkung Selbstwechselwirkungsterme der Gluonen auf. Durch diese Selbstkopplung der Gluonen ist die Reichweite der starken Wechselwirkung beschränkt und außerdem ist hierdurch die große Anzahl an Feynmandiagrammen zu Prozessen der QCD zu erklären. Da das Potential der starken Wechselwirkung für große Distanzen anwächst, können farbgeladene Teilchen nicht frei existieren, sondern nur als gebundene, farbneutrale Zustände, sogenannten Hadronen und Mesonen, auftreten. Diesen Umstand nennt man Confinement.

Die schwache Wechselwirkung wird durch drei Eichbosonen, den  $W^\pm$  und dem  $Z^0$  übertragen,

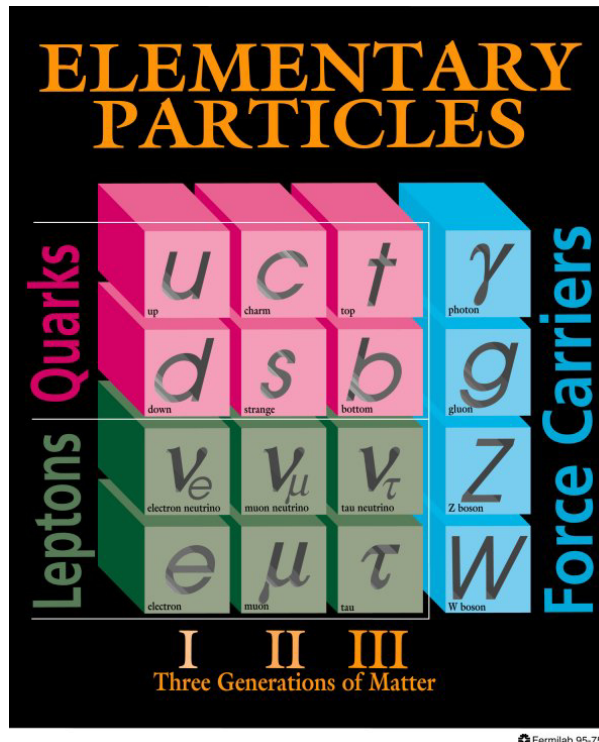


Abbildung 1: Teilcheninhalt des Standardmodells [60]

welche an die schwache Ladung koppeln. Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung tragen Spin 1 und haben jeweils eine sehr hohe Masse von  $m_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}/c^2$  und  $m_{Z^0} = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$  [23]. Aufgrund der hohen Masse der Eichbosonen beträgt die Reichweite der schwachen Wechselwirkung nur etwa  $10^{-3} \text{ fm}$ . Eine Eigenheit der schwachen Wechselwirkung ist das Auftreten von Paritätsverletzungen<sup>1</sup>. So koppeln die  $W$ -Bosonen nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen, so dass die geladenen Ströme der schwachen Wechselwirkung maximal paritätsverletzend sind. Die  $W$ -Bosonen können dabei  $e, \mu, \tau$  Leptonen in Neutrinos, oder  $u, c, t$  Quarks in  $d, s, b$  Quarks umwandeln. Beispielsweise sind folgende Prozesse dabei möglich:

$$W^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- \quad W^+ \rightarrow u \bar{d} \quad (2)$$

Die Kopplungskonstante  $g \approx 0,7$  ist für alle diese Prozesse gleich groß. Das  $Z^0$  Boson hingegen koppelt sowohl an links-, wie auch an rechtshändige Teilchen, allerdings mit jeweils unterschiedlicher Stärke. Die neutralen Ströme der schwachen Wechselwirkung sind also teilweise paritätsverletzend. Bei Wechselwirkungen mit dem  $Z^0$ -Boson bleiben die *Flavour*<sup>2</sup> der beteiligten Teilchen unverändert.

Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon ( $\gamma$ ), welches an die

<sup>1</sup>Parität: Eine Symmetrieeigenschaft, bei der ein physikalisches System gegenüber räumlicher Spiegelungen invariant bleibt.

<sup>2</sup>Der Flavour (engl. Aroma oder Geschmacksrichtung) ist eine Quantenzahl, die von Quarks und Leptonen getragen wird. Jedes Quark und jedes Lepton hat dabei seinen eigenen Flavour.

elektrische Ladung koppelt. Da das Photon keine Masse hat und es auch keine Selbstwechselwirkung des Photons gibt, ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich.

In der vereinheitlichten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung werden die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung aus der  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  abgeleitet. Das Photon und das  $Z^0$  sind dabei Linearkombinationen aus dem  $B$ -Boson, das aus der  $U(1)_Y$ -Symmetriegruppe folgt, und dem  $W_3$ -Boson, das aus der  $SU(2)_L$ -Symmetriegruppe folgt. Der Mischungswinkel, der bei dieser Linearkombination auftritt, ist der Weinbergwinkel  $\Theta_W$ , über den die Teilchen durch die folgende Gleichung zusammenhängen:

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Theta_W & \sin\Theta_W \\ -\sin\Theta_W & \cos\Theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W_3 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Das  $W^+$  und das  $W^-$  Boson sind Linearkombinationen aus den  $W_1$  und den  $W_2$  Bosonen, welche aus der  $SU(2)_L$ -Eichgruppe folgen. Im Rahmen der elektroschwachen Vereinheitlichung wird die schwache Hyperladung ( $Y$ ) eingeführt, die mit der elektrischen Ladung ( $Q$ ) und der dritten Komponente des schwachen Isospins ( $T_3$ ) über die Definition

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (4)$$

zusammenhängt.

Um die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung zu beschreiben, werden die Teilchen als Multipletts im Raum des schwachen Isospins angeordnet. Bei einer unitären Transformation im Isospinraum ändern sich die linkshändigen Komponenten, die rechtshändigen jedoch explizit nicht. Aus diesem Grund ist der Massenterm der Fermionen aus der Dirac-Lagrangedichte nicht eichinvariant. Zusammen mit der oben bereits erwähnten Aussage, dass die Eichbosonen masselos sein müssen, sagt das Standardmodell also alle Teilchen als masselos vorher. Um dieses Problem zu beheben, wird der Higgs-Mechanismus eingeführt [57, 66, 67, 68]. Der Higgsmechanismus beschreibt die spontane Symmetriebrechung, bei der davon ausgegangen wird, dass der Grundzustand (das Vakuum) die Symmetrie brechen kann. Hierdurch werden die Massen der Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  erklärt, während das Photon und die Gluonen masselos bleiben. Des Weiteren erlaubt es der Higgsmechanismus, die Massen der Fermionen, die sich nicht mit der chiralen Struktur der  $SU(2)_L$  vereinbaren lassen, durch Parametrisierung in die Lagrangedichte des Standardmodells aufzunehmen. Das Higgs-Boson ist das Teilchen, das der quantenmechanischen Anregung des Higgs-Feldes entspricht und das einzige skalare Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.

### 2.1.1. Probleme des Standardmodells

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt alle teilchenphysikalischen Messungen mit hoher Genauigkeit und stellt somit einen großen Erfolg dar, jedoch ist es unvollständig, da die

## 2. Theoretische Grundlagen

Gravitation nicht enthalten ist. Außerdem sind einige experimentell etablierte Phänomene, wie Dunkle Materie, Dunkle Energie, Masse der Neutrinos und Materie-Antimaterie Asymmetrie im Standardmodell nicht enthalten. Darüber hinaus gibt es auch theoretische Unstimmigkeiten, wie die Extrapolierbarkeit zu hohen Energien, bei der die Higgs-Masse divergiert (das Hierarchieproblem). Im folgenden werden diese Punkte jeweils kurz vorgestellt.

- **Hierarchieproblem:** Die Masse des Higgs-Bosons bekommt, wie alle anderen Teilchen auch, Korrekturen durch höhere Ordnungen (Schleifen). Die Higgsmasse ( $M_H$ ) setzt sich demnach zusammen aus [76]:

$$M_H^2 = M_{H,\text{bare}}^2 + \delta M_H^2 \quad ,\text{mit} \quad \delta M_H^2 = -\frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \Lambda_{uv}^2 + \dots \quad (5)$$

$\Lambda_{uv}$  ist dabei die Cut-Off-Skala, also die Energie, bis zu der das Standardmodell gültig ist. Wir wissen, dass das Standardmodell spätestens auf der Planck-Skala ( $10^{19}$  GeV) nicht mehr gilt, da dann die Gravitation eine Rolle spielt. Für den Korrekturterm erwartet man demnach einen sehr hohen Wert, die gemessene Higgsmasse ist aber klein. Eine mögliche Erklärung ist, dass die nackte Higgsmasse ( $M_{H,\text{bare}}^2$ ) ebenfalls groß ist und sich gerade zufällig mit dem Korrekturterm zu einem kleinen Wert aufhebt. Die Annahme, dass sich zwei sehr große Zahlen aber zu einem kleinen Wert aufheben erscheint unnatürlich. Es wird daher ein Mechanismus vermutet, der die Higgsmasse auf natürliche Weise klein werden lässt, diesen kann das Standardmodell aber nicht liefern.

- **Dunkle Materie:** Die Umlaufgeschwindigkeit der Sterne in Galaxien lässt sich im Rahmen der bekannten Gravitationsgesetze nur mit der Annahme einer zusätzlichen nicht sichtbaren „Dunklen Materie“ erklären [86]. Die populärste Theorie ist: Es existiert ein neuer Teilchenkandidat, der massiv (um Gravitation zu erklären) und schwach geladen (um die heute geringe Dichte zu erklären) ist. Dieser Teilchenkandidat darf weder stark (wäre schon entdeckt), noch elektrisch geladen (würde ans Photon koppeln und damit sichtbar sein) sein. Ein solcher Kandidat wird *Weakly Interacting Massive Particle* (WIMP) genannt. Das Standardmodell enthält jedoch keinen passenden Kandidaten.
- **Dunkle Energie:** Detaillierte Messungen der Geschwindigkeit der Expansion des Universums und deren zeitlicher Veränderung ergaben, dass die Expansion sich beschleunigt. Erwartet wurde allerdings, aufgrund der Gravitationsanziehung der Materie, eine verlangsamte Expansion. Nach derzeitigem Erkenntnisstand besteht das Universum zu 4,9 % aus gewöhnlicher, baryonischer Materie, zu 26,8 % aus dunkler Materie und zu 68,3 % aus dunkler Energie [14]. Insgesamt kann das Standardmodell der Teilchenphysik also nur etwa 4,9 % der Energiedichte im Universum erklären.

Neben diesen expliziten Problemen des Standardmodells gibt es auch einige offene, noch völlig ungeklärte Fragen: Warum gibt es gerade drei Familien von Fermionen? Woher kommt die

CP-Verletzung? Sind Lepton- und Baryonenzahl strenge Erhaltungsgrößen? Warum gibt es gerade vier Wechselwirkungen? Warum sind die Wechselwirkungen unterschiedlich stark? Kann man die Wechselwirkungen weiter vereinheitlichen? Warum ist die Ladung der Quarks gerade drittelzahlig? Warum ist das Verhältnis der elektrischen Ladungen von Quarks und Leptonen gerade exakt 3:2, bzw. 3:1?

### 2.1.2. Mögliche Erweiterungen des Standardmodells

Da das Standardmodell alle bisherigen Messungen mit hoher Genauigkeit beschreibt, wird bei der Entwicklung neuer Theorien davon ausgegangen, dass das Standardmodell der Teilchenphysik eine gute Näherung für  $E \lesssim 1$  TeV ist. Neue Theorien sollten also das Standardmodell als Grundlage enthalten und im Limes kleiner Energien in das Standardmodell, oder eine mathematisch ähnliche Theorie übergehen. Eine neue Theorie für Physik jenseits des Standardmodells sollte zudem möglichst viele der in Abschnitt 2.1.1 aufgeführten Probleme erklären können. Für solche Theorien gibt es verschiedene Ansätze, die wichtigsten sollen im folgenden jeweils kurz vorgestellt werden.

- **Compositeness:** Die starke Ähnlichkeit von Quarks und Leptonen legt nahe, dass diese Teilchen einen gemeinsamen Ursprung haben, daher werden in Compositeness Modellen sogenannte Preonen eingeführt. Dies sind Teilchen, aus denen die Quarks und die Leptonen des Standardmodells zusammengesetzt sein sollen. Preonen tragen dabei eine neue Quantenzahl, die Hyperfarbe, durch die sie ähnlich wie die Quarks im Proton (Confinement) immer zu Leptonen und Quarks gebunden sind. Die Attraktivität von Compositeness-Modellen besteht darin, dass sie den Zusammenhang von Quarks und Leptonen erklären können. So lässt sich in Compositeness Modellen der Zusammenhang der Ladung von Quarks und Leptonen und damit die Frage, warum Atome elektrisch neutral sind, durch den gemeinsamen Ursprung aus Preonen erklären. Für mehr Informationen über Compositeness siehe [24].
- **Grand Unified Theory (GUT):** Die starke Ähnlichkeit der mathematischen Formulierungen der drei Eichwechselwirkungen des Standardmodells legt nahe, dass diese einen gemeinsamen Ursprung haben könnten. Extrapoliert man die Stärke der Kopplungskonstanten der drei Eichwechselwirkungen zu hohen Energien sieht man, dass diese sich bei  $O(10^{15}$  GeV) nahezu treffen. In GUT Modellen wird daher davon ausgegangen, dass es bei hohen Energien eine übergeordnete Symmetriegruppe gibt, deren Symmetrie sich bei niedrigen Energien in die drei Symmetriegruppen des Standardmodells aufsplittet. Die einfachste Symmetriegruppe, die das Standardmodell vollständig enthält ist die SU(5). In dieser werden die Quarks und Leptonen in 5-pletts eingeteilt. Da laut Gruppentheorie die Ladung innerhalb eines Multipletts Null sein muss, können GUTs also den Zusammenhang der elektrischen Ladung von Quarks und Leptonen erklären. Wenn Quarks

## 2. Theoretische Grundlagen

und Leptonen gemeinsam in einer Symmetriegruppe stehen, dann müssen diese Teilchen auch ineinander übergehen können. Der Übergang dieser Teilchen wird durch neue Eichbosonen, den Leptoquarks, die sowohl an Leptonen als auch an Quarks koppeln können, beschrieben. Für mehr Informationen über Grand Unified Theories siehe [63].

- **Supersymmetrie:** Bei der Supersymmetrie (Susy) wird davon ausgegangen, dass es eine grundlegende Symmetrie zwischen den Fermionen und den Bosonen des Standardmodells gibt. Jedem Fermionen wird dadurch ein bosonischer Superpartner zugeschrieben und jedes Boson bekommt analog einen fermionischen Superpartner. Die Superpartner von Bosonen bekommen dabei die Endung *-ino* an den Namen angehängt, so dass diese zu *Bosinos* werden. Den Namen der Superpartner der Fermionen wird ein *S-* vorangestellt, so dass diese zu *SFermionen* werden. Da Fermionen und Bosonen zur Higgsmasse in gleicher Weise, aber mit unterschiedlichem Vorzeichen beitragen, wird auf diese Weise das Hierarchieproblem gelöst, so dass die Masse des Higgs Bosons auf natürliche Art klein bleibt. Dies ist zumindest dann erfüllt, wenn die Masse der Susy-Teilchen in der Größenordnung von  $O(1 \text{ TeV})$  liegen. Außerdem kann Supersymmetrie das *Dark Matter* Problem lösen, indem man Erhaltung der R-Parität ( $R = (-1)^{3B+L+2S}$ ) fordert. Hierbei stehen  $B$  für die Baryonenzahl,  $L$  für die Leptonenzahl und  $S$  für den Spin. Durch diese Forderung muss das leichteste supersymmetrische Teilchen stabil sein, da es nicht in Standardmodellteilchen zerfallen kann. Dieses Teilchen (in den meisten Modellen das *Neutralino*<sup>3</sup>) wäre demnach ein guter *Dark Matter* Kandidat. Für mehr Informationen über Supersymmetrie siehe [76].
- **Technicolor:** In Technicolor Modellen wird davon ausgegangen, dass das skalare Higgs-Boson ein aus Fermionen zusammengesetztes Teilchen ist. Der Grund für diese Annahme ist, dass elementare, skalare Teilchen von vielen Theoretikern als unnatürlich empfunden werden. Das Hierarchieproblem tritt nur auf, weil das Higgs-Boson Spin-0 hat. Die Eichbosonen sind durch lokale Eichsymmetrien und die Fermionen durch chirale Symmetrie vor grossen Quantenkorrekturen geschützt. In Technicolor Modellen würde das Hierarchieproblem somit gar nicht erst auftreten, weil die Fermionen aus denen das Higgs-Boson zusammengesetzt ist (die *Techniquarks*) ebenfalls durch chirale Symmetrien geschützt wären. Für mehr Informationen über Technicolor siehe [72]

### 2.2. Leptoquarks

Viele der in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Erweiterungen des Standardmodells enthalten Leptoquarks [55, 54, 56, 20, 31, 80, 61]. Leptoquarks sind hypothetische Teilchen, die sowohl an Quarks als auch an Fermionen koppeln und daher sowohl Baryon- ( $B$ ), Lepton-Zahl ( $L$ ) und

---

<sup>3</sup>Neutralinos sind Linearkombinationen von Higgsinos und Gauginos

Farbe tragen. Da Quarks drittelzahlige und Leptonen ganzzahlige elektrische Ladung tragen, tragen Leptoquarks dementsprechend auch drittelzahlige elektrische Ladung. Zudem werden Leptoquarks als Farbtriplets postuliert. Je nach Modell können Leptoquarks entweder Spin 0, oder Spin 1 tragen. Sollten Leptoquarks existieren, könnten sie die Ähnlichkeiten zwischen Quarks und Leptonen erklären. Aufgrund experimenteller Resultate aus Experimenten zu Leptonzahlverletzung, *Flavour Changing Neutral Currents*<sup>4</sup> (FCNC), und dem Protonzerfall nimmt man an, dass Leptoquarks nicht an Standardmodell-Teilchen aus verschiedenen Generationen koppeln. Daher geht man von drei Generationen von Leptoquarks aus [70, 30].

In GUT Theorien wird davon ausgegangen, dass die drei Symmetriegruppen des Standardmodells in einer höheren Symmetriegruppe enthalten sind. Das einfachste Modell für eine GUT Theorie ist die  $SU(5)$ , die zuerst von H. Georgi und S.L. Glashow vorgeschlagen wurde [63]. Gemäß Gruppentheorie enthält eine Symmetriegruppe der Form  $SU(n)$  genau  $n^2 - 1$  Generatoren, denen in der Teilchenphysik die Eichbosonen entsprechen. Im Falle der  $SU(5)$  von H. Georgi und S.L. Glashow werden also  $5^2 - 1 = 24$  Eichbosonen postuliert. Darin enthalten sind die 12 bereits bekannten Eichbosonen des Standardmodells ( $\gamma$ ,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  und die 8 Gluonen). Georgi und Glashow postulieren demnach 12 neue Eichbosonen, die Leptoquarks. Da in der  $SU(5)$  Quarks und Leptonen in einem gemeinsamen Multiplett stehen, können die neu postulierten Leptoquarks einen Übergang zwischen diesen ermöglichen. Die  $SU(5)$  als einfachstes Modell wurde jedoch durch Experimente zum Protonzerfall ausgeschlossen. Erweiterungen der Theorie von Georgi und Glashow zum Beispiel durch höhere Symmetriegruppen wie die von Georgi vorgeschlagene  $SO(10)$  [62], oder die  $SU(4) \otimes SU(2) \otimes SU(2)$  von Pati-Salam [80] sind jedoch noch möglich.

Auch in anderen Theorien treten Leptoquarks auf. In Compositeness und Technicolor Modellen wird ebenfalls von höheren Symmetriegruppen ausgegangen. In Compositeness Modellen bestehen Quarks und Leptonen aus Preonen und können aufgrund des gemeinsamen Ursprungs ineinander übergehen [82, 65]. In Technicolor Modellen werden neue Bosonen postuliert, die aus einem Techniquark und einem Technilepton bestehen und in ein Standardmodell Quark und Lepton zerfallen können [58]. In Susy-Modellen, in denen die R-Parität verletzt wird (R-parity violating Susy) können Kopplungen, wie die der Leptoquarks auftreten [84].

### 2.2.1. Produktion von Leptoquarks am LHC

Leptoquarks können am Large Hadron Collider (LHC) entweder über Gluon-Gluon-Fusion, oder durch Quark-Antiquark-Vernichtung gemäß

$$\begin{aligned} q + \bar{q} &\rightarrow LQ + \overline{LQ} \\ g + g &\rightarrow LQ + \overline{LQ} \end{aligned} \tag{6}$$

---

<sup>4</sup>Flavour Changing Neutral Currents sind teilchenphysikalische Prozesse, bei denen sich der Flavour eines Fermions, aber nicht seine elektrische Ladung ändert.

## 2. Theoretische Grundlagen

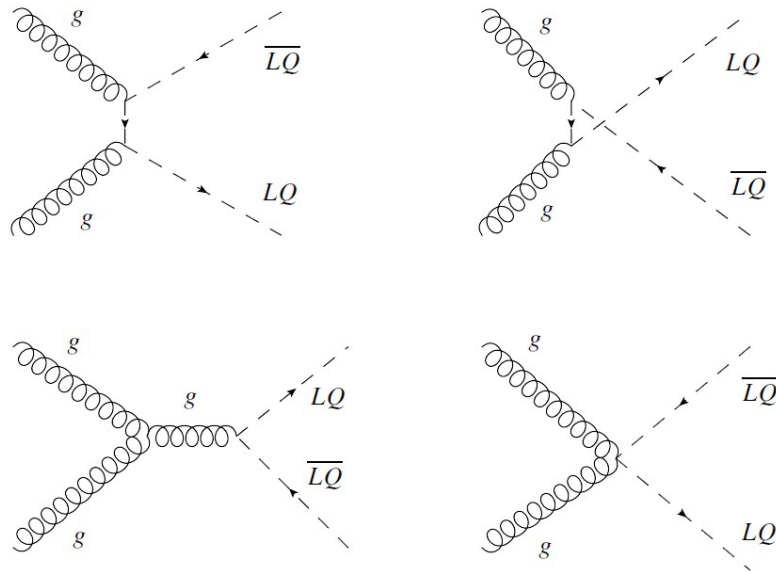


Abbildung 2: Alle relevanten Feynmandiagramme für die Leptoquark-Paarerzeugung aus Gluon-Gluon-Fusion [65].

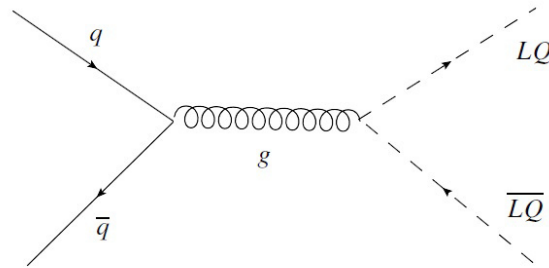


Abbildung 3: Feynmandiagramm für die Leptoquark-Paarerzeugung aus Quark-Gluon-Kollisionen [65].

in Paaren erzeugt werden. Bei dieser Art der Leptoquarkproduktion können nur gegensätzlich geladene Leptoquarks erzeugt werden. Die Paarzeugung von Leptoquarks aus unterschiedlichen Generationen ist verboten, da diese gegen Erhaltungssätze des Standardmodells verstoßen würde. Außerdem können Leptoquarks einzeln, zusammen mit einem Lepton, gemäß

$$g + q \rightarrow LQ + l \quad (7)$$

erzeugt werden. Beispiele für die entsprechenden Feynmann-Diagramme für die Leptoquark-Paarzeugung sind in den Abbildungen 2 und 3 zu sehen, die für die Erzeugung einzelner Leptoquarks in Abbildung 4.

Die Produktion einzelner Leptoquarks dominiert beim 14 TeV LHC ab einer Leptoquarkmasse von  $2,2 \text{ TeV}/c^2$ , bei der der totale Wirkungsquerschnitt nur noch bei  $\sigma \approx 10^{-2} \text{ fb}$  liegt, was zu niedrig ist, um entdeckt zu werden [65]. Aus diesem Grund wird in dieser Analyse nur die Leptoquark-Paarzeugung berücksichtigt.

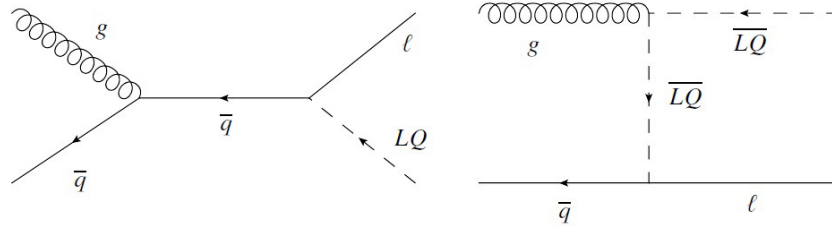


Abbildung 4: Alle relevanten Feynmandiagramme für die Erzeugung einzelner Leptoquarks zusammen mit einem Lepton [65].

### 2.2.2. Zerfallskanäle der Leptoquarks

Leptoquarks können gemäß

$$LQ \rightarrow q + l, q + \nu \quad (8)$$

in ein Quark und ein geladenes Lepton oder in ein Quark und ein Neutrino der jeweils gleichen Generation zerfallen. Bei diesen Zerfällen ist weder die Leptonzahl ( $L$ ), noch die Baryonzahl ( $B$ ), dafür aber die Differenz  $B-L$  erhalten, was den Protonzerfall erlaubt. Bei einem Zerfall in Quarks und Leptonen aus unterschiedlichen Generationen würden Standardmodell Erhaltungsgößen verletzt werden, daher sind die Ausschlussgrenzen für derartige Theorien, aus Experimenten zum Protonzerfall, *Flavour Changing Neutral Currents* (FCNC) und der Leptonzahlverletzung, bereits sehr hoch [70, 30].

In dieser Arbeit wird eine Suche nach skalaren Leptoquarks, also nach Leptoquarks mit Spin 0 vorgestellt.

### 2.2.3. Bisherige Ergebnisse von Suchen nach Leptoquarks

Leptoquarks wurden seit, sie erstmals postuliert wurden, an vielen Experimenten gesucht. Bislang konnten Leptoquarks noch an keinem Experiment erfolgreich nachgewiesen werden und es wurden daher Ausschlussgrenzen für die Existenz von Leptoquarks errechnet. Die zurzeit besten Ausschlussgrenzen kommen von den beiden Experimenten ATLAS und CMS.

Die CMS Kollaboration hat Suchen nach skalaren Leptoquarks der ersten beiden Generationen in Zerfallskanälen mit jeweils zwei geladenen Leptonen mit dem gleichen Flavour (Elektronen oder Myonen) und mindestens zwei Jets, sowie dem Zerfallskanal mit einem geladenem Lepton (Elektron oder Myon), fehlender transversaler Energie und mindestens zwei Jets durchgeführt. Für ein Verzweigungsverhältnis von  $\beta = 1$  schließt CMS skalare Leptoquarks der ersten Generation bis zu einer Masse von  $830 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% Confidence Level (CL) aus [38]. Für  $\beta = 0,5$  werden skalare Leptoquarks der ersten Generation bis  $640 \text{ GeV}/c^2$  ausgeschlossen (95% CL) [38]. Leptoquarks der zweiten Generation mit einem Verzweigungsverhältnis von  $\beta = 1(0,5)$  schließt CMS bis zu  $1070(758) \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL aus [6].

ATLAS hat ebenfalls in den Zerfallskanälen mit jeweils zwei geladenen Leptonen mit dem glei-

## 2. Theoretische Grundlagen

chen Flavour (Elektronen oder Myonen) und mindestens zwei Jets, sowie dem Zerfallskanal mit einem geladenen Lepton (Elektron oder Myon), fehlender transversaler Energie und mindestens zwei Jets Suchen durchgeführt. Für  $\beta = 1(0, 5)$  schließt ATLAS skalare Leptoquarks der ersten Generation bis  $660(607) \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL aus [9]. Skalare Leptoquarks der zweiten Generation schließt ATLAS mit 95% CL für die gleichen Verzweigungsverhältnisse bis zu  $685(594) \text{ GeV}/c^2$  aus [10].

Eine Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation wurde von CMS in den Zerfallskanälen  $LQ_3 \rightarrow b + \tau$ ,  $LQ_3 \rightarrow b + \nu_\tau$  und  $LQ_3 \rightarrow t + \tau$  durchgeführt. Im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow b + \tau$  schließt CMS skalare Leptoquarks der dritten Generation bei einem Verzweigungsverhältnis  $\beta = 1$  bis zu  $740 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL aus [41]. Im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow b + \nu_\tau$  werden Leptoquarks bis zu  $450 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL ausgeschlossen [39]. im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow t + \tau$  werden Leptoquarks bis zu  $550 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL ausgeschlossen [52].

ATLAS hat Suchen nach Leptoquarks der dritten Generation bislang lediglich im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow b + \tau$  durchgeführt und sie mit 95% CL bis zu einer Masse von  $534 \text{ GeV}/c^2$  ausgeschlossen [11].

Bei der Suche nach skalaren Leptoquarks im Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow t + \tau$  wird der Zerfall des Top-Quarks in ein Myon, ein Myon-Neutrino und ein b-Quark studiert. Eine Suche im Elektronenkanal wurde bislang noch von keinem Experiment durchgeführt und könnte die bisher erreichte Sensitivität erhöhen.

### 2.3. Studierter Prozess und möglicher Untergrund

In dieser Studie wird eine Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation im Zerfallskanal nach  $t + \tau$  präsentiert. Gesucht wird nach Leptoquark-Paarerzeugung, wobei beide Leptoquarks in je ein  $t$ -Quark und ein  $\tau$ -Lepton zerfallen. In Abbildung 5 ist der Wirkungsquerschnitt für den Prozess  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$  gemäß Next-to-Leading-Order Berechnung zu sehen [71]. Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt stark abhängig von der Masse der Leptoquarks ist und über viele Größenordnungen fällt. Beispielsweise bei einer Masse von  $M = 200 \text{ GeV}/c^2$  beträgt der Wirkungsquerschnitt  $\approx 10 \text{ pb}$ . Bei einer Masse von  $M = 1 \text{ TeV}/c^2$  beträgt der Wirkungsquerschnitt nur noch  $\approx 10^{-3} \text{ pb}$ . Gemäß CKM-Matrix zerfallen die beiden  $t$ -Quarks mit einem Verzweigungsverhältnis von nahezu 100% in ein  $W$ -Boson und ein  $b$ -Quark. Die  $b$ -Quarks sind farbgeladene Teilchen und treten somit aufgrund des Confinements in der starken Wechselwirkung nicht frei auf, sondern als kollimierte Teilchenbündel die Jets genannt werden. Die  $W$ -Bosonen zerfallen in 32,4 % der Fälle leptonisch und in 67,7 % hadronisch [25]. Bei einem leptonischen Zerfall der  $W$ -Bosonen wird ein Neutrino und damit fehlende transversale Energie erzeugt. Im hadronischen Zerfall des  $W$ -Bosons werden Jets erzeugt. Die beiden Tau-Leptonen können jeweils in 64,8 % der Fälle hadronisch zerfallen [81]. Beim hadronischen Zerfall treten geladene Mesonen, neutrale Pionen und ein Tau-Neutrino auf. Beim

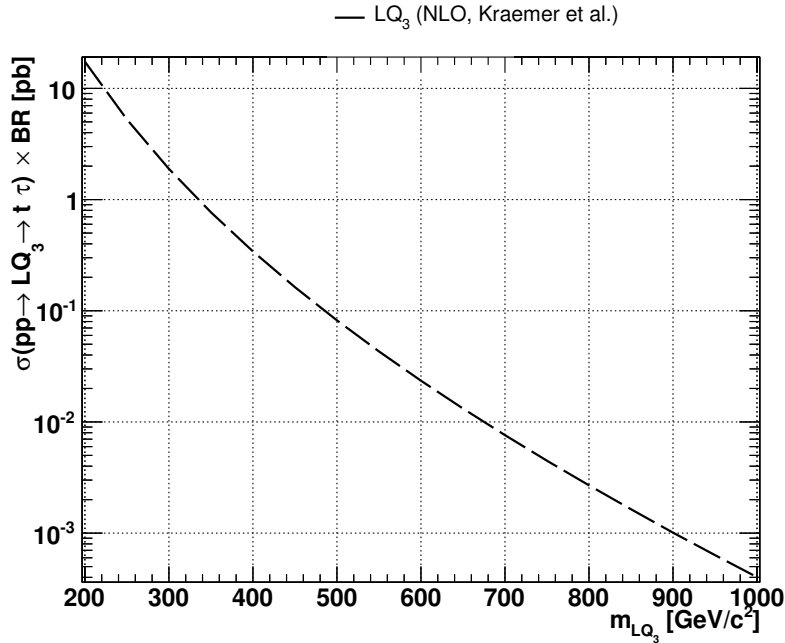


Abbildung 5:  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 \rightarrow t \tau) \times BR$  [pb] als Funktion der Masse der Leptoquarks gemäß Next-to-Leading-Order Berechnung von Kraemer et al. [71].

leptonischen Zerfall kann das Tau-Lepton in 17,4% der Fälle in ein Myon, ein Myon-Neutrino und ein Tau-Neutrino zerfallen. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in ein Elektron, ein Elektron-Neutrino und ein Tau-Neutrino ist aufgrund des größeren Phasenraums 17,8%. In allen Zerfallskanälen des Tau-Leptons treten Neutrinos und somit fehlende transversale Energie auf. Zusätzlich können noch Jets aus Abstrahlungen im Anfangs- (*initial state radiation*, ISR) und Endzustand (*final state radiation*, FSR) auftreten. Die gesamte Signatur, die in dieser Studie zur Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation verwendet wird ist in Abbildung 6 zu sehen.

In dieser Studie wird nach Ereignissen gesucht, die mindestens ein isoliertes Elektron und ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton enthalten. Das Elektron kann dabei entweder aus einem leptonisch zerfallenden  $W$ -Boson, oder aus einem leptonisch zerfallendem Tau-Lepton kommen. Das hadronisch zerfallende Tau-Lepton kann sowohl von dem Zerfall eines der beiden Leptoquarks, als auch von einem leptonisch zerfallenden  $W$ -Boson herrühren.

Da erwartet wird, dass Leptoquarks schwer sind (siehe Kapitel 2.2.3), wird davon ausgegangen, dass die gesamte Summe an Energie, einschließlich der fehlenden transversalen Energie, im Ereignis ( $H_T$ ) groß sein sollte. Aufgrund der vielen Neutrinos wird erwartet, dass die fehlende transversale Energie selbst ebenfalls hohe Werte annimmt. Zusätzlich werden viele Jets aus den beiden  $b$ -Quarks, den hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen, hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosonen, sowie Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand erwartet.

Eine Besonderheit der hier beschriebenen Signatur ist, dass es viele Kombinationsmöglichkeiten gibt, bei denen zwei geladene Leptonen mit dem gleichen Ladungsvorzeichen auftreten. Zum

## 2. Theoretische Grundlagen

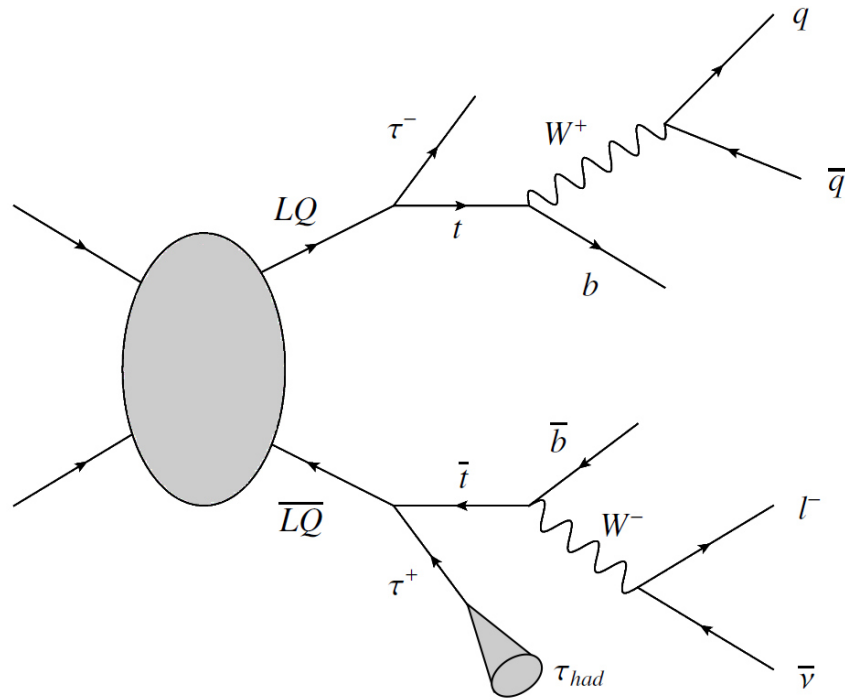


Abbildung 6: Feynmandiagramm des studierten Prozesses mit der Signatur  $pp \rightarrow LQ_3 \overline{LQ}_3 \rightarrow e^- \tau_{had} \cancel{E}_T X$ .

Beispiel kann ein negativ geladenes Tau-Lepton zusammen mit einem negativ geladenen Elektron aus einem Anti-Top-Quark auftreten. Insgesamt beträgt die Wahrscheinlichkeit, das bei dieser Signatur zwei gleich-geladene Leptonen auftreten 68,9%. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten derartiger Ereignisse beim Untergrund des Standardmodells ist wesentlich kleiner. Durch die Forderung nach solchen *Same-Sign*-Ereignissen kann also der Untergrund signifikant unterdrückt werden.

Die Signatur, bestehend aus einem Elektron, einem hadronisch zerfallendem Tau-Lepton, mehreren Jets und fehlender transversaler Energie kann auch durch Standardmodell Prozesse erzeugt werden. Diese Prozesse, die den Untergrund in dieser Studie darstellen, lassen sich unterteilen in reduzierbaren und irreduzierbaren Untergrund.

### Irreduzierbarer Untergrund

Bei dem irreduzierbaren Untergrund wird genau die gleiche Signatur, wie beim Signal erzeugt. Der Hauptbeitrag für irreduzierbaren Untergrund kommt von  $t\bar{t} \rightarrow Wb Wb$ . Wenn eines der beiden  $W$ -Bosonen in ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton und das andere in ein Elektron zerfällt wird genau die Signatur dieser Studie erzeugt. Die fehlende transversale Energie kommt dabei von den Neutrinos aus den beiden leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosonen. Ein weiterer, ähnlicher Untergrund kommt von  $t\bar{t} Z \rightarrow Wb Wb Z$ . Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist zwar

### 2.3. Studierter Prozess und möglicher Untergrund

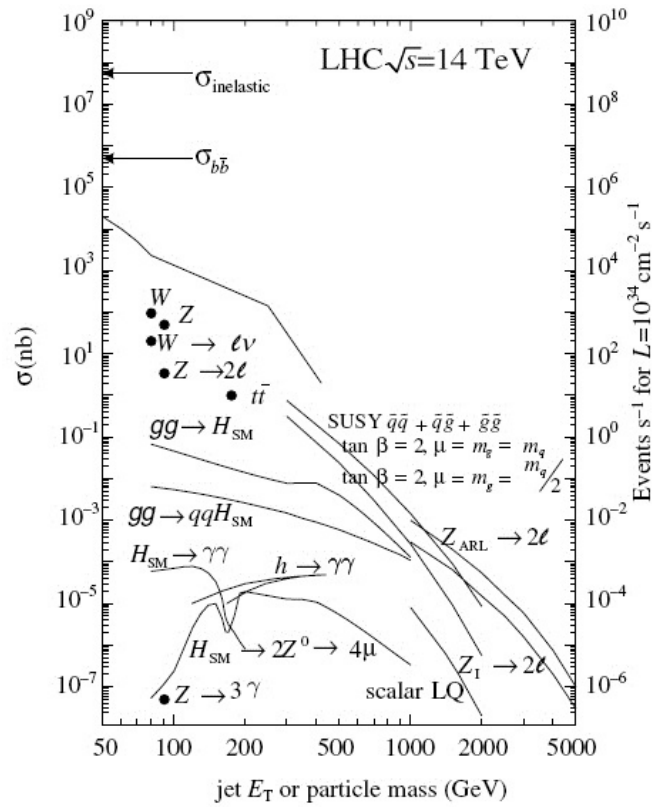


Abbildung 7: Wirkungsquerschnitte für pp-Kollisionen in Abhängigkeit von der Masse der Teilchen, oder der höchsten Energie eines Jets [22].

## 2. Theoretische Grundlagen

kleiner, aber da das  $Z^0$ -Boson ebenfalls in Elektronen, oder Tau-Leptonen zerfallen kann, gibt es mehr mögliche Kombinationen, bei denen die hier studierte Signatur entsteht.

Ein weiterer irreduzibler Untergrund kommt von Drell-Yan Prozessen, bei denen ein  $Z^0$ -Boson zusammen mit mehreren Jets erzeugt wird. Wenn das  $Z^0$ -Boson in zwei Tau-Leptonen zerfällt, von denen eines leptonisch in ein Elektron und zwei Neutrinos und das andere hadronisch zerfällt, wird auch hier die gesuchte Signatur erzeugt. Auf die gleiche Art ist auch  $ZZ$ -Produktion ein irreduzibler Untergrund. Die Jets können dabei durch Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand oder durch ein hadronisch zerfallendes  $Z$ -Boson entstehen. Weitere irreduzible Untergründe sind  $WZ$ - und  $WW$ -Produktion, bei denen die Jets wieder durch Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand erzeugt werden.

### Reduzibler Untergrund

Bei dem reduzierten Untergrund wird kein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton erzeugt. Es wird aber ein Jet als hadronisches Tau-Lepton fehlidentifiziert. In den meisten Fällen kommt die fehlende transversale Energie dann von Fehlmessungen der Energie des Jets oder von leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosonen.

Der wichtigste reduzierbare Untergrund kommt von  $W + Jets$ -Erzeugung. Dabei zerfällt das  $W$ -Boson leptonisch in ein Elektron und ein Neutrino, so dass fehlende transversale Energie erzeugt wird. Das hadronisch zerfallende Tau-Leptonen kommt als Fehlidentifikation von einem der Jets. Auf die gleiche Weise ist  $t\bar{t} + Jets$  ein möglicher reduzierbarer Untergrund, wenn eines der beiden  $W$ -Bosonen in ein Elektron und das andere hadronisch zerfällt. Auch  $t\bar{t}Z$ -Produktion kann einen reduzierten Untergrund darstellen, indem das  $Z^0$ -Boson in ein Elektron-, oder ein Tau-Paar zerfällt, wobei beide Tau-Leptonen leptonisch zerfallen. Die Produktion von  $WW$ -,  $WZ$ - und  $ZZ$ -Bosonen, bei der jeweils eines der Bosonen in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt und das andere hadronisch, stellt ebenfalls einen reduzierten Untergrund dar. Ein weiterer reduzierbarer Untergrund kommt von der Erzeugung einzelner  $Z^0$ -Bosonen zusammen mit Jets, wenn das  $Z^0$ -Boson in Elektronen zerfällt und dann einer der Jets fehlidentifiziert wird. Auch bei der Produktion einzelner Top-Quarks kann die studierte Signatur entstehen, wenn das  $W$ -Boson leptonisch in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt und der  $b$ -Jet, oder ein Jet von Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand als Tau-Lepton fehlidentifiziert wird. Die Produktion leichter Quarks und Gluonen aus QCD Ereignissen ist ein weiterer reduzierbarer Untergrund. Das Elektron kommt dabei aus dem Zerfall eines Hadrons in einem Jet, oder aus einem fehlidentifizierten  $\pi^0$ .

Die Suche nach skalaren Leptoquarks der dritten Generation im Zerfallskanal nach  $t + \tau$  hat insgesamt also einen sehr grossen Untergrund von Standardmodell Prozessen. Da der Wirkungsquerschnitt für Leptoquark-Paarproduktion viele Größenordnungen kleiner ist, als der für

### *2.3. Studierter Prozess und möglicher Untergrund*

Standardmodell Prozesse (siehe Abb. 7) erwartet man nur wenige Signal- und eine grosse Anzahl Untergrund-Ereignissen. Das macht die Suche nach Leptoquarks zu einer Herausforderung.

## *2. Theoretische Grundlagen*

## 3. Der LHC und der Compact Muon Solenoid

### 3.1. Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Synchrotron mit einem Umfang von 26,7 km der sowohl Protonen, als auch Schwerionen beschleunigt [29]. Der Name Synchrotron leitet sich daher ab, dass das Magnetfeld synchron zur Energie der beschleunigten Teilchen gesteuert werden muss, damit der Radius der Teilchenbahnen konstant bleibt. Betrieben wird der LHC von der *Organization for Nuclear Research (CERN)* an der Schweiz-Französischen Grenze, nahe Genf. In den Jahren 2010 und 2011 hat der Large Hadron Collider Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV kollidieren lassen, im Jahr 2012 waren es bereits 8 TeV. Seit Ende Februar 2013 befindet sich der LHC in einer längeren Umrüstungsphase, in der die Luminosität und die Schwerpunktsenergie auf die Designwerte gebracht werden soll. Ab voraussichtlich 2015 soll der Large Hadron Collider dann bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV und danach 14 TeV arbeiten.

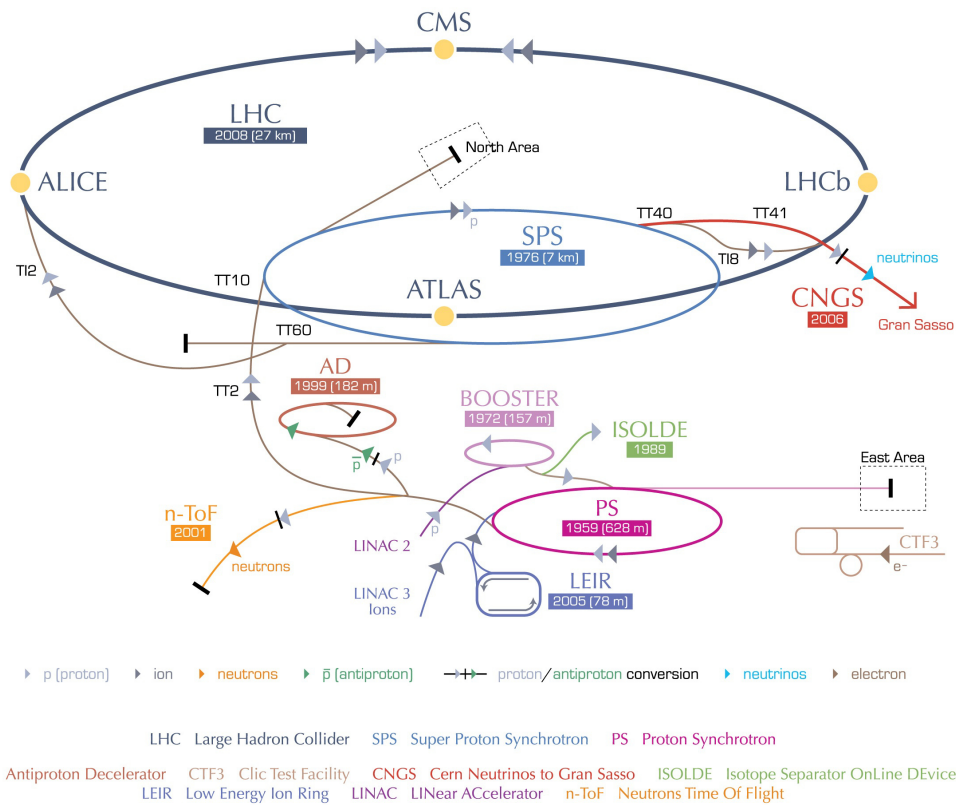
Im LHC, der zurzeit der Beschleuniger mit der höchsten Schwerpunktsenergie ist, rotieren zwei Teilchenstrahlen in entgegengesetzter Richtung in evakuierten Strahlröhren. Die Strahlen werden dabei jeweils durch magnetische Dipolfelder gelenkt und durch Quadrupolfelder fokussiert. Die Feldstärken der magnetischen Felder reichen dabei bis zu 8 Tesla. Beschleunigt werden die Teilchen in speziellen, supraleitenden Radio-Frequenz-Kavitäten, die eine Kühlung auf 1,9 Kelvin mit flüssigem Helium nötig machen, um den supraleitenden Zustand zu erreichen.

Bevor die Teilchen in den Large Hadron Collider eingeschossen werden können, müssen sie in Vorbeschleunigern auf eine Energie von 450 GeV gebracht werden. Der Grund hierfür ist, dass es technisch schwierig ist, Magnetfelder von Null Tesla starten und linear zu hohen Magnetfeldern hochfahren zu lassen. Dafür werden zunächst verschiedene Linearbeschleuniger (LINACs) benutzt. Nach den LINACs werden die Teilchen in das Proton Synchrotron (PS) eingeschossen, wo sie auf etwa 25 GeV beschleunigt werden. Von hier aus werden die Teilchen dann anschließend in das Super Proton Synchrotron (SPS) eingeschossen, wo sie auf 450 GeV beschleunigt und danach in den LHC eingeschossen werden. In Abbildung 8 sind alle Beschleuniger und Experimente des LHC Komplexes zu sehen.

Wenn die Teilchenstrahlen die vorgesehene Energie haben, werden sie an vier Punkten zur Kollision gebracht. Um diese vier Punkte sind die vier Experimente *A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS)* [8], *Compact Muon Solenoid (CMS)* [35], *A Large Ion Collider Experiment (Alice)* [12] und *Large Hadron Collider beauty (LHCb)* [17] gebaut. ATLAS und CMS sind zwei große Multi-Funktionsdetektoren, deren Ziel es ist, nach jedweder neuer Physik zu suchen und Präzisionsmessungen des Standardmodells durchzuführen. CMS wird in Kapitel 3.2 noch ausführlicher beschrieben. Alice ist ein kleineres Experiment, dessen Ziel es ist, das extrem dichte und energiereiche Quark-Gluon-Plasma, den Materiezustand unmittelbar nach dem Urknall, zu untersuchen. LHCb ist ebenfalls ein kleineres Experiment mit dem Ziel, Zerfälle von

### 3. Der LHC und der Compact Muon Solenoid

## CERN's accelerator complex



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire

© CERN 2008

Abbildung 8: CERNs Beschleuniger Komplex mit allen Beschleunigern und den dazugehörigen Experimenten [74].

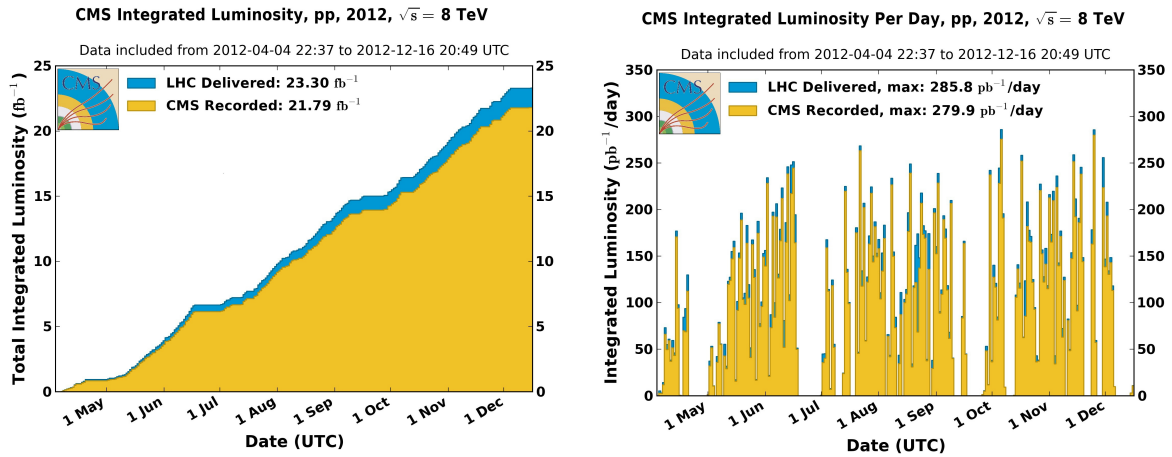


Abbildung 9: Zeitliche Entwicklung der über Monate integrierten Luminosität (links) und der über Tage integrierten Luminosität (rechts), wie sie vom LHC geliefert (blau) und vom CMS Experiment aufgezeichnet (gelb) wurde. [51]

Hadronen, die ein Bottom- oder ein Charm-Quark enthalten, zu untersuchen. Außerdem werden bei LHCb Präzisionsmessungen zur CP-Verletzung und zu seltenen Zerfällen, als Tests des Standardmodells durchgeführt.

Die Rate der in einem Beschleuniger produzierten Ereignisse  $dN/dt$  hängt von dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Prozesses und der instantanen Luminosität ( $L$ ) über die Beziehung

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \quad (9)$$

zusammen. Die insgesamt produzierte Zahl der Ereignisse ( $N$ ) erhält man durch Integration dieser Gleichung, was die integrierte Luminosität  $L_{int} = \int L dt$  definiert. Die instantane Luminosität hängt dabei von den Maschinenparametern ab und ist gegeben durch

$$L = N_b f_r \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x \sigma_y}. \quad (10)$$

Hierbei ist  $N_b$  die Anzahl der Protonenpakete (engl. Bunch),  $f_r$  die Umlauffrequenz,  $n_1$  und  $n_2$  sind die Anzahlen an Protonen in den Paketen und  $\sigma_{x,y}$  geben die transversale Ausdehnung der Pakete an.

Die Umlauffrequenz beim LHC beträgt 11 kHz, alle anderen Parameter sind einstellbar. Der Designwert für die instantane Luminosität beträgt  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und soll ab 2015, wenn der LHC wieder seinen Betrieb aufnimmt, erreicht werden. In jedem Paket sollen sich dann  $1,15 \cdot 10^{11}$  Protonen befinden, es sollen sich 2808 Pakete in jedem Strahl befinden und der zeitliche Abstand zwischen den Teilchenbündeln soll  $\Delta t = 25 \text{ ns}$  (entsprechend einer Kreuzungsrate von 40 MHz) betragen [27]. In Abbildung 9 ist die Entwicklung der integrierten Luminosität im Jahr 2012 aufgezeigt.

## 3.2. Der CMS-Detektor

Der Compact Muon Solenoid (CMS) ist eines der zwei großen Experimente am LHC. Der Name Compact Muon Solenoid beschreibt das Design des Detektors:

- **Compact:** seine relativ geringe Größe
- **Muon:** seine Fähigkeit Myonenspuren besonders gut nachzuweisen
- **Solenoid:** sein starkes Magnetsystem

Der CMS Detektor ist schalenförmig um die Strahlachse aufgebaut. In Abbildung 10 ist der Aufbau des CMS-Detektors zu sehen. Der Detektor ist insgesamt 21 m lang, misst 16 m im Durchmesser und wiegt 12.500 Tonnen [35]. In seinem Inneren befindet sich ein fast 4 Tesla starkes Magnetfeld, welches von supraleitenden Spulen erzeugt wird. Das Magnetfeld dient dazu die Spuren elektrisch geladener Teilchen zu krümmen, so dass sich aus dem Krümmungsradius der Impuls der Teilchen und aus der Krümmungsrichtung das Vorzeichen der elektrischen Ladung rekonstruieren lässt. Ein Teilchen, das bei einer Kollision erzeugt wird und sich vom Strahlrohr wegbewegt, trifft bei dieser Konstruktion zunächst auf den Spurdetektor (*Tracker*), danach auf das elektromagnetische Kalorimeter (*ECAL*), dann auf das hadronische Kalorimeter (*HCAL*) und zuletzt auf die Myonkammern. Die Funktionsweise und der Aufbau der jeweiligen Detektorkomponenten werden in den nachfolgenden Abschnitten kurz erläutert.

Das Experiment nutzt ein rechtshändiges Koordinatensystem, dessen Ursprung im Kollisionspunkt liegt. Die  $z$ -Achse dieses Koordinatensystems zeigt in Richtung des Strahlrohres, entgegen dem Uhrzeigersinn. Die  $x$ -Achse zeigt in Richtung des Kreismittelpunktes und die  $y$ -Achse vertikal nach oben. Der symmetrische Aufbau des Detektors und die Symmetrie der Kollisionsereignisse legt nahe, ein sphärisches Koordinatensystem zu verwenden. Hierzu definiert man den Winkel zur  $x$ -Achse als  $\Phi$ . Den Winkel zur  $z$ -Achse nennt man  $\Theta$ , anstelle von  $\Theta$  nutzt man allerdings meist die *Pseudorapidität*  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\Theta}{2}))$ , da diese im Limes masseloser Teilchen gleich der *Rapidität*

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (11)$$

ist und  $\Delta\eta$  lorentzinvariant unter einem *boost* in  $z$ -Richtung ist. Der Abstand zwischen zwei Teilchen wird bei CMS für gewöhnlich in der  $\eta - \Phi$  Ebene als  $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$  angegeben.

### 3.2.1. Der Spurdetektor

Der Spurdetektor (*Tracker*) dient dazu die Spur eines hindurch propagierenden Teilchens zu rekonstruieren und daraus den Impuls und das Vorzeichen der elektrischen Ladung zu bestimmen. Außerdem dient der Spurdetektor zur Rekonstruktion der primären und sekundären Vertices. Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch das fast 4 Tesla starke Magnetfeld des CMS-Detektors, so wird dessen Spur in der  $r-\Phi$  Ebene gekrümmt, so dass aus dem Krümmungsradius

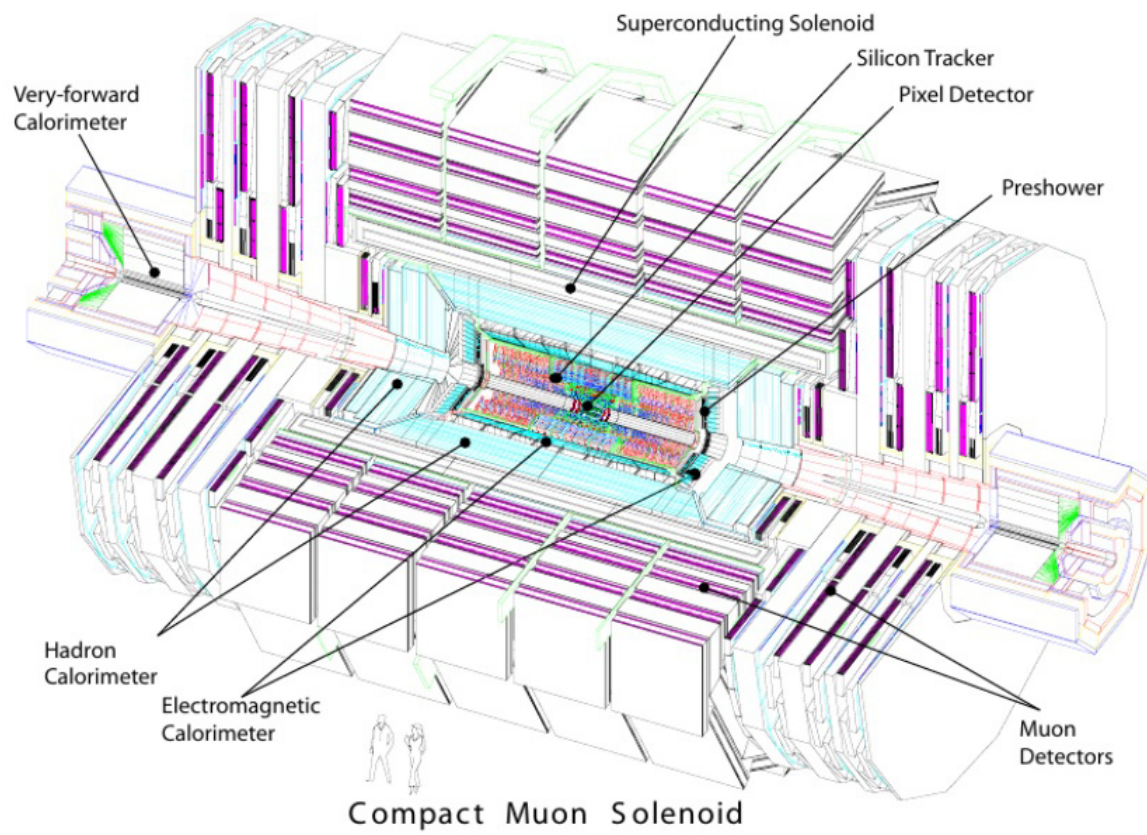


Abbildung 10: Schematische Abbildung des CMS-Detektors [21]

### 3. Der LHC und der Compact Muon Solenoid

gemäß

$$R = \frac{p_T}{e|\vec{B}|} \quad (12)$$

der Transversalimpuls berechnet werden kann. In der  $z$ - $\Theta$  Ebene sind die Spuren gerade, so dass sich über

$$|\vec{p}| = \frac{p_T}{\sin \Theta} \quad (13)$$

der Betrag des Impulses berechnen lässt. Die relative Impulsauflösung

$$\frac{\sigma(|\vec{p}|)}{|\vec{p}|} \sim |\vec{p}| \quad (14)$$

ist dabei immer proportional zum Impuls.

Bei der Design Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  gibt es bei jeder Paketkreuzung im Durchschnitt etwa 1000 verschiedene Teilchenspuren, die aus etwa 20 überlappenden Proton-Proton Wechselwirkungen stammen [35]. Bei der Konstruktion des Spurdetektors müssen die Anforderungen durch die hohe Kreuzungsrate (40 MHz) und der hohen Multiplizität an Spuren, sowie der hohen Strahlenbelastung im Inneren des Detektors berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wurde für das CMS-Experiment ein Spurdetektor aus Silizium gewählt. Dieses Material erlaubt, fein segmentierte Sensoren mit einer guten Ortsauflösung zu bauen. Außerdem hat Silizium eine geringe Ionisationsenergie, wodurch ein hohes Signal zu Untergrund Verhältnis zustande kommt und es verfügt über eine gute Strahlenhärte.

Der Spurdetektor von CMS ist insgesamt 5,8 m lang, hat einen Durchmesser von 2,5 m und deckt eine *Pseudorapidität* von  $|\eta| < 2,5$  ab [35]. Mit einer Fläche von etwa  $200 \text{ m}^2$  ist der CMS-Spurdetektor der größte bisher gebaute Spurdetektor der Welt. Er besteht aus einem Pixel- und einem Streifendetektor. Der Pixeldetektor besteht aus  $65 \cdot 10^6$  Pixel-Elementen in drei zylindrischen Lagen in einem Abstand von jeweils 4 cm, 7 cm und 11 cm vom Strahlrohr.

Aufgrund der Nähe zum Wechselwirkungspunkt ist der Pixeldetektor einer besonders hohen Strahlenbelastung ausgesetzt, weswegen dessen Lebensdauer auf maximal 10 Jahre begrenzt ist. In der Zeit, in der der LHC aufgerüstet wird, wird auch der CMS-Detektor aufgerüstet werden. Nach der Aufrüstung soll der CMS Pixeldetektor aus insgesamt vier Lagen bestehen, dessen innerste Lage sich in einem Abstand von 3,9 cm und die äußerste bei 16 cm befinden soll [79].

Zu den Aufgaben des Pixeldetektors gehört die genaue Vermessung der Spuren nahe des Kollisionpunktes und die Rekonstruktion primärer und sekundärer Vertizes. Nachdem die Teilchen die drei Lagen des Pixeldetektors passiert haben, kommen sie an den Streifendetektoren vorbei, die bis zu einem Radius von 130 cm reichen.

Das Funktionsprinzip des Spurdetektors baut darauf, dass ein elektrisch geladenes Teilchen beim Durchgang durch den Detektor die Atome im Detektormaterial ionisiert, dadurch entstehen freie Elektronen, die durch ein angelegtes elektrisch Feld beschleunigt werden und dabei weitere Atome ionisieren, so dass am Ende ein schwacher Strom von einigen Nanosekunden Dauer zu messen ist.

### 3.2.2. Das elektromagnetische Kalorimeter

Im elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) werden Elektronen, Positronen und Photonen durch Schauerbildung vollständig gestoppt und dadurch deren Energie gemessen. Hadronen dringen bei gleicher Primärenergie weiter in das Detektormaterial ein und werden daher im Mittel im nachfolgenden hadronischen Kalorimeter (HCAL) gestoppt. Aus diesem Grund befindet sich der ECAL vor dem HCAL. Die Anforderungen beim elektromagnetischen Kalorimeter sind eine gute Strahlenhärte und eine gute Energieauflösung, um das  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Signal aufzulösen und von Untergrundprozessen zu unterscheiden.

Der CMS Detektor verfügt über ein homogenes Kalorimeter aus  $PbWO_4$ , bei dem das gesamte Volumen sensitiv ist und sowohl als Absorber, als auch als aktives Medium fungiert. Auf diese Weise erzielt man die bestmögliche Energieauflösung, da die gesamte Energie im aktiven Medium deponiert wird. Insgesamt beträgt die relative Energieauflösung beim CMS-Experiment [35]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{2,8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0,30\%)^2 + \left(\frac{12\%}{E}\right)^2. \quad (15)$$

Der erste Term beschreibt die stochastische Fluktuation (Poisson) in der Schauerentwicklung und ist proportional zu  $1/\sqrt{E}$  wegen  $\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sigma(N)}{N} \propto \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ . Der zweite, konstante Term dominiert bei hohen Energien und rührt von Kalibrationsfehlern her. Die Kalibration jeder Zelle ist nur mit begrenzter relativer Genauigkeit möglich. Außerdem tragen hier Verluste durch tote Zellen bei. Der dritte Term dominiert bei kleinen Energien und wird 'noise'-Term genannt. Dieser kommt von dem permanenten Rauschen durch die Elektronik, radioaktive Zerfälle und Pile-Up, was zu einem konstanten Beitrag für den Fehler führt ( $\sigma(E) = c \Rightarrow \sigma(E)/E = c/E$ ).

Insgesamt hat das Kalorimeter eine optische Tiefe von 25 *Strahlungslängen*<sup>5</sup> und besteht aus 61.200 Blei-Wolframat ( $PbWO_4$ ) Kristallen im *Barrel*<sup>6</sup> und weiteren 7.324 in jeder der Endkappen. Die Endkappen erhöhen die geometrische Deckung des ECALs auf  $|\eta| < 3,0$ . Vor jedem ECAL gibt es einen *Pre-Shower* Detektor der die Region  $1,653 < |\eta| < 2,6$  abdeckt. Die *Pre-Shower* Detektoren sind Sampling Kalorimeter, bestehend aus zwei Lagen Blei als Absorber und Silizium Streifen Sensoren als aktivem Medium, mit einer optischen Tiefe von drei Strahlungslängen. Das Blei-Wolframat, das im Barrel verbaut ist, hat eine hohe Dichte von 8.28 g/cm<sup>3</sup> und eine Strahlungslänge von 0,89 cm [35].

### 3.2.3. Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter [35] dient dazu, die Energien von neutralen und geladenen Hadronen zu messen. Die Bauweise des hadronischen Kalorimeters wurde hauptsächlich durch die Platzbeschränkung zwischen dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem Solenoid Magneten beeinflusst.

<sup>5</sup>Die Distanz, auf der (a) hochenergetische Elektronen ihre Energie durch Bremsstrahlung auf 1/e reduzieren, oder (b) 7/9 der mittleren freien Weglänge von Photonen für Paarbildung.

<sup>6</sup>engl.: Fass/Tonne. Bezeichnet den mittleren Teil des CMS-Detektors.

### 3. Der LHC und der Compact Muon Solenoid

Das hadronische Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter. Das heißt, es besteht abwechselnd aus Absorber-Material zur Schauerbildung (bestehend aus nicht magnetischem Messing) und aktivem Medium zum Schauernachweis (Plastik-Szintillatoren). Die Plastik-Szintillatoren werden durch Wellenlängenschiebe-Fasern mit Photodioden ausgelesen. Messing wurde gewählt, da es eine annehmbare Strahlungslänge hat und nicht magnetisch ist. Die Messingplatten werden überlappend angebracht, so dass genug Platz für die Szintillatoren bleibt und praktisch kein toter Raum in  $\Phi$  entsteht. Im Barrel (*Hadron Barrel Detector (HB)*) deckt das Kalorimeter eine *Pseudorapidität* von  $|\eta| < 1,3$  ab. Die Endkappen decken den Bereich  $1,3 < |\eta| < 3,0$  ab. Zusätzlich gibt es außerhalb des Solenoid Magneten eine weitere Lage von Szintillatoren, die *Hadron Outer (HO) Detector* genannt wird.

Im Barrel besteht das HCAL aus insgesamt 32 Türmen, die zwei Halbzylinder mit jeweils einer Unterteilung in  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,087 \times 0,087$  besitzen. Die erste Szintillatorplatte, die ein Teilchen nachdem es den ECAL verlassen hat im HB passiert, hat eine Dicke von 9 mm. Die anderen Szintillatorplatten haben jeweils eine Dicke von 3,7 mm, die Messing-Platten sind je 5 cm dick. Das Licht, das von den ersten Szintillatorplatten emittiert wird, ist um einen Faktor 1,5 mal intensiver als das der anderen. Insgesamt hat der HB eine optische Tiefe von 5,82 Strahlungslängen bei  $90^\circ$ . Die effektive Dicke nimmt mit dem Winkel  $\Theta$  mit  $1/\sin(\Theta)$  zu, so dass die Dicke des HB bei  $|\eta| = 1,3$  ein Maximum von 10,6 Strahlungslängen hat.

Der *Hadron Outer Detector* deckt den Bereich  $-1,26 < \eta < 1,26$  ab. Die Szintillatorplatten haben hier eine Dicke von 10 mm und erhöhen die optische Tiefe des HCALs auf über 10 Strahlungslängen.

Jede der Endkappen (*Hadron Endcap Detector (HE)*) besteht aus 14 Türmen. Für die 5 äußersten Türme (kleines  $\eta$ ) beträgt die Unterteilung in  $\Phi$   $5^\circ$  und die Unterteilung in  $\eta$  beträgt 0,087. Für die inneren Türme beträgt die Unterteilung in  $\Phi$   $10^\circ$  und die Unterteilung in  $\eta$  variiert zwischen 0,09 und 0,35.

#### 3.2.4. Die Myonkammern

Wie der Name *Compact Muon Solenoid* schon sagt, ist das Detektieren von Myonen eine der Hauptaufgaben des CMS-Detektors. Man nimmt an, dass Myonen als Zerfallsprodukte vieler neuer, noch unbekannter Teilchen auftreten und daher für die Suche nach neuer Physik wichtig sind. Beispielsweise war der Zerfallskanal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$  einer der wichtigsten Zerfallskanäle für die Suche nach dem Higgsboson. Da Myonen imstande sind viele Meter Metall nahezu ohne Energieverlust zu durchdringen, bilden die Myonkammern [35] die äußerste Detektor-komponente und sind als einziges System außerhalb des Magneten.

Das Myon-System besteht aus Drift-Röhren (DT), Kathoden-Streifen-Kammern (CSC) und Resistiven-Platten-Kammern (RPC), wobei alle drei Typen Gas als aktives Medium einsetzen. Die Wahl der drei Typen wurde durch die große Fläche ( $25.000 \text{ m}^2$ ), die diese Detektorkomponente abdecken muss und die in den verschiedenen Bereichen sehr unterschiedliche Strahlungs-



#### 3.2.5. Trigger und Datennahme

Beim LHC werden Teilchenkollisionen mit einer Rate von 40 MHz bei einer Design Luminosität von  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  durchgeführt, so dass etwa  $10^9$  Interaktionen pro Sekunde stattfinden. Aufgrund der Granularität des Detektors und der vielen Auslesekanäle beträgt die Datengröße eines Ereignisses etwa 1 MB [59], so dass die Menge an produzierten Daten die Menge an Daten, die gespeichert und analysiert werden können, übersteigt. Da man Ereignisse beim LHC nur mit etwa 100 bis 300 Hz aufzeichnen kann, muss die Ereignisrate um etwa fünf Größenordnungen unterdrückt werden. Zu diesem Zweck wurde das Triggersystem entwickelt, das eine schnelle und grobe Selektion nach interessanten Ereignissen durchführt, die für die Offline Analyse gespeichert und weiterverarbeitet werden sollen. Dieses System arbeitet in zwei Schritten.

Im ersten Schritt, dem Level-1 Trigger wird die Rate der Ereignisse auf etwa 100 kHz reduziert. Die Zeit in der der Level-1 Trigger entscheidet, ob ein Ereignis gespeichert wird, ist auf  $3,2 \mu\text{s}$  limitiert. In der Zwischenzeit werden die Informationen in einem Pipeline-Puffer vorgehalten. Zur Entscheidung nutzt der Level-1 Trigger nur Informationen aus dem Myon-System und den Kalorimetern. Die Informationen aus dem Spursystem werden für die Level-1 Trigger nicht verwendet, da die Datenauslese und die Rekonstruktion der Spuren zu langsam ist. Aus den Daten des Kalorimeters und dem Myon-System werden mittels primitiver Algorithmen Teilchenkandidaten und  $E_T$  rekonstruiert. Dazu werden spezielle maßgefertigte Prozessoren verwendet, die den Level-1 Trigger bilden. Ein Ereignis wird für die weitere Analyse behalten, wenn es bestimmte Grenzwerte an  $E_T$ ,  $p_T$ ,  $\eta$ , oder bestimmte Identifikationskriterien einiger Objekte erfüllt.

Nach dem Level-1 Trigger beträgt die Ereignisrate immer noch 100 kHz und ist damit um einen Faktor  $10^3$  zu hoch. Daher werden die Daten aus den Pipeline-Puffern an eine Rechnerfarm aus konventioneller Computerhardware weitergeleitet, die den High-Level-Trigger (HLT) bilden. Die Zeit, die zur Verarbeitung eines Ereignisses zur Verfügung steht, beträgt im HLT 50 ms, so dass hier prinzipiell Informationen aller Detektorkomponenten verarbeitet werden können. Zeitaufwendige Berechnungen, wie die Rekonstruktion von Spuren können allerdings nur in interessanten Regionen durchgeführt werden. Ein Ereignis wird für die weitere Analyse gespeichert, wenn es die Kriterien von zumindest einem Trigger erfüllt.

## 4. Rekonstruktion von Teilchen und Jets

### 4.1. Particle-Flow-Algorithmus

Der Particle-Flow-Algorithmus (PFA) [43] bildet die Grundlage der Rekonstruktion von Teilchen und Jets am CMS-Experiment. Der PFA kombiniert dazu die Informationen aller Subdetektoren, um für jedes Ereignis eine Liste von Teilchen-Kandidaten, sowie deren Flugrichtung, Impuls und Energie zu erstellen. Die Liste enthält alle bekannten, stabilen und messbaren Teilchen wie Elektronen, Photonen, Myonen sowie neutrale und geladene Hadronen die im jeweiligen Ereignis gefunden wurden. Diese Liste wird als Grundlage zur weiteren Analyse verwendet als käme sie von einem Monte-Carlo-Ereignis-Generator um Jets zu rekonstruieren, die fehlende transversale Energie ( $\cancel{E}_T$ ) zu ermitteln, Tau-Leptonen zu rekonstruieren und zu identifizieren, zu ermitteln ob ein geladenes Lepton isoliert auftritt, b-Tagging, etc.

Die Rekonstruktion und Identifikation der Teilchen erfolgt, indem der Particle-Flow-Algorithmus die Informationen aller Subdetektoren, wie dem Spurdetektor und den Kalorimetern kombiniert. Damit die Rekonstruktion und die Identifikation gut funktioniert, müssen die Grundbausteine, die der PFA zusammensetzt, mit einer hohen Rekonstruktionseffizienz und einer geringen Fehlidentifikationsrate dem PFA zur Verfügung gestellt werden. Diese Anforderung hat zur Entwicklung von fortgeschrittenen Spurrekonstruktions- und Clustering-Algorithmen geführt, die im folgenden kurz beschrieben werden.

Den ersten Schritt bildet die Spurrekonstruktion für Teilchen mit niedriger Energie mit Hilfe des Spurdetektors. Dieser hat eine bessere Impulsauflösung als das Kalorimeter und erlaubt dazu die Rekonstruktion der Flugrichtung der Teilchen. Da ein geladenes Hadron, dass von dem Spurrekonstruktions-Algorithmus übersehen wird, einzig und allein durch die Kalorimeter identifiziert wird, was zu einer reduzierten Effizienz, einer schlechteren Energieauflösung und einer verzerrten Richtungsmessung führt, sollte die Rekonstruktionseffizienz des Spurdetektor-Algorithmus möglichst nahe an 100 % sein. Gleichzeitig soll allerdings die Fehlidentifikationsrate möglichst klein gehalten werden. Zu diesem Zweck wurde ein iterativer Algorithmus (Kalman Filter (KF)) [89] entworfen, der im ersten Schritt Spuren mit sehr harten Seed-Kriterien<sup>7</sup> rekonstruiert. Diese Seed-Kriterien wurden so gewählt, dass sie zu einer moderaten Rekonstruktionseffizienz und einer vernachlässigbar kleinen Fehlidentifikationsrate führen. Als Seed dienen Triplets, oder Doublets von Treffern mit zusätzlichen Vertex-Kriterien. Im nächsten Schritt werden die Treffer im Spurdetektor, die einer Spur zugewiesen wurden, entfernt, die Kriterien gelockert und noch einmal Spuren mit den neuen lockereren Kriterien rekonstruiert. Diese Prozedur wird einige Male wiederholt. Um auch die Spuren von geladenen Teilchen, die als Zerfallsprodukte langlebiger Teilchen auftreten, zu rekonstruieren, werden in den späteren Iterations-Schritten auch die Vertex Kriterien gelockert. Allgemein gilt, je lockerer die Kri-

---

<sup>7</sup>Details zu den Seed-Kriterien sind unter [53] zu finden.

#### 4. Rekonstruktion von Teilchen und Jets

terien, desto höher die Rekonstruktionseffizienz. Die Fehlidentifikationsrate bleibt allerdings dennoch vernachlässigbar klein, da durch das Entfernen bereits zugeordneter Treffer die Kombinationsmöglichkeiten reduziert werden. Mit diesem iterativem Algorithmus können sogar geladene Teilchen, die nur drei Treffer im Spurdetektor hinterlassen, einen Transversalimpuls von nur 150 MeV/c haben und von einem Vertex, der 50 cm von der Strahlachse entfernt ist stammen, mit einer Fehlidentifikationsrate von nur einigen Prozent Rekonstruiert werden [43].

Den nächsten Schritt bildet das Clustern von Energieeinträgen in dem Kalorimetern. Der Clustering-Algorithmus dient dazu die Energie und Richtung von stabilen, neutralen Teilchen wie Photonen und neutralen Hadronen zu detektieren, zu vermessen und von geladenen Teilchen zu unterscheiden. Darüber hinaus dient der Clustering-Algorithmus dazu, Elektronen und die mit ihnen assoziierten Bremsstrahlungs-Photonen zu rekonstruieren und zu identifizieren. Außerdem wird die Energiemessung bei Spuren mit hohem  $p_T$ , oder niedriger Spurqualität erheblich verbessert. Zu diesem Zweck wurde ein Algorithmus mit einer hohen Effizienz und einer guten Auflösung auch von räumlich nah beieinander liegenden Energie-Depositionen entwickelt.

Das Clustern wird in allen Subdetektoren, dem ECAL Barrel, dem ECAL Endcap, dem HCAL Barrel, dem HCAL Endcap und den ersten beiden Schichten des Pre-Showers, einzeln ausgeführt. Zunächst werden alle Kalorimeterzellen, in denen die Energie-Deposition oberhalb eines bestimmten Grenzwertes liegen, als *Seed* benutzt. Anschließend werden die *Seeds* topologisch erweitert, d.h. es werden benachbarte Zellen, in denen die Energie-Deposition oberhalb eines zweiten Grenzwertes liegen, zu dem *Seed-Cluster* hinzugefügt. Dieser zweite Grenzwert entspricht zwei Standardabweichungen des elektronischen Rauschens im ECAL (80 MeV im Barrel und bis zu 300 MeV in den Endkappen) und beträgt 800 MeV im HCAL[43].

Ein Teilchen, das bei einer Kollision entsteht und durch den Detektor hindurch propagiert, hinterlässt in der Regel in mehr als einer Detektorkomponente Signale. Beispielsweise wird von einem Elektron erwartet, dass es im Spurdetektor und im ECAL ein Signal hinterlässt, oder ein neutrales Hadron kann sowohl im ECAL wie auch im HCAL Energie deponieren. Aus diesem Grund wird ein *Linking*-Algorithmus benötigt, der die Signale aus verschiedenen Detektorkomponenten miteinander verbindet, um Teilchen rekonstruieren zu können und eventuelle Doppelzählungen zu vermeiden. Im ersten Schritt wird der *Linking*-Algorithmus testweise für jede Kombination aus verschiedenen Elementen durchgeführt und ein Abstand zwischen jeder Kombination von Elementen errechnet, um die Qualität des jeweiligen *Links* zu ermitteln. Dazu wird der jeweils letzte Treffer im Spurdetektor zu dem ECAL extrapoliert. Auf die gleiche Weise werden auch die *Cluster* im ECAL und im HCAL miteinander verbunden. Auf diese Weise entstehen "Blocks", die bedingt durch die Granularität des Detektors typischerweise aus je 2-3 Elementen bestehen und somit einen einfachen Input für den Rekonstruktions- und Identifikations- Algorithmus bieten. Dieser betrachtet jeden Block einzeln und überprüft, ob die

Impulsmessungen der einzelnen Subdetektoren im Rahmen der Fehler miteinander kompatibel sind. Dasselbe wird für noch einige andere Spur- und Kalorimeter-Variablen gemacht. Passen die Werte gut zusammen, so wird der Teilchenkandidat rekonstruiert und die dazugehörigen Treffer entfernt. Blöcke die keine Spurdaten enthalten werden dazu genutzt, neutrale Teilchen zu rekonstruieren.

## 4.2. Elektron-Rekonstruktion

Die Signatur eines Elektrons im Detektor besteht aus einer Energie-Deposition im ECAL und einer damit verbundenen Spur im Spurdetektor. Da bei CMS ein Halbleiter-Spurdetektor aus Silizium benutzt wird, befindet sich mehr Material vor dem Kalorimeter, als es bei Detektoren mit einem gasgefüllten Spurdetektor der Fall ist. Das liegt zum einen am Detektormaterial selber und zum anderen an zusätzlich erforderlichen Komponenten, wie der Elektronik oder der Kühlung. Aufgrund des vielen Materials im Spurdetektor (je nach  $\eta$  zwischen 0,4 und 1,8 Strahlungslängen [44]) emittiert das Elektron häufig Bremsstrahlung, was zu einer Verbreiterung der Signatur im ECAL führt. Aus diesem Grund werden potentielle zusätzliche Cluster von Bremsstrahlungsphotonen zu dem Cluster des Elektrons hinzugefügt und so zu einem *Elektron Supercluster (SC)* zusammengefasst. Ein solcher SC ist charakterisiert durch eine geringe Breite in  $\eta$ , die durch elektromagnetisches Schauern zustande kommt und eine große Breite in  $\Phi$ , da Bremsstrahlungsphotonen entlang der kompletten, im Magnetfeld gekrümmten Trajektorie der Elektronen emittiert werden können. Zusätzlich führt die Emission von Photonen zu Sprüngen in der Trajektorie des Elektrons, so dass der standardmäßig angewandte Algorithmus zur Spurbestimmung falsche oder schlechte Resultate liefert. Der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung wird durch das Modell von Bethe und Heitler [26] beschrieben. Um diesen Effekt zu berücksichtigen muss die Spur mit dem *Gaussian Sum Filter (GSF)* [13] Algorithmus nachgefittet werden. Die Seeds für den GSF werden von zwei komplementären Algorithmen geliefert [45]. Der erste ist ein vom Spurdetektor getriebener Algorithmus (*tracker-driven*) speziell für Elektronen mit niedrigem Transversalimpuls sowie Elektronen innerhalb von Jets und der zweite ist ein vom ECAL getriebener (*ECAL-driven*) Algorithmus für Elektronen mit hohem Transversalimpuls sowie isolierte Elektronen.

Beim ECAL getriebenen Algorithmus wird zuerst die Position des Elektron-Seeds im Spurdetektor aus dem Zentrum eines Superclusters abgeleitet. Hierfür werden nur SC mit  $E_T > 4$  GeV und  $H/E < 0,15$  (das Verhältnis von im HCAL deponierter Energie zu der im ECAL) benutzt. Seeds, also Paare oder Triplets von Treffern, die zu dieser Position passen, werden als Startwert für den GSF Algorithmus verwendet. Diese Methode funktioniert besonders gut für Elektronen mit einem hohem Transversalimpuls, da die Positionsbestimmung des Elektron-Seeds aus dem SC nur dann funktioniert, wenn alle Bremsstrahlungs-Cluster korrekt rekonstruiert und dem SC zugeordnet wurden.

#### 4. Rekonstruktion von Teilchen und Jets

Beim Spurdetektor-getriebenen Algorithmus wird davon ausgegangen, dass der Standard KF-Fit für Elektronen, bei denen Bremsstrahlung keine Rolle spielt, gute Ergebnisse liefert. Wenn also die Spur eines Elektrons zu einem Cluster im ECAL passt und das Verhältnis von Energie und Impuls ( $E/p$ ) nahe an Eins liegt, dann werden die innersten Treffer im Spurdetektor als Seed für den GSF Algorithmus benutzt.

Nachdem der GSF Algorithmus nun die Spuren nachrekonstruiert hat, müssen die Spur und die Kalorimeter Cluster für die Rekonstruktion und Identifizierung des Elektrons durch den PF-Algorithmus noch zusammengefügt werden. Dazu wird der äußerste Treffer der GSF Spur zu dem Kalorimeter extrapoliert und dort mit dem nächstgelegenen passenden ECAL Cluster des primären Elektrons (nicht dem SC) zusammengefasst. Wenn es keinen Cluster gibt, dessen Impulsmessung innerhalb der Fehler zu der GSF Spur passt, dann wird die Spur für die weitere Elektron-Rekonstruktion verworfen. Im nächsten Schritt werden die Cluster von aus Bremsstrahlung stammenden Photonen der Energiemessung des Elektrons hinzugefügt. Dies geschieht, indem nach ECAL Clustern gesucht wird, die in einer tangentialen Linie zur GSF-Spur auftreten und noch keinem anderen Teilchen zugeordnet wurden.

Schlussendlich werden noch Korrekturfaktoren auf die Energiemessung (*Electron Energy Corrections*) des Elektrons angewandt und die korrigierte Energiemessung des Kalorimeters mit der Impulsmessung des Spurdetektors kombiniert. Die Korrekturfaktoren stammen aus einem Vergleich von generierten und rekonstruierten Elektronen aus Simulationen. Um Elektronen von dem Untergrund aus geladenen Hadronen zu unterscheiden, wird bereits auf PF-Ebene eine multivariate Analyse [69] durchgeführt. Details zu dieser multivariaten Analyse sind in [44] zu finden.

#### **Tight Elektron**

In dieser Analyse werden Elektronen verwendet die weitere, von der Top-Gruppe [73] empfohlene Selektionskriterien erfüllen. Diese werden im Folgenden beschrieben. Aufgrund des Übergangs vom ECAL Barrel zu den Endkappen und der in diesem Bereich niedrigen Effizienzen wird der  $\eta$ -Bereich zwischen 1,442 und 1,5660 ausgenommen. Um den Untergrund von im Flug zerfallenden, leichten Hadronen zu unterdrücken wird ein Schnitt auf den Stoßparameter in der transversalen Ebene auf  $|d_{xy}| < 0.02 \text{ cm}$  angewandt.

Ein möglicher Untergrund für Elektronen stammt von Photonen, die im Spurdetektor in ein  $e^+e^-$ -Paar zerfallen. Da diese Photonen erst im Flug zerfallen, hinterlassen sie in den inneren Lagen des Spurdetektors keine Treffer. Um den Untergrund von solchen Photonen zu unterdrücken, werden Elektronen verworfen, bei denen mindestens ein erwarteter Treffer vor dem ersten zur rekonstruierten Spur gehörenden Treffer im Spurdetektor fehlt. Auf diese Weise wird bereits nach der ersten Lage des Pixel-Detektors der meiste Untergrund von Photonen eliminiert. Um zusätzlich den Untergrund von bereits im Strahlrohr, oder in der ersten Pixelschicht zerfallenden Photonen zu unterdrücken, wird nach der zugehörigen zweiten Elektronenspur ge-

sucht und ein Veto gegen Ereignisse eingelegt, bei denen die Spur eines zweiten Elektrons mit umgekehrten Ladungsvorzeichen nahe oder parallel zur ersten Spur liegt (*Konversions-Veto*).

Um den Untergrund von Elektronen aus geladenen Hadronen innerhalb eines Jets zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die relative Isolation angewandt. Die Isolationsvariable  $I_{\text{rel}}$  ist die gesamte Energie von Teilchen, die innerhalb eines Kegels mit Radius  $\Delta R = 0,4$  um das Elektron liegen, abzüglich der durchschnittlichen Energie durch Pile-Up, geteilt durch den Transversalimpuls des Elektrons selbst. Die Isolationsvariable ist also definiert als

$$I_{\text{rel}} = \frac{\sum p_T^{\text{ch.h.}} + \max\left(0, \sum p_T^{\text{n.h.}} + \sum p_T^\gamma - \rho \cdot A_{\text{Eff}}\right)}{p_{T,e}}. \quad (16)$$

Dabei ist  $\sum p_T^{\text{ch.h.}}$  die Energie von geladenen Hadronen,  $\sum p_T^{\text{n.h.}}$  die Energie von neutralen Hadronen und  $\sum p_T^\gamma$  die Energie von Photonen. Die Variable  $\rho$  bezeichnet die durchschnittliche Energiedichte aus Pile-Up pro  $(\eta, \Phi)$ -Einheitsfläche und  $A_{\text{Eff}}$  die effektive Fläche des Elektrons. Die effektive Fläche des Elektrons ( $A_{\text{Eff}}$ ) wird mit einer *Tag-And-Probe*-Methode aus  $Z \rightarrow e^+e^-$  Daten ermittelt. Die Maximums-Funktion soll verhindern, dass der zweite Term negativ wird.

Für die multivariate Analyse, die Elektronen von geladenen Hadronen unterscheiden soll, wird auf Ereignisse geschnitten, für die der Diskriminatorwert der MVA kleiner als 0,5 ist.

### 4.3. Tau-Rekonstruktion

In den Analysen des CMS-Experiments spielen Tau-Leptonen eine wichtige Rolle, da sie als Zerfallsprodukte auftreten [42]. Speziell in dieser Analyse treten Tau-Leptonen als Zerfallsprodukte der Leptoquarks auf. Aus diesem Grund kann diese Studie stark von einem guten Verständnis von Tau-Leptonen, einer effizienten Rekonstruktion und einer guten Unterdrückung des Untergrundes profitieren.

Das Tau-Lepton kann sowohl leptonisch gemäß

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, \end{aligned} \quad (17)$$

als auch hadronisch zerfallen. Die vielen hadronischen Zerfallskanäle machen mit etwa 64% der Fälle den größten Anteil aus [81]. Dabei unterscheidet man in *One-Prompt*-Zerfälle (etwa 75% der hadronischen Zerfälle), bei denen sich ein geladenes Meson im Endzustand befindet und *Three-Prompt*-Zerfälle (etwa 25% der hadronischen Zerfälle), bei denen drei geladene Mesonen im Endzustand auftreten [43]. Bei den Mesonen handelt es sich für gewöhnlich um geladene Pionen und Kaonen. Zusätzlich treten bei beiden Zerfallsarten ein Tau-Neutrino und bis zu zwei neutrale Pionen auf, die gemäß  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  in zwei Photonen zerfallen. Damit sieht die Signatur eines hadronisch zerfallenden Tau-Leptons der Signatur von Quark- und Gluon-Jets ähnlich. Aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Jets besteht die

#### 4. Rekonstruktion von Teilchen und Jets

größte Herausforderung für die Tau-Rekonstruktion darin, zwischen echten Tau-Leptonen und als Tau-Lepton-Kandidat fehlrekonstruierten Jets effizient zu unterscheiden [40]. Dies wird bei CMS erreicht, indem man die Substruktur von Jets analysiert und so die verschiedenen hadronischen Zerfallsmodi der Tau-Leptonen identifiziert.

Mit Ausnahme des Neutrinos können alle im hadronischen Tau-Zerfall enthaltenen Teilchen vom Particle-Flow Algorithmus rekonstruiert und in einen Jet geclustert werden. Besonders wichtig, um den Zerfallsmodi des Tau-Leptons zu rekonstruieren, ist die Rekonstruktion der neutralen Pionen und deren Anzahl. Diese zerfallen gemäß  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , wobei die Photonen durch Paarerzeugung in ein  $e^+e^-$ -Paar zerfallen. Da die Elektronen elektrisch geladen sind und somit aufgrund des Magnetfeldes einer gekrümmten Spur folgen, führt dies zu einer Verbreiterung der Energie-Depositionen im Kalorimeter.

Um die mögliche Verbreiterung der Energie-Depositionen im Kalorimeter durch die neutralen Pionen beim hadronischen Tau-Zerfall zu berücksichtigen hat die CMS Kollaboration zwei Algorithmen entwickelt, den *Tau Neural Classifier (TaNC)* und den *Hadron Plus Strips (HPS)*-Algorithmus [48], der in dieser Analyse zum Einsatz kommt. Der TaNC versucht den besten  $\pi^0$ -Kandidaten anhand der vorhandenen PF-Photon-Kandidaten zu rekonstruieren, wohingegen der HPS-Algorithmus die elektromagnetischen Particle-Flow Objekte in Streifen rekonstruiert, um Verbreiterungen der Energie-Depositionen im Kalorimeter zu berücksichtigen. Alle vom HPS-Algorithmus verwendeten Streifen sind flach in  $\eta$  und wachsen in  $\Phi$ . Im ersten Schritt beginnt der HPS-Algorithmus mit einem Streifen, der um den elektromagnetischen PF-Kandidaten mit der höchsten Energie liegt, und sucht nach weiteren elektromagnetischen Teilchen innerhalb dieses Streifens. Wenn die Suche erfolgreich ist, wird der gefundene Kandidat mit der höchsten Energie dem ersten Teilchen hinzugefügt und der Streifen um das neue Zentrum der Energie-Deposition neu ausgerichtet. Dieser Schritt wird iterativ solange wiederholt, bis der Algorithmus keine weiteren Teilchen mehr im Streifen findet. Im nächsten Schritt sucht der Algorithmus nach Teilchen, die noch keinem Streifen zugeordnet wurden, und wiederholt für diese den ersten Schritt. Alle auf diese Weise rekonstruierten Streifen, deren Transversalimpuls über 1 GeV/c liegt, werden nun mit den geladenen PF-Hadronen kombiniert, um so die verschiedenen Zerfallsmodi des Tau-Leptons zu rekonstruieren. Die rekonstruierten Teilchen müssen dabei in einem Kegel mit Radius  $\Delta R = 2,8/p_T$  liegen [40]. Um den QCD Untergrund zu unterdrücken, wird zusätzlich gefordert, dass sich in diesem Jet kein anderes Teilchen mit einem Transversalimpuls oberhalb eines bestimmten Grenzwertes befindet. Da die meisten Tau-Leptonen über mehrere Zwischenzustände zerfallen, benutzt der HPS-Algorithmus Schnitte auf die invariante Masse und die Multiplizität der geladenen Hadronen und neutralen Pionen.

### Arbeitspunkte für die Tau Rekonstruktion

In dieser Studie werden verschiedene Arbeitspunkte für die Rekonstruktion der Tau-Leptonen verwendet. Verwendet werden das *Decay Mode Finding* und das *Medium Tau-Lepton*. Decay Mode Finding bedeutet, dass das Tau-Lepton von dem HPS-Algorithmus rekonstruiert wurde. Weitere Selektionskriterien werden nicht angewandt. Das Medium Tau-Lepton ist wie folgt definiert:

- Der Tau-Lepton Kandidat muss das Decay Mode Finding Kriterium erfüllen.
- Um den Untergrund von Elektronen, die als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert werden, zu unterdrücken, wird eine multivariate Analyse angewandt, auf deren Ergebnisvariable geschnitten wird.
- Um den Untergrund von Myonen, die als Tau-Lepton fehl-rekonstruiert werden, zu unterdrücken, wird gefordert, dass die Spur der Tau-Lepton Kandidaten nicht zu der Spur eines Myons passen darf. Zusätzlich muss die Energie-Deposition im HCAL und im ECAL mindestens 20 % des Transversalimpulses des Tau-Leptons entsprechen.
- Das Tau-Lepton muss ein mittleres Isolationskriterium mit einem Kegelhadius von  $\Delta R = 0,5$  erfüllen. Das Isolationskriterium enthält außerdem eine Pile-Up Korrektur, das heißt dass die Summe aller geladenen PF-Teilchen und Photonen innerhalb des Kegels um das Tau-Lepton mit  $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$  nach der Pile-Up Korrektur nicht mehr als 1 GeV/c betragen darf.

### 4.4. Jet-Rekonstruktion

Aufgrund des Confinements (siehe Abschnitt 2.1) der starken Wechselwirkung (QCD) werden farbgeladene Teilchen wie Quarks und Gluonen nicht frei beobachtet, sondern als kollimierte Strahlenbündel, die Jets genannt werden. Zur Rekonstruktion von Jets stehen unterschiedliche Jet-Algorithmen zur Verfügung, die auf unterschiedliche Objekte zur Rekonstruktion zurückgreifen. In Simulationen ist es möglich auf eine vollständige Liste generierter Teilchen zurückzugreifen, deren Viererimpulse zum Jet-Clustering genutzt werden können (*generated jets*). In Daten muss die Liste, die die Startwerte für die Rekonstruktion der Jets enthalten soll, zunächst aus Detektorsignalen erstellt werden. Die klassische Herangehensweise ist die Verwendung von Jets, die nur aus dem Clustern im Kalorimeter erstellt wurden (*calorimeter jets*). Dies wird aufgrund der schnellen und robusten Rekonstruktion teilweise zum Triggern benutzt, wobei es inzwischen aber auch Trigger gibt, die PF-Jets benutzen. Für die Offline-Analysen benutzt CMS Jets, die aus einer Liste an stabilen Particle-Flow-Teilchen [43] rekonstruiert wurden (*PF Jets*). Der Vorteil von PF Jets ist, dass kombinierte Informationen von verschiedenen Subdetektoren genutzt und dadurch Doppelzählungen vermieden werden. Konzeptionell sind

#### 4. Rekonstruktion von Teilchen und Jets

die PF Jets ähnlich den generierten Jets.

Damit die Berechnungen von Wirkungsquerschnitten endlich bleiben und der Vergleich mit der Theorie einen Sinn ergibt, müssen Jet-Algorithmen zwei grundlegende Anforderungen erfüllen. Erstens müssen sie infrarot-sicher sein, d.h. die Emission weicher Gluonen aus Hadronisation, Underlying-Events oder Pile-Up sollte das Ergebnis des Jet-Algorithmus nicht verändern. Zweitens sollten sie kollinear-sicher sein, d.h. die kollineare Aufspaltung eines Teilchens im Jet sollte keinen Einfluss auf das Ergebnis des Jet-Algorithmus haben.

In dieser Analyse werden Jets aus *Particle-Flow-Objekten*, die mit dem *anti- $k_r$ -Algorithmus* [33] mit einem Radius von  $\Delta R = 0.5$  rekonstruiert wurden, benutzt. Der anti- $k_r$ -Algorithmus ist ein sequentieller clustering Algorithmus, der sowohl infrarot-, als auch kollinear-sicher ist. Beim anti- $k_r$ -Algorithmus werden zunächst für alle Teilchen im Ereignis die beiden Abstände

$$d_{ij} = \min\left(p_{Ti}^{-1}, p_{Tj}^{-1}\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{\Delta R^2}, \quad (18)$$

$$d_{iB} = p_{Ti}^{-1}$$

berechnet. Dabei ist  $\Delta R = 0,5$  die Größe des Jets und  $\Delta R_{ij}^2$  gegeben durch  $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\Phi_i + \Phi_j)^2$ , wobei  $y$  für die Rapidität (siehe Gleichung 11) steht. Anschließend wird das kleinste  $d_{ij}$  oder  $d_{iB}$  gesucht. Falls die kleinste Größe ein Wert aus  $d_{ij}$  ist, werden die Teilchen  $i$  und  $j$  kombiniert. Falls  $d_{iB}$  den kleinsten Wert liefert, wird das Teilchen  $i$  als ein neuer Jet betrachtet. Diese Prozedur wird iterativ solange wiederholt, bis alle Teilchen einem Jet hinzugefügt wurden. Der einzige freie Parameter bei diesem Algorithmus ist der Radius  $\Delta R$ , so dass Jets automatisch mehr als  $\Delta R$  voneinander entfernt sind. Auf diese Weise erhält man eine Liste von rekonstruierten Jets.

Aufgrund von Detektoreffekten wie dem nicht-linearen Ansprechen des Kalorimeters, Energieverlust durch undetektierete Neutrinos oder erhöhter Energiemessung durch Pile-Up stimmt die gemessene Jet-Energie noch nicht mit der tatsächlichen Energie des zugrundeliegenden Teilchens überein. Aus diesem Grund müssen auf die rekonstruierten Jet-Impulse noch multiplikative Korrekturfaktoren angewendet werden. Dabei wird unterschieden in die *jet-energy-scale (JES)* und die *jet-energy-resolution (JER)*.

Für die JES [46] wird im ersten Schritt zunächst der Offset abgezogen, der durch das Pile-Up von multiplen Proton-Proton-Wechselwirkungen und dem elektronischen Rauschen des Detektors entsteht. Um den Wert des Offsets zu bestimmen wird die *Jet-Area-Methode* [32, 34] angewandt. Dabei wird der Wert für den Offset für jedes Ereignis und jeden Jet einzeln aus der durchschnittlichen Pile-Up Energiedichte  $\rho_{PU}$  und der Fläche  $A_j$  des Jets errechnet. Der nächste Schritt der JES korrigiert Unterschiede zwischen den Daten und den Simulationen. Für einen festen  $p_T$ -Wert spricht der CMS-Detektor in unterschiedlichen  $\eta$ -Regionen unterschiedlich auf Jets an. Um das Ansprechen des CMS-Detektors als Funktion von  $\eta$  flach zu machen, werden  $\eta$ -abhängige Korrekturfaktoren auf die Jets angewandt. Um das vom Transversalimpuls abhängige Ansprechen des CMS-Detektors zu korrigieren werden außerdem  $p_T$ -abhängige Korrekturfak-

toren angewandt. Die Korrekturfaktoren für Kalorimeter-Jets sind typischerweise größer als die für PF Jets, da letztere von der guten Auflösung des Spurdetektors profitieren. Anschließend werden die Korrekturfaktoren noch anhand der Daten verbessert. Diese zusätzlichen Korrekturfaktoren werden anhand von  $\gamma + Jet$ -Ereignissen und Ereignissen mit zwei Jets bestimmt, bei denen es möglich ist, die Messung des einen Jets anhand der des anderen Jets (in einer Kontrollregion von  $|\eta| < 1, 3$ ) zu kalibrieren. Insgesamt beträgt die JES typischerweise weniger als 3% für Jets mit  $p_T > 50 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 3, 0$ , in Vorwärtsrichtung ( $3, 0 < |\eta| < 5, 0$ ) beträgt die JES-Korrektur bis zu 5% [46].

Die JER dient dazu Unterschiede in der Energie-Auflösung zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Simulationen zu korrigieren und wird anhand von *dijet* und  $\gamma + Jet$  Ereignissen sowohl in Daten, als auch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Für PF-Jets in einer Region von  $|\eta| < 0, 5$  und  $p_T > 100 \text{ GeV}/c$  ist die gemessene Auflösung typischerweise besser als 10% [46].

#### 4.5. $\cancel{E}_T$ und $H_T$

Die fehlende transversale Energie  $\cancel{E}_T$  ist definiert als die gesamte fehlende Energie in der transversalen Ebene. Fehlende transversale Energie entsteht durch Neutrinos oder andere Teilchen, die den Detektor unidentifiziert verlassen. Berechnet wird sie über

$$\cancel{E}_T = \left| - \sum_{\text{Teilchen}} \vec{p}_T \right|. \quad (19)$$

Die Summe läuft dabei über alle Jets und Particle-Flow-Teilchen. Um Doppelzählungen zu vermeiden, werden dabei alle Teilchen, die in einen Jet geclustert wurden, von der Liste der Particle-Flow Teilchen entfernt und stattdessen der korrigierte Impulswert des Jets genommen. Die Auflösung der  $\cancel{E}_T$ -Messung wurde in [47] untersucht und beträgt zwischen 5 und 10%.

Eine weitere wichtige Kenngröße bei einem Ereignis ist die gesamte transversale Energie  $H_T$  in einem Ereignis. Diese ist definiert als die Summe der Energien der Jets, Leptonen und  $\cancel{E}_T$ , also

$$H_T = \left( \sum_{\text{Jets, Leptonen}} p_T \right) + \cancel{E}_T. \quad (20)$$

#### 4. *Rekonstruktion von Teilchen und Jets*

## 5. Analyse der CMS Daten

### 5.1. Datensätze und Simulation

Der in dieser Analyse verwendete Datensatz wurde von dem Trigger HLT\_Ele27\_WP80 während der Datennahmeperioden A,B,C und D im Jahr 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{S} = 8 \text{ TeV}$  aufgenommen. Der HLT\_Ele27\_WP80-Trigger selektiert Ereignisse mit mindestens einem isolierten Elektron mit  $p_T > 27 \text{ GeV}/c$  mit einer Effizienz von 80%. Der verwendete Datensatz entspricht dem vollen Datensatz von 2012. Insgesamt beträgt die integrierte Luminosität des Datensatzes  $L = 19,7 \text{ fb}^{-1}$ .

In dieser Analyse werden alle der in Abschnitt 2.3 erwähnten reduzierbaren und irreduzierbaren Untergründe in Form von simulierten Ereignissen berücksichtigt. Die Untergrund Monte-Carlos reichen von Next-to-Leading-Order im Falle von  $t\bar{t}$  und  $SingleTop$  bis hin zu Leading-Order für alle anderen Monte-Carlo Simulationen. In Tabelle 1 ist eine Auflistung aller benutzten Monte-Carlo Simulationen und deren Wirkungsquerschnitte zu sehen. Die in der Tabelle angegebene Ordnung bezieht sich auf die Berechnung des Wirkungsquerschnitts. Das Leptoquark-Signal wird durch verschiedene Monte-Carlo Simulationen mit Leptoquarkmassen von 200 bis 1000  $\text{GeV}/c^2$  in 50  $\text{GeV}$ -Schritten berücksichtigt. Die Signal Monte-Carlos sind jeweils in Leading-Order berechnet, der Wirkungsquerschnitt in Next-to-Leading-Order.

Die beiden benutzten Ereignisgeneratoren sind POWHEG [77] und MADGRAPH [18]. POWHEG ist ein Next-to-Leading-Order Ereignisgenerator, während MADGRAPH Ereignisse mit bis zu neun Teilchen im Endzustand simulieren kann. Die Simulation eines Ereignisses ist in mehrere Schritte unterteilt. Zunächst wird der Wirkungsquerschnitt des harten Prozesses berechnet. Dabei werden die jeweiligen Matrixelemente bis zur entsprechenden Ordnung berücksichtigt. Im nächsten Schritt wird das Schauern simuliert (Parton-Shower). Dieser Schritt basiert auf den DGLAP [16] Gleichungen und ist im Ereignisgenerator PYTHIA [83] enthalten, der sowohl von POWHEG und MADGRAPH verwendet wird. Den nächsten Schritt bildet dann die Detektor-simulation, welche mit dem Software-Paket GEANT4 [15] durchgeführt wird.

### 5.2. Triggerstudien

In diesem Abschnitt soll der HLT\_Ele27\_WP80-Trigger, von dem der verwendete Datensatz aufgezeichnet wurde, untersucht werden. Im folgenden wird die Tag-and-Probe Methode vorgestellt und anhand dieser die Effizienz des Triggers und der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Elektronen ID berechnet. Die Studien folgen dabei den Empfehlungen der Top-Gruppe, deren Elektron ID in dieser Analyse verwendet wird.

5. Analyse der CMS Daten

Prozess	Wirkungsquerschnitt [pb]	Ordnung
$t\bar{t}$	245.8	NNLO
W + Jets	37509	NNLO
Z + Jets ( $Z \rightarrow \ell\ell$ , $10 \text{ GeV}/c^2 < m_{\ell\ell} < 50 \text{ GeV}/c^2$ )	850	NNLO
Z + Jets ( $Z \rightarrow \ell\ell$ , $m_{\ell\ell} > 50 \text{ GeV}/c^2$ )	3504	NNLO
Single $t$ , s-channel	3.79	approx. NNLO
Single $\bar{t}$ , s-channel	1.76	approx. NNLO
Single $t$ , t-channel	56.4	approx. NNLO
Single $\bar{t}$ , t-channel	30.7	approx. NNLO
Single $t$ , $tW$ production	11.1	approx. NNLO
Single $\bar{t}$ , $tW$ production	11.1	approx. NNLO
WW	54.8	NLO
ZZ	8.059	NLO
WZ	33.2	NLO
$t\bar{t}Z$	0.2057	NLO
QCD EM angereichert	$364 \cdot 10^6$	LO
QCD BChOE	$364 \cdot 10^6$	LO
$L\bar{Q}$ ( $M = 200 \text{ GeV}/c^2$ )	17.4	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 250 \text{ GeV}/c^2$ )	5.26	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 300 \text{ GeV}/c^2$ )	1.89	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 350 \text{ GeV}/c^2$ )	0.769	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 400 \text{ GeV}/c^2$ )	0.342	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 450 \text{ GeV}/c^2$ )	0.163	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 500 \text{ GeV}/c^2$ )	0.082	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 550 \text{ GeV}/c^2$ )	0.0431	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 600 \text{ GeV}/c^2$ )	0.0235	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 650 \text{ GeV}/c^2$ )	0.0132	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 700 \text{ GeV}/c^2$ )	0.00761	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 750 \text{ GeV}/c^2$ )	0.00448	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 800 \text{ GeV}/c^2$ )	0.00269	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 850 \text{ GeV}/c^2$ )	0.00164	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 900 \text{ GeV}/c^2$ )	0.00101	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 950 \text{ GeV}/c^2$ )	0.000634	NLO
$L\bar{Q}$ ( $M = 1000 \text{ GeV}/c^2$ )	0.000402	NLO

Tabelle 1: Verwendete Monte-Carlo Simulationen, um den Untergrund und das Signal abzuschätzen.

### 5.2.1. Tag and Probe-Methode

Die Tag-and-Probe Methode ist eine Methode, um Effizienzen zu bestimmen. Generell nutzt die Tag-and-Probe Methode eine gut bekannte Korrelation zwischen zwei unabhängig voneinander rekonstruierten Objekten aus. Diese Korrelation stellt sicher, dass die Identifikation eines der beiden Objekte mit strengen Rekonstruktionskriterien (*Tag*) eindeutig die Identität des zweiten Objekts (*Probe*) verrät, ohne dass weitere Kriterien auf das zweite Objekt abgefragt werden müssen. Beispielsweise können im Falle des Studiums von Lepton-Selektion-Effizienzen und -Trigger-Effizienzen Resonanzen wie  $J/\Psi$ , oder das  $Z^0$ -Boson, die in ein Paar von Leptonen zerfallen, genutzt werden, da die beiden Leptonen eindeutig über die invariante Masse miteinander korreliert sind. Auf diese Weise liefert die Tag-and-Probe Methode einen nahezu untergrundfreien Datensatz, auf Grundlage dessen Effizienzen bestimmt werden können.

Bestimmt wird die Effizienz von beispielsweise einem Elektronen-Trigger, indem man zwei gegensätzlich geladene Elektronen, die aus dem Zerfall einer Resonanz, wie dem  $J/\Psi$  oder dem  $Z^0$ -Boson stammen fordert. Das Tag-Elektron erfüllt dabei strenge Selektionskriterien und muss den Trigger ausgelöst haben. Auf das Probe-Elektron werden keine weiteren Kriterien angewandt. Zählt man nun, wie oft das Probe-Elektron den Trigger ebenfalls ausgelöst hat, erhält man die Effizienz des Triggers. Wenn in einem Ereignis beide Elektronen die Tag-Kriterien erfüllen, kann das Ereignis sogar doppelt gezählt werden, indem man das Tag- und das Probe-Elektron vertauscht.

Ziel dieses Abschnitts ist es, die Effizienzen für Trigger und Elektron-ID jeweils für tatsächliche Kollisionsereignisse und für simulierte Ereignisse zu messen. Teilt man die Effizienzen für Daten und simulierte Ereignisse, erhält man Skalenfaktoren, die in der weiteren Analyse verwendet werden können.

### 5.2.2. Effizienzen der Elektronen ID und des Triggers

In dieser Analyse wird die Effizienz der Elektronen-ID mit Hilfe der Tag-and-Probe-Methode anhand von  $Z^0$  Bosonen bestimmt. Das Tag-Elektron erfüllt dabei die Elektronen-ID-Kriterien der Top-Gruppe, wie sie in Abschnitt 4.2 beschrieben ist, und muss den HLT\_Ele27\_WP80 Trigger ausgelöst haben. Bei dem Probe-Elektron handelt es sich um ein PF-Elektron mit gegensätzlichem Ladungsvorzeichen ohne weitere Selektionskriterien. Die invariante Masse der beiden Elektronen soll um  $\pm 15 \text{ GeV}/c^2$  um die Masse des  $Z^0$ -Bosons von  $m_Z = 91 \text{ GeV}/c^2$  liegen.

Die Effizienz des HLT\_Ele27\_WP80 Triggers wird ebenfalls mit Hilfe der Tag-and-Probe Methode anhand von  $Z^0$ -Bosonen bestimmt. Bestimmt wird die Trigger-Effizienz relativ zu Probe-Elektronen, die die *tight* Elektronen-ID-Kriterien (siehe Abschnitt 4.2) erfüllen. Das Tag-Elektron ist wie vorher definiert. Es wird gezählt, wie oft das Probe-Elektron den Trigger auslöst. Für die invariante Masse der beiden Elektronen muss wieder  $76 \text{ GeV}/c^2 < m_{ee} < 106 \text{ GeV}/c^2$  gelten,

## 5. Analyse der CMS Daten

und sie müssen wieder gegensätzliches Ladungsvorzeichen haben.

Die Effizienzen und die Skalenfaktoren der Elektron-ID und des Triggers sind jeweils als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  des Elektrons in Abbildung 12 zu sehen. Die Daten und die Simulation stimmen jeweils mit einer Genauigkeit von 1-4% überein und die Skalenfaktoren liegen demzufolge nahe bei Eins.

In Abbildung 13 sind die kombinierten Effizienzen für die Elektronen ID und den Trigger zu sehen. Auch hier gilt, dass die Daten und die Simulation jeweils mit guter Genauigkeit übereinstimmen und die Skalenfaktoren demzufolge nahe bei Eins liegen. Bei der  $p_T$ -Verteilung ist zu erkennen, dass die Effizienz der Elektronen-ID und des Triggers eine starke Abhängigkeit von dem Transversalimpuls des Elektrons zeigen. Bei 30 GeV/c beträgt die Effizienz nur etwa 80% und steigt auf ein Plateau bei  $\approx 92\%$ . Dieses Verhalten ist eine Folge dessen, dass das Isolationskriterium der Elektronen relativ zu ihrem Transversalimpuls definiert ist (siehe Gleichung 16). Dadurch gibt es bei konstantem zusätzlichem Energiebeitrag im Isolationskegel bei niedrigen  $p_{T,e}$ -Werten weniger Elektronen mit einer niedrigen relativen Isolation. Als Funktion von  $\eta$  zeigen die Effizienzen ebenfalls eine starke Abhängigkeit. In der Barrel-Region ( $|\eta| < 1,5$ ) liegen die Effizienzen, sowohl von der Elektron ID, als auch vom Trigger bei  $\approx 90\%$ . Durch den Übergang vom Barrel zu den Endkappen fällt die Effizienz allerdings um  $\approx 10\%$  im Falle der Elektron ID und um  $\approx 15\%$  im Falle des Triggers. Dieses Verhalten wird stark von dem Konversions-Veto aufgrund der hohen Spurdichte in den Endkappen dominiert.

In den Abbildungen 14a und b sind die Skalenfaktoren in Abhängigkeit von  $p_T$  und  $\eta$  gezeigt. Die hier errechneten Skalenfaktoren werden in der weiteren Analyse in Abhängigkeit von  $p_T$ - und  $\eta$ - als Gewicht auf jedes Ereignis angewandt.

### 5.3. Vorselektion

Als erster Schritt der eigentlichen Analyse werden die Daten vorselektiert. Ziel dieser Vorselektion ist es, möglichst viele Signalereignisse zu behalten und gleichzeitig Untergrundereignisse aus dem Datensatz zu entfernen. Dazu wurde eine Vorselektion basierend auf der im Abschnitt 2.3 beschriebenen Signatur entwickelt. In der Vorselektion werden nur Ereignisse akzeptiert, die:

- den HLT\_Ele27\_WP80 Trigger ausgelöst haben,
- $H_T > 350$  GeV erfüllen,
- mindestens ein Elektron mit  $p_T > 35$  GeV/c und  $|\eta| < 2,1$  enthalten,
- mindestens ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton mit  $p_T > 20$  GeV/c und  $|\eta| < 2,1$  enthalten,

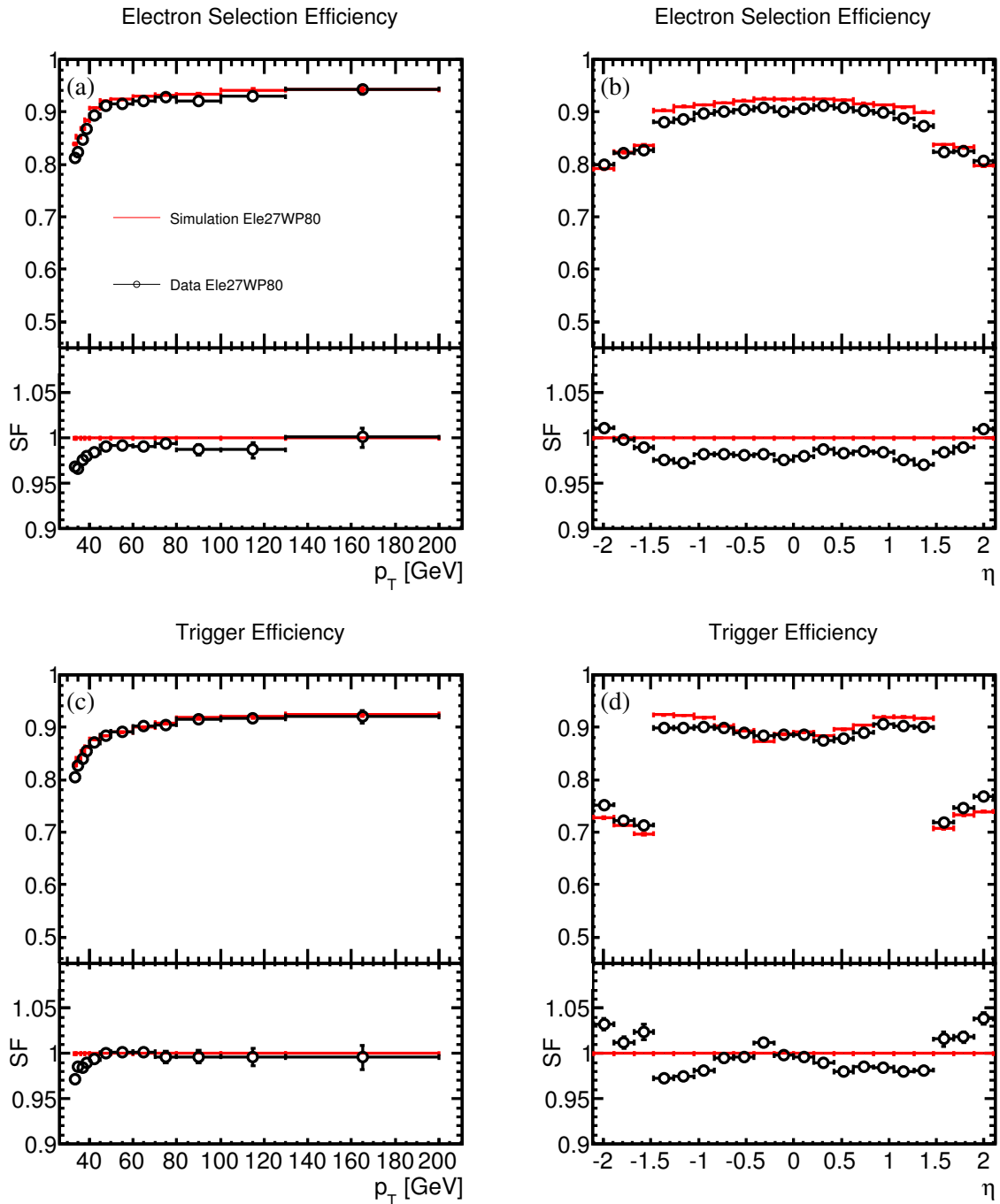


Abbildung 12: Aus Tag and Probe ermittelte Effizienzen und Skalenfaktoren für die Tight-ID der Elektronen und den Trigger, jeweils in Abhängigkeit von  $p_T$  und  $\eta$ .

## 5. Analyse der CMS Daten

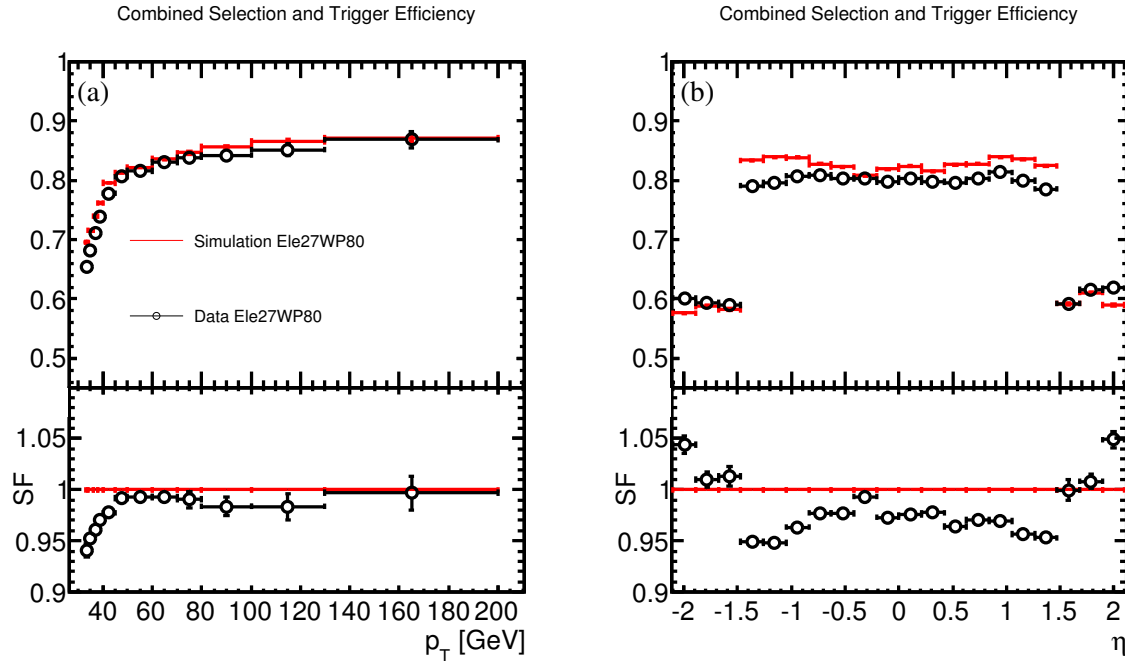


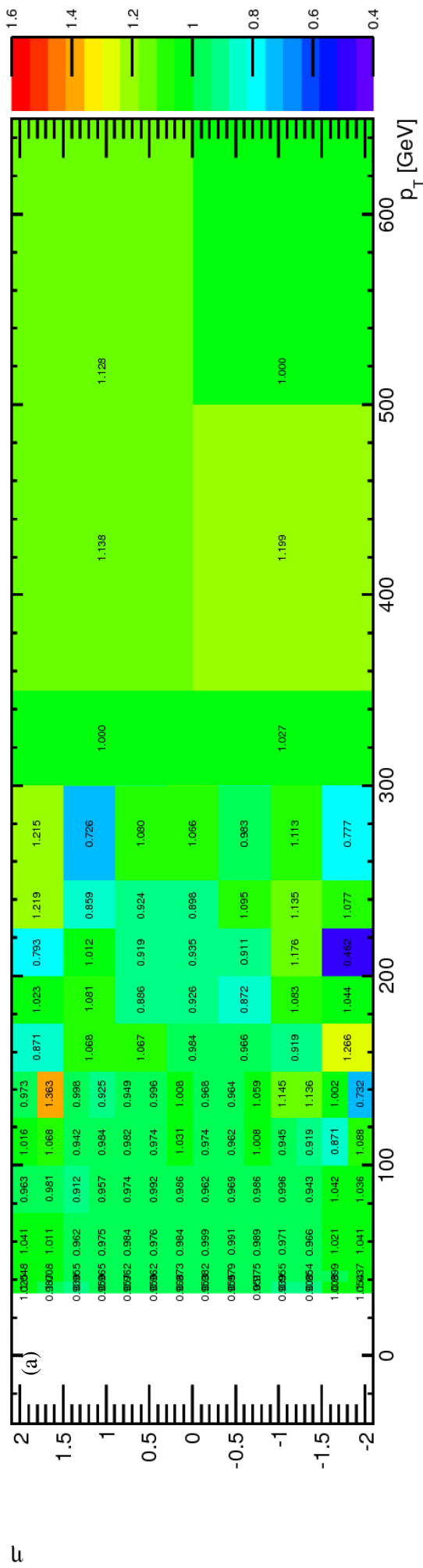
Abbildung 13: Kombinierte Effizienzen und Skalenfaktoren a) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und b) in Abhängigkeit von  $\eta$ .

- mindestens zwei anti- $k_T$ -Jets mit Radius  $\Delta R = 0,5$ ,  $p_T > 50$  GeV/c und  $|\eta| < 2,5$  enthalten.

Zusätzlich wird ein Veto gegen Myonen gefordert. Dieses Veto dient dazu die, Kombinierbarkeit mit der Analyse des Myon-Kanals in [75] zu gewährleisten. Aus diesem Grund bezieht sich das Veto auf die in [75] verwendeten Myonen. Jeder Jet im Ereignis muss die in Abschnitt 4.4 beschriebenen Identifikationskriterien für Particle-Flow-Jets erfüllen. Die in Abschnitt 4.4 beschriebenen Jet-Energy-Corrections (JEC) und Jet-Energy-Resolution (JER)-Korrekturen werden ebenfalls angewandt. Letztere betragen je nach  $\eta$ -Region typischerweise zwischen 5% und 13%. Für alle Ereignisse muss gelten, dass die Anzahl an Freiheitsgraden im Fit zur Bestimmung der primären Vertex mindestens Vier betragen muss. Des Weiteren darf der Abstand vom nominellen Interaktionspunkt zum primären Vertex maximal 24 cm betragen und der Abstand des primären Vertices zur Strahlachse darf in der  $x$ - $y$ -Ebene maximal 2 cm betragen. Alle Elektronen im Ereignis müssen die in Abschnitt 4.2 beschriebene Tight-ID der Top-Gruppe erfüllen. Sämtliche Tau-Leptonen im Ereignis müssen jeweils das *Decay Mode Finding*, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, erfüllen.

Zusätzlich wird auf simulierte Ereignisse eine Umgewichtung des Pile-Up angewandt, damit die Pile-Up Abhängigkeit in den Simulationen und den tatsächlichen Kollisionsereignissen die Gleiche ist. Für diese Umgewichtung wird in den Monte-Carlo-Simulationen die Anzahl an pp-Kollisionen bestimmt und in den Daten anhand des minimum-bias Wirkungsquerschnitts abgeschätzt.

Combined Selection and Trigger Efficiency - Ele27WP80 SF



Combined Selection and Trigger Efficiency - Ele27WP80 SF Err

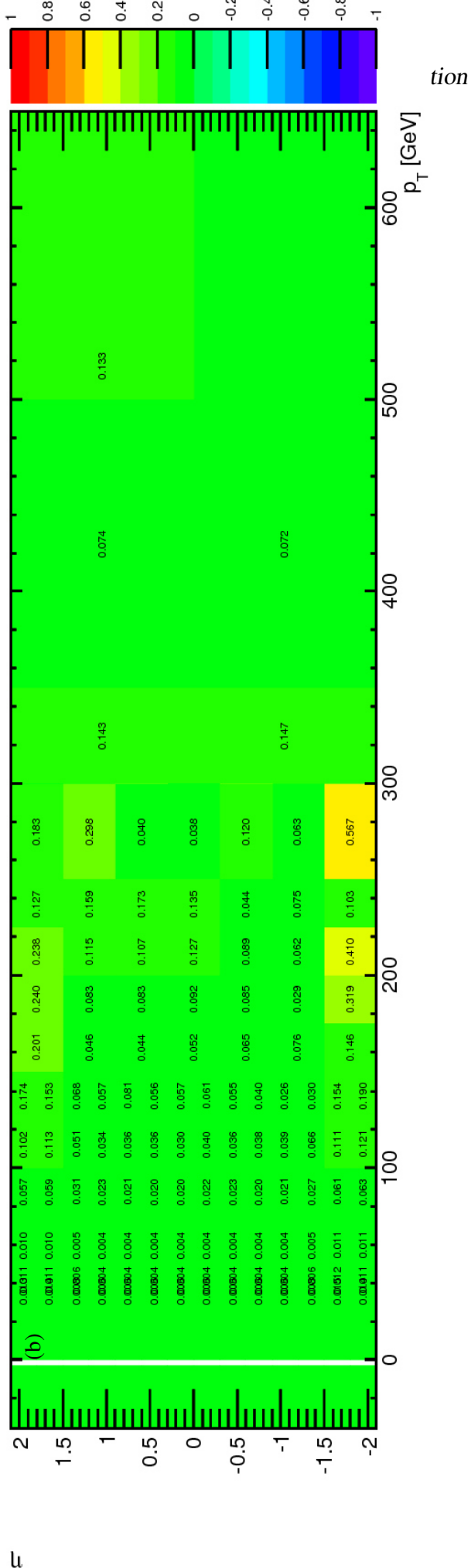


Abbildung 14: Skalenfaktoren und deren Fehler für den Trigger und die Elektron ID in Abhängigkeit von  $p_T$  und  $\eta$ .

## 5. Analyse der CMS Daten

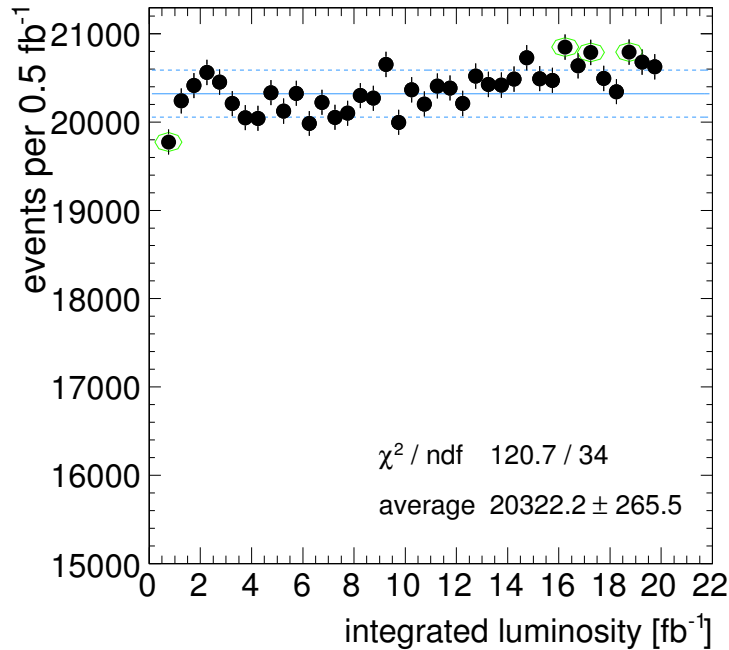


Abbildung 15: Anzahl selektierter Ereignisse pro  $0,5 \text{ fb}^{-1}$  nach der Vorselektion.

In Abbildung 15 ist die Anzahl an Ereignissen pro  $0,5 \text{ fb}^{-1}$  nach der Vorselektion zu sehen. Wenn die Bedingungen während der Datennahme stabil sind, ist die Anzahl an Ereignissen pro  $0,5 \text{ fb}^{-1}$  über die Zeit konstant. Eine ausfallende Detektorkomponente oder ein Schwanken der Effizienz des Triggers kann dazu führen, dass die Anzahl an Ereignissen einbricht und der entsprechende Datenpunkt von dem durchschnittlichen Wert abweicht. In Abbildung 15 wurde daher eine konstante Funktion an die Daten angepasst. Insgesamt gibt es demnach im Schnitt  $20.322 \pm 266$  Ereignisse pro  $0,5 \text{ fb}^{-1}$ . Über die gesamte Datennahmepériode 2012 ist kein deutlicher Einbruch zu sehen. Die Datennahme war für die verwendete Selektion also das gesamte Jahr über stabil.

In den Abbildungen 16 und 17 sind Kontrollverteilungen nach der Vorselektion zu sehen. Gezeigt sind Kontrollverteilungen für den Transversalimpuls des führenden Elektrons, die Anzahl an primären Vertizes,  $H_T$ ,  $\cancel{E}_T$ , den Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons, die Anzahl an Jets mit  $p_T > 30 \text{ GeV}/c$  und den Transversalimpuls der ersten drei Jets. In allen Kontrollverteilungen sind die Daten und die Simulationen der Untergründe zu sehen. Im unteren Teil der Abbildung ist jeweils das Verhältnis Daten/Monte-Carlo-Simulation eingetragen. Die grauen Bänder im unteren Abbildungsteil geben jeweils die statistische Unsicherheit der Monte-Carlo-Simulationen an. In Abbildung 16a ist die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Elektrons zu sehen. In dieser Abbildung ist eine Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo Simulation zu sehen, diese ist allerdings im Rahmen der in Abschnitt 5.2.2 bestimmten Fehler auf die Skalenfaktoren zu erklären. Im Bereich  $150 < p_{T,e} < 300$  weichen die Simulationen um  $\approx 10\%$  von den Daten ab. In Abbildung 14 ist zu erkennen, dass die Fehler auf die Skalen-

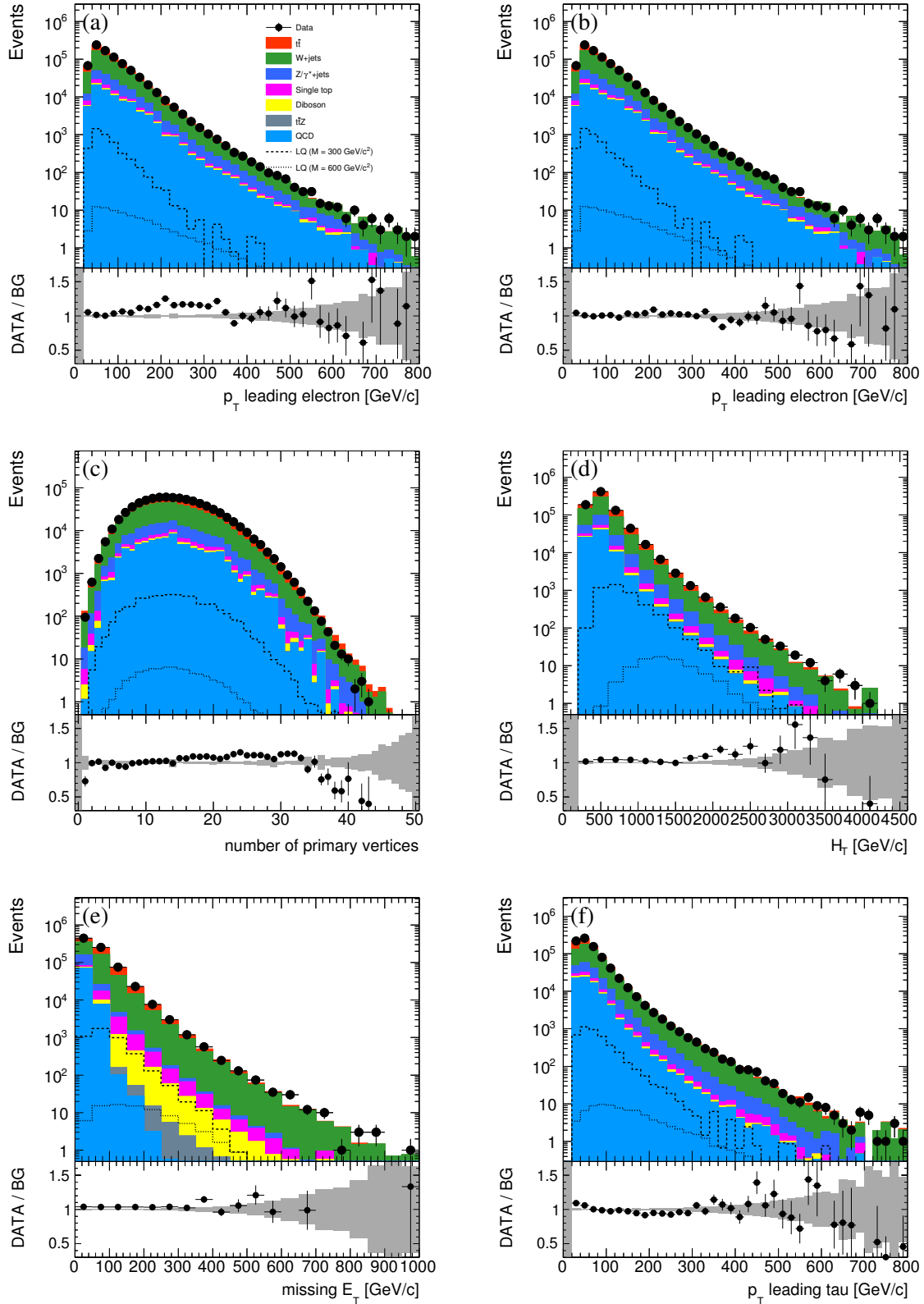


Abbildung 16: Kontrollverteilungen nach der Vorselektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Elektrons, b)  $p_T$  des führenden Elektrons, wobei die Skalenfaktoren für Elektron-ID und Trigger um eine Standardabweichung nach oben verschoben wurden, c) die Anzahl primärer Vertices im Ereignis, d)  $H_T$ , e)  $E_T$ , f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons.

## 5. Analyse der CMS Daten

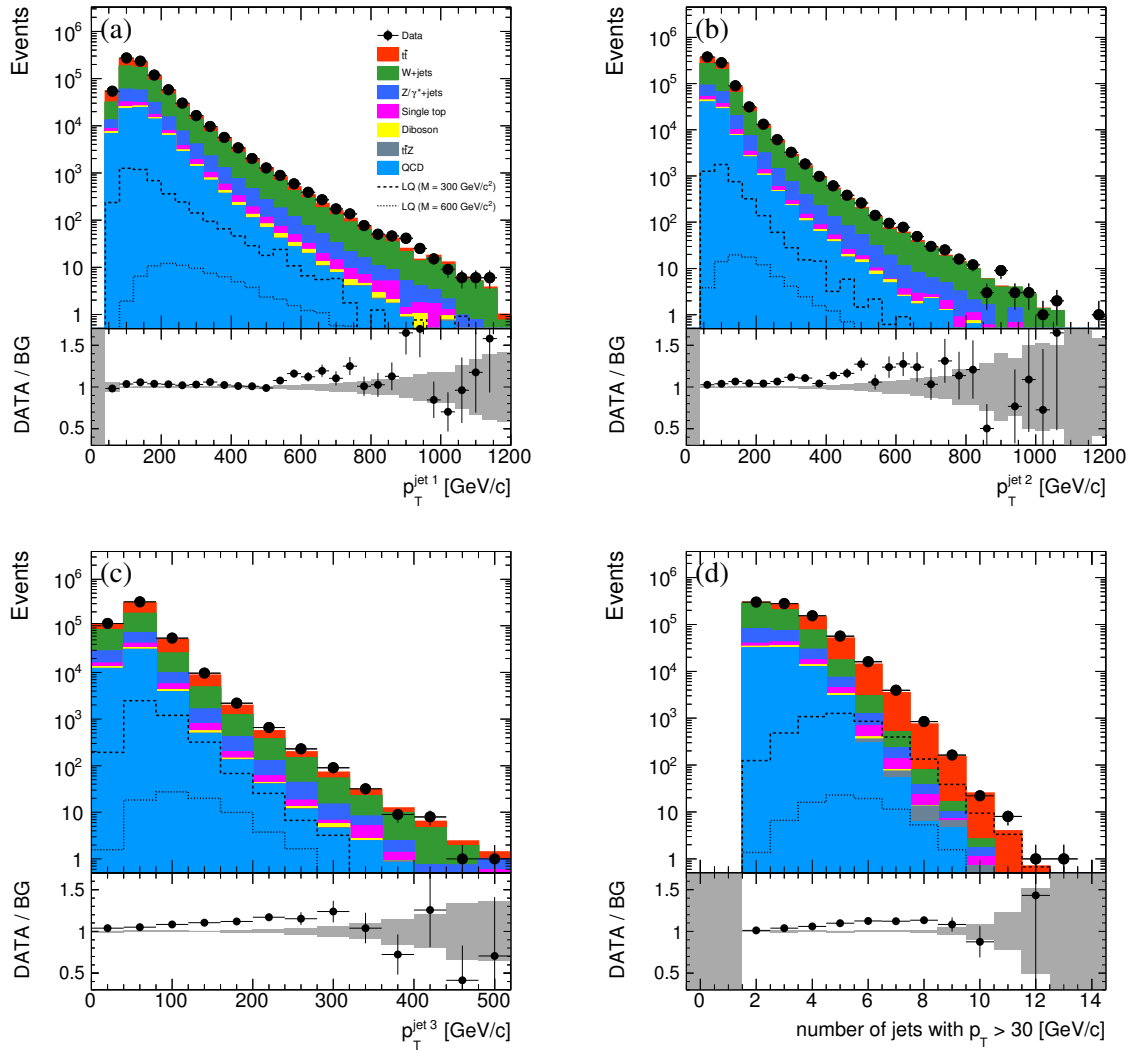


Abbildung 17: Kontrollverteilungen nach der Vorselektion. Gezeigt sind die Verteilungen für  
a)  $p_T$  des führenden Jets, b)  $p_T$  des zweiten Jets, c)  $p_T$  des dritten Jets, d) die  
Anzahl an Jets mit  $p_T > 30$  GeV/c.

faktoren des Triggers und der Elektron-ID in diesem Bereich etwa 10% betragen. Abbildung 16b zeigt wieder die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Elektrons, nur dass die Fehler für die Skalenfaktoren auf die Elektron ID und den Trigger um eine Standardabweichung nach oben variiert wurden. Alle Verteilungen zeigen somit im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation. Des Weiteren sind in allen Verteilungen Signal-Simulationen für Leptoquarkmassen von  $m_{LQ} = 300$  GeV/c<sup>2</sup> und  $m_{LQ} = 600$  GeV/c<sup>2</sup> eingezeichnet. Anhand dieser kann man sehen, dass das Signal wie in Abschnitt 2.3 beschrieben hohe Werte für  $H_T$ ,  $\cancel{E}_T$  und die Anzahl an Jets bevorzugt.

## 5.4. Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons

Bei der hier studierten Signatur der Leptoquarks lässt sich die Masse der Leptoquarks nur schwer berechnen. Gründe hierfür sind, dass viele Neutrinos auftreten und es viele Teilchen und damit auch viele Kombinationsmöglichkeiten im Endzustand gibt. Von den Neutrinos lässt sich jeweils nur gesamte fehlende transversale Energie, nicht aber die Richtungen der einzelnen Transversalimpulse bestimmen. Es zeigt sich allerdings, dass der Transversalimpuls der Tau-Leptonen eine starke Sensitivität auf die Masse der Leptoquarks hat. In Abbildung 18 ist die Verteilung des Transversalimpulses für verschiedene Massen der Leptoquarks aus Monte-Carlo-Simulationen gezeigt. Es zeigt sich, dass beispielsweise die Simulation mit  $m_{LQ} = 200 \text{ GeV}/c^2$

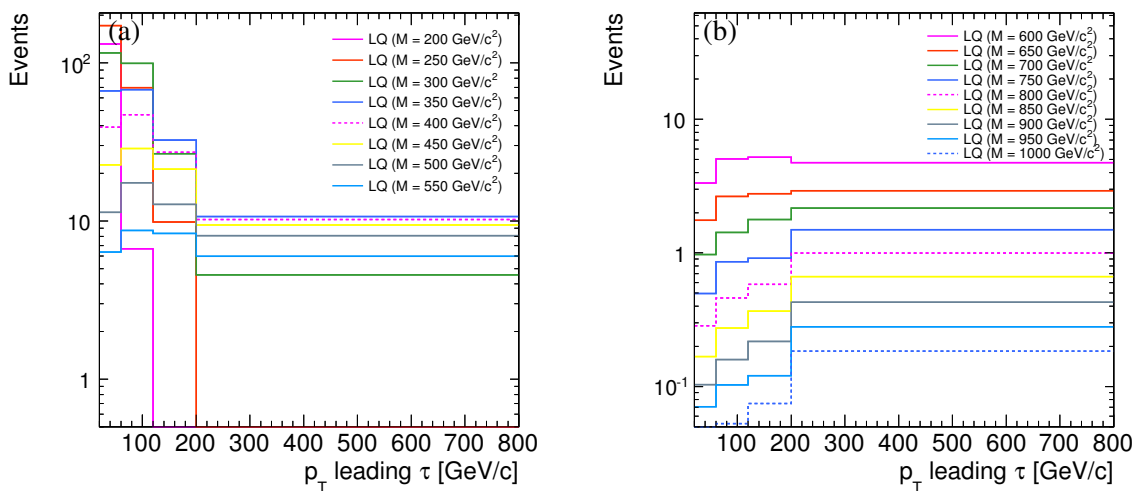


Abbildung 18: Verteilung der Signalereignisse als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons für verschiedene Massen von a) 200-550  $\text{GeV}/c^2$  b) 600-100  $\text{GeV}/c^2$ .

in Abbildung 18a viele Ereignisse im ersten Bin, nur wenige im zweiten Bin und gar keine in den höheren Bins hat. Ein Leptoquark mit  $m_{LQ} = 200 \text{ GeV}/c^2$  zerfällt demnach also bevorzugt in Tau-Leptonen mit niedrigem Transversalimpuls. Im Gegensatz dazu zeigt sich in Abbildung 18b, dass Leptoquarks mit höheren Massen bevorzugt in Tau-Leptonen mit hohem Transversalimpuls zerfallen. Beispielsweise hat das Leptoquark mit  $m_{LQ} = 800 \text{ GeV}/c^2$  nur wenige Ereignisse in den ersten beiden Bins, dafür aber einen Ausläufer bei den hohen Transversalimpulsen. Später wird diese Abhängigkeit des Transversalimpulses des führenden Tau-Lepton-Kandidaten benutzt, um von der Leptoquarkmasse abhängige Ausschlussgrenzen zu bestimmen.

## 5.5. Optimierung der Ereignis Selektion

In der hier studierten Signatur der Leptoquarks treten viele verschiedene Teilchen im Endzustand auf. Zusätzlich zeigt sich, dass die Signale für verschiedene Leptoquarkmassen unter-

## 5. Analyse der CMS Daten

schiedlich aussehen. So wurde beispielsweise im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, dass die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons eine starke Sensitivität auf die Masse der Leptoquarks zeigt. Dadurch gibt es viele Möglichkeiten, Ereignisse basierend auf verschiedenen Schnitten auszuwählen. In dieser Analyse werden daher unterschiedliche Selektionen ausprobiert, um für verschiedene Leptoquarkmassen die bestmöglichen Ausschlussgrenzen zu erzielen. Die hier verwendeten Selektionen heißen **Soft-**, **Medium-**, **Medium-HT700-** und **Hard-Selection**. Alle Selektionen fordern jeweils die Vorselektion, wie sie in Abschnitt 5.3 beschrieben ist und zusätzlich die folgenden Schnitte:

- Für die **Soft-Selection**:
  - Es muss mindestens ein Medium Tau-Lepton im Ereignis geben.
  - Ein dritter anti- $k_r$ -Jets mit Radius  $\Delta R = 0,5$ ,  $p_T > 30$  GeV/c und  $|\eta| < 2,5$  muss enthalten sein.
  - $\cancel{E}_T > 50$  GeV/c
  - Mindestens ein Jet muss einen b-Tag erfüllen, wobei als Arbeitspunkt die Tight-ID des CSV-Algorithmus [88] genutzt wird.
- Für die **Medium-Selection** müssen die Ereignisse die **Soft-Selection** ohne den b-Tag und zusätzlich die folgenden Schnitte erfüllen:
  - Für den Jet mit dem höchsten Transversalimpuls muss  $p_T > 100$  GeV/c und  $|\eta| < 2,5$  gelten.
  - $H_T > 400$  GeV/c.
- Für die **Medium-HT700-Selection** muss die **Medium-Selection** und der folgende Schnitt erfüllt sein:
  - $H_T > 700$  GeV/c,
- Für die **Hard-Selection** müssen die Ereignisse die **Medium-HT700-Selection** und die folgenden Schnitte erfüllen:
  - Für den Jet mit dem höchsten Transversalimpuls muss  $p_T > 150$  GeV/c und  $|\eta| < 2,5$  gelten.
  - Für den Jet mit dem dritthöchsten Transversalimpuls muss  $p_T > 50$  GeV/c und  $|\eta| < 2,5$  gelten.
  - $\cancel{E}_T > 100$  GeV/c.

Um Doppelzählungen zu vermeiden, müssen die Tau-Leptonen in allen Ereignissen  $\Delta R(\tau, jet) > 0.5$  und  $\Delta R(\tau, e) > 0.5$  erfüllen. Im Falle des  $\Delta R(\tau, jet)$  Schnittes werden alle Jets aus dem Ereignis entfernt, die diese Bedingung nicht erfüllen, während im Falle des  $\Delta R(\tau, e)$  Schnittes die Elektron-Kandidaten aus dem Ereignis entfernt werden.

### 5.5.1. Erwartete Ausschlussgrenzen

Für die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Selektionen werden jeweils erwartete Ausschlussgrenzen mit 95% *CL* errechnet. Die Berechnung dieser Ausschlussgrenzen erfolgt über das *Theta-Framework* [1] mittels der Bayes'schen Methode [78]. Als Eingangsgröße für die Berechnung der Ausschlussgrenzen dient die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons von Daten, Signal und der Untergrundkomponente, an die ein Binned-Likelihood Fit-Template angepasst wird. Anhand des Vergleichs der erwarteten Ausschlussgrenzen zeigt sich dann, welche Selektion für die jeweils betrachteten Leptoquarkmassen die besten Ergebnisse liefert. Für diese Studie werden für die erwarteten Ausschlussgrenzen nur statistische Fehler berücksichtigt und der Untergrund wird komplett aus den Monte-Carlo Simulationen genommen. Die Verteilungen, die zur Berechnung der Ausschlussgrenzen als Eingangsgröße dienen, sind in Abbildung 19 gezeigt. In Abbildung 19a ist die Verteilung des  $p_{T,\tau}$  nach der Soft-Selection gezeigt. Aufgrund der Forderung nach einem b-Tag stammt der Hauptuntergrund in dieser Verteilung aus  $t\bar{t}$ -Prozessen. Im Gegensatz dazu kommt der Hauptuntergrund für die anderen drei Selektion von  $t\bar{t}$ -,  $W + Jets$ - und  $Drell-Yan$ -Produktion. Wie bereits in Abschnitt 2.3 erwähnt, ist eine Besonderheit der hier studierten Signatur, dass es möglich ist, den Untergrund weiter zu unterdrücken, indem man Ereignisse fordert, in denen zwei Leptonen mit der gleichen Ladung auftreten. Aus diesem Grund wird untersucht, wie sich die erwarteten Ausschlussgrenzen in der Soft- und der Medium-Selection bei der Verwendung eines zusätzlichen *Same-Sign-Cuts* verhalten. Die Verteilungen, die als Eingangsgröße für diese Berechnung dienen, sind in Abbildung 19b und d zu sehen.

In Abbildung 20 sind die erwarteten Ausschlussgrenzen mit 95 % *CL* auf den Wirkungsquerschnitt, multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für die verschiedenen Selektionen zu sehen. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt dabei den Next-to-Leading-Order-Wirkungsquerschnitt des studierten Prozesses [71]. Es zeigt sich, dass bei niedrigen Leptoquarkmassen die Medium-Selection die besten Ergebnisse liefert. Bei etwa  $350 \text{ GeV}/c^2$  wird die Medium-Selection von der Medium-Selection+HT700 abgelöst. Die Hard-Selection liefert bei niedrigen Leptoquarkmassen die schlechtesten Resultate. Bei Leptoquarkmassen ab etwa  $750 \text{ GeV}/c^2$  liefert die Hard-Selection die besten Resultate, jedoch ist die Verbesserung verglichen mit den erwarteten Unsicherheiten klein. Die beiden Selektionen mit dem Same-Sign-Cut liefern ab Leptoquarkmassen von etwa  $350 \text{ GeV}/c^2$  die schlechtesten Resultate. Die Soft-Selection liefert über den kompletten Massenbereich schlechtere Ausschlussgrenzen, als die Medium-Selection und die Medium-HT700-Selection.

Zusammenfassend lassen sich die besten Ausschlussgrenzen erzielen, indem man die Medium-Selection für niedrige Leptoquarkmassen und die Medium-HT700-Selection für hohe Leptoquarkmassen anwendet.

## 5. Analyse der CMS Daten

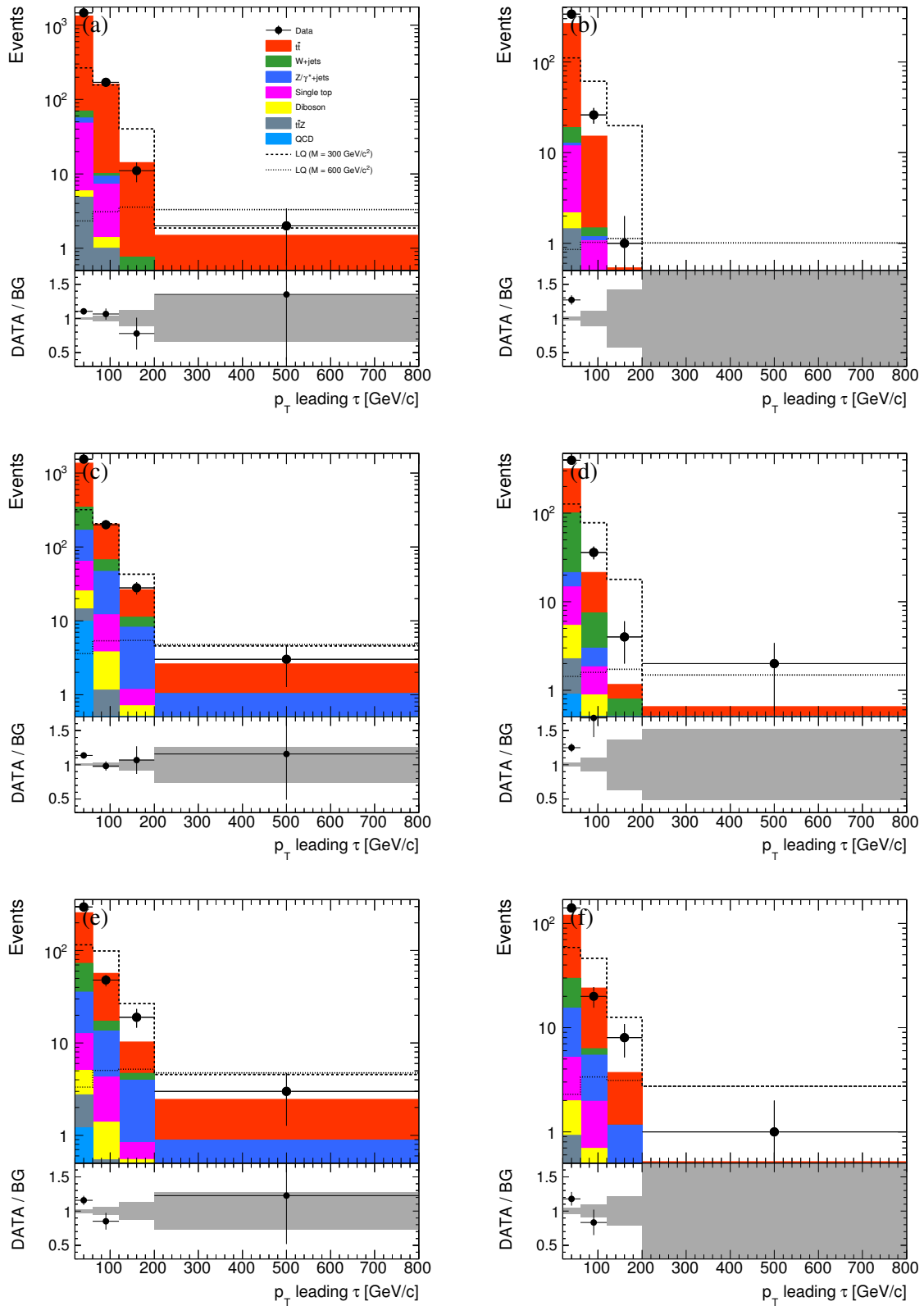


Abbildung 19: Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons nach a) der Soft-Selection, b) der Soft-Selection + Same-Sign-Cut, c) der Medium-Selection, d) der Medium-Selection + Same-Sign-Cut, e) der Medium-HT700-Selection, f) der Hard-Selection.

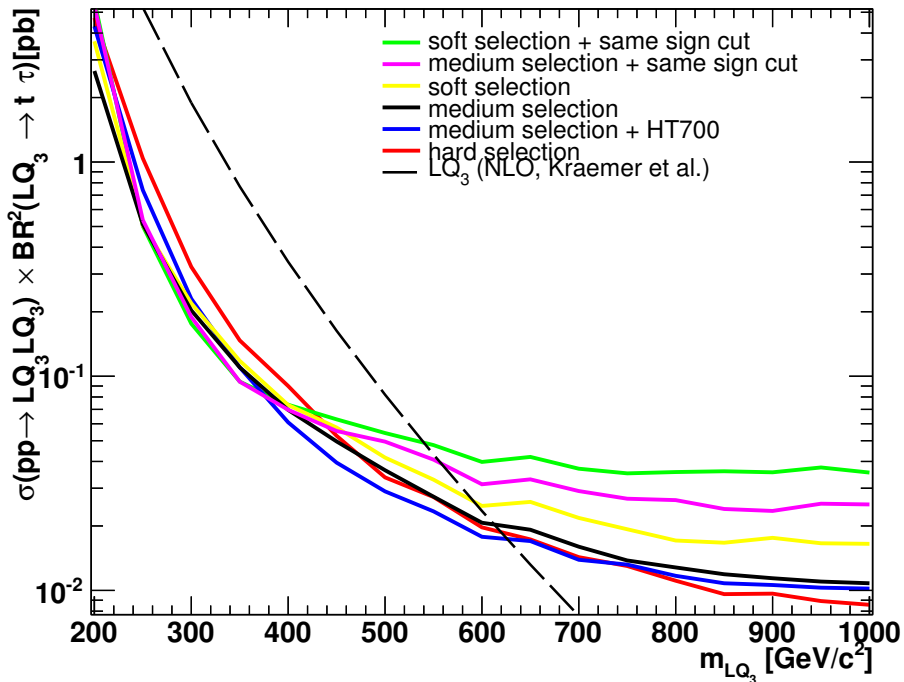


Abbildung 20: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für verschiedene Selektionen.

### 5.5.2. Weitere Verbesserung der Ereignisselektion

In Abbildung 20 war zu sehen, dass die erwarteten Ausschlussgrenzen für die Medium-Selection sich erheblich verbessern lassen, indem man den  $H_T$ -Schnitt von 400 GeV/c auf 700 GeV/c anhebt und alle anderen Schnitte belässt. In diesem Abschnitt soll nun untersucht werden, ob es eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung der Medium-Selection gibt, indem man den  $H_T$ -Schnitt variabler gestaltet. In Abbildung 21 sind daher die erwarteten Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium-Selection mit verschiedenen  $H_T$ -Schnitten zwischen 400 und 1000 GeV/c<sup>2</sup> dargestellt. Zu sehen ist, dass die Kurve für den  $H_T = 400$  GeV/c Schnitt bei niedrigen Massen die besten Ergebnisse liefert. bei hohen Massen hingegen liefert dieser Schnitt die schlechtesten Ausschlussgrenzen. Im Gegensatz dazu verhält es sich bei dem  $H_T = 1000$  GeV/c Schnitt genau andersherum. Dieser liefert bei niedrigen Leptoquarkmassen die schlechtesten und bei hohen Leptoquarkmassen die besten Ausschlussgrenzen. Alle anderen  $H_T$ -Schnitte befinden sich zwischen diesen beiden Extrema und liefern jeweils in einem bestimmten Massenbereich kurzzeitig die besten Ausschlussgrenzen.

In Abbildung 22 werden noch weitere Möglichkeiten die Ausschlussgrenzen zu verbessern untersucht. Abbildung 22a zeigt die erwarteten Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium-Selection, die Medium-HT700-Selection und die Medium-Selection mit jeweils einem, bzw. zwei  $b$ -Tags. In Abbildung 6 ist zu sehen, dass bei der stu-

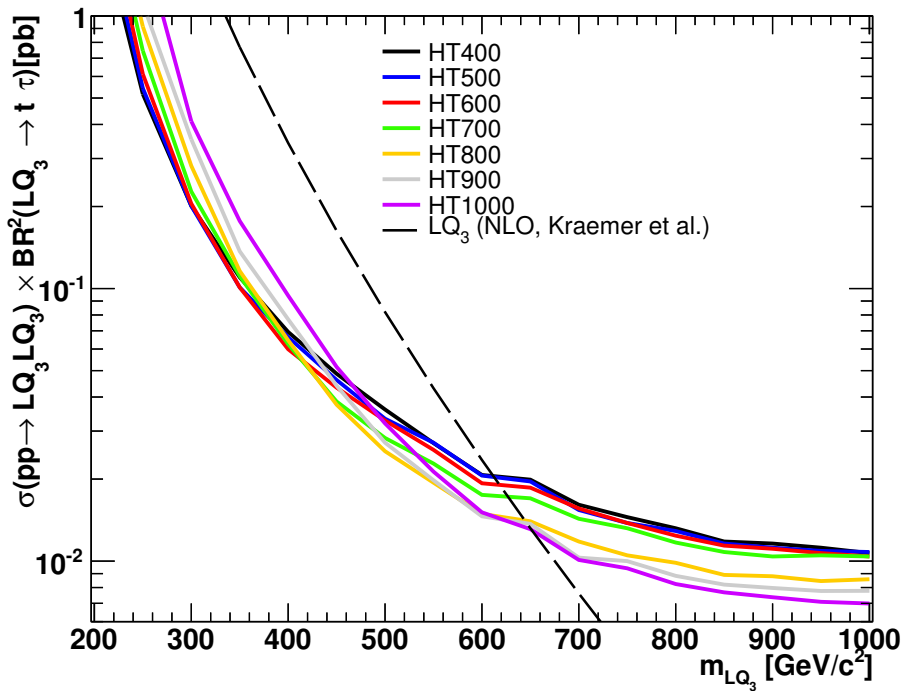


Abbildung 21: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für verschiedene  $H_T$ -Schnitte.

dierten Signatur insgesamt zwei  $b$ -Quarks auftreten. Die Forderung nach  $b$ -Tags könnte demzufolge also die erwarteten Ausschlussgrenzen verbessern. Die Kurve für die Selektion mit genau einem  $b$ -Tag liefert bei niedrigen Leptoquarkmassen die gleichen Ausschlussgrenzen, wie die Medium-Selection. Bei hohen Leptoquarkmassen liefert der  $b$ -Tag schlechtere Resultate als die Medium-Selection und die Medium-HT700-Selection, da durch den  $b$ -Tag zu viel Signaleffizienz verloren geht. Die Kurve mit zwei  $b$ -Tags liefert über das gesamte Massenspektrum schlechtere Resultate. Durch einen oder mehrere  $b$ -Tags lässt sich die Selektion demnach also nicht verbessern. Abbildung 22b zeigt, wie sich die Ausschlussgrenzen für die Medium-Selection in Abhängigkeit von verschiedenen Variablen verhält. Interessante Variablen sind neben der Verteilung des führenden Tau-Leptons (schwarze Linie) die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons + des führenden Elektrons ( $p_{T,\tau} + p_{T,e}$ , rote Linie) und die Verteilung der gesamten transversalen Energie im Ereignis ( $H_T$ , grüne Linie). An diese Verteilungen wird wieder ein Binned-Likelihood-Fit -Template angepasst. Es lässt sich anhand von Abbildung 22b sehen, dass die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons die besten Resultate gibt.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass diese Analyse erheblich davon profitieren kann, einen variablen  $H_T$ -Schnitt zusätzlich zur Medium-Selection einzuführen. Von zusätzlichen  $b$ -Tags, oder der Betrachtung einer anderen Variable zur Bestimmung der Ausschlussgrenzen kann diese Analyse hingegen nicht profitieren.

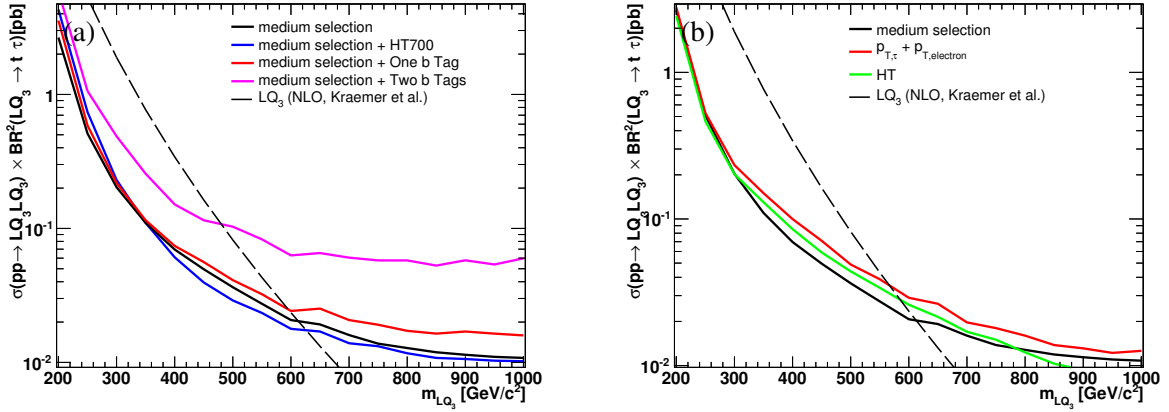


Abbildung 22: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für a) verschiedene Schnitte zusätzlich zur Medium-Selection, b) verschiedene Variablen nach der Medium-Selection.

## 5.6. Umgewichtung des Jet $p_T$ in $W+Jets$

Bei der Vermessung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der  $W+Jets$ -Produktion wurde bei der Verteilung des Transversalimpulses des führenden Jets eine Diskrepanz zwischen den Daten und der MadGraph-Simulation beobachtet [50]. Da die Signatur von Jets und Tau-Leptonen im Detektor sehr ähnlich ist, können Jets oft als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert werden. Da in dieser Analyse zusätzlich zu einem Tau-Lepton auch ein Elektron und fehlende transversale Energie selektiert wird, werden  $W+Jet$ -Ereignisse nur dann ausgewählt, wenn ein Jet als Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wurde. Aus diesem Grund wirkt sich eine solche Fehlmodellierung des Transversalimpulses des führenden Jets direkt auf die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons aus. Aus diesem Grund wird eine Korrektur auf die simulierten  $W+Jets$ -Ereignisse durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde im Myon-Kanal [75] ein besonders reiner  $W+Jets$ -Datensatz mit mindestens einem Jet mit  $p_T > 30 GeV/c$ , einem Myon mit  $p_T > 30 GeV/c$  und  $|\eta| < 2.1$ , sowie  $\cancel{E}_T > 40 GeV/c$  selektiert. Abgesehen vom Myon-Veto folgt die Vorselektion ansonsten der in Abschnitt 5.3 dieser Studie beschriebenen Selektion. An das Daten/Monte-Carlo Verhältnis wurde eine Funktion der Form  $w(p_{T,jet1}) = exp(p_0 + p_1 * p_{T,jet1}) + p_2$  angepasst. Die Ergebnisse dieses Fits sind  $p_0 = -0,690$ ,  $p_1 = -0,009$  und  $p_2 = 0,879$ . In den folgenden Abschnitten werden diese Korrekturen immer als Gewicht auf den führenden Jet der  $W+Jet$ -Simulation angewandt.

## 5.7. Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen

Ziel dieses Abschnitts ist es, in Daten und Simulation zu messen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Jet als ein Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wird. Hierzu wird die gleiche Methode benutzt, die auch im Myon-Kanal [75] verwendet wird. Dazu wird ein besonders reiner

## 5. Analyse der CMS Daten

$W+Jets$ -Datensatz benötigt, welcher zunächst erzeugt wird. In diesem  $W+Jets$ -Datensatz soll das  $W$ -Boson leptonisch in ein Elektron und ein Neutrino zerfallen, so dass kein weiteres Tau-Lepton auftreten dürfte. Sollte dennoch ein Tau-Lepton auftreten, so sollte dieses ein fehlidentifizierter Jet sein. Anhand dieses Datensatzes lässt sich dann die Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen berechnen. Dazu wird eine Ereignisselektion entwickelt, die kinematisch besonders ähnlich zu der finalen Ereignisselektion in dieser Analyse ist. Es werden der gleiche Datensatz und die gleichen Monte-Carlo-Simulationen wie in Abschnitt 5.1 benutzt. Außerdem wird der gleiche Trigger wie in Abschnitt 5.3 benutzt. Für den  $W+Jets$ -Datensatz werden zunächst nur Ereignisse selektiert, die

- mindestens einen guten primären Vertex,
- mindestens einen Jet mit  $p_T > 30 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2,5$ ,
- genau ein Elektron mit  $p_T > 35 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2,1$ ,
- $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$ ,
- mindestens ein Tau-Lepton mit  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2,1$  (nur *decay mode finding*),
- $M(e\tau) < 80 \text{ GeV}/c^2$  und  $M(e\tau) > 100 \text{ GeV}/c^2$ ,
- Veto gegen  $b$ -Tags, CSV-Algorithmus (*loose working point*),
- Veto gegen Myonen .

erfüllen. Die Forderungen nach genau einem Elektron und dem  $\cancel{E}_T$ -Schnitt stellen sicher, dass das  $W$ -Boson in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt, so dass das Tau-Lepton, das im nächsten Schritt selektiert wird, aus einem fehl-rekonstruiertem Jet stammt. Der Schnitt auf die  $Z^0$ -Masse dient dazu den Untergrund aus Drell-Yan Ereignissen, bei denen ein  $Z^0$ -Boson in zwei Tau-Leptonen zerfällt, von denen eines in ein Elektron und zwei Neutrinos weiter zerfällt, zu unterdrücken. Das Veto gegen die  $b$ -Tags dient dazu, den Untergrund aus  $t\bar{t}$ -Zerfällen zu unterdrücken, da in diesen ein echtes Tau-Lepton zusätzlich zu einem Elektron produziert werden kann. Das Veto gegen Myonen dient wieder dazu, die Kombinierbarkeit mit der Analyse im Myon Kanal sicherzustellen. Durch diese Selektion wird ein besonders reiner  $W+Jets$ -Datensatz erstellt.

In Abbildung 23 sieht man einige Kontrollverteilungen für die oben beschriebene Selektion. Zu sehen ist, dass neben den  $W+Jets$ -Ereignissen vor allem noch Untergründe aus Drell-Yan-Ereignissen enthalten sind. Neben diesen sind auch noch geringe Untergründe von  $t\bar{t}$ -Produktion, sowie der Erzeugung einzelner  $t$ -Quarks und Paarproduktion von Bosonen vorhanden. Vom Signal ist in dieser Ereignisselektion nur noch wenig vorhanden. Insgesamt liegen

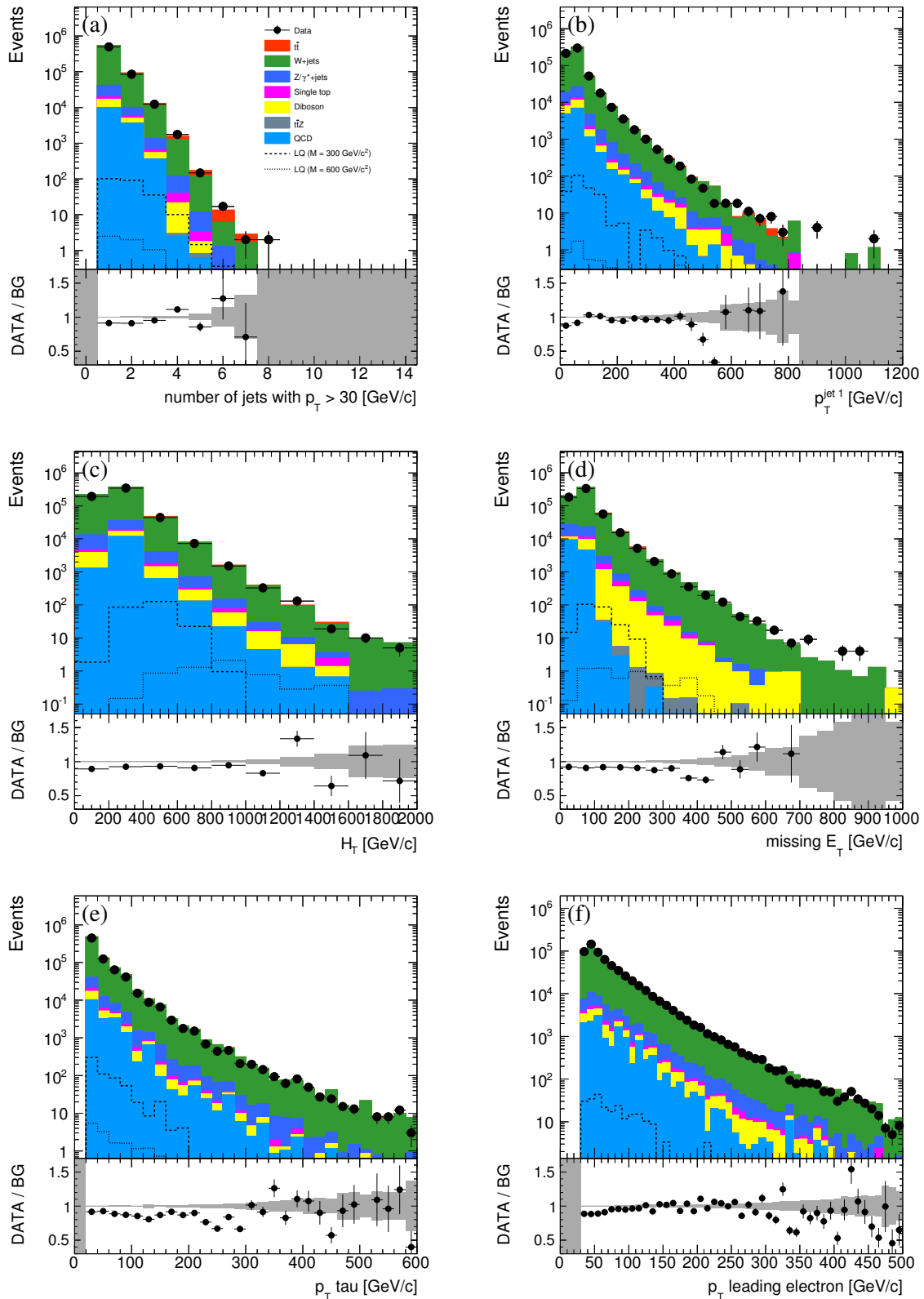


Abbildung 23: Kontrollverteilungen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a) die Anzahl an Jets mit  $p_T > 30$  GeV/c, b)  $p_T$  des führenden Jets, c)  $H_T$ , d)  $E_T$ , e)  $p_T$  der Tau-Leptonen, f)  $p_T$  des führenden Elektrons.

## 5. Analyse der CMS Daten

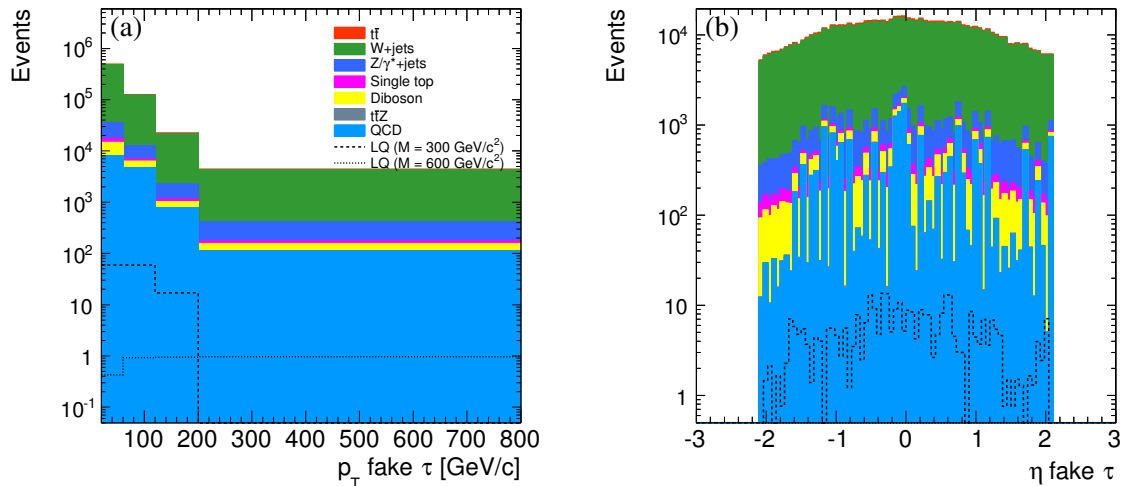


Abbildung 24: Fehl-rekonstruierte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons, b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

die Daten in den hier gezeigten Verteilungen etwa um 10 % unter der Erwartung aus den Monte-Carlo Simulationen. Dieser Normierungsfaktor kommt von der  $b$ -Tag Effizienz. In dieser Analyse werden keine  $b$ -Tagging Korrekturfaktoren angewandt. Daher ist die  $b$ -Tag Multiplizität vor Anwendung des  $b$ -Tag Vetos nicht gut beschrieben. Dies führt im 0  $b$ -Tag Bin zu einer fehlerhaften Normierung. Für die Bestimmung der Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen spielt diese Normierung keine Rolle, da sie in der Definition der Effizienz herausfällt.

In Abbildung 23b ist die Verteilung des Transversalimpulses der führenden Jets gezeigt. Bei etwa 550 GeV/c ist in drei aufeinanderfolgenden Bins eine Diskrepanz zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Simulationen zu sehen. Diese Diskrepanz wurde näher untersucht. In den Daten haben die drei aufeinanderfolgenden Bins jeweils genau 18 Ereignisse, was einer statistischen Fluktuation auf einem ansonsten stark fallenden Spektrum geschuldet ist. In dem Monte-Carlo-Datensatz, der die  $W+Jets$ -Ereignisse simuliert, tritt ebenfalls eine statistische Fluktuation auf. Durch das gemeinsame Auftreten zweier gegensätzlicher statistischer Fluktuationen in demselben Bereich tritt diese Diskrepanz zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Simulationen auf.

Da die meisten selektierten Ereignisse aus  $W+Jets$  stammen, handelt es sich bei den meisten geforderten Tau-Leptonen um fehl-identifizierte Jets. Um herauszufinden, bei welchen Tau-Leptonen es sich um echte Tau-Leptonen oder um fehl-identifizierte Jets handelt, werden auf Monte-Carlo Niveau die generierten Teilchen mit den rekonstruierten abgeglichen. Wenn es innerhalb eines Radius von  $\Delta R = 0,5$  um ein rekonstruiertes Tau-Lepton ein generiertes Tau-Lepton gab, dann wird das Tau-Lepton als echt, andernfalls als Fehl-Identifikation klassifiziert. In Abbildung 24 sind die Verteilungen des Transversalimpulses und  $\eta$  nach der oben beschrie-

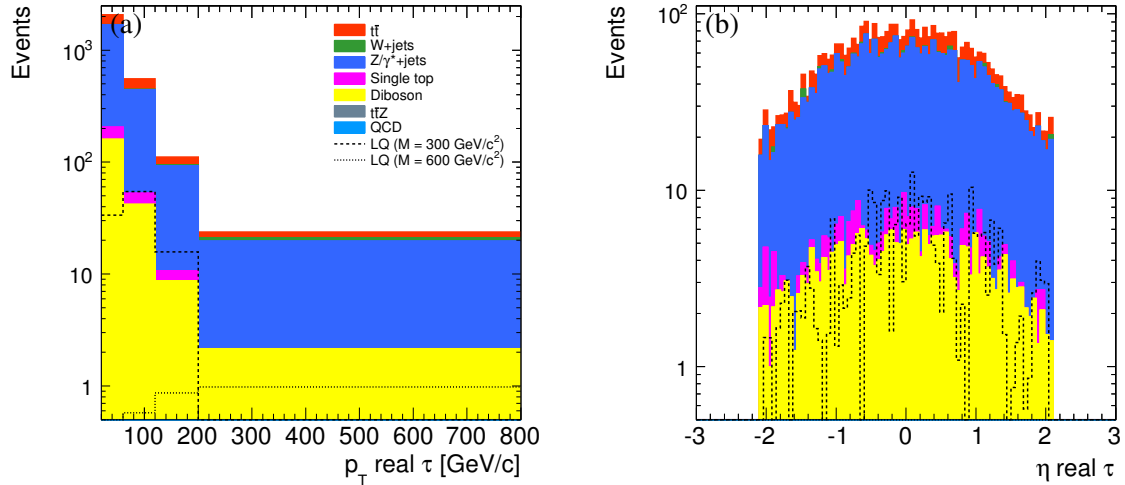


Abbildung 25: Echte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons, b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

benen Selektion für fehl-identifizierte Tau-Leptonen gezeigt. Abbildung 25 zeigt die gleichen Verteilungen für echte Tau-Leptonen. In diesen Verteilungen ist zu sehen, dass die echten Tau-Leptonen in der hier beschriebenen Selektion nur etwa 1 % ausmachen. Der Hauptuntergrund für echte Tau-Leptonen kommt dabei von  $t\bar{t}$ -Produktion und Drell-Yan Ereignissen. Bei den  $t\bar{t}$ -Ereignissen entsteht die hier untersuchte Signatur, indem eines der Top-Quarks leptonisch in ein Tau-Lepton, ein Neutrino und einen Jet und das andere Top-Quark in ein Elektron, ein Neutrino und einen Jet zerfällt. Bei den Drell-Yan Ereignissen entsteht die studierte Signatur, indem das  $Z^0$ -Boson in zwei Tau-Leptonen zerfällt, von denen eines leptonisch in ein Elektron und zwei Neutrinos zerfällt. Die Jets kommen dabei von Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand.

Um herauszufinden, wie hoch die Fehlidentifikationsrate für Medium Tau-Leptonen im Verhältnis zu den Decay-Mode-Finding-Tau-Leptonen ist, werden im nächsten Schritt nur noch Ereignisse selektiert, in denen das Tau-Lepton den Arbeitspunkt des Medium Tau-Leptons, wie es in Abschnitt 4.3 beschrieben ist, erfüllen. Die Verteilungen des Transversalimpulses und  $\eta$  nach der Forderung eines Medium-Tau-Leptons sind in Abbildung 26 zu sehen. Die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen passen in dieser Verteilung nicht gut zusammen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Fehlidentifikationsraten der Tau-Leptonen sich in Daten und Monte-Carlo Simulationen unterscheiden.

In Abbildung 27 sind die fehl-identifizierten Tau-Leptonen nach der Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton zu sehen. Abbildung 28 zeigt die gleichen Verteilungen für echte Tau-Leptonen. Mit ungefähr 10 % ist der Anteil an echten Tau-Leptonen in dieser Selektion recht hoch.

Die Fehlidentifikationsrate der Tau-Leptonen des Medium-Arbeitspunktes relativ zum Decay-

## 5. Analyse der CMS Daten

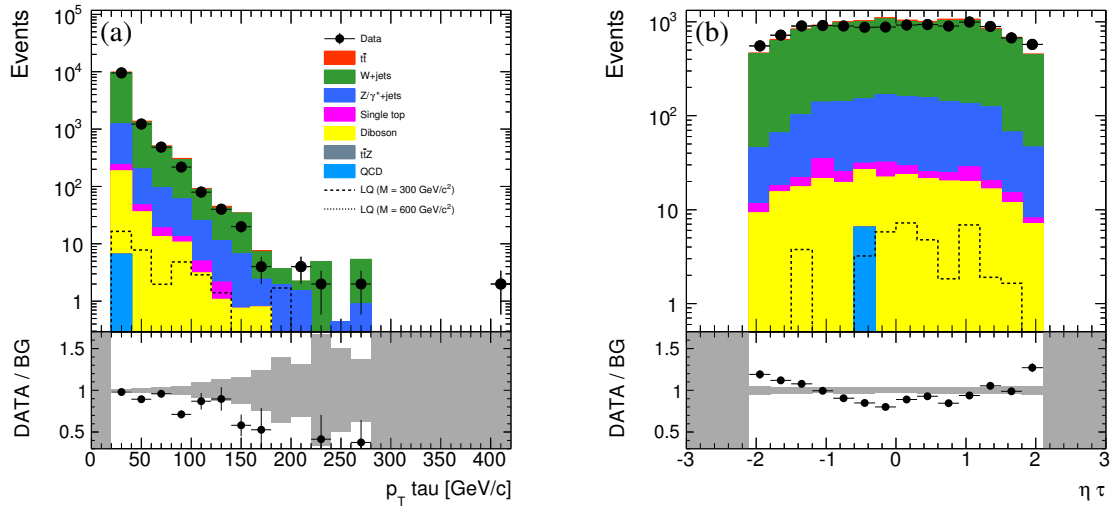


Abbildung 26: Kontrollverteilungen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons, b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

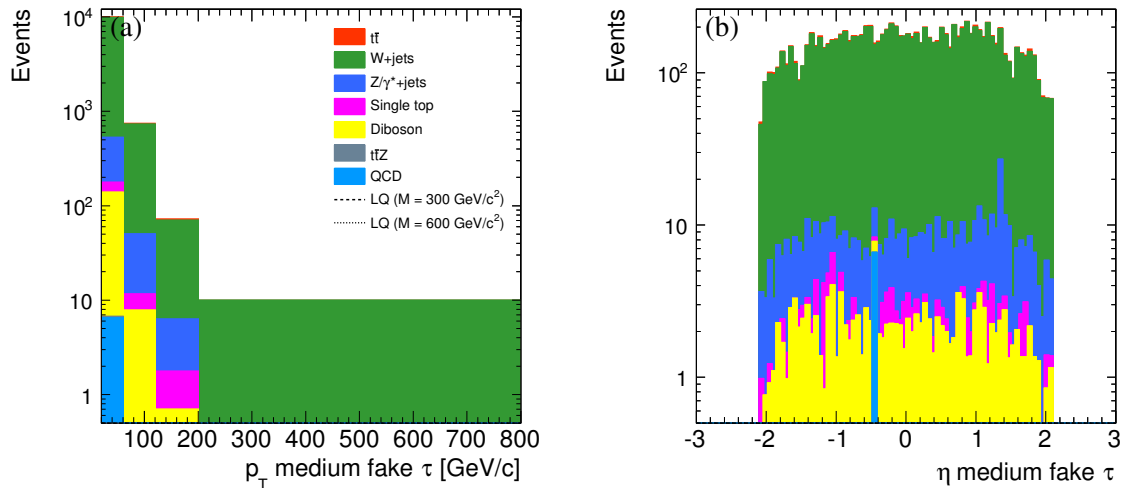


Abbildung 27: Fehl-rekonstruierte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons, b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

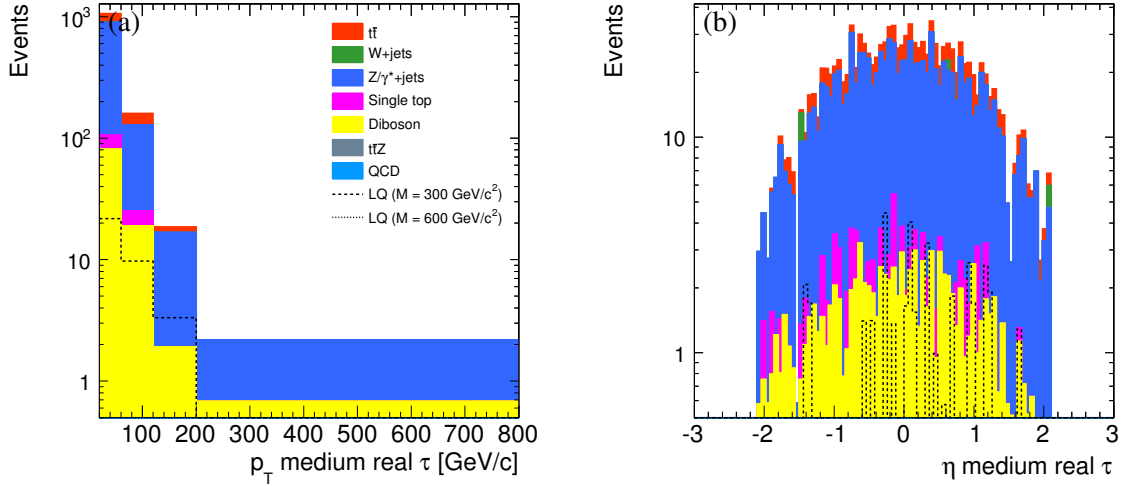


Abbildung 28: Echte Tau-Leptonen nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

Mode-Finding-Kriterium ist definiert als

$$\epsilon = \frac{\#\text{Medium Taus}}{\#\text{Taus, nur Decay-Mode-Finding angewandt}}. \quad (21)$$

Hierbei wird angenommen, dass die Fehlidentifikationsrate für das Decay-Mode-Finding in den Daten und den Monte-Carlo-Simulationen die Gleiche ist. Diese Annahme stützt sich auf Abbildung 23e, in der nur das Decay-Mode-Finding angewandt wurde. In dieser Verteilung ist das Verhältnis aus Daten zu Monte-Carlo Ereignissen flach und unterscheidet sich nur um einen Normierungsfaktor durch das  $b$ -Tagging. Da, wie oben beschrieben, der Beitrag von echten Tau-Leptonen vor der Forderung nach dem Medium-Tau-Lepton etwa 1% und danach etwa 10% beträgt, müssen diese Beiträge von Gleichung 21 abgezogen werden. Da die Information, welche Tau-Leptonen echt sind und welche nicht, in den Daten nicht zur Verfügung stehen, müssen die entsprechenden Raten aus den Simulationen genommen werden. Damit wird Gleichung 21 also zu:

$$\epsilon = \frac{\#\text{Medium Taus} - \#\text{Echte Medium Taus}}{\#\text{Taus, nur Decay-Mode-Finding angewandt} - \#\text{Echte Taus}} \quad (22)$$

Des Weiteren soll nur die Fehlidentifikationsrate für Jets, die als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert wurden, bestimmt werden. Aus diesem Grund muss der Untergrund für Elektronen und Myonen, die als ein Tau-Lepton fehl-rekonstruiert werden, ebenfalls aus den Simulationen bestimmt und abgezogen werden. Damit lautet die finale Form von Gleichung 21 also

$$\epsilon = \frac{\#\text{Medium Taus} - \#\text{Echte Medium Taus} - \#\text{Medium Taus von einem Elektron/Myon}}{\#\text{Taus, nur Decay-Mode-Finding angewandt} - \#\text{Echte Taus} - \#\text{Taus von einem Elektron/Myon}}. \quad (23)$$

Die Verteilungen des Transversalimpulses und  $\eta$  nach der Forderung eines Medium-Tau-Leptons

## 5. Analyse der CMS Daten

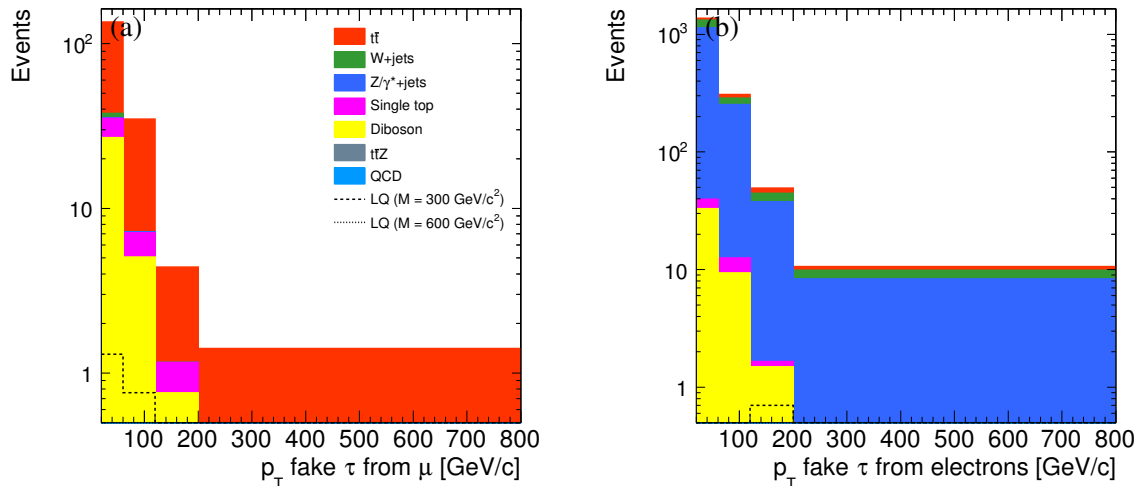


Abbildung 29: Als Tau-Leptonen fehl-rekonstruierte a) Myonen b) Elektronen, jeweils nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Selektion mit der zusätzlichen Forderung nach einem Medium-Tau-Lepton.

für fehl-rekonstruierte Tau-Leptonen, die von a) einem Myon oder b) einem Elektron herrühren, sind in Abbildung 29 zu sehen. Der Hauptuntergrund für als Tau-Leptonen fehl-rekonstruierte Myonen ist  $t\bar{t}$ -Produktion. Für als Tau-Lepton fehl-rekonstruierte Elektronen kommt der Hauptuntergrund von Drell-Yan Ereignissen.

Das Ergebnis der Berechnung der Effizienzen ist in Abbildung 30 zu sehen. In Abbildung 30a sind die Effizienzen in den Daten und den Monte-Carlo Simulationen in Abhängigkeit des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons gezeigt. Abbildung 30b zeigt die gleichen Effizienzen in Abhängigkeit von  $\eta$ . Zu sehen ist, dass die Effizienzen in Daten und Monte-Carlo Simulationen unterschiedlich sind und sich in der Größenordnung von einigen Prozent befinden.

Da die Anzahl an echten Tau-Leptonen und die Anzahl an als Tau-Leptonen fehl-identifizierter Elektronen/Myonen in den Daten sich von denen in den Simulationen unterscheiden kann, muss für das Abziehen dieser eine systematische Unsicherheit auf die Simulationen angewandt werden. In den Abbildungen 28 und 29 ist zu sehen, dass die meisten echten Tau-Leptonen, genau wie die meisten als Tau-Leptonen fehl-identifizierten Elektronen/Myonen, von Drell-Yan und  $t\bar{t}$ -Prozessen stammen. Aus diesem Grund werden die Drell-Yan Simulationen gemäß [87] um einen Normierungsfaktor von  $\pm 50\%$  und die  $t\bar{t}$ -Simulation gemäß [36] um  $\pm 15\%$  variiert und anschließend die Effizienzen neu berechnet. Das Ergebnis dieser Variation ist in Abbildung 31 gezeigt. Die Differenz zwischen den Effizienzen vor und nach der Variation wird berechnet und als systematische Unsicherheit auf die Berechnung der Fehlidentifikationsrate der Tau-Leptonen angegeben.

Das Ergebnis der Fehlidentifikationsrate in den Monte-Carlo Simulation beträgt

## 5.7. Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen

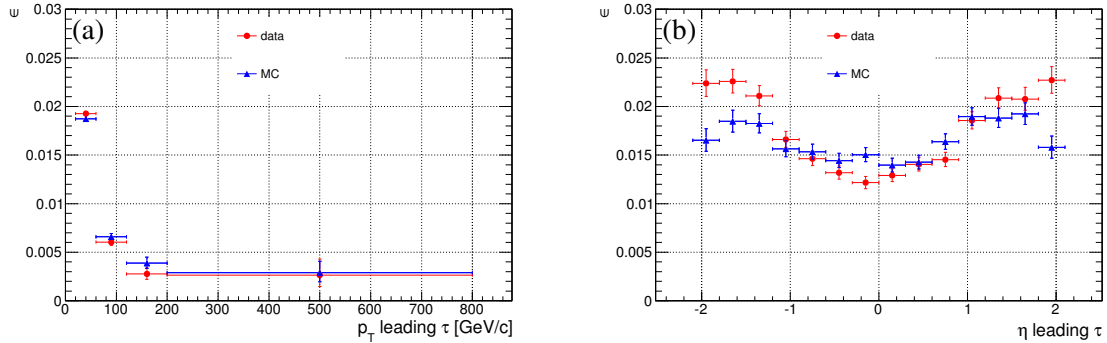


Abbildung 30: Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen jeweils in Daten (rot) und Monte-Carlo (blau). Gezeigt sind die Effizienzen in Abhängigkeit von a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

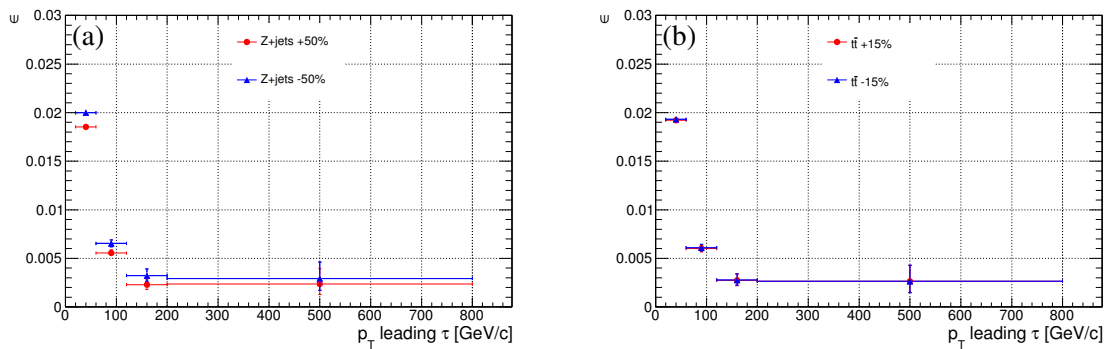


Abbildung 31: Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons mit einer Variation der Normierung um a) Drell-Yan Untergrund um  $\pm 50\%$  b)  $t\bar{t}$  Untergrund um  $\pm 15\%$ .

## 5. Analyse der CMS Daten

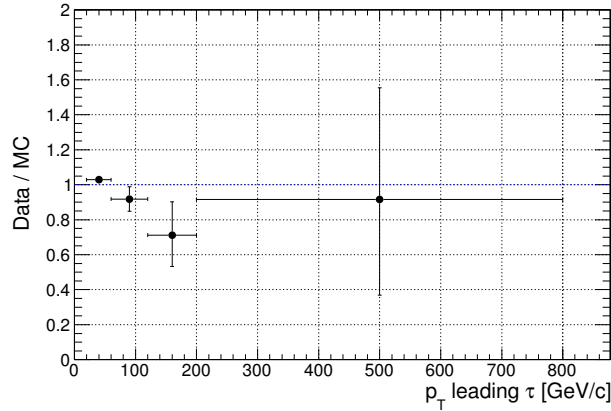


Abbildung 32: Skalenfaktoren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons.

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= 0.01872 \pm 0.0003(\text{stat.}) \text{ für } 20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c \\
 \epsilon &= 0.0066 \pm 0.0003(\text{stat.}) \text{ für } 60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c \\
 \epsilon &= 0.0039^{+0.0006}_{-0.0005}(\text{stat.}) \text{ für } 120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c \\
 \epsilon &= 0.0029^{+0.0012}_{-0.0009}(\text{stat.}) \text{ für } p_T > 200 \text{ GeV}/c.
 \end{aligned} \tag{24}$$

Für die Daten betragen die Effizienzen

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= 0.0193 \pm 0.0003(\text{stat.}) \pm 0.0007(\text{syst.}) \text{ für } 20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c \\
 \epsilon &= 0.0060^{+0.0004}_{-0.0003}(\text{stat.}) \pm 0.0005(\text{syst.}) \text{ für } 60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c \\
 \epsilon &= 0.0028^{+0.0006}_{-0.0005}(\text{stat.}) \pm 0.0005(\text{syst.}) \text{ für } 120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c \\
 \epsilon &= 0.0026^{+0.0016}_{-0.0012}(\text{stat.}) \pm 0.003(\text{syst.}) \text{ für } p_T > 200 \text{ GeV}/c.
 \end{aligned} \tag{25}$$

Da sich die Effizienzen in den Daten und den Simulationen unterscheiden, werden nun Skalenfaktoren errechnet. Dazu werden die Effizienzen aus den Daten und den Simulationen durcheinander geteilt. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abbildung 33 zu sehen. Die finalen Ergebnisse für die Skalenfaktoren im Elektronenkanal betragen damit

$$\begin{aligned}
 s &= 1.03 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{syst.}) \text{ für } 20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.92 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.10(\text{syst.}) \text{ für } 60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.71^{+0.19}_{-0.18}(\text{stat.})^{+0.23}_{-0.22}(\text{syst.}) \text{ für } 120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.92^{+0.64}_{-0.55}(\text{stat.})^{+0.65}_{-0.56}(\text{syst.}) \text{ für } p_T > 200 \text{ GeV}/c.
 \end{aligned} \tag{26}$$

Diese Skalenfaktoren werden im folgenden als Ereignisgewicht angewandt um die unterschiedlichen Fehlidentifikationsraten der Tau-Leptonen in den Daten und den Simulationen auszugleichen.

In Abbildung 33 sind die mit Gleichung 23 berechneten Fehlidentifikationsraten der Tau-Leptonen für andere Variablen gezeigt. Es ist wichtig zu untersuchen, ob die Fehlidentifikationsrate außer von dem Transversalimpuls der Tau-Leptonen noch von einer anderen Variable

## 5.7. Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen

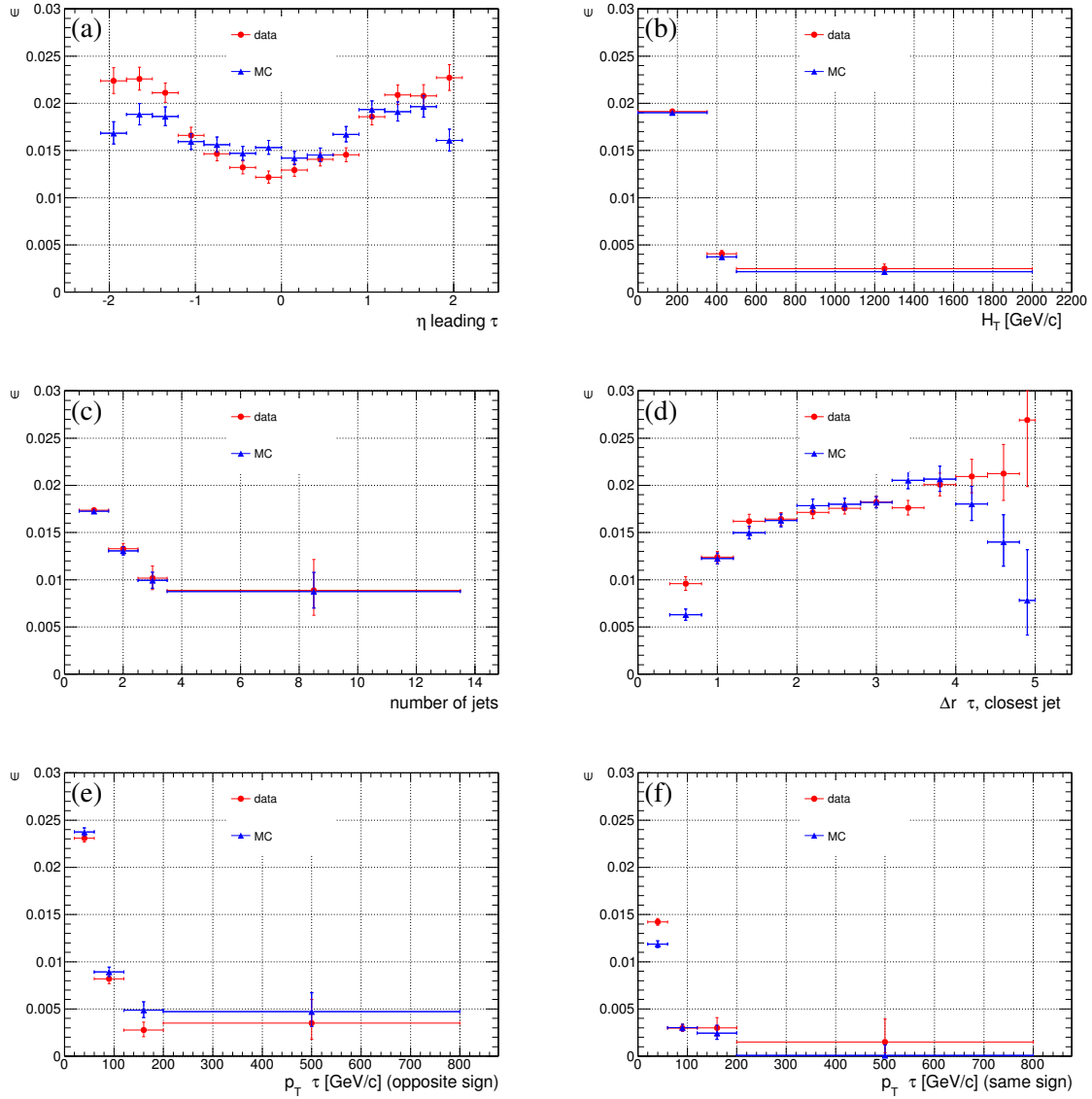


Abbildung 33: Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen, nachdem die  $p_T$ -Abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons b)  $H_T$  c) der Jet Multiplizität d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse.

## 5. Analyse der CMS Daten

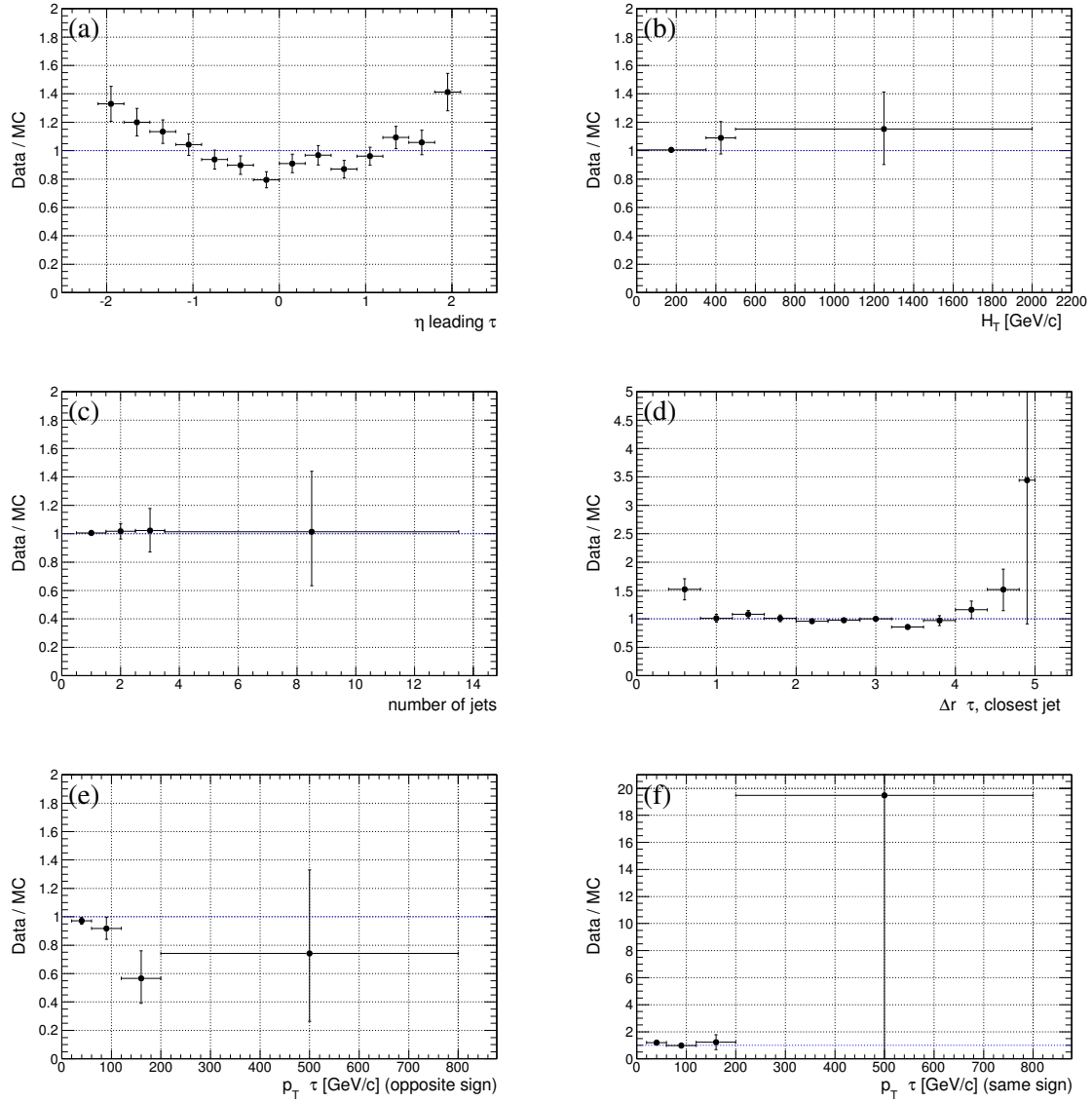


Abbildung 34: Skalenfaktoren nachdem die  $p_T$ -Abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden. Gezeigt sind die Skalenfaktoren in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, b)  $H_T$ , c) Der Jet Multiplizität, d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse, f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse.

abhängt. In Abbildung 34 sind daher die zugehörigen Skalenfaktoren gezeigt. Sowohl in Abbildung 33 als auch in Abbildung 34 sind die  $p_T$ -abhängigen Skalenfaktoren aus Abbildung 32 bereits angewandt. Gezeigt sind die Effizienzen und die Skalenfaktoren in Abhängigkeit von  $\eta$ ,  $H_T$ , der Jetmultiplizität,  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , und dem Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign und Same-Sign Ereignisse. In den Abbildungen 34b-d ist zu sehen, dass die Skalenfaktoren in allen Verteilungen innerhalb der Fehlerbalken kompatibel mit Eins sind. Es treten demnach also keine weiteren Abhängigkeiten von diesen anderen Variablen auf. In Abbildung 34e und f ist zu erkennen, dass die Skalenfaktoren für die Katego-

risierung in Same-Sign- und Opposite-Sign-Ereignisse unterschiedliche Abhängigkeiten vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons zeigen. In Abbildung 34a ist zu sehen, dass die Skalenfaktoren neben der  $p_{T,\tau}$ -Abhängigkeit auch noch eine Abhängigkeit von  $\eta$  zeigen. Bemerkenswerterweise tritt dieser Effekt im Myon-Kanal [75] nicht auf. In Abbildung 35 ist die gleiche Verteilung für die Kombination mit dem Myon-Kanal zu sehen. Da die Skalenfaktoren im Myon-Kanal keine Abhängigkeit von  $\eta$  zeigen, wirken die kombinierten Skalenfaktoren deutlich geglättet. Außer in den beiden äußersten Bins, also den Endkappen, sind die Skalenfaktoren kompatibel mit Eins. Dies kann man an der roten Linie in Abbildung 35a sehen. Diese stellt einen konstanten Fit an die Skalenfaktoren für a)  $\eta < 1,5$  und b)  $\eta > 1,5$  dar und befindet sich etwas unterhalb der Eins, was aber durch die Kombination mit der roten Linie in Abbildung 35b zu verstehen ist. Kombiniert man die beiden Fits, so erhält man ungefähr Eins. Um die Abweichung von den beiden äußersten Bins zu berücksichtigen wird auf die Skalenfaktoren in einem Bereich von  $|\eta| > 1,5$  eine zusätzliche systematische Unsicherheit von 20 % auf die Skalenfaktoren angenommen.

In Abbildung 36 sind die Effizienzen für den Myon-Kanal [75] und den Elektron-Kanal jeweils in Daten und Monte-Carlo miteinander verglichen. Es ist zu erkennen, dass die Effizienzen innerhalb weniger Prozent zusammenpassen. Die leichten Abweichungen kommen dabei von kinematischen Unterschieden in der Ereigniseselektion. Im Elektron-Kanal werden alle Elektronen aus dem Ereignissen entfernt, die  $\Delta R(\tau, e) > 0.5$  nicht erfüllen. Im Myon-Kanal hingegen werden die Tau-Leptonen aus dem Ereignis entfernt, wenn sie  $\Delta R(\tau, \mu) > 0.5$  nicht erfüllen.

Da die Effizienzen im Myon- und im Elektronen-Kanal übereinstimmen, können diese kombiniert werden. In Abbildung 37a sind die Effizienzen in den Daten und den Monte-Carlo Simulationen in Abhängigkeit des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons und in Abbildung 37b in Abhängigkeit von  $\eta$  gezeigt. Auch hier zeigt sich, dass die Effizienzen sich in den Daten und den Simulationen um einige Prozent unterscheiden.

Aufgrund des Unterschieds in den Effizienzen zwischen Daten und Simulationen werden auch im Falle der kombinierten Resultate wieder Skalenfaktoren berechnet. Abbildung 38 zeigt die Skalen für die Kombination des Elektron- und des Myon-Kanals. Die finalen Skalenfaktoren für die Kombination ergeben sich für  $\eta < 1.5$  als

$$\begin{aligned}
 s &= 1.04_{-0.03}^{+0.03}(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.}) \text{ für } 20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.86 \pm +0.06(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.}) \text{ für } 60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.59 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.}) \text{ für } 120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c \\
 s &= 1.06_{-0.48}^{+0.51}(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{syst.}) \text{ für } p_T > 200 \text{ GeV}/c.
 \end{aligned}
 \tag{27}$$

## 5. Analyse der CMS Daten

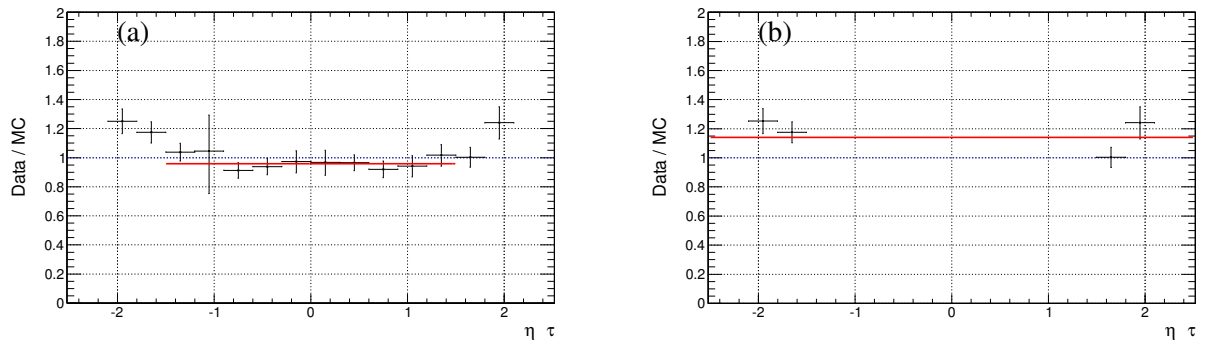


Abbildung 35: Skalenfaktoren in Abhängigkeit von  $\eta$  des führenden Tau-Leptons. Gezeigt sind Fits an die Bins in a) dem Barrel, b) den Endkappen.

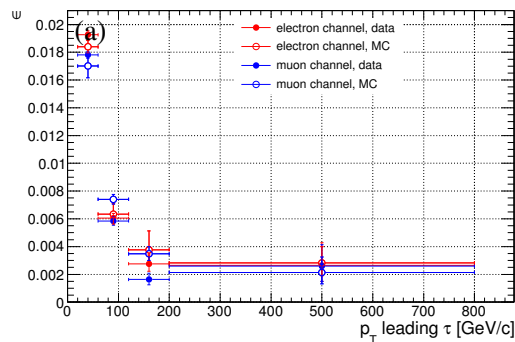


Abbildung 36: Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen in Abhängigkeit von  $p_T$  des führenden Tau-Leptons. Gezeigt sind der Elektron-Kanal (rot) und der Myon-Kanal (blau) [75].

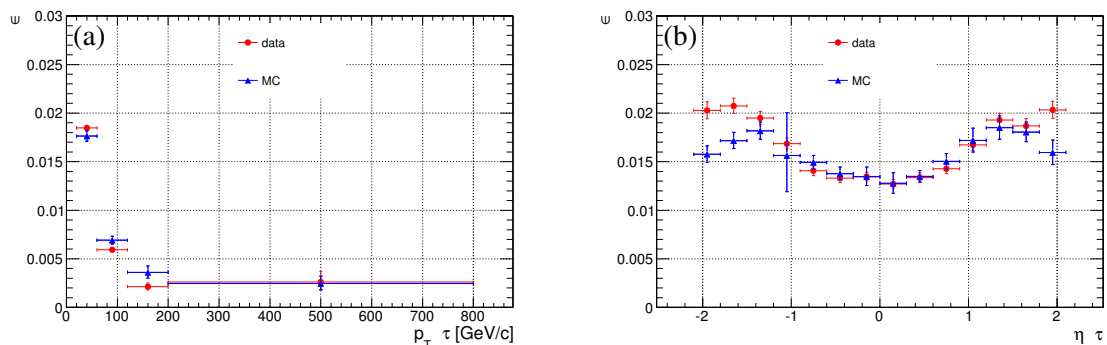


Abbildung 37: Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals jeweils in Daten (rot) und Monte-Carlo (blau). Gezeigt sind die Effizienzen in Abhängigkeit von a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons.

Für  $\eta \geq 1.5$  lauten die Skalenfaktoren inklusive der 20% Unsicherheit

$$\begin{aligned}
 s &= 1.04_{-0.03}^{+0.03}(\text{stat.}) \pm 0.22(\text{syst.}) \text{ für } 20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.86 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.19(\text{syst.}) \text{ für } 60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.59 \pm 0.14(\text{stat.})0.18(\text{syst.}) \text{ für } 120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c \\
 s &= 1.06_{-0.48}^{+0.51}(\text{stat.}) \pm 0.25(\text{syst.}) \text{ für } p_T > 200 \text{ GeV}/c.
 \end{aligned} \tag{28}$$

Die Verteilungen für die Effizienzen und die Skalenfaktoren in Abhängigkeit anderer Variablen sind in Abbildung 39 und 40 gezeigt. Wie bereits oben diskutiert, ist in Abbildung 40a eine  $\eta$ -Abhängigkeit der Skalenfaktoren zu sehen, die allerdings durch die zusätzliche Unsicherheit von 20% auf die Skalenfaktoren im Bereich  $|\eta| > 1,5$  berücksichtigt wird. In allen anderen Verteilungen zeigen die Effizienzen und Skalenfaktoren das gleiche Verhalten, wie bereits anhand des Elektron-Kanals diskutiert wurde.

### 5.7.1. Flavour-Zusammensetzung der Missidentifizierten Tau-Leptonen

In Abbildung 40e und f war zu sehen, dass die Skalenfaktoren in der Same-Sign und der Opposite-Sign Kategorie unterschiedlich sind. In diesem Abschnitt wird dieser Unterschied genauer untersucht. Die in diesem Abschnitt benutzte Methode wurde dabei von Roman Kogler, Jochen Ott und Thomas Peiffer (private Kommunikation) entwickelt. Es zeigt sich, dass der Unterschied von unterschiedlichen Quark- und Gluon-Zusammensetzungen in den beiden Kanälen kommt. Bei der Untersuchung der unterschiedlichen Partonen, die als ein Tau-Lepton fehl-rekonstruiert werden, wurde herausgefunden, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Gluon als ein Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wird, kleiner ist, als die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quark als Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wird. Zusätzlich ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein positiv geladenes Quark als ein positiv geladenes Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wird, größer als die Wahrscheinlichkeit, dass es als negativ geladenes Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wird. Genauso werden negativ geladene Quarks bevorzugt als negativ geladene Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert. Die elektrisch neutralen Gluonen können mit gleicher Wahrscheinlichkeit als positiv, oder negativ geladenes Tau-Lepton fehl-rekonstruiert werden.

Bei dem in Abschnitt 5.7 benutzten  $W^+$ Jets-Datensatz stammt das Elektron aus dem Zerfall eines  $W$ -Bosons. Demnach lässt sich anhand der Ladung der Elektronen direkt ablesen, ob es sich um ein  $W^+$ - oder ein  $W^-$ -Ereignis handelt. Aufgrund der *Parton-Density-Function* werden mehr  $W^+$ - als  $W^-$ -Ereignisse produziert. Außerdem werden  $W^+$ -Bosonen meist im Zusammenhang mit d-Quarks produziert, während  $W^-$ -Bosonen meist zusammen mit einem u-Quark produziert werden. Da sich die Wahrscheinlichkeiten, mit denen eines der Quarks oder Gluonen als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert werden, unterscheiden unterscheiden sich demzufolge auch die Fehlidentifikationsraten der Tau-Leptonen in den Same-Sign- und Opposite-Sign-Ereignissen.

## 5. Analyse der CMS Daten

In den Daten steht die Information darüber, welches Parton als ein Tau-Lepton fehl-rekonstruiert wurde, nicht zur Verfügung, daher kann eine Klassifikation nur in unterschiedliche Kategorien der elektrischen Ladungen der Leptonen erfolgen. Es wird daher im folgenden in vier Kanäle unterschieden. Diese vier Kanäle sind  $\tau^+e^+$ ,  $\tau^+e^-$ ,  $\tau^-e^+$  und  $\tau^-e^-$ . Diese vier Kanäle werden benutzt, um die verschiedenen  $\tau$ -Fehl-Identifikationsarten in den Daten zu bestimmen. Ereignisse, in denen sich mehr als ein Tau-Lepton befinden, werden für jede Kombination eines der Tau-Leptonen mit dem Elektron einmal gezählt.

Insgesamt lassen sich die Quarks und Gluonen je nach Ladung in fünf Kategorien einteilen. Diese Kategorien sind  $g$ ,  $q^{+2/3}$ ,  $q^{-2/3}$ ,  $q^{+1/3}$ ,  $q^{-1/3}$ . Jede dieser Kategorien kann jeweils als ein  $\tau^+$ , oder ein  $\tau^-$  fehl-rekonstruiert werden. Demnach gibt es also insgesamt  $5 * 2 = 10$  verschiedene Kategorien, in denen fehl-rekonstruierte Tau-Leptonen auftreten können. Die Fehlidentifikationsraten für  $g \rightarrow \tau^+$  und  $g \rightarrow \tau^-$  sind jeweils gleich. Selbiges gilt für die Fehlidentifikationsrate für  $q^{+2/3} \rightarrow \tau^+$  und  $q^{-2/3} \rightarrow \tau^-$ , sowie  $q^{+1/3} \rightarrow \tau^+$  und  $q^{-1/3} \rightarrow \tau^-$ . Demnach bleiben also noch sieben Kategorien mit unterschiedlichen Fehlidentifikationsraten über. Da bei der Einteilung in  $\tau^+e^+$ ,  $\tau^+e^-$ ,  $\tau^-e^+$  und  $\tau^-e^-$  nur vier dieser Variablen bestimmt werden können, wird zusätzlich angenommen, dass die vier Kategorien, in denen bei der Rekonstruktion die Ladungen vertauscht werden, also  $q^{+2/3} \rightarrow \tau^-$ ,  $q^{-2/3} \rightarrow \tau^+$ ,  $q^{+1/3} \rightarrow \tau^-$  und  $q^{-1/3} \rightarrow \tau^+$ , ebenfalls gleich sind. In Abbildung 42 ist zu sehen, dass die Unterschiede in diesen Kategorien tatsächlich klein sind. Die vier verbleibenden Kategorien werden  $\epsilon_g$ ,  $\epsilon_{q,2/3}$ ,  $\epsilon_{q,1/3}$  und  $\epsilon_{q,CF}$  genannt. Eine Übersicht, wie sich die verschiedenen Kategorien ergeben, ist in Abbildung 41 zu sehen. Dabei werden verschiedene Kategorien, von denen angenommen wird, dass sie gleich sind, jeweils mit Verbindungslinien gekennzeichnet.

Die Fehlidentifikationsrate der Tau-Leptonen wird nun wieder in den Daten und Monte-Carlo-Simulationen wie oben berechnet. Dabei wird diesmal in die vier Kanäle  $\tau^+e^+$ ,  $\tau^+e^-$ ,  $\tau^-e^+$  und  $\tau^-e^-$  unterschieden. Die Effizienzen für diese vier Kanäle lassen sich wie folgt parametrisieren:

$$\epsilon_{\tau^+\mu^+} = \epsilon_g \cdot f_g^{\tau^+\mu^+} + \epsilon_{q,2/3} \cdot f_{q,2/3}^{\tau^+\mu^+} + \epsilon_{q,1/3} \cdot f_{q,1/3}^{\tau^+\mu^+} + \epsilon_{q,CF} \cdot f_{q,CF}^{\tau^+\mu^+}, \quad (29)$$

$$\epsilon_{\tau^+\mu^-} = \epsilon_g \cdot f_g^{\tau^+\mu^-} + \epsilon_{q,2/3} \cdot f_{q,2/3}^{\tau^+\mu^-} + \epsilon_{q,1/3} \cdot f_{q,1/3}^{\tau^+\mu^-} + \epsilon_{q,CF} \cdot f_{q,CF}^{\tau^+\mu^-}, \quad (30)$$

$$\epsilon_{\tau^-\mu^+} = \epsilon_g \cdot f_g^{\tau^-\mu^+} + \epsilon_{q,2/3} \cdot f_{q,2/3}^{\tau^-\mu^+} + \epsilon_{q,1/3} \cdot f_{q,1/3}^{\tau^-\mu^+} + \epsilon_{q,CF} \cdot f_{q,CF}^{\tau^-\mu^+}, \quad (31)$$

$$\epsilon_{\tau^-\mu^-} = \epsilon_g \cdot f_g^{\tau^-\mu^-} + \epsilon_{q,2/3} \cdot f_{q,2/3}^{\tau^-\mu^-} + \epsilon_{q,1/3} \cdot f_{q,1/3}^{\tau^-\mu^-} + \epsilon_{q,CF} \cdot f_{q,CF}^{\tau^-\mu^-}. \quad (32)$$

In diesen Gleichungen beschreibt  $f_X^Y$  jeweils den Anteil an Tau-Lepton-Kandidaten in der Kategorie X und dem Kanal Y nach der Forderung nach dem Decay-Mode-Finding. Die Ergebnisse für diese Werte sind in Abbildung 43 zu sehen.

Nachdem die im vorherigen Abschnitt bestimmten Skalenfaktoren angewandt wurden wird nun ein Maximum-Likelihood-Fit angewandt, um  $\epsilon_g$ ,  $\epsilon_{q,2/3}$ ,  $\epsilon_{q,1/3}$  und  $\epsilon_{q,CF}$  in den vier Kanälen  $\tau^+e^+$ ,  $\tau^+e^-$ ,  $\tau^-e^+$  und  $\tau^-e^-$  zu bestimmen. Aufgrund unzureichender Statistik in den Daten wird dabei jeweils nur ein Wert variiert, während die anderen konstant gehalten werden. Die Ergeb-

nisse dieses Fits sind in Abbildung 44 zu sehen.

Aus der Unsicherheit des Fits in einer Kategorie und dem Verhältnis an Ereignissen der jeweiligen Kategorie in den Daten und den Simulationen lässt sich die maximal erlaubte Unsicherheit auf die in Abschnitt 5.7 bestimmten Skalenfaktoren bestimmen. Wären die Anteile an  $g$ ,  $(q, 2/3)$ ,  $(q, 1/3)$  und  $(q, CF)$  in der Signal-Region und der Seitenband-Region, die zur Bestimmung der Fehlidentifikationsraten der Tau-Leptonen benutzt wurde, identisch dann wären die inklusiven Skalenfaktoren ausreichend um die Fehlidentifikationsraten in der Signalregion zu beschreiben. Da sich die Fehlidentifikationsraten in der Signal- und der Seitenband-Region unterscheiden werden die Unsicherheiten in den vier verschiedenen Kategorien anhand des Verhältnisses von Ereignissen der jeweiligen Kategorie in der Signal- und der Seitenband-Region skaliert. Diese zusätzlichen systematischen Unsicherheiten in den vier Kanälen werden als unkorreliert angenommen und quadratisch addiert. Die kombinierten Skalenfaktoren für den Elektron und den Myon-Kanal ergeben sich damit wie folgt

$$\begin{aligned}
 s &= 1.04_{-0.03}^{+0.03}(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.}) \text{ für } 20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.86 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.}) \text{ für } 60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c \\
 s &= 0.59 \pm 0.14(\text{stat.})0.14(\text{syst.}) \text{ für } 120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c \\
 s &= 1.06_{-0.48}^{+0.51}(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{syst.}) \text{ für } p_T > 200 \text{ GeV}/c.
 \end{aligned} \tag{33}$$

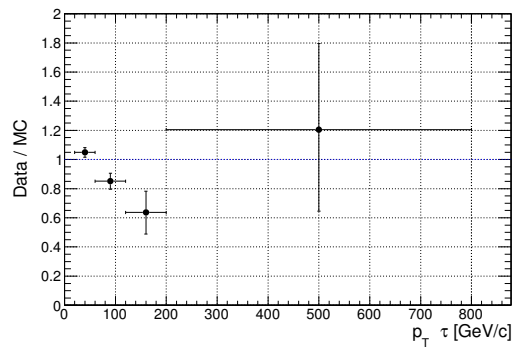


Abbildung 38: Skalenfaktoren für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons.

## 5.7. Fehlidentifikationsrate von Tau-Leptonen

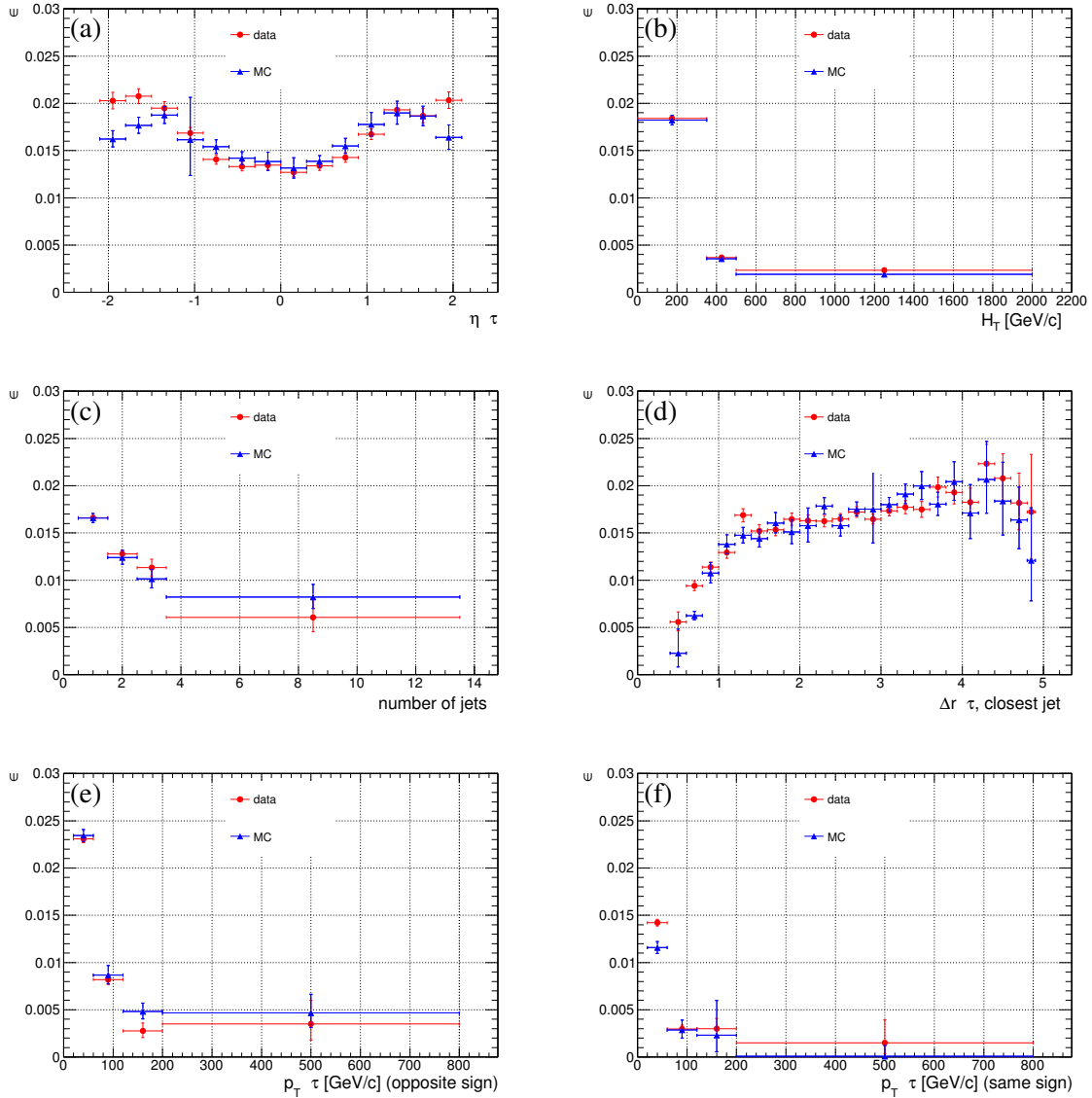


Abbildung 39: Fehlidentifikationsraten von Tau-Leptonen, nachdem die  $p_T$ -abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, b)  $H_T$ , c) der Jet Multiplizität, d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse, f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse.

## 5. Analyse der CMS Daten

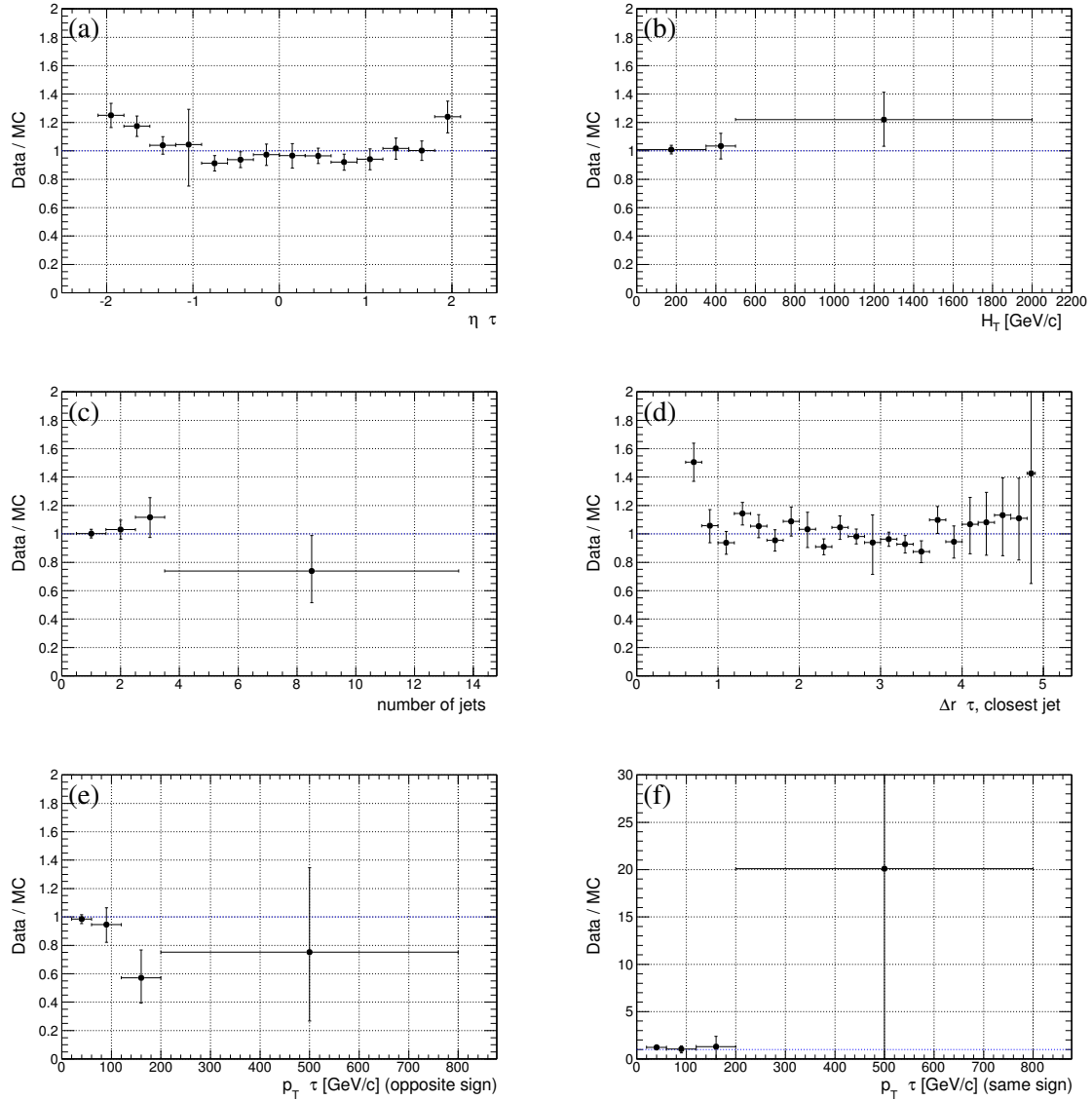


Abbildung 40: Skalenfaktoren nachdem die  $p_T$ -abhängigen Skalenfaktoren angewandt wurden für die Kombination des Elektron- und Myon-Kanals. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten in Abhängigkeit von a)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, b)  $H_T$ , c) der Jet Multiplizität, d)  $\Delta R(\tau, \text{nächster Jet})$ , e)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Opposite-Sign Ereignisse, f)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons für Same-Sign Ereignisse.

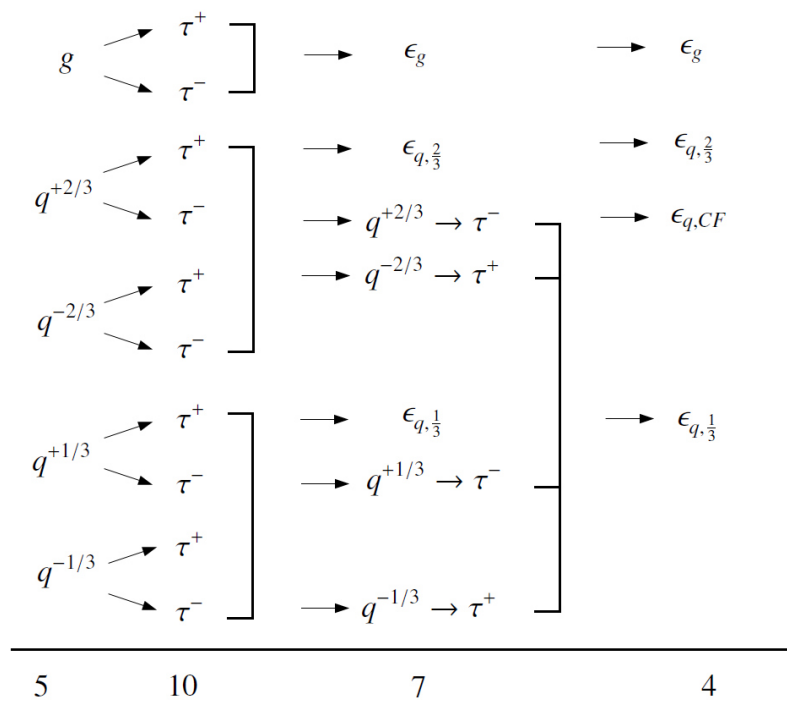


Abbildung 41: Übersicht über die verschiedenen Kategorien, die zur Bestimmung der Fehlidentifikationsrate in den vier Kanälen  $\tau^+ e^+$ ,  $\tau^+ e^-$ ,  $\tau^- e^+$  und  $\tau^- e^-$  verwendet werden. Verschiedene Kategorien, die als gleich angenommen werden sind jeweils mit Verbindungslinien gekennzeichnet.

## 5. Analyse der CMS Daten

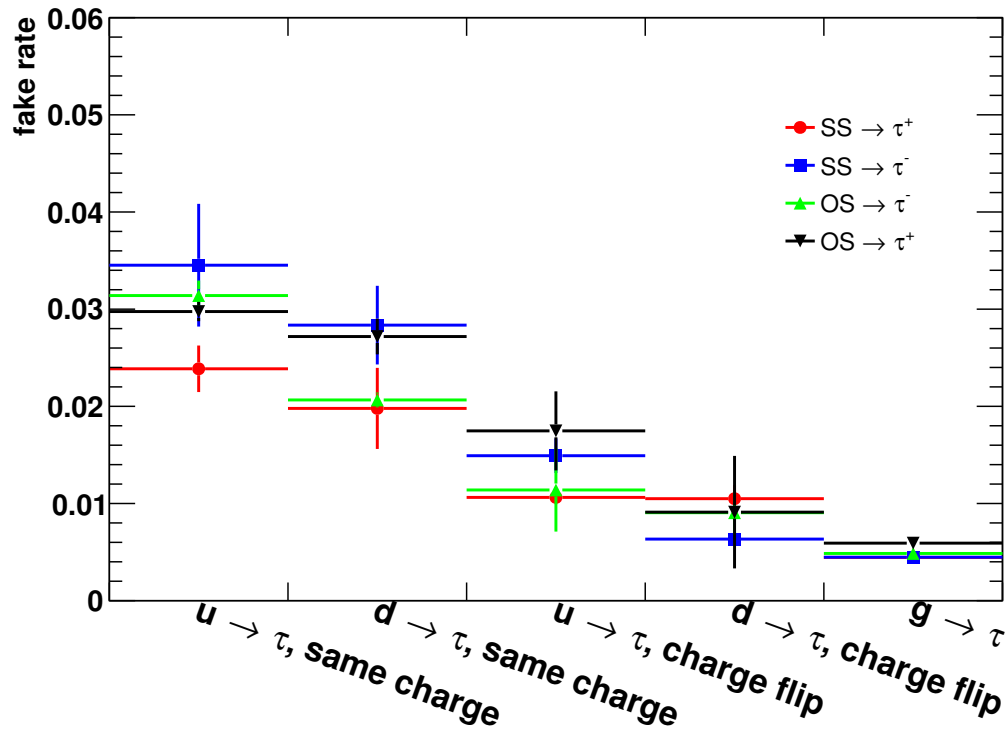


Abbildung 42: Fehlidentifikationsraten, mit denen Gluonen und verschiedene Quarks in den Simulationen als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert werden.

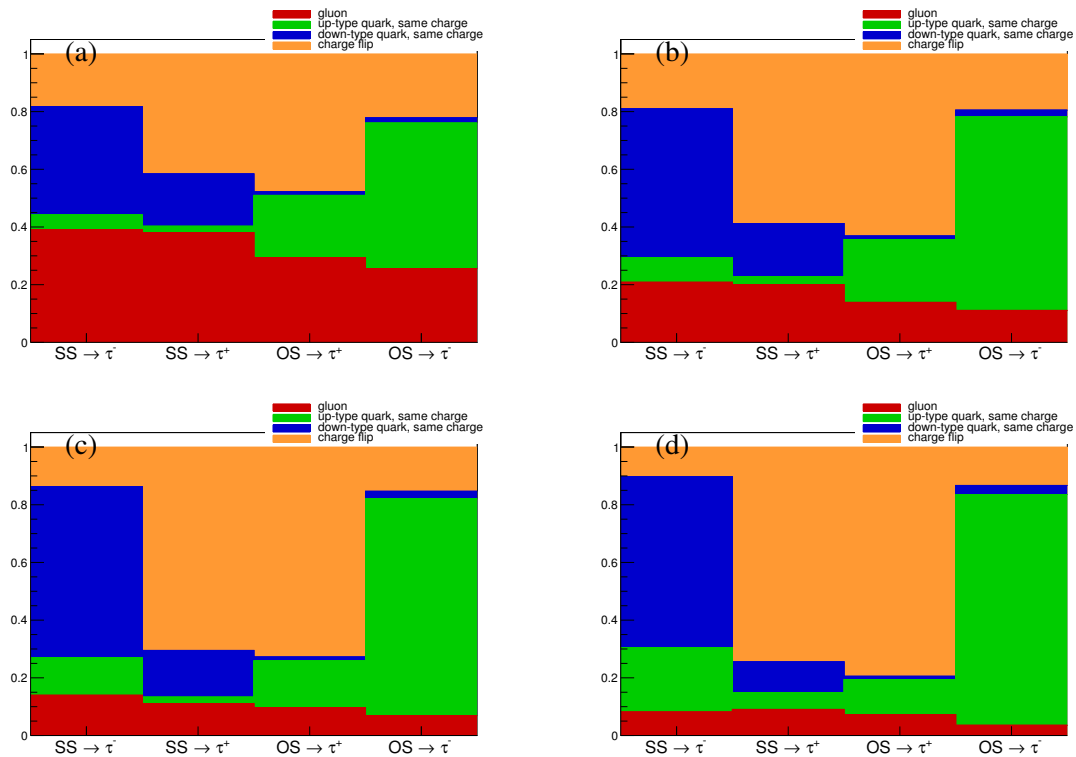


Abbildung 43: Zusammensetzung der Fehlidentifikationsraten in den vier Kanälen  $\tau^+e^+$ ,  $\tau^+e^-$ ,  $\tau^-e^+$  und  $\tau^-e^-$  für die vier verschiedenen  $p_T$ -Bins in denen die Skalenfaktoren bestimmt werden.

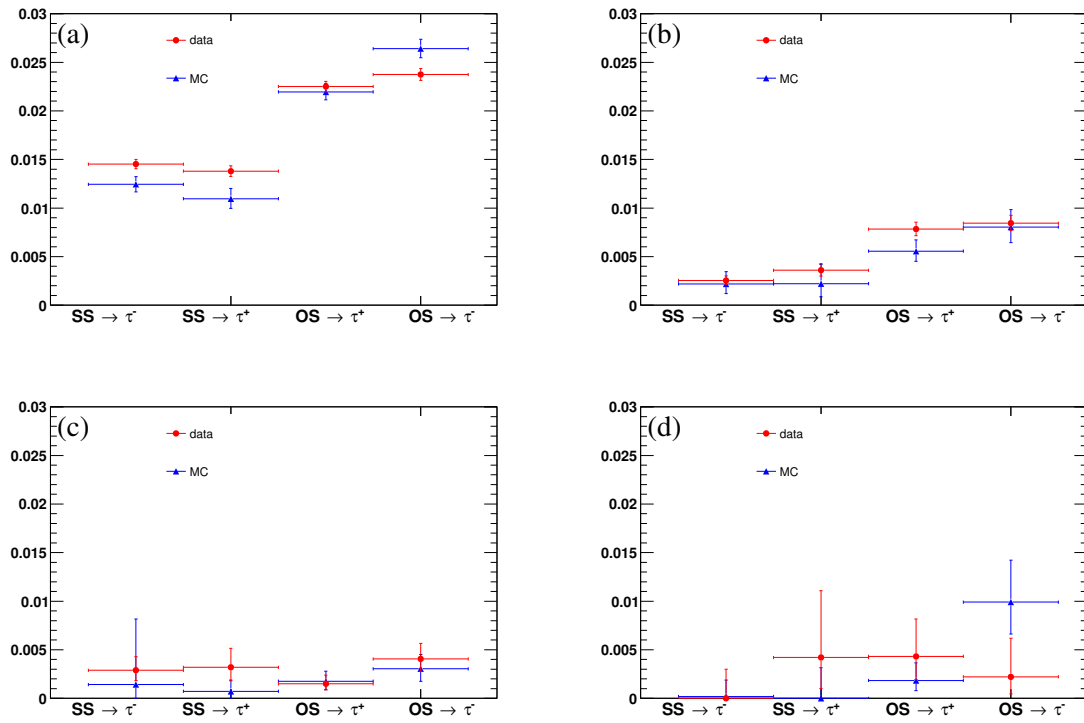


Abbildung 44: Fehlidentifikationsraten als Funktion der vier Kanälen  $\tau^+e^+$ ,  $\tau^+e^-$ ,  $\tau^-e^+$  und  $\tau^-e^-$ , nachdem die in Abschnitt 5.7 bestimmten Skalenfaktoren angewandt wurden. Gezeigt sind die Fehlidentifikationsraten für a)  $20 \text{ GeV}/c < p_T < 60 \text{ GeV}/c$  b)  $60 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c$  c)  $120 \text{ GeV}/c < p_T < 200 \text{ GeV}/c$  d)  $p_T > 200 \text{ GeV}/c$

## 5. Analyse der CMS Daten

## 6. Ergebnisse

### 6.1. Selektionen

Wie in Abschnitt 6.3 diskutiert wird, liefern die Medium- und die Medium-HT1000-Selection die besten erwarteten Ausschlussgrenzen mit 95% CL auf den Wirkungsquerschnitt der Leptoquark-Paarproduktion, daher werden diese beiden im folgenden noch einmal vorgestellt. Beide Selektionen fordern jeweils die Vorselektion, wie sie in Abschnitt 5.3 beschrieben ist, plus die folgenden Schnitte:

- Für die **Medium-Selection** müssen die Ereignisse die folgenden Schnitte erfüllen:
  - Alle Tau-Leptonen im Ereignissen müssen den Arbeitspunkt des Medium Tau-Leptons, wie es in Abschnitt 4.3 beschrieben ist, erfüllen. Außerdem muss es mindestens ein Medium Tau-Lepton im Ereignis geben.
  - Für den Jet mit dem höchsten Transversalimpuls muss  $p_T > 100 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2,5$  gelten.
  - Ein zweiter anti- $k_T$ -Jet mit Radius  $\Delta R = 0,5$ ,  $p_T > 50 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2,5$  muss enthalten sein.
  - Ein dritter anti- $k_T$ -Jet mit Radius  $\Delta R = 0,5$ ,  $p_T > 30 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2,5$  muss enthalten sein.
  - $\cancel{E}_T > 50 \text{ GeV}/c$ .
  - $H_T > 400 \text{ GeV}/c$ .
- Für die **Medium-HT1000-Selection** müssen die **Medium-Selection** und der folgende Schnitt erfüllt sein:
  - $H_T > 1000 \text{ GeV}/c$ .

In den Abbildungen 45 und 46 sind Kontrollverteilungen nach der Medium-Selection gezeigt. Die Kontrollverteilungen für die Medium-HT1000-Selection sind in den Abbildungen 47 und 48 zu sehen. Es ist generell eine gute Beschreibung der Daten-Verteilung durch die Simulation zu beobachten.

### 6.2. Systematische Unsicherheiten

Für die Interpretation des finalen Spektrums müssen systematische Unsicherheiten in Betracht gezogen werden. Diese Unsicherheiten lassen sich in zwei Kategorien unterteilen: solche, die einen Einfluss auf die Rate der  $p_T^\tau$ -Verteilung haben und solche die einen Einfluss auf die Rate und die Form der  $p_T^\tau$ -Verteilung haben. Unsicherheiten, die die Rate der  $p_{T,\tau}$ -Verteilung beeinflussen, sind:

## 6. Ergebnisse

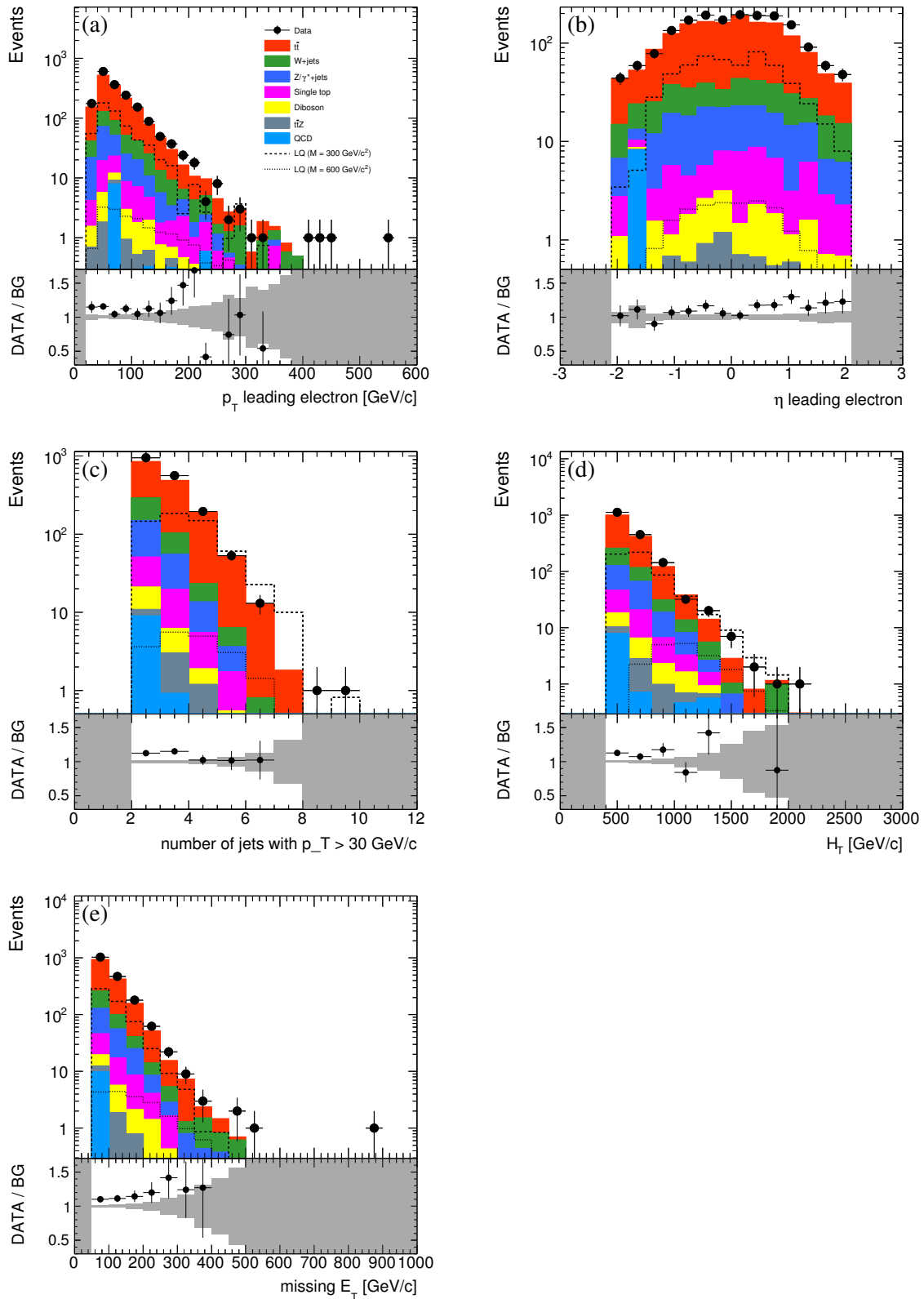


Abbildung 45: Kontrollverteilungen nach der Medium-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Elektrons, b)  $\eta$  des führenden Elektrons, c) die Anzahl an Jets mit  $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ , d)  $H_T$ , e)  $E_T$ .

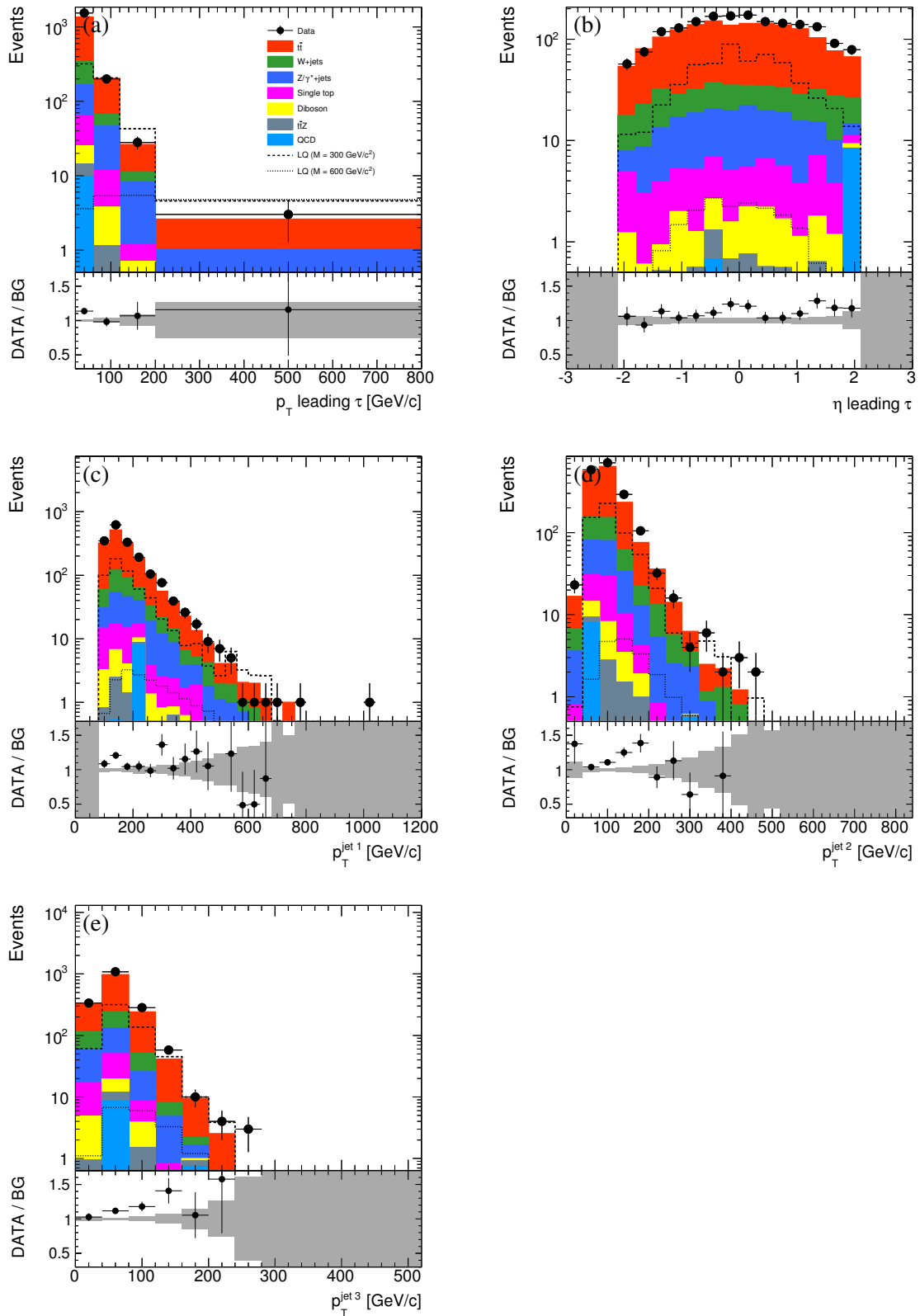


Abbildung 46: Kontrollverteilungen nach der Medium-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons, b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, c)  $p_T$  des führenden Jets, d)  $p_T$  des zweithöchsten Jets, e)  $p_T$  des dritthöchsten Jets.

## 6. Ergebnisse

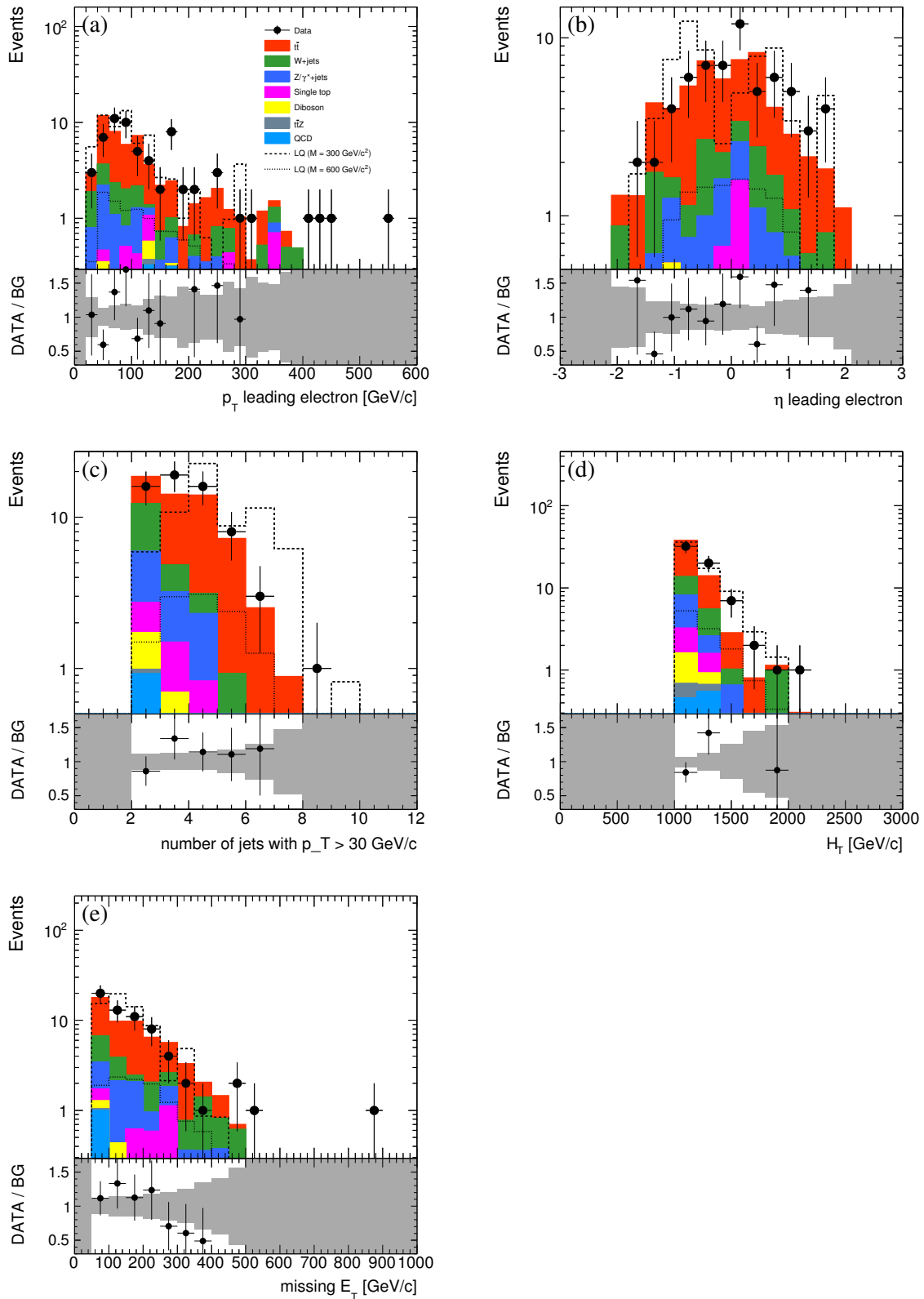


Abbildung 47: Kontrollverteilungen nach der Medium-HT1000-Selektion. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Elektrons, b)  $\eta$  des führenden Elektrons, c) die Anzahl an Jets mit  $p_T > 30$  GeV/c, d)  $H_T$ , e)  $\cancel{E}_T$ .

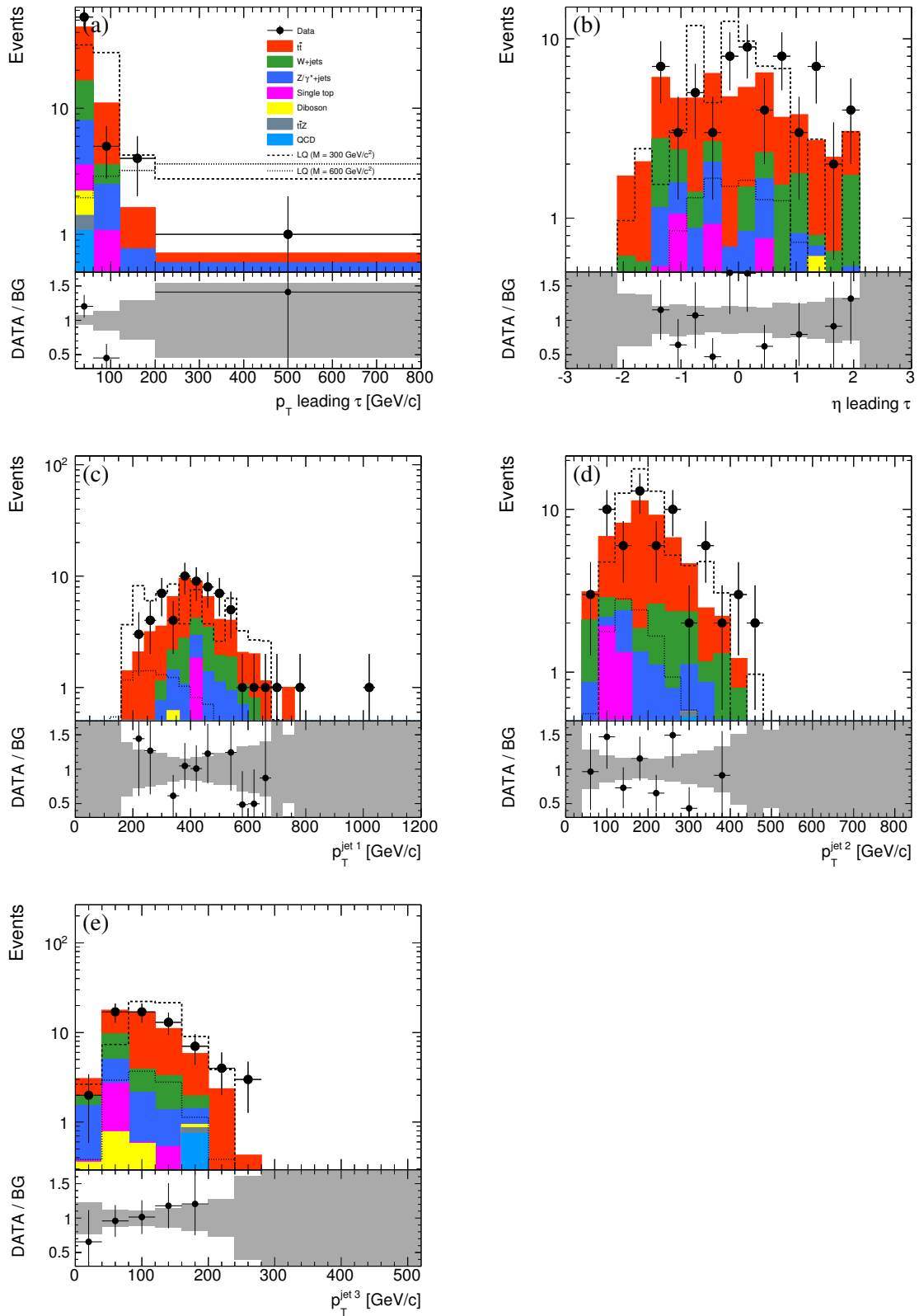


Abbildung 48: Kontrollverteilungen nach der Medium-HT1000-Selection. Gezeigt sind die Verteilungen für a)  $p_T$  des führenden Tau-Leptons, b)  $\eta$  des führenden Tau-Leptons, c)  $p_T$  des führenden Jets, d)  $p_T$  des zweithöchsten Jets, e)  $p_T$  des dritthöchsten Jets.

## 6. Ergebnisse

- Die Unsicherheit auf die Luminosität von 2,6% [5] beeinflusst die Normierung aller Prozesse.
- Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte der Standardmodell-Prozesse sind [37, 7, 49]:
  - Normierung der  $t\bar{t}$ -Produktion 15%.
  - Normierung der Produktion einzelner t-Quarks 50%.
  - Normierung der  $W + Jets$ -Produktion 50%.
  - Normierung der  $Z + Jets$ -Produktion 50%.
  - Normierung der Diboson-Produktion 100%.
  - Normierung der  $t\bar{t}Z$ -Produktion 100%.
  - Normierung der QCD 100%.

Unsicherheiten, die die Rate und die  $p_{T,\tau}$ -Verteilung beeinflussen, sind:

- **Elektronen-ID und Trigger:** Die in Abschnitt 5.2.2 bestimmten Skalenfaktoren für die Elektron-ID und den Trigger werden um  $\pm 1\sigma$  variiert.
- **Pile-Up Umgewichtung:** Der *Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt*, auf dem die Umgewichtung des Pile-Ups basiert, wird um eine Standardabweichung variiert.
- **Jet Energy Resolution (JER):** Die in Abschnitt 4.4 beschriebenen  $\eta$ -abhängigen Korrekturfaktoren werden um eine Standardabweichung variiert [46, 2].
- **Jet Energy Corrections (JEC):** Die in Abschnitt 4.4 beschriebenen  $\eta$ - und  $p_T$ -abhängigen Korrekturfaktoren werden um eine Standardabweichung variiert [46, 2].
- **Skalierungsunsicherheiten auf  $t\bar{t}$ - und  $W+Jets$ -Produktion:** Die Faktorisierungs- und Renormalisierungs-Skalen werden jeweils um einen Faktor von 2 bzw. 0,5 variiert.
- **Skalenfaktoren auf die Tau-Lepton Fehlidentifikation:** Die Skalenfaktoren werden um jeweils  $\pm\sigma$  variiert.
- **Missidentifikation von Elektronen als Tau-Leptonen:** Auf Elektronen, die als Tau-Leptonen fehl-rekonstruiert werden, mit  $|\eta| \leq 2,1$  wird eine Unsicherheit von 20 % angewandt. Für  $|\eta| > 2,1$  beträgt diese Unsicherheit 2,5%.
- **Tau-Identifikation:** Eine Unsicherheit von 6% wird auf die Identifikation echter Tau-Leptonen angewandt [3].
- **Tau-Lepton-Energie:** Die Energiemessung aller Tau-Leptonen wird um  $\pm 3\%$  variiert [3].

- **Auflösung der Tau-Lepton-Energie:** Für alle echten Tau-Leptonen wird die Energie-Auflösung um  $\pm 10\%$  variiert.
- **Parton-Density-Function (PDF):** Die Unsicherheit auf die gewählte PDF folgt der Empfehlung der PDF4LHC Arbeitsgruppe [28]. Alle Monte-Carlo Simulationen, außer  $t\bar{t}$ , werden entsprechend der 44 Eigenvektoren des cteq66 PDF-Sets umgewichtet. Für  $t\bar{t}$  werden die Eigenvektoren des CT10 PDF-Sets benutzt.
- **Top- $p_T$ -Umgewichtung:** Um eine Fehlmodellierung zwischen der  $p_T$ -Verteilung der  $t\bar{t}$ -Ereignisse und Vorhersagen höherer Ordnungen zu korrigieren wird die  $t\bar{t}$ -Verteilung gemäß den Empfehlungen aus [4] umgewichtet.
- **W+Jets-Parton-Shower-Matching:** Für das Schauern und die Hadronisation in den W+Jets-Simulationen wird der MLM-Algorithmus [19] benutzt. Der Jet-Parton-Matching Grenzwert ist ein freier Parameter in dieser Theorie und wird um einen Faktor 2 variiert, um diese Unsicherheit zu berücksichtigen.

Details zu den Studien der systematischen Unsicherheiten sind in Anhang A zu sehen. In den dort gezeigten Abbildungen sind jeweils die relativen Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium- und der Medium-HT1000-Selection für das Signal eines Leptoquarks mit  $m_{LQ} = 500 \text{ GeV}/c^2$ , für die  $t\bar{t}$ -Simulation und für die  $W + Jets$ -Simulation zu sehen.

### 6.3. Finales Spektrum

Unter Berücksichtigung aller im vorherigen Abschnitt beschriebenen Unsicherheiten können nun die finalen Ergebnisse dieser Studie präsentiert werden. In Abschnitt 5.5.1 ist zu sehen, dass die Medium- und die Medium-HT700-Selection unter Vernachlässigung der systematischen Unsicherheiten die besten Ausschlussgrenzen liefern. In Abschnitt 5.5.2 ist zu sehen, dass diese Analyse zusätzlich von einem variablen  $H_T$ -Schnitt nach der Medium-Selection profitieren kann. In Abbildung 49 sind noch einmal die erwarteten Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium Selection mit verschiedenen  $H_T$ -Schnitten unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten zu sehen. In dieser Abbildung wird vereinfachend angenommen, dass die Unsicherheit der Flavour-Zusammensetzung der identifizierten Tau-Leptonen für alle Selektionen die gleiche ist. Es zeigt sich, dass die Medium- und die Medium-HT700-Selection unter Berücksichtigung aller systematischen Unsicherheiten in etwa die gleichen erwarteten Ausschlussgrenzen liefern. Die Medium-HT1000-Selection hingegen liefert eine signifikante Verbesserung der erwarteten Ausschlussgrenzen. Aus diesem Grund werden im folgenden die Medium und die Medium-HT1000-Selection verglichen. In den Abbildungen 50 und 51 sind die Verteilungen des Transversalimpulses des führenden

## 6. Ergebnisse

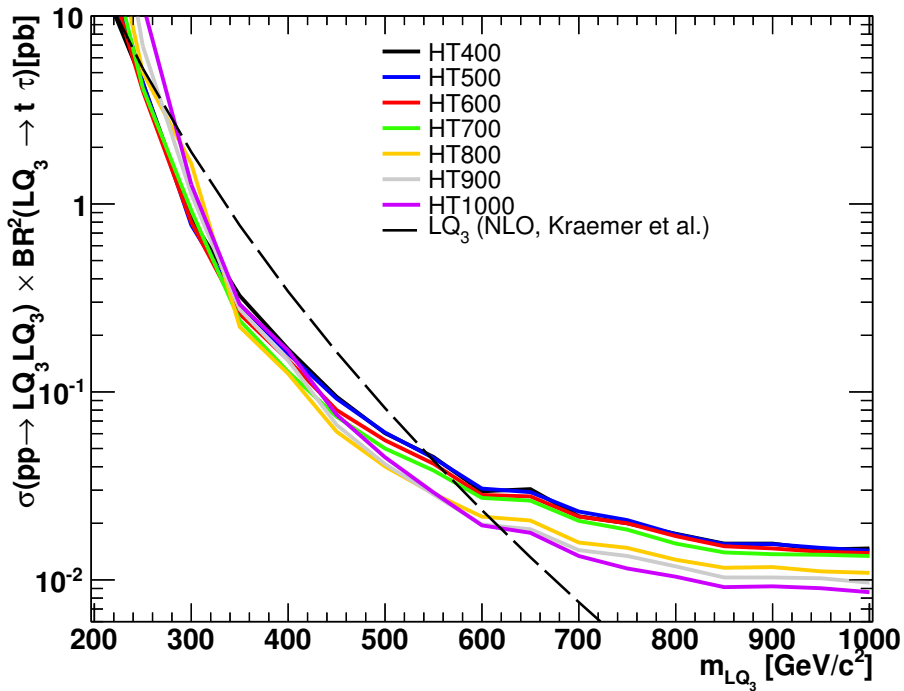


Abbildung 49: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für verschiedene  $H_T$ -Schnitte unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten.

Tau-Leptons nach der Medium-Selection und Medium-HT1000-Selection zu sehen. Die schraffierte Fläche gibt den totalen Fehler an, wobei der statistische und die systematischen Fehler quadratisch addiert wurden. Im unteren Teil der Abbildung gibt die dunkelgrau hinterlegte Fläche den statistischen Fehler und die hellgrau hinterlegte Fläche den statistischen plus den systematischen Fehler an. Zu sehen ist, dass nach der Medium-HT1000-Selection die Standardmodell Untergründe stark sinken, so dass eine gute Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund möglich ist.

In Tabelle 2 sind die Anzahlen an Ereignissen nach diesen beiden Selektionen für die Simulationen von Signal und Untergrund sowie den Daten zu sehen. Durch die Medium-Selection werden in den Daten insgesamt 1776 Ereignisse selektiert. Die Erwartung des Untergrundes vom Standardmodell inklusive der statistischen und systematischen Unsicherheiten beträgt  $1601^{+309}_{-202}$ . Für die Medium-HT1000-Selection werden insgesamt 63 Ereignisse selektiert, während die Erwartung des Untergrundes vom Standardmodell  $57,9 \pm 15,7$  Ereignisse beträgt. In beiden Fällen ist die Anzahl an selektierten Ereignissen in den Daten innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit der Erwartung des Standardmodell-Untergrunds.

Demzufolge wird kein Signal beobachtet. Dies ist auch in den Abbildungen 50 und 51 zu sehen, in der die Daten und die Simulationen gut übereinstimmen. Daher werden im nächsten Abschnitt Ausschlussgrenzen auf die Produktion der Leptoquarks berechnet.

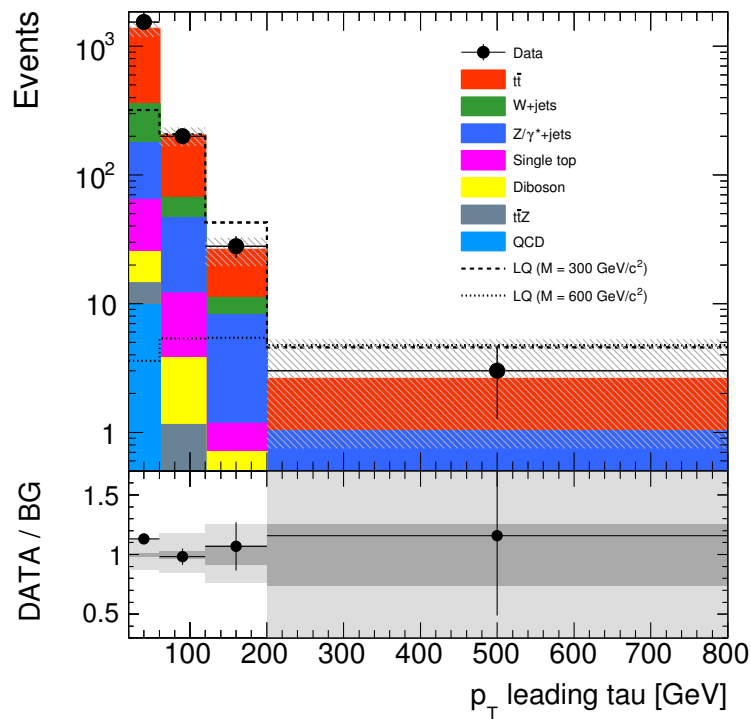


Abbildung 50: Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons nach der Medium-Selection. Die schraffierte Fläche gibt den totalen Fehler an, wobei der statistische und die systematischen Fehler quadratisch addiert werden. Im unteren Teil der Abbildung gibt die dunkelgrau hinterlegte Fläche den statistischen Fehler und die hellgrau hinterlegte Fläche den statistischen plus den systematischen Fehler an.

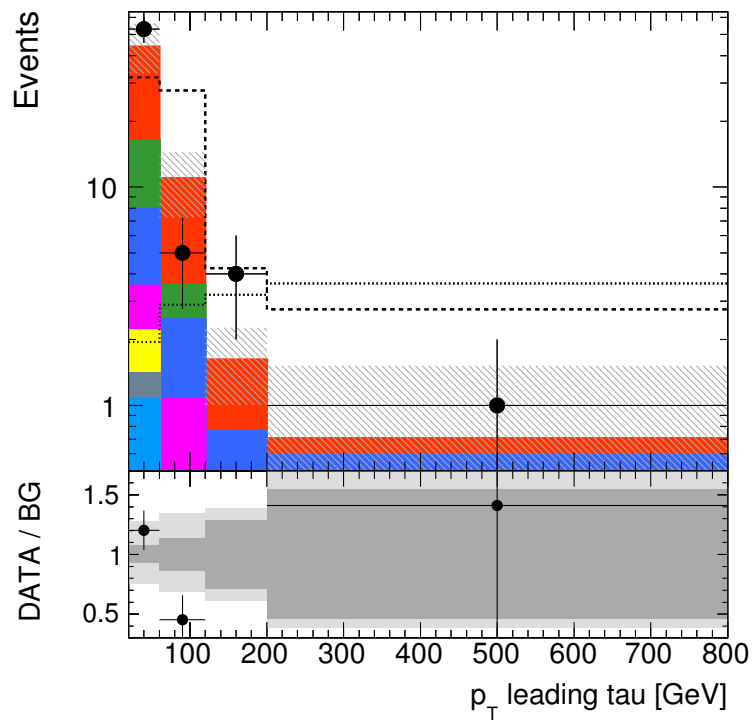


Abbildung 51: Transversalimpuls des führenden Tau-Leptons nach der Medium-HT1000-Selection. Die schraffierte Fläche gibt den totalen Fehler an, wobei der statistische und die systematischen Fehler quadratisch addiert werden. Im unteren Teil der Abbildung gibt die dunkelgrau hinterlegte Fläche den statistischen Fehler und die hellgrau hinterlegte Fläche den statistischen plus den systematischen Fehler an.

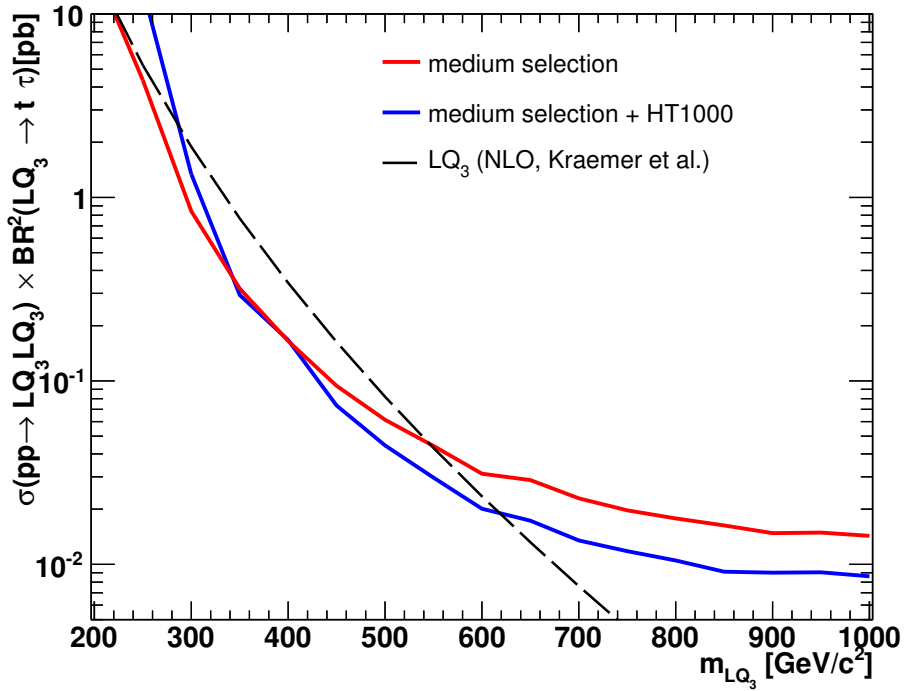


Abbildung 52: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium- und die Medium-HT1000 Selection unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten.

## 6.4. Ausschlussgrenzen

Unter Berücksichtigung aller in Abschnitt 6.2 beschriebenen Unsicherheiten können die Ausschlussgrenzen mit 95% CL auf den Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Die Berechnung der Ausschlussgrenzen wird mit dem *Theta-Framework* [1] mittels der Bayesschen Methode [78] für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$ , mittels eines Template-Fits an die  $p_{T,\tau}$ -Verteilung, durchgeführt. Als Eingangsgröße für die Berechnung dieser Ausschlussgrenzen dienen die beiden Verteilungen in den Abbildungen 50 und 51. In Abbildung 52 sind die beobachteten Ausschlussgrenzen unter Berücksichtigung der statistischen und aller systematischen Unsicherheiten mit 95% CL auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$  zu sehen. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt dabei den Next-to-Leading-Order Wirkungsquerschnitt des untersuchten Prozesses [71]. Die Unsicherheit der Flavour-Zusammensetzung der Missidentifizierten Tau-Leptonen wurde jeweils für die Medium- und die Medium-HT1000 Selection bestimmt und separat berücksichtigt. Es zeigt sich, dass die beiden Selektionen bis zu einer Leptoquarkmasse von etwa 400  $\text{GeV}/c^2$  sehr ähnliche erwartete Ausschlussgrenzen liefern. Ab  $m_{LQ} = 400 \text{ GeV}/c^2$  liefert die Medium-HT1000 Selection allerdings bessere Ergebnisse.

In Abbildung 53 sind die finalen Ausschlussgrenzen mit 95% CL auf den Wirkungsquerschnitt

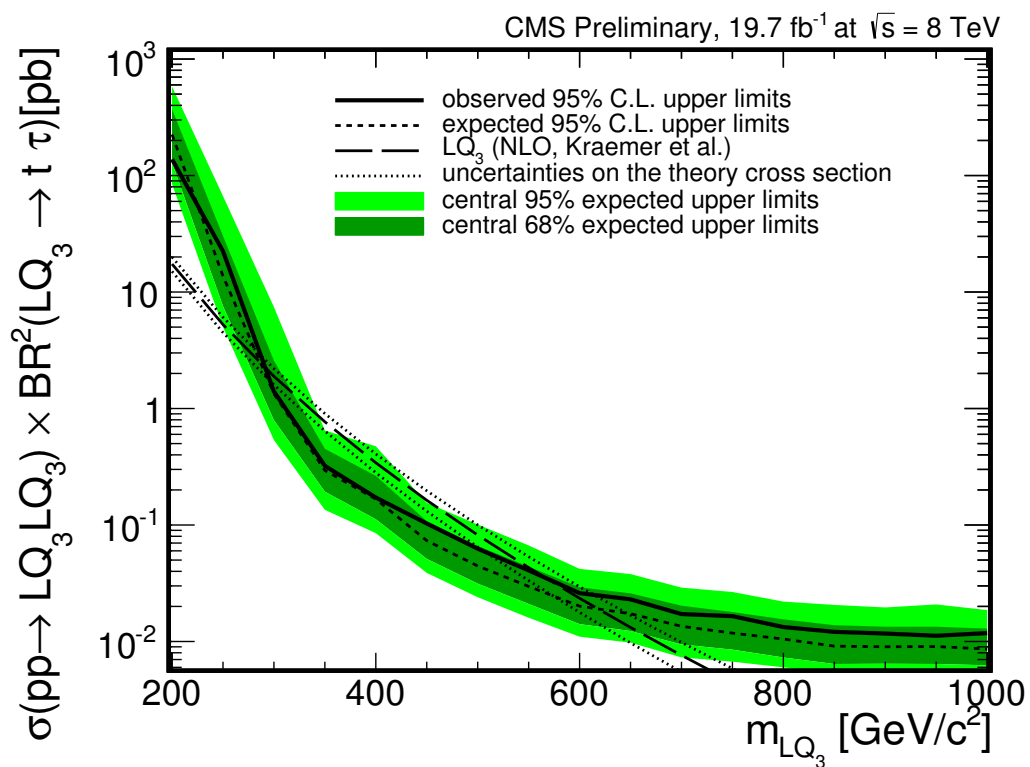


Abbildung 53: Finale Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium-HT1000-Selection. Die gestrichelte Linie gibt die erwarteten Ausschlussgrenzen, die durchgezogene Linie die gemessenen Ausschlussgrenzen und die hell- und dunkelgrünen Bänder die Ein- bzw. Zwei-Sigma-Ausschlussgrenzen an.

dargestellt. Für Leptoquarks mit einer Masse von  $200 \text{ GeV}/c^2$  lässt sich der Wirkungsquerschnitt bis  $138 \text{ pb}$  ausschließen. Für Leptoquarks mit einer Masse von  $1000 \text{ GeV}/c^2$  lässt sich der Wirkungsquerschnitt bis  $0.0118 \text{ pb}$  ausschließen. Durch den Vergleich mit der von Krämer et al. [71] berechneten Next-to-Leading-Order Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt für den Prozess  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$  lassen sich die Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt direkt in Ausschlussgrenzen auf die Masse der Leptoquarks übersetzen. Somit können Leptoquarks mit einer Masse von  $300 < m_{LQ} < 590 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL ausgeschlossen werden. Erwartet wurden Ausschlussgrenzen für Leptoquarkmassen von  $300 < m_{LQ} < 610 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL. Diese Ergebnisse gelten für ein angenommenes Verzweigungsverhältnis  $\beta = 1$ .

## 6.5. Kombination mit dem Myon-Kanal

Durch eine Kombination mit dem Myon-Kanal lässt sich die Statistik verdoppeln und somit die Sensitivität auf das Leptoquark-Signal verbessern. Die Analyse des Myon-Kanals findet in zwei unterschiedlichen Kanälen statt. Bei der inklusiven Suche [75] wird, wie in dieser Analyse, nach allen  $LQ_3 \rightarrow t \tau$  Ereignissen gesucht. Bei der anderen Analyse [52] wird nur nach Zerfällen gesucht, in denen mindestens ein Tau-Lepton und ein Myon mit der jeweils gleichen Ladung auftreten. Wie bereits in Abschnitt 2.3 erklärt, gibt es bei dem Leptoquarksignal viele Kombinationsmöglichkeiten, bei denen solche Ereignisse mit gleicher Ladung auftreten können, während derartige Ereignisse für Standardmodell-Prozesse seltener sind, so dass eine bessere Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund ermöglicht wird.

Um einen Überlapp dieser beiden Analysen zu verhindern werden aus der inklusiven Analyse alle Ereignisse entfernt, die in [52] selektiert werden. Da sich die Definitionen der Leptonen in den beiden Myon-Analysen unterscheiden, können sich in der inklusiven Analyse immer noch Ereignisse befinden, in denen ein Myon und ein Tau-Lepton mit der gleichen elektrischen Ladung auftreten.

In Abbildung 54 sind die erwarteten Ausschlussgrenzen mit 95% CL für die Kombination aus dem Elektron- und dem inklusiven Myon-Kanal, jeweils für die Medium- und die Medium-HT1000 Selection, zu sehen. Letztere wird in dieser Abbildung *high-mass selection* genannt. Beide Selektionen liefern für niedrige Leptoquarkmassen nahezu die gleichen erwarteten Ausschlussgrenzen, während die Medium-HT1000 Selection bei hohen Leptoquarkmassen bessere erwartete Ausschlussgrenzen liefert. Insbesondere im Vergleich mit Abbildung 52 ist zu sehen, dass die erwarteten Ausschlussgrenzen sich durch die Kombination erheblich verbessern. Dies ist auch in Abbildung 55 zu sehen. In dieser Abbildung sind die erwarteten Ausschlussgrenzen für den inklusiven Myon-Kanal in Orange, den Elektron-Kanal in Grün, die Kombination der beiden Myon-Kanäle in Blau und für die Kombination aller drei Analysen in Rot zu sehen. Zu erkennen ist, dass sich die erwarteten Ausschlussgrenzen durch jede Kombination der Kanäle verbessert.

## 6. Ergebnisse

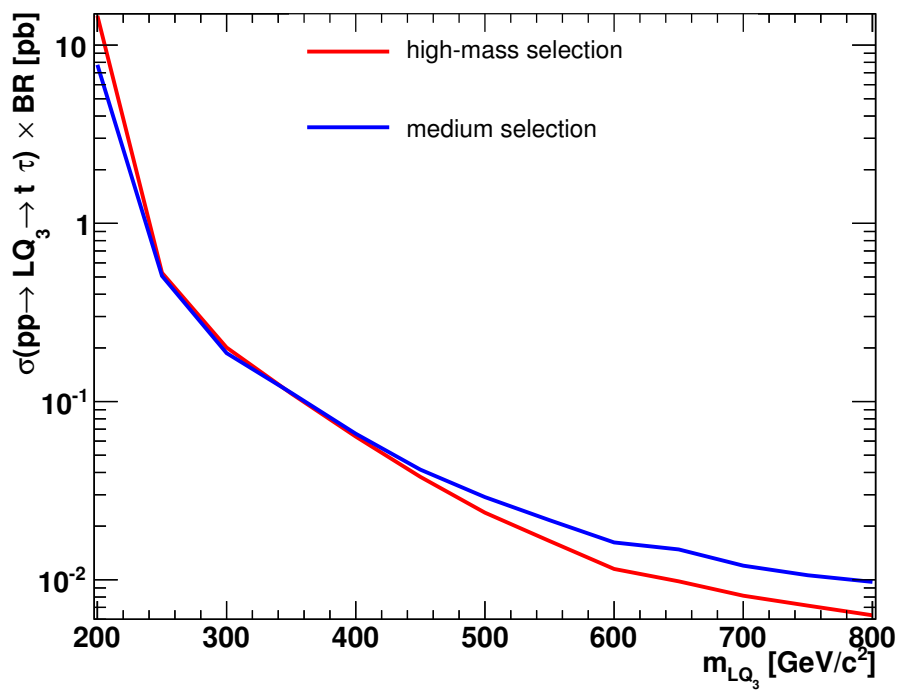


Abbildung 54: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Medium- und die Medium-HT1000 Selection unter Berücksichtigung aller systematischer Unsicherheiten. Gezeigt sind die erwarteten Ausschlussgrenzen für die Kombination des Myon- und des Elektron-Kanals.

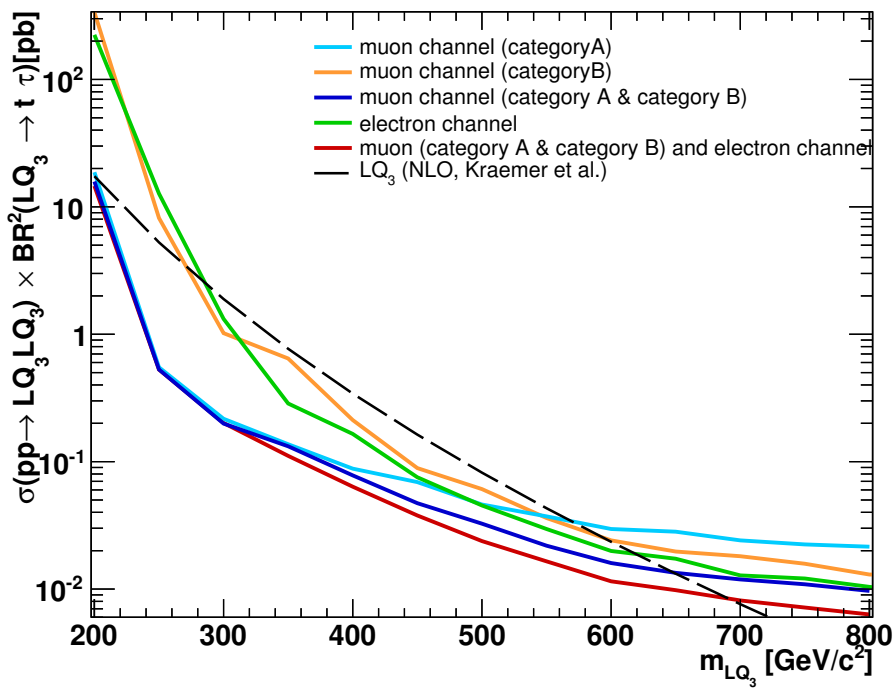


Abbildung 55: Erwartete Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für den inklusiven Myon-Kanal in Orange, den Elektron-Kanal in Grün, die Kombination der beiden Myon-Kanäle in Blau und für die Kombination aller drei Analysen in Rot.

## 6. Ergebnisse

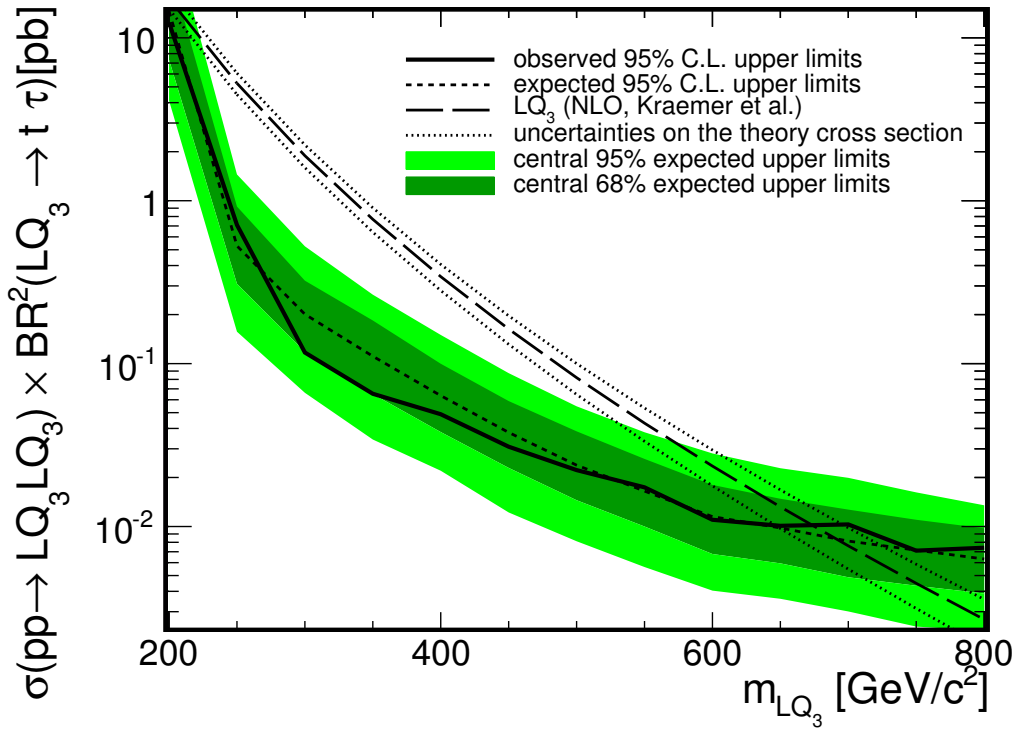


Abbildung 56: Finale Ausschlussgrenzen mit 95 % CL auf den Wirkungsquerschnitt für die Kombination aller drei Analysen. Die gestrichelte Linie gibt die erwarteten Ausschlussgrenzen, die durchgezogene Linie die gemessenen Ausschlussgrenzen und die hell- und dunkelgrünen Bänder die Ein- bzw. Zwei-Sigma Ausschlussgrenzen an.

In Abbildung 56 sind die finalen Ausschlussgrenzen mit 95% CL auf den Wirkungsquerschnitt für die kombinierten Ergebnisse aller drei Analysen dargestellt. Durch die Kombination verbessert sich die Sensitivität auf des Leptoquark-Signal, so dass die Ausschlussgrenzen sich verbessern. Für Leptoquarks mit einer Masse von 200  $\text{GeV}/c^2$  lässt sich somit der Wirkungsquerschnitt bis 12,4  $pb$  ausschließen. Für Leptoquarks mit einer Masse von 1000  $\text{GeV}/c^2$  beträgt der noch zugelassene Wirkungsquerschnitt 0.00741  $pb$ . Durch den Vergleich mit der von Krämer et al. [71] berechneten Next-to-Leading-Order Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt für den Prozess  $\sigma(pp \rightarrow LQ_3 LQ_3, LQ_3 \rightarrow t \tau)$  lassen sich die Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt wieder direkt in Ausschlussgrenzen auf die Masse der Leptoquarks übersetzen. Somit können Leptoquarks mit einer Masse von  $m_{LQ} < 670 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL ausgeschlossen werden. Erwartet wurden Ausschlussgrenzen bis  $m_{LQ} < 690 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL. Diese Ergebnisse gelten wieder für ein Verzweigungsverhältnis  $\beta = 1$ .

Tabelle 2: Anzahl an Ereignissen nach der Medium- und der Medium-HT1000-Selection.

Datensatz	Anzahl an Ereignissen nach der Medium-Selection	Anzahl an Ereignissen nach der Medium-Selection + HT1000
$LQ (M = 200 \text{ GeV}/c^2)$	497,6	32,44
$LQ (M = 250 \text{ GeV}/c^2)$	787,7	45,15
$LQ (M = 300 \text{ GeV}/c^2)$	573,5	66,62
$LQ (M = 350 \text{ GeV}/c^2)$	318,6	52,49
$LQ (M = 400 \text{ GeV}/c^2)$	183,7	40,21
$LQ (M = 450 \text{ GeV}/c^2)$	101,3	30,58
$LQ (M = 500 \text{ GeV}/c^2)$	56,56	22,81
$LQ (M = 550 \text{ GeV}/c^2)$	31,67	16,35
$LQ (M = 600 \text{ GeV}/c^2)$	19,13	11,67
$LQ (M = 650 \text{ GeV}/c^2)$	10,43	7,35
$LQ (M = 700 \text{ GeV}/c^2)$	6,45	5,13
$LQ (M = 750 \text{ GeV}/c^2)$	3,80	3,17
$LQ (M = 800 \text{ GeV}/c^2)$	2,34	2,07
$LQ (M = 850 \text{ GeV}/c^2)$	1,49	1,36
$LQ (M = 900 \text{ GeV}/c^2)$	0,91	0,86
$LQ (M = 950 \text{ GeV}/c^2)$	0,58	0,55
$LQ (M = 1000 \text{ GeV}/c^2)$	0,35	0,34
$t\bar{t}$	$1167^{+215}_{-188}$	$36 \pm 14$
$W + \text{jets}$	$202 \pm 73$	$10 \pm 5$
$Z + \text{jets}$	$154^{+28}_{-20}$	$7 \pm 3$
Singletop	$48 \pm 11$	$2 \pm 2$
Diboson	$14 \pm 4$	$1,21 \pm 1,13$
$t\bar{t}Z$	$6 \pm 2$	$0,5 \pm 0,7$
QCD	$10^{+5}_{-12}$	$1,18 \pm 1,19$
Summe Untergrund	$1601^{+309}_{-202}$	$57,9 \pm 15,7$
Daten	1776	63

## 6. Ergebnisse

## 7. Zusammenfassung

In dieser Studie wurde der komplette CMS-Datensatz aus dem Jahr 2012, der bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV aufgenommen wurde und einer integrierten Luminosität von  $19,7 \text{ fb}^{-1}$  entspricht, zur Suche nach Leptoquarks der dritten Generation ausgewertet. Es wurde dabei nach Leptoquark-Paarerzeugung gesucht, wobei beide Leptoquarks jeweils in ein  $t$ -Quark und ein Tau-Lepton zerfallen. Basierend auf diesem Signal wurden verschiedene Ereignis-selektionen, basierend auf hohen Werten für  $H_T$ , fehlender transversaler Energie, vielen Jets, mindestens einem hadronisch zerfallenden Tau-Lepton und mindestens einem Elektron entwickelt und daraufhin verglichen, welche Selektion die beste Sensitivität auf das Leptoquark-Signal gibt. Es wurde gezeigt, dass die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons sensitiv auf die Masse der Leptoquarks ist und daher zur finalen Interpretation der Ergebnisse genutzt werden kann.

Es wurden Fehlidentifikationsraten für als Tau-Lepton fehl-rekonstruierte Jets in den Kollisionsereignissen und den Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Die Fehlidentifikationsraten sind sowohl in den Kollisionsereignissen als auch in den Monte-Carlo-Simulationen in der Größenordnung einiger Prozent, aber unterschiedlich. Daher wurden Skalenfaktoren berechnet und als Ereignisgewicht angewandt.

Die Ergebnisse dieser Studie wurden mit zwei weiteren Studien zur Suche nach Leptoquarks der dritten Generation im Zerfallskanal nach  $t + \tau$  kombiniert, um so die Sensitivität auf das Leptoquark-Signal zu verbessern. In den beiden anderen Analysen wird jeweils der Zerfallskanal mit einem Myon, anstelle eines Elektrons ausgewertet.

Es wurde kein Überschuss zur Standardmodell-Erwartung gefunden und daher wurden Ausschlussgrenzen mit 95% CL auf die Produktion von Leptoquarks mittels eines Binned-Likelihood-Template-Fits errechnet. Durch die Auswertung des Elektronen-Kanals können Leptoquarks bis zu einer Masse von  $m_{LQ} < 590 \text{ GeV}/c^2$  ausgeschlossen werden. Anhand der kombinierten Ergebnisse aller drei Suchkanäle können Leptoquarks der dritten Generation für ein Verzweigungsverhältnis  $\beta = 1$  bis zu einer Masse von  $m_{LQ} < 670 \text{ GeV}/c^2$  ausgeschlossen werden.

Für den Zerfallskanal  $LQ_3 \rightarrow t + \tau$  sind die in dieser Analyse produzierten Ausschlussgrenzen die besten bisher erreichten Ausschlussgrenzen. Die Analyse von Leptoquarks mit höheren Massen ist zukünftigen Analysen am 14 TeV LHC vorbehalten.

*A. Details der Studien der systematischen Unsicherheiten*

## **A. Details der Studien der systematischen Unsicherheiten**

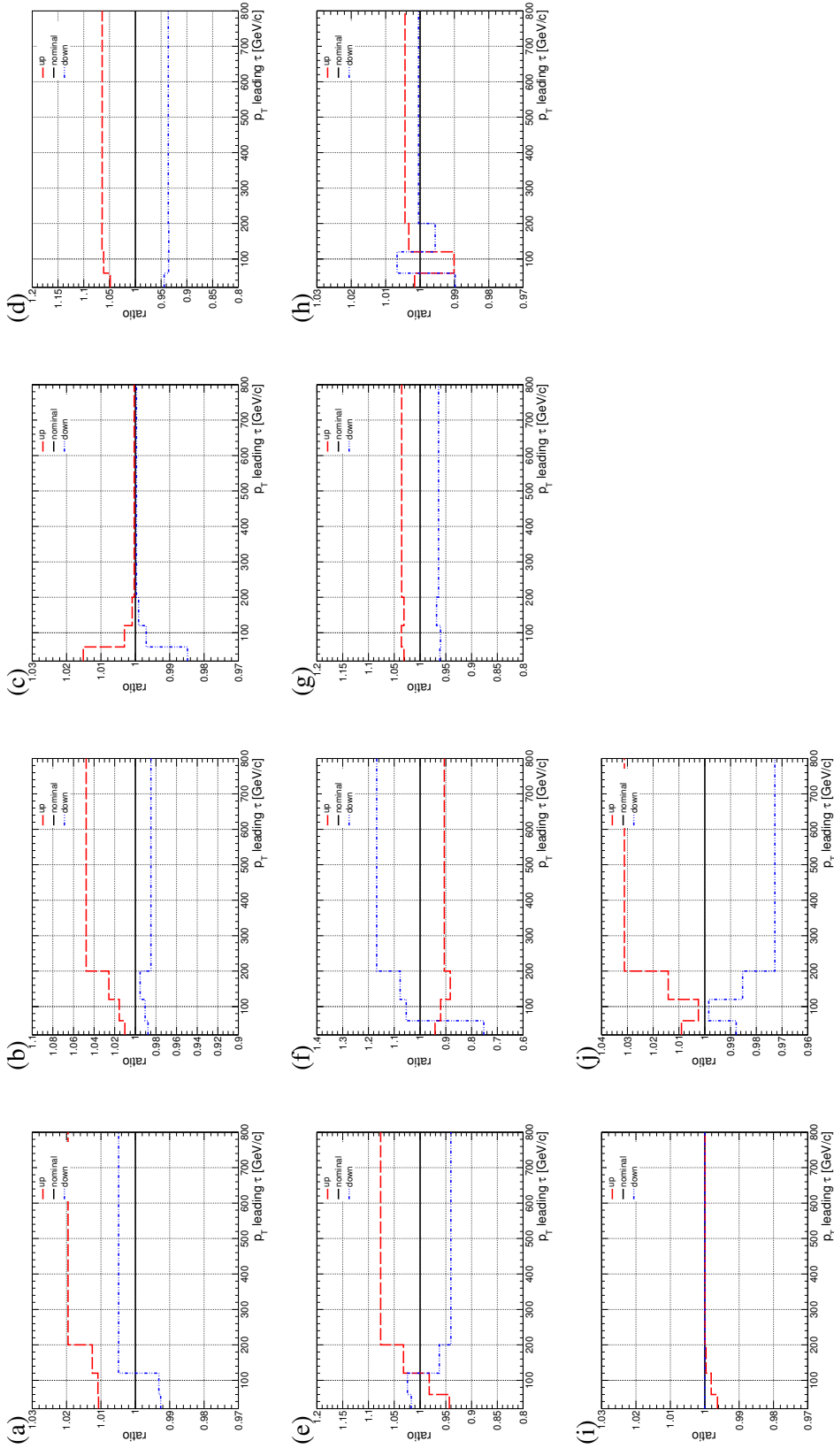


Abbildung 57: Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-Selection, für das Signal eines Leptoquarks mit  $m_{LQ} = 500 \text{ GeV}/c^2$ . Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektronen Skalenfaktor, j) PDF.

A. Details der Studien der systematischen Unsicherheiten

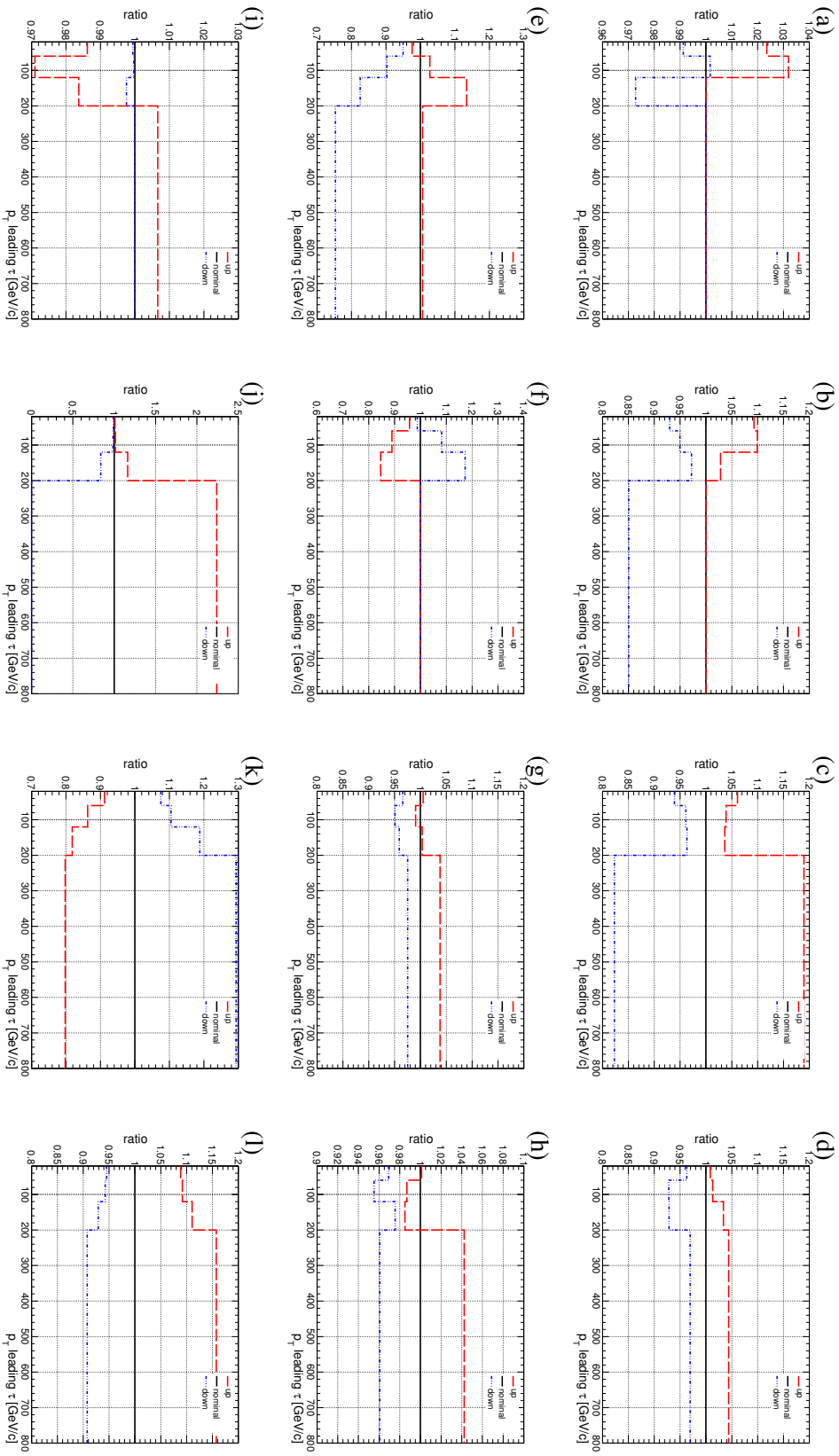


Abbildung 58: Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-Selection, für die  $t\bar{t}$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) Skalierungs-Unsicherheit, k) Top- $p_T$ -Umgewichtung, l) PDF.

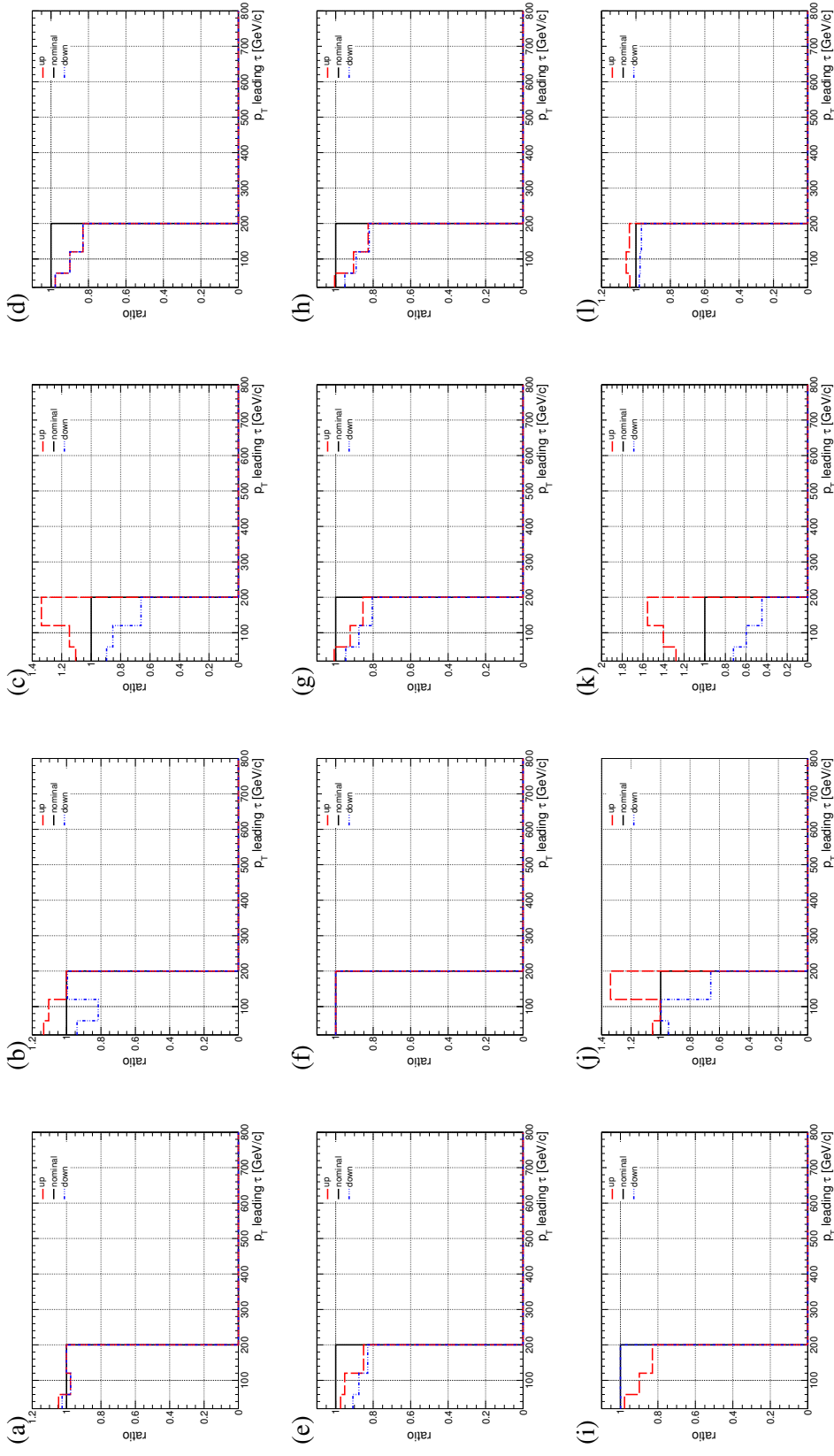


Abbildung 59: Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-Selection, für die  $W + Jets$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Elektronen Skalenfaktor, i) Pile-Up, j) Tau-Elektron-Skalenfaktor, k) Tau-Elektron-Skalenfaktor, l)  $W + Jets$ -Parton-Shower-Matching, m) Skalierungs-Unsicherheit, n) PDF.

## A. Details der Studien der systematischen Unsicherheiten

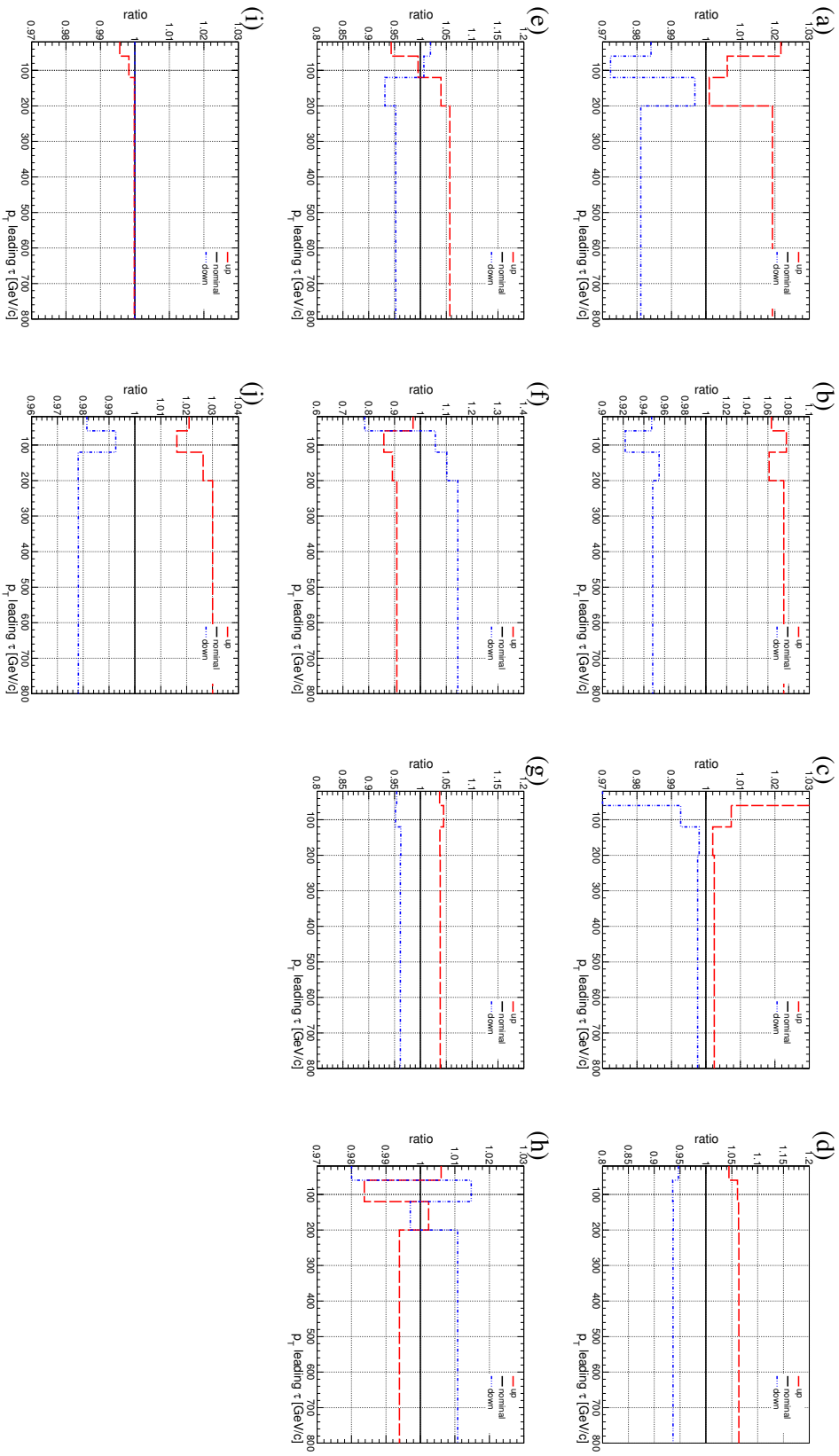


Abbildung 60: Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-HT1000-Selection, für das Signal eines Leptoquarks mit  $m_{LQ} = 500 \text{ GeV}/c^2$ . Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) PDF.

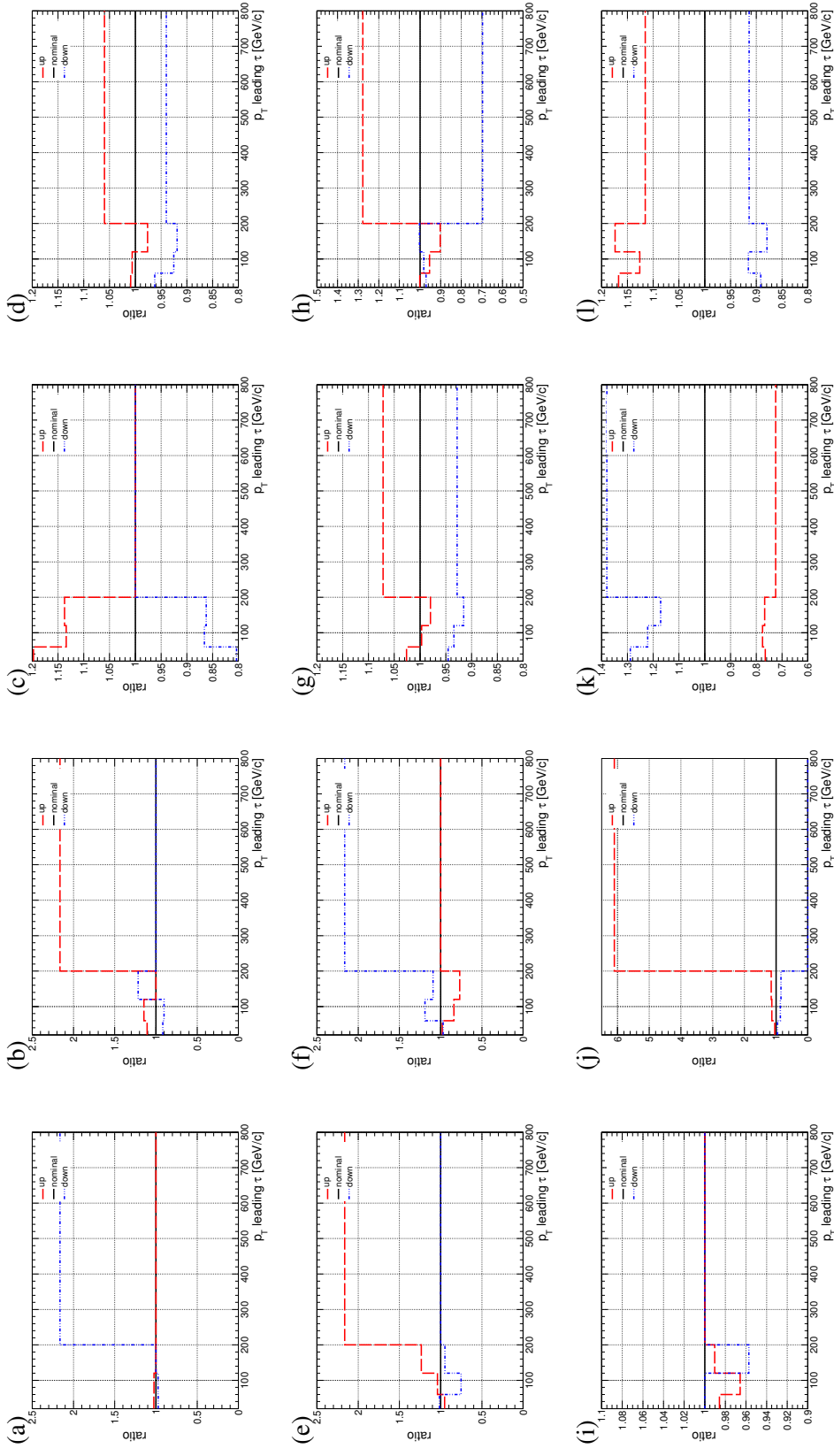


Abbildung 61: Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-HT1000-Selection, für die  $\bar{t}t$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j) Skalierungs-Unsicherheit, k) Top- $p_T$ -Umgewichtung, l) PDF.

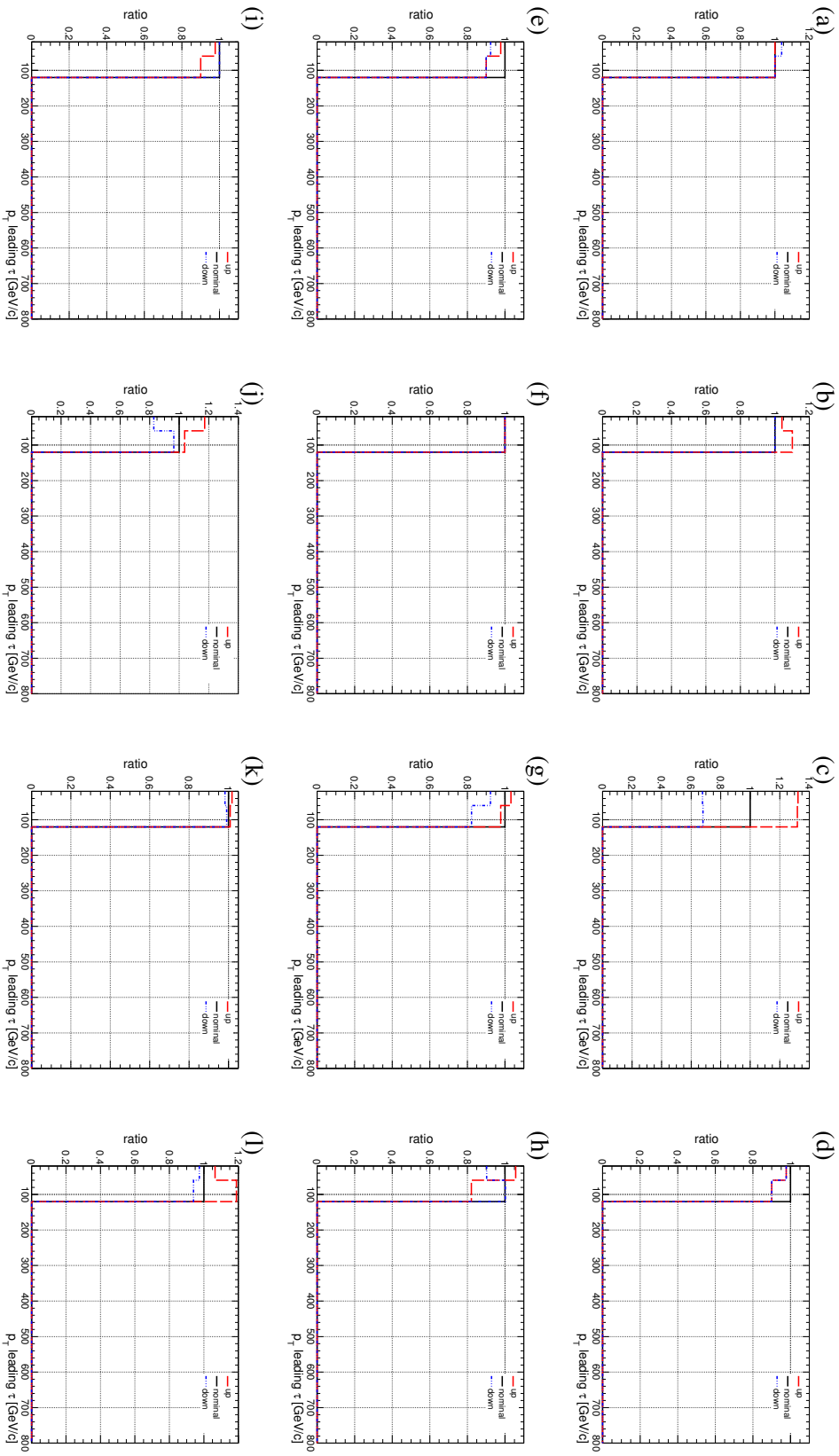


Abbildung 62: Relative Unsicherheiten als Funktion des Transversalimpulses des führenden Tau-Leptons, nach der Medium-HT1000-Selection, für die  $W + Jets$ -Simulation. Gezeigt sind die Unsicherheiten für a) JER, b) JEC, c) Tau Skalenfaktor, d) Tau-Identifikation, e) Tau-Lepton-Energie, f) Auflösung der Tau-Lepton-Energie, g) Elektronen Skalenfaktor, h) Pile-Up, i) Tau-Elektron-Skalenfaktor, j)  $W + Jets$ -Parton-Shower-Matching, k) Skalierungs-Unsicherheit, l) PDF.

## Literatur

- [1] <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~ott/theta/theta-auto/>
- [2] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/JetResolution>
- [3] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendation>.
- [4] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TopPtRewighting>
- [5] CERN: CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2012 Update. Geneva, 2012 (CMS-PAS-LUM-12-001). – Forschungsbericht
- [6] CERN: Search for Pair-production of Second generation Leptoquarks in 8 TeV proton-proton collisions. 2013 (CMS-PAS-EXO-12-042). – Forschungsbericht
- [7] CERN: Search for  $t\bar{t}$  resonances in semileptonic final state. Geneva, 2013 (CMS-PAS-B2G-12-006). – Forschungsbericht
- [8] Aad, G. u. a.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3 (2008), S. S08003. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [9] Aad, G. u. a.: Search for first generation scalar leptoquarks in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. In: *Phys.Lett.* B709 (2012), S. 158–176. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.023>, [10.1016/j.physletb.2012.02.004](http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.02.004). – DOI 10.1016/j.physletb.2012.03.023, 10.1016/j.physletb.2012.02.004
- [10] Aad, G. u. a.: Search for second generation scalar leptoquarks in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. In: *Eur.Phys.J.* C72 (2012), S. 2151. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2151-6>. – DOI 10.1140/epjc/s10052-012-2151-6
- [11] Aad, G. u. a.: Search for third generation scalar leptoquarks in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. In: *JHEP* 1306 (2013), S. 033. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2013\)033](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2013)033). – DOI 10.1007/JHEP06(2013)033
- [12] AAMODT, K. u. a.: The ALICE experiment at the CERN LHC. In: *JINST* 3 (2008), S. S08002. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08002
- [13] ADAM, W. ; FRÜHWIRTH, R. ; STRANDLIE, A. ; TODOROV, T. : Reconstruction of electrons with the Gaussian-sum filter in the CMS tracker at the LHC. In: *Journal of Physics G Nuclear*

## Literatur

- Physics* 31 (2005), Sept., S. 9. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/31/9/N01>.  
– DOI 10.1088/0954-3899/31/9/N01
- [14] ADE, P. u. a.: Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. (2013)
- [15] AGOSTINELLI, S. u. a.: GEANT4: A Simulation toolkit. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A506 (2003), S. 250–303. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – DOI 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [16] ALTARELLI, G. ; PARISI, G. : Asymptotic Freedom in Parton Language. In: *Nucl.Phys.* B126 (1977), S. 298. [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4). – DOI 10.1016/0550-3213(77)90384-4
- [17] ALVES, J. A. A. Augusto u.a.: The LHCb Detector at the LHC. In: *JINST* 3 (2008), S. S08005. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08005
- [18] ALWALL, J. ; HERQUET, M. ; MALTONI, F. ; MATTELAER, O. ; STELZER, T. : MadGraph 5 : Going Beyond. In: *JHEP* 1106 (2011), S. 128. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2011\)128](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2011)128). – DOI 10.1007/JHEP06(2011)128
- [19] ALWALL, J. ; HOICHE, S. ; KRAUSS, F. ; LAVESSON, N. ; LONNBLAD, L. u.a.: Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions. In: *Eur.Phys.J.* C53 (2008), S. 473–500. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-007-0490-5>. – DOI 10.1140/epjc/s10052-007-0490-5
- [20] ANGELOPOULOS, V. ; ELLIS, J. ; KOWALSKI, H. ; NANOPOULOS, D. ; TRACAS, N. ; ZWIRNER, F. : Search for new quarks suggested by the superstring. In: *Nuclear Physics B* 292 (1987), Nr. 0, 59 - 92. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(87\)90637-7](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(87)90637-7). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(87\)90637-7](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(87)90637-7). – ISSN 0550-3213
- [21] BAYATIAN, G. L. ; CHATRCHYAN, S. : *CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*. Geneva : CERN, 2006 (Technical Design Report CMS). – There is an error on cover due to a technical problem for some items
- [22] BECK, H. P.: Triggering at high luminosity colliders. In: *New Journal of Physics* 9 (2007), Nr. 9, 334. <http://stacks.iop.org/1367-2630/9/i=9/a=334>
- [23] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev.* D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.

- [24] J. Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86 , 010001 (2012)  
(URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [25] BERINGER, J. u. a.: Review of Particle Physics (RPP). In: *Phys.Rev.* D86 (2012), S. 010001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>. – DOI 10.1103/PhysRevD.86.010001
- [26] BETHE, H. ; HEITLER, W. : On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* 146 (1934), Nr. 856, 83-112. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1934.0140>. – DOI 10.1098/rspa.1934.0140
- [27] BORTOLETTO, D. : The ATLAS and CMS Plans for the LHC Luminosity Upgrade. (2008)
- [28] BOTJE, M. ; BUTTERWORTH, J. ; COOPER-SARKAR, A. ; ROECK, A. de ; FELTESSE, J. u. a.: The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. (2011)
- [29] BRUENING, O. S. ; COLLIER, P. ; LEBRUN, P. ; MYERS, S. ; OSTOJIC, R. ; POOLE, J. ; PROUDLOCK, P. : *LHC Design Report*. Geneva : CERN, 2004
- [30] BUCHMULLER, W. ; RUCKL, R. ; WYLER, D. : Leptoquarks in Lepton - Quark Collisions. In: *Phys.Lett.* B191 (1987), S. 442–448. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(87\)90637-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(87)90637-X). – DOI 10.1016/0370-2693(87)90637-X
- [31] BUCHMULLER, W. ; WYLER, D. : Constraints on SU(5) Type Leptoquarks. In: *Phys.Lett.* B177 (1986), S. 377. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)90771-9](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(86)90771-9). – DOI 10.1016/0370-2693(86)90771-9
- [32] CACCIARI, M. ; SALAM, G. P.: Pileup subtraction using jet areas. In: *Phys.Lett.* B659 (2008), S. 119–126. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2007.09.077>. – DOI 10.1016/j.physletb.2007.09.077
- [33] CACCIARI, M. ; SALAM, G. P. ; SOYEZ, G. : The Anti-k(t) jet clustering algorithm. In: *JHEP* 0804 (2008), S. 063. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>. – DOI 10.1088/1126-6708/2008/04/063
- [34] CACCIARI, M. ; SALAM, G. P. ; SOYEZ, G. : The Catchment Area of Jets. In: *JHEP* 0804 (2008), S. 005. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/005>. – DOI 10.1088/1126-6708/2008/04/005
- [35] CHATRCHYAN, S. u. a.: The CMS experiment at the CERN LHC. In: *JINST* 3 (2008), S. S08004. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08004

- [36] CHATRCHYAN, S. u. a.: Measurement of the  $t\bar{t}$  Production Cross Section in  $pp$  Collisions at 7 TeV in Lepton + Jets Events Using  $b$ -quark Jet Identification. In: *Phys.Rev. D*84 (2011), S. 092004. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.84.092004>. – DOI 10.1103/PhysRevD.84.092004
- [37] CHATRCHYAN, S. u. a.: Measurement of the Top-antitop Production Cross Section in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the Kinematic Properties of Events with Leptons and Jets. In: *Eur.Phys.J. C*71 (2011), S. 1721. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1721-3>. – DOI 10.1140/epjc/s10052-011-1721-3
- [38] CHATRCHYAN, S. u. a.: Search for pair production of first- and second-generation scalar leptoquarks in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In: *Phys.Rev. D*86 (2012), S. 052013. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.052013>. – DOI 10.1103/PhysRevD.86.052013
- [39] CHATRCHYAN, S. u. a.: Search for third-generation leptoquarks and scalar bottom quarks in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In: *JHEP* 1212 (2012), S. 055. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12\(2012\)055](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12(2012)055). – DOI 10.1007/JHEP12(2012)055
- [40] CMS-COLLABORATION: Study of tau reconstruction algorithms using pp collisions data collected at  $\sqrt{s} = 7$  TeV (CMS-PAS-PFT-10-004). – Forschungsbericht
- [41] CMS-COLLABORATION: Search for pair production of third-generation scalar leptoquarks and stops / CERN. 1900 (CMS-PAS-EXO-12-032). – Forschungsbericht
- [42] CMS-COLLABORATION: CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 34 (2006), Nr. 6, 995. <http://stacks.iop.org/0954-3899/34/i=6/a=S01>
- [43] CMS-COLLABORATION: Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET. In: *Technical Report CMS-PAS-PFT-09-001* (2009)
- [44] CMS-COLLABORATION: Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector / CERN. 2010 (CMS-PAS-PFT-10-001). – Forschungsbericht
- [45] CMS-COLLABORATION: Electron reconstruction and identification at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. CMS-PAS-EGM-10-004 (2010)
- [46] CMS COLLABORATION: Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS. In: *Journal of Instrumentation* 6 (2011), Nov., S. 11002.

- <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/6/11/P11002>. – DOI 10.1088/1748-0221/6/11/P11002
- [47] CMS COLLABORATION: Missing transverse energy performance of the CMS detector. In: *Journal of Instrumentation* 6 (2011), Sept., S. 9001. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/6/09/P09001>. – DOI 10.1088/1748-0221/6/09/P09001
- [48] CMS-COLLABORATION: Tau identification in CMS / CERN. 2011 (CMS-PAS-TAU-11-001). – Forschungsbericht
- [49] CMS-COLLABORATION: Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with lepton + jets final states. In: *Physics Letters B* 720 83-104 (2013)
- [50] CMS-COLLABORATION: W+Jets differential cross section at sqrt(s)=7 TeV. In: *CMS-PAS-SMP-12-023* (2013)
- [51] CMS-COLLABORATION: *CMS Luminosity - Public Results*. 2014. – [online - accessed 20.02.14]
- [52] CMS-COLLABORATION: Search for Third Generation Scalar Leptoquarks Decaying to Top Quark - Tau Lepton Pairs in pp Collisions / CERN. Geneva, 2014 (CMS-PAS-EXO-12-030). – Forschungsbericht
- [53] CUCCIARELLI, S. ; KONECKI, M. ; KOTLINSKI, D. ; TODOROV, T. : Track reconstruction, primary vertex finding and seed generation with the Pixel Detector / CERN. Geneva, Jan 2006 (CMS-NOTE-2006-026). – Forschungsbericht
- [54] DIMOPOULOS, S. : Technicoloured Signatures. In: *NP B* 168 (1980), S. 69
- [55] DIMOPOULOS, S. ; SUSSKIND, L. : Mass Without Scalars. In: *Nucl.Phys.* B155 (1979), S. 237–252. [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(79\)90364-X](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(79)90364-X). – DOI 10.1016/0550-3213(79)90364-X
- [56] EICHTEN, E. ; LANE, K. D.: Dynamical Breaking of Weak Interaction Symmetries. In: *Phys.Lett.* B90 (1980), S. 125–130. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90065-9](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(80)90065-9). – DOI 10.1016/0370-2693(80)90065-9
- [57] ENGLERT, F. ; BROUT, R. : Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Aug, 321–323. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.13.321

- [58] FARHI, E. ; SUSSKIND, L. : Technicolour. In: *Physics Reports* 74 (1981), Nr. 3, 277 - 321. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(81\)90173-3](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(81)90173-3). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(81\)90173-3](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(81)90173-3). – ISSN 0370-1573
- [59] FELCINI, M. : The trigger system of the CMS experiment. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 598 (2009), Jan., S. 312-316. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.126>. – DOI 10.1016/j.nima.2008.08.126
- [60] FERMILAB: The science of matter, space and time <http://www.fnal.gov/pub/science/inquiring/matter/madeof/>. [online - accessed 10.05.14]
- [61] GEORGI, H. ; GLASHOW, S. : Unity of All Elementary Particle Forces. In: *Phys.Rev.Lett.* 32 (1974), S. 438-441. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.438>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.32.438
- [62] GEORGI, H. : The state of the art gauge theories. In: *Particles and Fields* ed. Carl E. Carlson, AIP Conference Proceedings 23 (1974), S. 575-582
- [63] GEORGI, H. ; GLASHOW, S. L.: Unity of All Elementary-Particle Forces. In: *Phys. Rev. Lett.* 32 (1974), Feb, 438-441. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.438>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.32.438
- [64] GRIFFITHS, D. : *Introduction to Elementary Particles*. New York, USA : John Wiley & Sons, 1987
- [65] GRIPAIOS, B. ; PAPAETHATHIOU, A. ; SAKURAI, K. ; WEBBER, B. : Searching for third-generation composite leptoquarks at the LHC. In: *JHEP* 1101 (2011), S. 156. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2011\)156](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2011)156). – DOI 10.1007/JHEP01(2011)156
- [66] HIGGS, P. W.: Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Oct, 508-509. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.13.508
- [67] HIGGS, P. W.: Broken symmetries, massless particles and gauge fields. In: *Phys.Lett.* 12 (1964), S. 132-133. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9). – DOI 10.1016/0031-9163(64)91136-9
- [68] HIGGS, P. W.: Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. In: *Phys. Rev.* 145 (1966), May, 1156-1163. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.145.1156>. – DOI 10.1103/PhysRev.145.1156
- [69] HOCKER, A. ; STELZER, J. ; TEGENFELDT, F. ; VOSS, H. ; VOSS, K. u. a.: TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. In: *PoS ACAT* (2007), S. 040

- [70] KOVALENKO, S. ; SCHMIDT, I. : Proton stability in leptoquark models. In: *Phys.Lett.* B562 (2003), S. 104–108. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00544-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00544-6). – DOI 10.1016/S0370-2693(03)00544-6
- [71] KRAMER, M. ; PLEHN, T. ; SPIRA, M. ; ZERWAS, P. : Pair production of scalar leptoquarks at the CERN LHC. In: *Phys.Rev.* D71 (2005), S. 057503. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.71.057503>. – DOI 10.1103/PhysRevD.71.057503
- [72] LANE, K. D.: Technicolor 2000. (2000), S. 235–280
- [73] LANGE, J. : *Differential Top-Quark-Pair Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with CMS and Charge Multiplication in Highly-Irradiated Silicon Sensors*, Universitaet Hamburg, Diss., 2013
- [74] LEFEVRE, C. : *The CERN accelerator complex*. Dec 2008. – [Online, accessed 19.02.14]
- [75] MAREIKE, M. : *Search for third-generation scalar leptoquarks decaying into a top quark and a tau lepton with the CMS detector*, Universität Hamburg, Diplomarbeit, 2013
- [76] MARTIN, S. P.: A Supersymmetry primer. (1997)
- [77] OLEARI, C. : The POWHEG-BOX. In: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 205-206 (2010), S. 36–41. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.016>. – DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.016
- [78] OTT, J. : *Search for Resonant Top Quark Pair Production in the Muon + Jets Channel with the CMS Detector*, Karlsruher Institut fuer Technologie, Diss., 2012
- [79] PARASHAR, N. : CMS Pixel Detector Upgrade. In: *ArXiv e-prints* (2011), Okt.
- [80] PATI, J. C. ; SALAM, A. : Lepton Number as the Fourth Color. In: *Phys.Rev.* D10 (1974), S. 275–289. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.10.275>, [10.1103/PhysRevD.11.703.2](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.11.703.2). – DOI 10.1103/PhysRevD.10.275, 10.1103/PhysRevD.11.703.2
- [81] PIOPPI, M. : Tau reconstruction and identification with particle-flow techniques using the CMS detector at LHC / CERN. 2008 (CMS-CR-2008-094). – Forschungsbericht
- [82] SCHREMPP, B. ; SCHREMPP, F. : Light leptoquarks. <http://d-nb.info/870263382> (1984)
- [83] SJOSTRAND, T. ; MRENNNA, S. ; SKANDS, P. Z.: PYTHIA 6.4 Physics and Manual. In: *JHEP* 0605 (2006), S. 026. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026>. – DOI 10.1088/1126-6708/2006/05/026

## Literatur

- [84] TANABASHI, M. ; ROLLI, S. : Leptoquarks. <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-leptoquark-quantum-numbers.pdf> (2013)
- [85] THE NOBEL PRIZE IN PHYSICS 1979: Nobelprize.org. Nobel Media AB 2013. Web. 10 May 2014.
- [86] TRIMBLE, V. : Existence and Nature of Dark Matter in the Universe. In: *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* 25 (1987), S. 425–472. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.002233>. – DOI 10.1146/annurev.aa.25.090187.002233
- [87] TURNER, P. : Search for  $t\bar{t}$  resonances in semileptonic final states in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. (2013)
- [88] WEISER, C. : A Combined Secondary Vertex Based B-Tagging Algorithm in CMS / CERN. 2006 (CMS-NOTE-2006-014). – Forschungsbericht
- [89] WIDL, E. ; FRUEHWIRTH, R. : Application of the Kalman Alignment Algorithm to the CMS tracker. In: *Journal of Physics: Conference Series* 219 (2010). <http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=3/a=032065>

## Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen denen bedanken, die diese Arbeit durch ihre Unterstützung ermöglicht haben und mir mit Rat zur Seite gestanden haben. Ein besonders großer Dank ergeht insbesondere an Herrn **Prof. Dr. Johannes Haller** dafür, dass er es mir ermöglicht hat diese recht interessante Masterarbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen und Einblicke in die alltägliche Arbeitsweise bei einem großem teilchenphysikalischen Experiment zu gewinnen. Die täglich nette Atmosphäre und die vielen hilfreichen Hinweise haben mir sehr geholfen und es ermöglicht diese Arbeit zu erstellen.

Mein Dank ergeht außerdem an **Dr. Roman Kogler**, der diese Arbeit betreut hat, mir viele interessante Erklärungen über Ergebnisse geliefert und stets einen Anlass gefunden hat, köstliches Essen zu servieren. Außerdem möchte ich mich bei **Mareike Meyer** bedanken, die viele hilfreiche Kommentare und viel Geduld hatte.

Jedwede weitere Betreuung durch **Dr. Thomas Peiffer** und **Dr. Jochen Ott** bei inhaltlichen, oder Software spezifischen Fragen verdient ebenfalls einen großen Dank. Für die nette und hilfreiche Arbeitsatmosphäre möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe und insbesondere allen meinen Bürokollegen **Tobias Lapsien**, **Arne Reimers**, **Marc Stöver** und **Heiner Tholen** nachdrücklich danken. Die freundliche Atmosphäre, das Lösen kleiner Programmierfehler, die netten Diskussionen und die stets willkommenen kleinen Ablenkungen haben den Alltag stets angenehmer gemacht.

Wirklich grossen Dank verdient auch **Johanna Wolter**, die mir in dem letzten Jahr oft Kraft gegeben und meine Arbeit mehrfach Korrekturgelesen hat. Meiner **Familie** möchte ich liebevoll für die moralische und finanzielle Unterstützung meines Studiums danken. Zu guter letzt möchte ich noch Herrn **Prof. Dr. Peter Schleper** für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens danken. Dank ergeht auch an alle anderen, die mich im vergangenen Jahr recht herzlich Unterstützt haben und hier nicht aufgelistet sind.

**Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den 12. Juni 2014

Andreas Kell