

Untersuchung von Top-Quark-Paaren mit dileptonischer Zerfallssignatur am CMS-Experiment

von

Bastian Kargoll

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

**Fakultät für Mathematik, Informatik und
Naturwissenschaften**

der

Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im

August 2010

angefertigt im

III. Physikalischen Institut B

bei

Prof. Dr. A. Stahl



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das CMS-Experiment am LHC	3
2.1	Der Large Hadron Collider	3
2.2	Das CMS-Experiment	5
2.2.1	Der Solenoidmagnet	6
2.2.2	Die Spurdetektoren	6
2.2.3	Die Kalorimeter	10
2.2.4	Die Myonkammern	13
2.2.5	Das Triggersystem	15
3	Grundlagen der Physik mit Top-Quarks	17
3.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	17
3.2	Das Top-Quark am LHC	17
3.2.1	Erzeugung von Top-Quark-Paaren	18
3.2.2	Zerfall des Top-Quarks	20
4	Datensimulation und -verarbeitung	23
4.1	Datensimulation	23
4.1.1	Monte-Carlo-Generatoren	23
4.1.2	Detektorsimulation	24
4.2	Datenverarbeitung	24
5	Ereignisselektion	27
5.1	Signal und Untergründe	27
5.1.1	Signatur des Signals	27
5.1.2	Untergründe mit Top-Quarks	29
5.1.3	Untergründe mit Z-Bosonen	31
5.1.4	Andere Untergründe	32
5.2	Anforderungen an die Selektion	32
5.3	Selektion der physikalischen Objekte	33
5.3.1	Myonen	34
5.3.2	Elektronen	43
5.3.3	Jets	54
5.3.4	Fehlende Transversale Energie	64
5.4	Selektion der Signalereignisse	65
5.4.1	Trigger	66

5.4.2	Anzahl der selektierten Leptonen	67
5.4.3	Anzahl der selektierten Jets	69
5.4.4	Ladung der führenden selektierten Leptonen	70
5.4.5	Z-Veto	72
5.5	Anwendungen der dileptonischen Selektion	77
5.5.1	Bestimmung des Top-Wirkungsquerschnittes	77
5.5.2	Andere Anwendungen	78
5.6	Systematiken	79
6	Datengetriebene Untergrundabschätzungen	81
6.1	QCD-Untergründe	82
6.2	Drell-Yan-Untergründe	84
6.3	Fake-Rate-Methode	87
7	Studien mit ersten Daten	89
7.1	Selektion dileptonischer Top-Ereignisse bei 7 TeV	89
7.1.1	Jets	90
7.1.2	Myonen	91
7.1.3	Elektronen	94
7.1.4	Ereignisselektion	96
7.2	Top Commissioning	99
7.3	Interessante Ereignisse	100
8	Zusammenfassung und Ausblick	103
	Anhang	107
	Literaturverzeichnis	111

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach dem Wesen und den Eigenschaften der Materie beschäftigt die Menschheit seit den Anfängen der Naturwissenschaft. Ihre Erforschung dient nicht nur der reinen Erkenntnis, sondern führt oftmals zu bahnbrechenden technologischen Entwicklungen, die zum Zeitpunkt der Forschungsarbeit noch nicht absehbar sind. Ausgehend von der Chemie, über Molekül-, Atom- und Kernphysik bis hin zur Quantenmechanik wurden dabei immer kleinere Strukturen untersucht. An der Spitze der Forschung über die kleinsten Bestandteile der Materie steht momentan die Teilchenphysik. Sie untersucht nach bisherigem Kenntnisstand punktförmige Objekte, aus denen alle größeren Strukturen aufgebaut sind.

Um diese Bausteine zu analysieren, werden sehr große Energien benötigt. Die Teilchenphysik wird daher auch als Hochenergiephysik bezeichnet. Der Large Hadron Collider (LHC), der am 10. September 2008 seinen Betrieb aufgenommen hat, soll Protonen mit einer Energie von bis zu 14 TeV kollidieren lassen. Bei diesen, in vorherigen Experimenten unerreichten Energien erwartet man eine Vielzahl neuer Beobachtungen, zu denen etwa neue Teilchenarten gehören können.

Zu den wichtigsten Aufgaben des LHCs gehört die Suche nach Hinweisen auf „neue Physik“, also bisher unbeobachtete Phänomene, die aktuell ungeklärte Fragestellungen beantworten könnten. Die zweite wichtige Zielsetzung ist die Untersuchung und Bestätigung des Standardmodells der Teilchenphysik. Diese in den 1960er Jahren entwickelte Theorie stellt einen Versuch dar, drei der vier grundlegenden physikalischen Wechselwirkungen in einem geschlossenen Modell zu beschreiben. Der Großteil der seither durchgeführten Experimente ist mit dem Standardmodell vereinbar; einige Beobachtungen, wie die endliche Masse von Neutrinos, erfordern jedoch eine Erweiterung des Standardmodells. Das Higgs-Teilchen ist das einzige vom Standardmodell vorhergesagte Elementarteilchen, welches bisher nicht in Experimenten nachgewiesen werden konnte. Seine Entdeckung ist eines der Hauptziele des Large Hadron Colliders.

Die letzte Entdeckung eines vom Standardmodell vorhergesagten Teilchens erfolgte 1995. In diesem Jahr veröffentlichten die Experimente DØ und CDF¹, welche beide am Tevatron-Beschleuniger betrieben werden, die Entdeckung des Top-Quarks ([1] und [2]). Die Existenz dieses schwersten aller bekannten Elementarteilchen wurde bereits im Jahr 1972 von den Physikern Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa vorhergesagt [3]; seine Entdeckung stellte erneut eine beeindruckende Bestätigung des Standardmodells dar.

¹Collider Detector at Fermilab

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem CMS-Experiment², welches die am LHC erzeugten Kollisionen untersucht. Ziel der vorliegenden Analyse ist die Wiederentdeckung des Top-Quarks, um die bisherigen Ergebnisse von DØ und CDF sowie die ordnungsgemäße Funktion des CMS-Detektors zu bestätigen. Erste statistisch signifikante Ergebnisse, die eine Wiederentdeckung des Top-Quarks bestätigen, erwartet man in einer relativ frühen Phase des Experimentes mit etwa 10pb^{-1} aufgenommener Luminosität.

Sobald das Top-Quark wiederentdeckt und die bisherigen Ergebnisse über seine Eigenschaften verifiziert wurden, können genauere Untersuchungen dieses Elementarteilchens vorgenommen werden. Seine besonderen Eigenschaften, darunter die schwerste aller bisher bekannten Massen von Elementarteilchen und die extrem kurze Zerfallszeit, ermöglichen eine Vielzahl von interessanten Analysen. Eine noch genauere Bestimmung der Top-Masse ist beispielsweise für die Suche nach dem Higgs-Teilchen von Bedeutung, da die Top-Masse in Form von Schleifenkorrekturen auf die Eigenschaften des Higgs-Teilchens dominant Einfluss nimmt. Der Zerfall des Top-Quarks, der aufgrund der großen Masse vor einer möglichen Hadronisation stattfindet, ermöglicht grundlegende Untersuchungen von Quarkeigenschaften wie dem Spin, die bei anderen Quarks nicht zugänglich sind. Aus diesen Gründen stellt die Untersuchung des Top-Quarks bei CMS eine bedeutende Analyse dar.

Diese Arbeit spezialisiert sich auf die Möglichkeiten zur Wiederentdeckung des Top-Quarks im dileptonischen Zerfallskanal. Es wird eine Selektion dieser Ereignisse für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV entwickelt. Die so gewonnenen Erkenntnisse werden genutzt, um eine Selektion bei 7 TeV abzuleiten und diese auf erste, am CMS-Experiment aufgenommene Daten anzuwenden. Zudem werden Methoden dargestellt, mit deren Hilfe der Beitrag dominanter Untergrundprozesse direkt aus Daten bestimmt werden kann.

Anmerkung zu Konventionen

In der Hochenergiephysik ist es üblich, *natürliche Einheiten* zu verwenden, bei denen

$$\hbar = c = 1 \quad (1.1)$$

gesetzt wird. Diese Konvention erleichtert Umrechnungen zwischen verschiedenen Größen und verbessert die Lesbarkeit. Als grundlegende Einheit in diesem System wird das Elektronenvolt (eV) verwendet:

$$[\text{Energie}] = [\text{Impuls}] = [\text{Masse}] = [\text{Länge}]^{-1} = [\text{Zeit}]^{-1} = \text{eV}. \quad (1.2)$$

Der vorliegende Text nutzt natürliche Einheiten, wo es angemessen ist. Angaben von Längen oder Zeiten sind gegebenenfalls in SI-Einheiten angegeben, sofern dies der Anschaulichkeit dient.

Um die Vielzahl von Ergebnissen im Bereich der Teilchenphysik zu ordnen und zu kombinieren, gibt die „Particle Data Group“ in regelmäßigen Abständen den „Review of Particle Physics“ [4] heraus, der sich als Standardquelle für aktuelle Messwerte von Teilcheneigenschaften durchgesetzt hat. Sämtliche Angaben derartiger Werte im folgenden Text, die nicht explizit mit einer Quellenangabe versehen sind, wurden aus dem „Review of Particle Physics“ entnommen.

²Compact Muon Solenoid

Kapitel 2

Das CMS-Experiment am LHC

2.1 Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist ein Teilchenbeschleuniger, der seit September 2008 am CERN in Genf betrieben wird. In ihm sollen vorwiegend Protonen, aber auch Schwerionen auf bisher unerreichte Energien beschleunigt und dann zur Kollision gebracht werden. Insgesamt vier große Experimente sind an den Kollisionspunkten („Interaction Point“, IP) errichtet worden: ALICE, ATLAS, CMS sowie LHCb [5].

Der LHC ist auf den Protonbetrieb bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV ausgelegt, entsprechend einer Energie von 7 TeV pro Strahl. Dies erweitert den bisher mit kontrollierten Beschleunigerexperimenten experimentell zugängigen Energiebereich um etwa eine Größenordnung. Der LHC-Beschleuniger hat einen Umfang von 26,7 km, entsprechend einer Umlauffrequenz der Teilchen von 11,2 kHz [6]. Die Teilchen werden durch 1232 supraleitende Dipolmagnete mit einer Feldstärke von 8,33 T und einer Länge von 14,3 m auf ihrer Kreisbahn gehalten. Zwischen den Dipolmagneten sind weitere Magnete installiert, die Feldkonfigurationen höherer Ordnung erzeugen. Diese werden benötigt, um den Teilchenstrahl zu fokussieren und Abweichungen vom Sollwert zu korrigieren. Die Beschleunigung der Protonen beziehungsweise Schwerionen wird mithilfe von supraleitenden Kavitäten realisiert. Über den Ring verteilt finden sich Kollimatoren, die von der Sollbahn abweichende Teilchen herausfiltern.

Während des Betriebes des LHC befinden sich ständig etwa 96 t suprafluides Helium im Kühlkreislauf, die benötigt werden, um die supraleitenden Strukturen auf 1,9 K herunterzukühlen. Bei diesen Temperaturen ist für die verwendeten Kabel, insgesamt 7600 km zusammengesetzt aus $1,7 \cdot 10^9$ km Niob-Titan-Filamenten, ein stabiler supraleitender Betrieb gewährleistet. Bei der Designluminosität von $L = 1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ befinden sich insgesamt 5616 Teilchenpakete mit jeweils etwa 10^{11} Teilchen in den Strahlen. Die wichtigsten Charakteristika des LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und Designluminosität sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Am 30. März 2010 wurden die beiden Strahlen erstmals auf 3,5 TeV beschleunigt und in den vier Experimenten zur Kollision gebracht. Es ist geplant, Kollisionen bei dieser Energie bis Ende 2011 fortzuführen. Dabei soll eine integrierte Luminosität von mindestens 1 fb^{-1} aufgenommen werden [7]. Die so gewonnene Statistik reicht aus, um auch komplexere Analysen in diesem zuvor nicht untersuchten Energiebereich durchzuführen. Nach Abschluss der Datennahme im 7 TeV-Betrieb ist eine längere Betriebspause geplant, in der der Beschleuniger auf den Betrieb mit 7 TeV pro Strahl vorbereitet werden soll. Ob-

Tabelle 2.1: Charakteristische Eigenschaften des LHC im Protonbetrieb gemäß des Designs. Der Beschleuniger wird insbesondere in der Anfangsphase bei niedrigerer Energie und Luminosität betrieben, die angegebenen Werte sind daher als Maximalwerte zu verstehen. Alle Zahlen sind entnommen aus [6]. Dort sind auch nähere Informationen zu den angegebenen Größen zu finden.

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

wohl in dieser etwa einjährigen Phase keine Daten aufgenommen werden können, ist eine intensive Vorbereitung auf den Betrieb bei derart hohen Energien notwendig. Die Schwerpunktsenergie von 14TeV, die dem Designwert des LHC entspricht, soll dann für den weiteren Betrieb beibehalten werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen beziehen sich größtenteils auf eine Schwerpunktsenergie von 10TeV. Ein Betrieb bei dieser Energie ist jedoch momentan, entgegen vorheriger Planungen, nicht vorgesehen. Derart gewonnene Erkenntnisse behalten jedoch größtenteils auch für 7TeV beziehungsweise 14TeV ihre Gültigkeit.

Die im LHC kollidierenden Objekte sind Hadronen, also aus stark wechselwirkenden Konstituenten zusammengesetzt. Die harte Wechselwirkung beim Kollisionsprozess findet nicht zwischen den gesamten Hadronen, sondern zwischen einzelnen Bestandteilen statt. Entsprechend ist für eine einzelne Kollision die genaue Schwerpunktsenergie nicht bekannt, der angegebene Kennwert des Beschleunigers stellt eine obere Grenze dar. Es ist möglich, dass mehrere Partonen gleichzeitig wechselwirken. Bei der maximalen Luminosität erwartet man im Schnitt 19 Protonkollisionen für jedes Durchdringen zweier Teilchenpakete, so dass insgesamt bis zu 1000 Teilchen bei einer Paketkollision entstehen können. Da diese Kollisionen mit einer Frequenz von 40MHz stattfinden, müssen die Detektoren in der Lage sein, sehr schnell eine große Anzahl an Teilchen zu analysieren. Das folgende Kapitel erläutert, wie der CMS-Detektor aufgebaut ist und wie er diesen Anforderungen gerecht wird.

2.2 Das CMS-Experiment

Der CMS-Detektor ist genau wie ATLAS als Vielzweckdetektor ausgelegt. Es müssen Kompromisse zwischen Generalität auf der einen, sowie Spezialisierung auf besonders wichtige physikalische Objekte auf der anderen Seite eingegangen werden. Der Name „Compact Muon Solenoid“ (CMS) beschreibt die Aspekte des Detektors, auf die im Design besonderer Wert gelegt wurde.

Der CMS-Detektor ist zylindrisch aufgebaut mit einer Länge von 21,6m und einem Durchmesser von 14,6m [8]. Trotz dieser Dimensionen ist der Detektor aufgrund seiner Bauweise als „kompakt“ zu bezeichnen. Das Gesamtgewicht von 12.500t ist für einen Teilchendetektor sehr groß. Die kompakte Bauweise des Detektors mit wenigen Zwischenräumen zwischen den einzelnen Detektorkomponenten ermöglicht eine optimale Ausnutzung des Magnetfeldes zur Impulsmessung. Zudem wird die Wahrscheinlichkeit verringert, dass Teilchen den Detektor durch nichtinstrumentierte Gebiete verlassen und daher nicht vermessen werden können.

Der zweite Begriff des Namens steht stellvertretend für die Anforderung an eine sehr gute Myonrekonstruktion. Myonen sind gut von anderen Teilchen zu unterscheiden, da sie aufgrund ihrer großen Masse und der dadurch unterdrückten Bremsstrahlungsaffinität keine elektromagnetischen Schauer bilden und somit den gesamten Detektor durchdringen. Sie sind daher für viele Analysen ein guter Ausgangspunkt und können gut vermessen werden. Dieser Anforderung wird der CMS-Detektor insbesondere wegen seiner sehr guten Spurdetektoren sowie des Myonkammernsystems gerecht (siehe Abschnitt 2.2.4).

Der Begriff „Solenoid“ bezieht sich auf den Solenoidmagneten, der eine Feldstärke von bis zu 3,8T erreicht und in den Detektor integriert ist. Ein hohes Magnetfeld ist wichtig, um auch bei hochenergetischen Teilchen eine Impulsmessung vornehmen oder zumindest die Ladung des Teilchens bestimmen zu können. Eine der Hauptanforderungen, die seit Beginn der Planungen an den CMS-Detektor gestellt wurden, ist die Möglichkeit, die Ladung von Myonen mit einem Transversalimpuls bis zu 1 TeV eindeutig bestimmen zu können [8].

Abbildung 2.1 zeigt eine Skizze des CMS-Detektors. Um die einzelnen Komponenten sichtbar zu machen, ist ein Teil des zylindrischen Detektors entfernt. Die CMS-Kollaboration nutzt ein Koordinatensystem mit Zentrum im „Interaction Point“, also am planmäßigen Kollisionspunkt der Protonen im Zentrum des Detektors. Die x -Achse zeigt zum Mittelpunkt des LHC-Beschleunigerrings, die y -Achse nach oben und die z -Achse des rechtshändigen Systems entsprechend entlang der Strahlachse. Bei Angaben in Kugelkoordinaten verwendet man den Polarwinkel θ mit Startwert Null auf der positiven und Endwert π auf der negativen z -Achse. Der Azimutalwinkel ϕ wird in der x - y -Ebene senkrecht zum Strahl gemessen.

Statt des Polarwinkels θ wird in der Teilchenphysik häufig die Pseudorapidität η genutzt, die gemäß

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.1)$$

definiert ist. Sie entspricht für hochenergetische Teilchen ungefähr der Rapidität y der Relativitätstheorie.

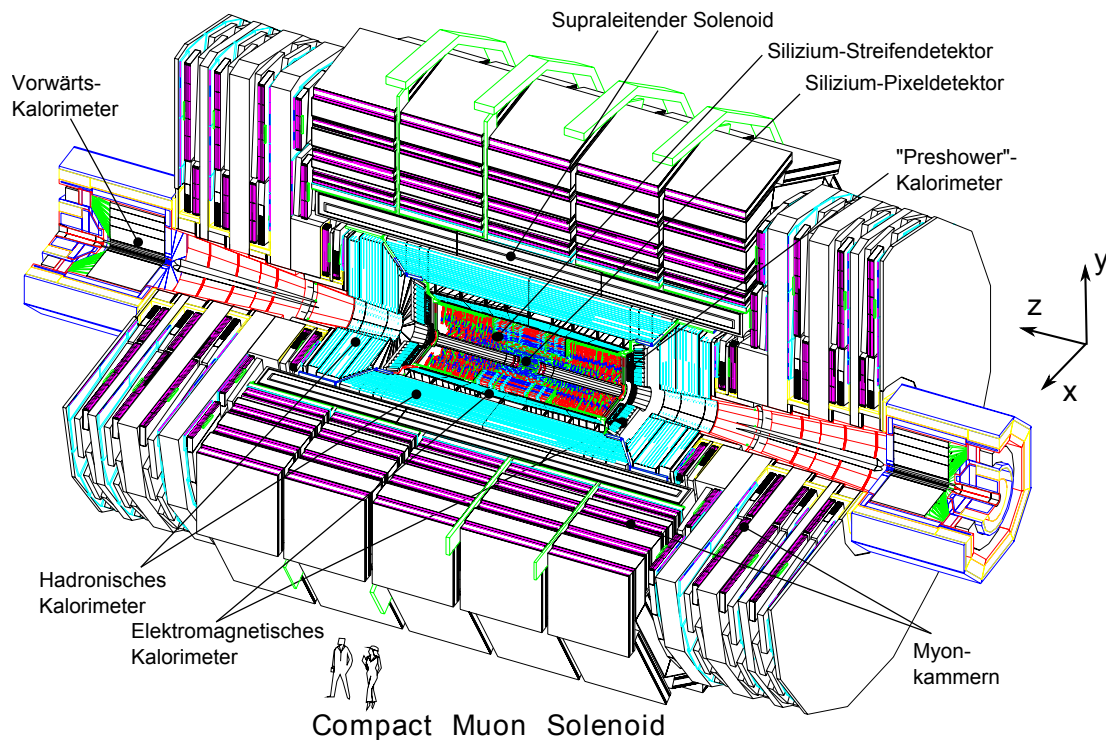


Abbildung 2.1: Die Komponenten des CMS-Detektors, dargestellt in einer perspektivischen Schnittdarstellung. Bearbeitet, Original aus [8].

2.2.1 Der Solenoidmagnet

Der für das CMS-Experiment namensgebende Solenoidmagnet ist für die Erzeugung eines Magnetfeldes von bis zu 3,8 T ausgelegt. Mit einer Länge von 12,5 m und einem Durchmesser von 6,3 m kann die Spule ein räumlich weit ausgedehntes Magnetfeld erzeugen. Die Wahl eines Solenoiden hat gegenüber einem Toroidmagneten den Vorteil geringerer Ausmaße bei gleicher Feldstärke.

Die Magnetspule besteht aus supraleitenden Niob-Titan-Kabeln, die einen Strom von 19,14 kA transportieren. Die insgesamt 2168 Windungen der Spule sind auf vier übereinanderliegende Lagen verteilt. Der Magnet speichert so eine Energie von 2,6 GJ, entsprechend einer sehr großen Energiedichte von 11,6 kJ/kg in der kalten Masse der Magnetspule. Um dieser mechanischen Beanspruchung gerecht zu werden, sind die supraleitenden Kabel mit Aluminium ummantelt und liegen auf einer Aluminium-Trägerstruktur, die eine hohe Stabilität mit geringem Materialaufwand ermöglicht. Das Eisen-Rückflussjoch des Magneten befindet sich außerhalb der Spule im Bereich der Myonkammern. Es wiegt etwa 10.000 t und macht damit den Großteil der Detektormasse aus.

2.2.2 Die Spurdetektoren

Die Spurdetektoren bilden die innerste Schicht der Detektorkomponenten im CMS. Da sich der Kollisionspunkt innerhalb des Vakuums des Strahlrohres befindet, kann diese Stelle nicht instrumentiert werden. Jedoch finden pro Paketkollision etwa 19 Proton-Proton-Kollisionen statt, so dass eine Zuordnung der einzelnen entstehenden Teilchen zum Pri-

märvertex¹ von großer Bedeutung ist. Auch Sekundärvertices, die den Zerfall der im primären Vertex entstandenen Teilchen kennzeichnen, sind für verschiedene Analysemethoden wie etwa b-Tagging (siehe Abschnitt 5.3.3) von Bedeutung und liegen üblicherweise ebenfalls innerhalb des Strahlrohres. Die Vertices können daher nur durch eine sehr genaue Rekonstruktion der Spuren außerhalb des Strahlrohres und Extrapolation dieser Spuren bestimmt werden. Da bis zu 1000 Teilchen gleichzeitig den Detektor passieren, entsprechend einer Trefferrate von 1 MHz/mm² in der innersten Lage des Spurdetektors, ist eine feine Granularität wichtig. Der zeitliche Abstand zweier Strahlkollisionen von 25 ns erfordert eine schnelle Reaktion. Zudem erfordert die enorme Strahlenbelastung der innersten Detektorschichten eine hohe Strahlenhärte des verwendeten Materials.

Der gefundene Kompromiss zwischen all diesen Anforderungen besteht aus einem zweikomponentigen Spurdetektor aus Silizium: Direkt um das Strahlrohr angeordnet befindet sich der Silizium-Pixeldetektor, der eine sehr gute Auflösung ermöglicht. Weiter außen folgt dann ein Silizium-Streifendetektor, der einen größeren Radialbereich bis 1,1 m abdeckt. Die Gesamtfläche der im Detektor verbauten Siliziumdetektoren beträgt etwa 200 m².

Um die unvermeidliche Schädigung der Sensoren durch Strahlung zu verringern, wird das Silizium der Spurdetektoren auf etwa -10°C heruntergekühlt. Es wird erwartet, dass nach 10 Jahren Laufzeit dennoch eine Kühlung auf -27°C vorgenommen werden muss, um die Strahlenschäden auszugleichen [8]. Alle Komponenten des Spurdetektors müssen daher Temperaturschwankungen von etwa -30°C bis Raumtemperatur aushalten, was eine stabile Trägerstruktur erfordert. Jedes eingebrachte Material, welches nicht aktives Detektormaterial ist, verursacht jedoch durch Bremsstrahlung und Paarbildung eine Verfälschung der Teilchenspuren und somit eine Verschlechterung der Auflösung des gesamten Detektors. Die verbaute Struktur ermöglicht bei nur geringer Menge inaktiven Materials eine Lebensdauer bei voller Luminosität von etwa zwei Jahren für die innerste Detektorschicht sowie etwa 10 Jahren für die äußerste Lage der Spurdetektoren.

Der Pixeldetektor

Eine der Hauptanforderungen beim Design der Silizium-Spurdetektoren war eine Okkupanz der einzelnen Sensoren von maximal 1 % [8]. Dies kann bei den enormen Teilchendichten im Bereich der inneren Detektoren nur durch eine Pixelstruktur der Siliziumdetektoren erreicht werden. Der Pixeldetektor besteht aus drei jeweils 53 cm langen zylindrischen Lagen (BPix) bei Radien von 4,4 cm, 7,3 cm sowie 10,2 cm. Um eine möglichst vollständige Raumwinkelabdeckung zu gewährleisten, sind an beiden Enden des Zylinders jeweils zwei kreisförmige Lagen (FPix) mit 15 cm Radius als Endkappen angebracht. Die insgesamt 66 Millionen Pixel bedecken eine Fläche von etwa 1 m² und gewährleisten, dass nahezu jedes Teilchen innerhalb des Akzeptanzbereiches drei hochauflösende Messpunkte im Pixeldetektor hinterlässt. Die Pixel decken sämtliche Azimutwinkel sowie Pseudorapiditäten von $|\eta| < 2,5$ ab. Größere Pseudorapiditäten können nicht vermessen werden, da der entsprechende Platz vom Strahlrohr eingenommen wird. Abbildung 2.2(a) zeigt ein Viertel des Pixeldetektors in der r - z -Ebene. Auch für große Pseudorapiditäten innerhalb der Akzeptanz wird noch ein Messpunkt von der innersten Lage der BPix aufgenommen.

¹Der Primärvertex ist der Ort der harten Wechselwirkung der beiden beteiligten Partonen.

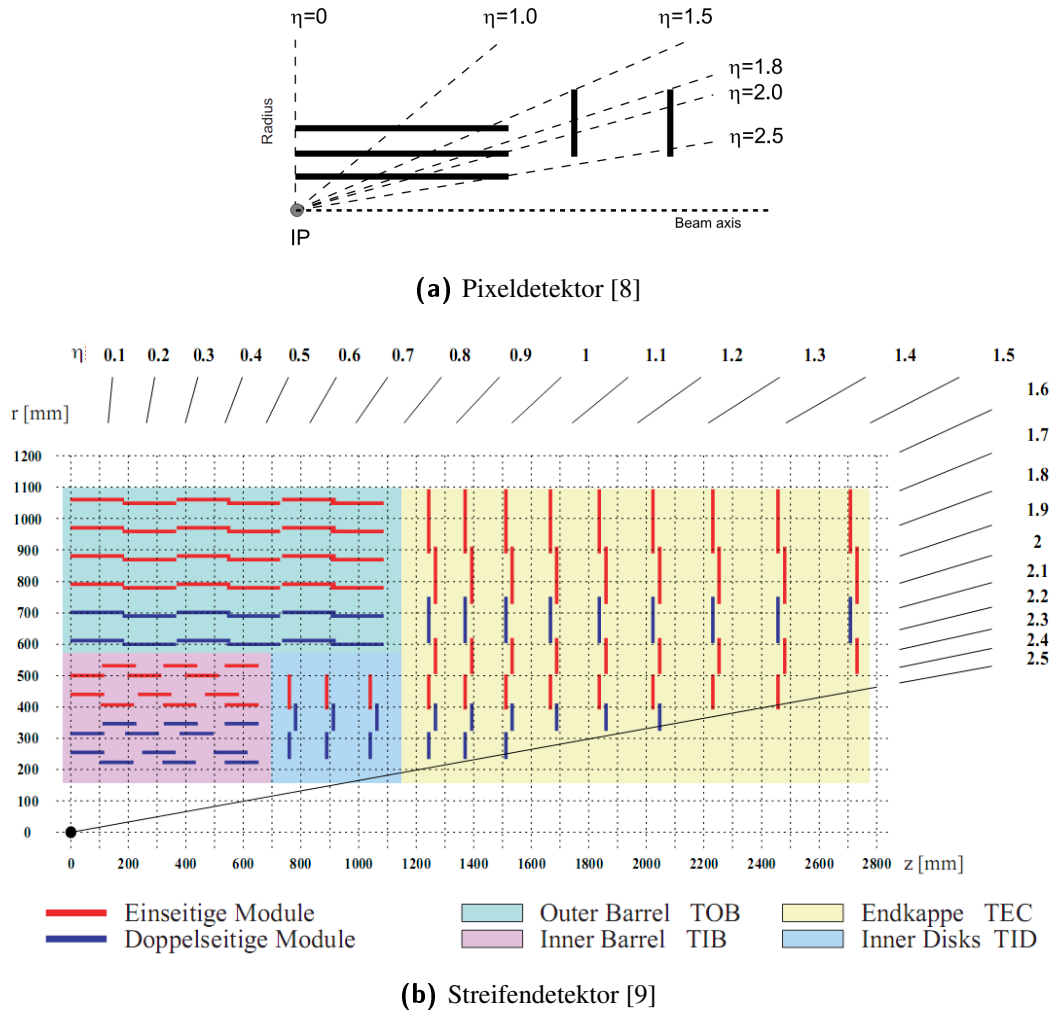


Abbildung 2.2: Aufbau der beiden Siliziumdetektoren. Gezeigt ist jeweils ein Viertel des Querschnitts in der r - z -Ebene. Jede Linie steht für ein Modul mit Siliziumpixeln beziehungsweise -streifen.

Die Größe der einzelnen Pixel von $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ ist so gewählt, dass äquivalente Auflösungen in der r - ϕ -Ebene sowie in z -Richtung erreicht werden. Das große, homogene Magnetfeld, welches im gesamten Spurdetektor wirkt, begünstigt eine gute Auflösung in den Spurdetektoren. Es bewirkt über die Lorentzkraft einen Drift der im Silizium freigesetzten Ladungen, so dass sich diese über mehrere Pixel verteilen. Durch eine analoge Auslese der einzelnen Pixel kann über eine Gewichtung benachbarter Messwerte eine räumliche Auflösung von $15 - 20 \mu\text{m}$ erreicht werden.

Abbildung 2.3 zeigt, dass die Module, auf denen sich die Pixel befinden, in den Endkappen um 20° zur r - ϕ -Ebene gekippt sind. Auf diese Weise steht das E -Feld im Silizium nicht parallel zum B -Feld des Solenoiden, so dass auch in den Endkappen die Ladungsaufspaltung durch die Lorentzkraft die Auflösung verbessern kann.

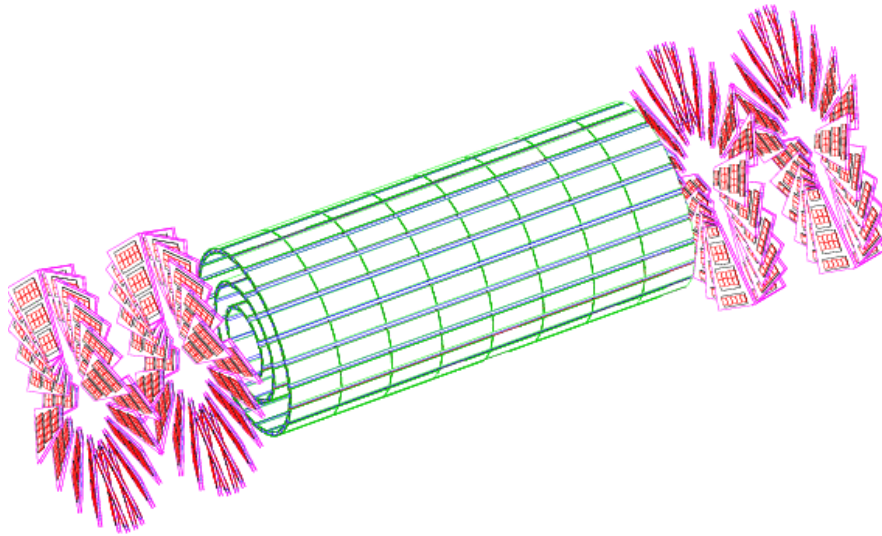


Abbildung 2.3: Der Pixel-Spurdetektor des CMS-Experiments, bestehend aus drei zylindrischen Lagen im Zentralbereich sowie jeweils zwei Endkappen an den Seiten [10].

Der Streifendetektor

Der Silizium-Streifendetektor besteht, wie in Abbildung 2.2(b) dargestellt, aus vier Komponenten, die sich durch Art und Anordnung der Module unterscheiden: „Tracker Inner Barrel“ (TIB), „Tracker Inner Disks“ (TID), „Tracker Outer Barrel“ (TOB) sowie „Tracker Endcap“ (TEC). TIB und TOB sind zylindrisch um die Strahlachse angeordnet, TID und TEC bilden Endkappen senkrecht zur Strahlrichtung. Die Instrumentierung mit sensiblen Flächen füllt einen Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2,5$.

Einige der Streifendetektormodule sind in der Lage, zweidimensionale Messungen vorzunehmen. Diese sind doppelseitig mit Siliziumstreifen instrumentiert, welche zueinander um 100 mrad gedreht sind. Auf diese Weise kann durch Vergleich der Signale auf Vorder- und Rückseite eine Ortsinformation entlang der Streifen gewonnen werden. Im Barrel-Bereich ist dies die einzige Möglichkeit, die z -Koordinate der Spur zu vermessen, analoges gilt für die r -Koordinate in den Endkappen. Da die Streifen nicht um 90° zueinander gedreht sind, sondern nur einen geringen Winkel haben, ist die Auflösung in dieser Richtung dennoch um einen Faktor $\sin(100\text{ mrad})^{-1} \approx 10$ schlechter als senkrecht zu den Streifen. Diese Bauweise ermöglicht jedoch eine effektivere Instrumentierung. Im Bereich $|\eta| < 2,4$ ist die Bedingung erfüllt, dass mindestens neun Messpunkte in den Silizium-Streifendetektoren genommen werden, von denen mindestens vier zweidimensionale Messungen sind. Viele physikalische Analysen, darunter die in dieser Arbeit beschriebene, schränken sich daher auf diesen η -Bereich ein.

Insgesamt sind 9,3 Millionen Siliziumstreifen auf 15.148 Detektormodulen installiert. Um die verschiedenen Bereiche des Detektors möglichst effizient zu instrumentieren, werden 15 verschiedene Sensorgeometrien benutzt. Neben unterschiedlichen Streifenabständen variieren auch Dicke und Länge der Siliziumstreifen über den abgedeckten Radiusbereich, um den unterschiedlichen Anforderungen wie Strahlenbelastung, Kühlung und Auflösungsvermögen gerecht zu werden.

2.2.3 Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem des CMS-Detektors besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL), welches den Silizium-Streifendetektor umschließt, sowie einem radial dahinter angebrachten hadronischen Kalorimeter (HCAL). Aufgabe der Kalorimeter ist es, möglichst alle Teilchen zu stoppen und dabei ihre Energie möglichst genau zu vermessen. Ausgenommen sind davon Myonen, die die Kalorimeter passieren und im Myonsystem weiter untersucht werden, sowie Neutrinos, die nur schwach wechselwirken und daher vom CMS-Detektor gar nicht beobachtet werden können.

Aufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters ist die Vermessung hauptsächlich elektromagnetisch und wenig stark wechselwirkender Teilchen: Photonen und Elektronen. Myonen passieren aufgrund ihrer großen Masse das Kalorimeter mit wenig Energieverlust über Bremsstrahlung. Tau-Leptonen haben eine sehr kurze Lebensdauer und zerfallen im Innersten des Detektors. Das HCAL detektiert alle stark wechselwirkenden Teilchen. Diese sind Mesonen und Baryonen, die aus Hadronisierungsprozessen hervorgegangen sind.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Die in das elektromagnetische Kalorimeter eintretenden Elektronen und Photonen werden über Bremsstrahlungsprozesse $e \rightarrow e\gamma$ beziehungsweise Paarbildung $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ineinander umgewandelt und dabei abgebremst. Die Strahlungslänge X_0 bezeichnet die Länge, nach der ein Elektron auf $1/e$ seiner ursprünglichen Energie abgebremst wurde. Sie ist charakteristisch für das verwendete Kalorimetermaterial. Der Molière-Radius ist definiert als die Hälfte des Radius eines Zylinders um die Bahn des einfallenden Teilchens, in dem 95 % der Energie deponiert werden [11]. Er ist in guter Näherung proportional zur Strahlungslänge. Die Schauerbildung hält an, bis die Energie eines einzelnen Teilchens unter eine kritische Energie E_c gefallen ist, es gilt also

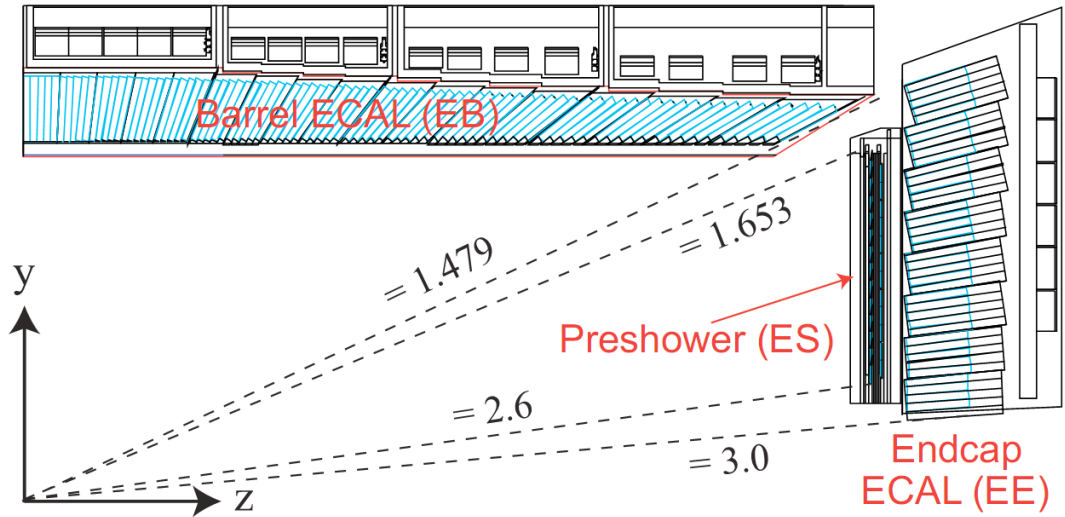
$$E_c = \frac{E_0}{2^n}, \quad (2.2)$$

wobei E_0 die Energie des primären Teilchens und n die Zahl der Strahlungslängen bis zum Unterschreiten der kritischen Energie bezeichnet. Die so entstandenen Teilchen werden durch einen Szintillator detektiert und gezählt, die Auflösung des Kalorimeters folgt also einer Zählstatistik. Da die Zahl der Teilchen im Schauer $N = 2^n$ proportional zur Energie E_0 ist, beträgt die Energieauflösung eines Kalorimeters

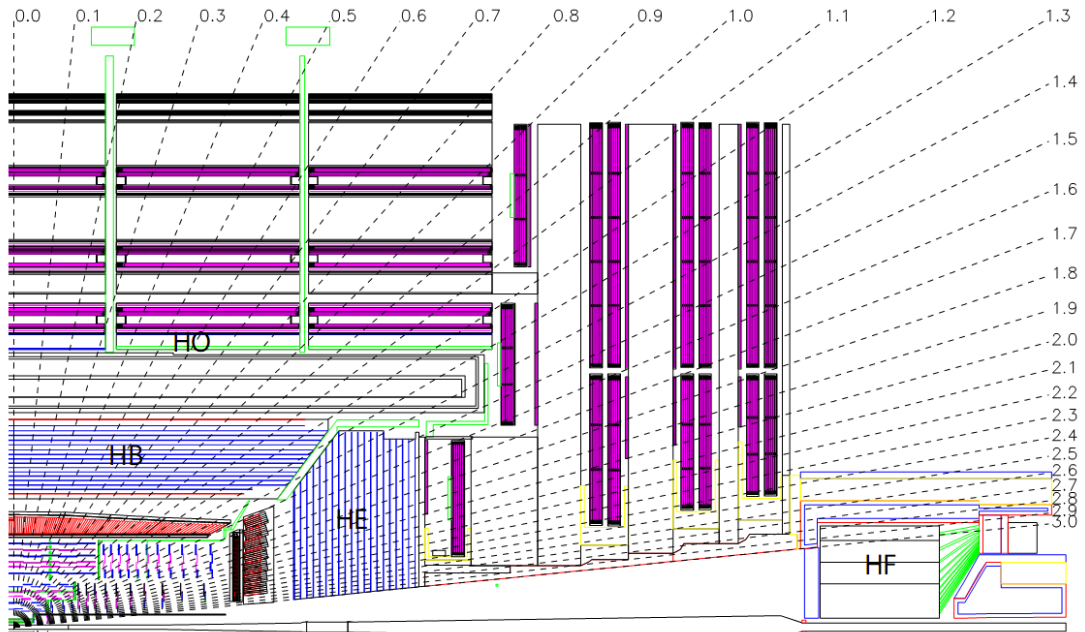
$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.3)$$

Das ECAL ist aus 61.200 Kristallen im Zylinder sowie jeweils 7.324 Kristallen in den beiden Endkappen aufgebaut. Die Kristalle sind aus Blei-Wolframat (PbWO_4), einem Metallglas, welches sowohl die einfallenden Teilchen effektiv abbremst, aber auch selber als Szintillator dient. Mit einer hohen Dichte von $8,3 \text{ g/cm}^3$ hat dieses Material eine kurze Strahlungslänge $X_0 = 0,89 \text{ cm}$ und einen entsprechend kleinen Molière-Radius $R_M = 2,2 \text{ cm}$.

Die Größe der einzelnen Kristalle ist an die Materialeigenschaften angepasst. So beträgt die quadratische Fläche der Kristalle im Zylinderbereich auf der dem Interaktionspunkt zugewandten Seite $2,2 \times 2,2 \text{ cm}^2$, entsprechend dem Molière-Radius. Die Länge jedes



(a) Detailansicht des elektromagnetischen Kalorimeters [10].



(b) Das hadronische Kalorimeter mit den Komponenten HB, HE, HO und HF. Sichtbar sind auch die Spurdetektoren, die Magnetspule sowie die Myonkammern [8].

Abbildung 2.4: Ansicht der Kalorimeter des CMS-Detektors. Gezeigt ist jeweils ein Viertel des Querschnittes in der r - z -Ebene sowie die jeweiligen Pseudorapiditäten.

Kristalls beträgt 23,0cm, entsprechend $25,8 \cdot X_0$ [8]. Abbildung 2.4(a) zeigt den Aufbau des ECAL im Querschnitt entlang der r - z -Ebene. Die einzelnen Kristalle sind auf den Interaktionspunkt ausgerichtet sind – ihr Querschnitt wächst auf $2,6 \times 2,6 \text{ cm}^2$ auf der Rückseite der Kristalle an. Bei einem radialen Abstand der Kristalle zur Strahlachse von 129cm deckt jeder Kristall einen Bereich von 0,017rad in ϕ sowie 0,017 in η ab. Durch diese feine Granularität ist eine örtlich hochaufgelöste Energiemessung möglich. In den Endkappen sind die Kristalle mit $2,86 \times 2,86 \text{ cm}^2$ Frontfläche und einer Länge von 22,0cm = $24,7 \cdot X_0$ etwas größer, was zu einer etwas schlechteren Auflösung führt. Die Endkappen decken einen Bereich bis $|\eta| < 3,0$ ab.

Die Verwendung von Blei-Wolframat als Detektormaterial und die damit verbundenen Vorteile wie die kurze Strahlungslänge gehen mit Nachteilen in den Szintillatoreigenschaften einher. Die Lichtausbeute beträgt bei der Betriebstemperatur von 18°C nur 4,5 Photoelektronen pro MeV. Das Signal wird daher direkt an den Kristallen verstärkt. Im zentralen Bereich des Zylinders werden dafür Lawinenphotodioden (*Avalanche Photodiodes*, APDs) aus Silizium genutzt, die speziell für CMS entwickelt wurden. Pro Kristall werden zwei APDs mit einer aktiven Fläche von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ und einer Quanteneffizienz von 75 % angebracht, die bei einer Verstärkung um einen Faktor 50 betrieben werden. In den Endkappen werden Vakuum-Phototrioden (VPTs) eingesetzt, die speziell auf den Einsatz im großen Magnetfeld von 3,8T ausgelegt sind. Pro Kristall wird ein VPT mit einer aktiven Fläche von etwa 280 mm^2 verwendet, der eine Quanteneffizienz von 22 % und eine maximale Verstärkung bis 10,2 erreicht.

Die Energieauflösung des Kalorimeters kann gemäß

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 &= \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \\ &\approx \left(\frac{2,8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0,12}{E}\right)^2 + (0,30\%)^2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

parametrisiert werden, wobei der erste Term die stochastischen Schwankungen aus Gleichung (2.3) berücksichtigt. Der zweite Term berücksichtigt alle Arten von Rauschen (*Noise*), darunter elektronisches Rauschen und Digitalisierungseffekte. Der dritte, konstante Term berücksichtigt beispielsweise Kalibrationsfehler und dominiert bei großen Energien. Die Auflösung $\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)$ wurde an einem Teststrahl mit 120-GeV-Elektronen zu 0,5 % bestimmt und lässt sich mit den in Gleichung (2.4) angegebenen Werten parametrisieren [8]. Sie kann jedoch im laufenden Betrieb des Detektors über Kalibration an Messdaten, etwa über Elektronen aus dem Zerfall $Z \rightarrow ee$ noch weiter verbessert werden.

Im Endkappenbereich $1,653 < \eta < 2,6$ ist dem ECAL das sogenannte Preshower-Kalorimeter vorgelagert (siehe Abbildung 2.4(a)). Es ist als Sampling-Kalorimeter aufgebaut und besteht aus zwei Lagen, die jeweils aus einer Bleischicht als Material zur Schauerbildung sowie einer Schicht Siliziumstreifenmodulen zur Detektion bestehen. Der Preshower-Detektor ist 20cm dick, das verbaute Blei entspricht $3X_0$. Hauptaufgabe des Preshowers ist die bessere Unterscheidung zwischen Photonen und ungeladenen Pionen, die sich in ihrem Schauerprofil unterscheiden, sowie eine bessere Ortsauflösung von Elektronen und Photonen im Endkappenbereich [8]. Im Zylinderbereich des Detektors wurde auf einen Preshower-Detektor verzichtet – der so gewonnene Platz ermöglicht größere Spurdetektoren [10].

Das hadronische Kalorimeter

Hadronen werden zumeist nicht im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt, sondern hinterlassen dort nur Teile ihrer Energie. Das hadronische Kalorimeter (HCAL), welches radial an das elektromagnetische Kalorimeter anschließt, soll über die starke Wechselwirkung diese Teilchen abbremsen und ihre Energie vermessen. Das HCAL ist im Gegensatz zum ECAL als Sampling-Kalorimeter aufgebaut. Das bedeutet, dass das absorbierende Schauermaterial physikalisch vom Detektormaterial getrennt ist. Eine solche Bauweise ist kompakter, da an das Schauermaterial keine optischen Anforderungen wie Transparenz gestellt werden. Da die Messung jedoch nur im aktiven Material vorgenommen werden kann, ist die Messung insgesamt ungenauer. Der Großteil des hadronischen Kalorimeters liegt, wie das elektromagnetische Kalorimeter, innerhalb des Solenoidmagneten. Somit ist eine genaue Energiemessung möglich, da die Teilchen nur wenig Material bis zum Kalorimeter durchdringen müssen.

Abbildung 2.4(b) zeigt den strukturellen Aufbau des CMS-Detektors, die Komponenten des hadronischen Kalorimeters sind mit ihren jeweiligen Abkürzungen beschriftet. Der zylinderförmige Teil HB („Hadron Barrel“) deckt einen Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 1,3$ ab, die Endkappen HE („Hadron Endcap“) den Bereich $1,3 < \eta < 3,0$. Das HO („Hadron Outer“) ist außerhalb des Solenoids angebracht und detektiert dort die Energie, die das Magnetmaterial durchdrungen hat. Das Vorwärtskalorimeter HF („Hadron Forward“) deckt den Bereich besonders großer Pseudorapiditäten ab. Für eine genauere Beschreibung dieser beiden Komponenten sei auf [8] verwiesen.

Als Absorbermaterial wird im Hadronkalorimeter Messing aus 70 % Kupfer und 30 % Zinn verwendet. Die vorderste und die hinterste der insgesamt 16 Absorberplatten im Hadron Barrel sind aus Stahl gefertigt, um eine höhere Stabilität zu erreichen. Die Wechselwirkungslänge des verwendeten Messings beträgt $\lambda = 16,42 \text{ cm}$ [8]. Sie ist, analog zur Strahlungslänge X_0 bei elektromagnetischen Schauern, ein Maß für die Länge eines Schauers und beschreibt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen. Die Dicke des Absorbermaterials ist polarwinkelabhängig,

$$d(\theta) = 5,82 \frac{\lambda}{\sin \theta}, \quad (2.5)$$

und variiert im HB von $5,82\lambda$ im Zentrum bis $10,6\lambda$ bei $|\eta| = 1,3$. Zusammen mit den $1,1\lambda$ des vorgelagerten elektromagnetischen Kalorimeters ergibt sich so im gesamten Winkelbereich eine Absorberdicke, die eine gute Energiemessung ermöglicht.

Zur Detektion der Schauerteilchen kommen insgesamt 17 Lagen eines Plastiksintillators zum Einsatz, die über wellenlängenschiebende Fasern ausgelesen werden. Abgesehen von einem kleinen Übergangsbereich zwischen Zylinder und Endkappe ist das Kalorimeter im gesamten abgedeckten Winkelbereich hermetisch. Die Auflösung des HCALs ist in erster Näherung winkelunabhängig und kann mit

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \frac{1}{E} + 0,045^2 \quad (E \text{ in GeV}) \quad (2.6)$$

angegeben werden [12].

2.2.4 Die Myonkammern

Das Myonsystem des CMS-Detektors, welches außerhalb der Solenoidspule in wechselnden Lagen mit dem Eisen des Rückführjochs des Magneten angebracht ist, dient zur Re-

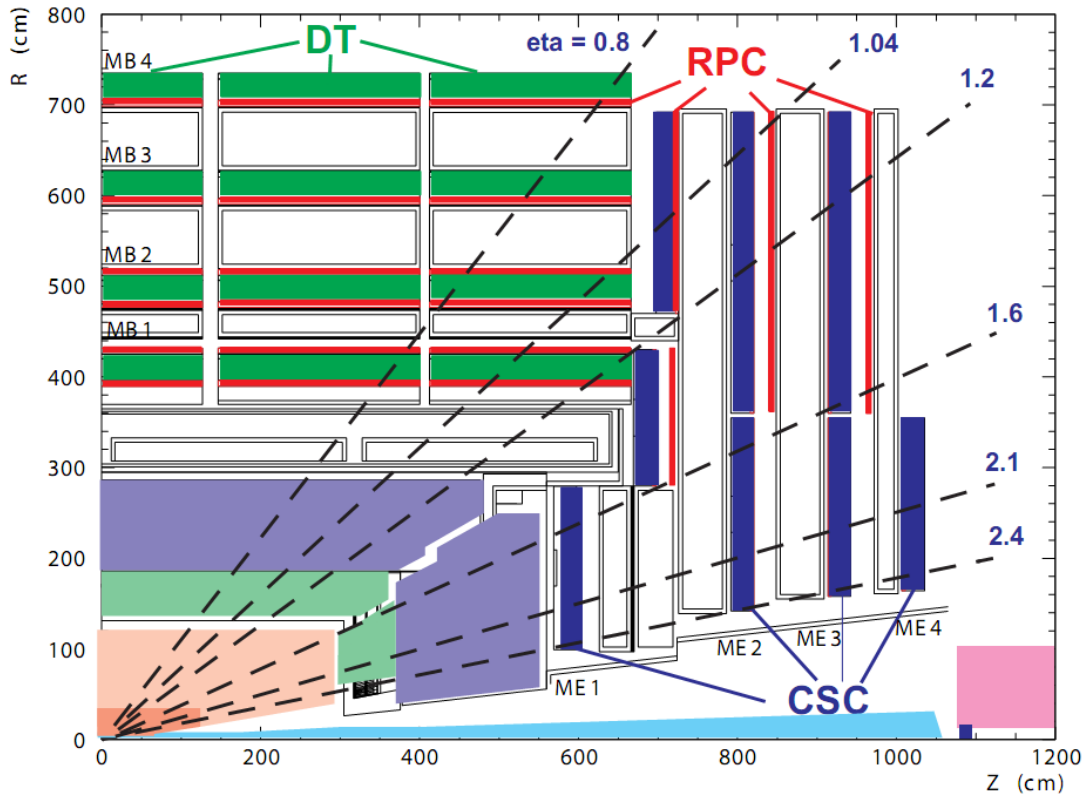


Abbildung 2.5: Das Myonsystem des CMS-Detektors mit Driftröhren (DT), Kathodenstreifenkammern (CSC) und „Resistive Plate Chambers“ (RPC). Gezeigt ist jeweils ein Viertel des Querschnittes in der r - z -Ebene [10].

konstruktion und Impulsmessung von Myonen. Diese verlieren aufgrund ihrer großen Masse deutlich weniger Energie durch Bremsstrahlung und durchdringen die inneren Detektorschichten daher nahezu ungebremst. Infolgedessen ist keine direkte Energiemessung der Myonen in den Kalorimetern möglich, was jedoch durch eine genauere Impulsmessung ausgeglichen werden kann. Im Außenbereich des Solenoiden ist das Magnetfeld antiparallel zum inneren Feld, so dass Myonen eine typische, S-förmige Bahn verfolgen. Die Eisenplatten des Magnetfeld-Rückführjoches, die sich zwischen den Myonkammern befinden, schirmen diese nicht nur vor von außen eindringenden Neutronen ab, sondern verhindern auch das Durchschlagen von Hadronen durch die Kalorimeter in das Myonsystem, die dann fälschlicherweise als Myonen rekonstruiert werden können (*Punch-Through-Myonen*).

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau des Myonsystems. Die verwendeten Detektoren sind Gasdetektoren, deren Gas bei Durchtritt eines Myons ionisiert wird. Die dadurch freigesetzten Ladungen driften in einem elektrischen Feld zu den Elektroden, werden dort verstärkt und als Signal ausgelesen. Im Zentralbereich $|\eta| < 1,2$ sind Driftkammern, sogenannte „Drift Tubes“ verbaut, bei denen sich ein gespannter Anodendraht in der Mitte einer als Kathode dienenden Kammer befindet. Die freigesetzten Ladungen driften zu den Elektroden und werden am $50\,\mu\text{m}$ dicken Draht durch die einsetzende Lawinenbildung verstärkt [8]. Derartige Detektoren können nur im Zentralbereich verwendet werden, da hier relativ geringe und zudem homogene magnetische Felder wirken. Darüberhinaus ist die erwartete Rate von Teilchendurchgängen hier gering. Bei größeren Pseudorapiditäten $0,9 < |\eta| < 2,4$

werden daher Kathodenstreifenkammern eingesetzt. Diese bestehen aus jeweils sieben Lagen mit eingebrachten Kathodenstreifen, die Anodendrähte sind in den sechs gasgefüllten Zwischenräumen senkrecht zu den Kathodenstreifen gespannt. Auf diese Weise werden kleinere Abstände zwischen den Kathoden beziehungsweise Anoden und somit eine feinere Segmentierung erreicht; die kürzere Driftstrecke ermöglicht kürzere Reaktionszeiten.

Ein kritischer Aspekt des Myonsystems, welches sich bei Radien zwischen 4,02 m und 7,38 m befindet [13], ist die Zeitauflösung. Diese muss es ermöglichen, jedes Myon eindeutig der jeweiligen Kollision zuzuordnen. Um dies zu ermöglichen, sind sowohl im zylindrischen Bereich als auch in den Endkappen zusätzlich „Resistive Plate Chambers“ verbaut. Diese bestehen jeweils aus zwei Bakelit-Platten, zwischen denen ein gasgefüllter Spalt liegt. Durch die große angelegte Spannung wird bei Durchgang eines Teilchens eine Elektronlawine ausgelöst, die mithilfe von Aluminiumstreifen aufgefangen und ausgelesen wird. Diese Detektoren haben eine Zeitauflösung von weniger als 3 ns, zudem wird 98 % des Signals innerhalb von 20 ns aufgesammelt [14]. Auf diese Weise ist eine eindeutige Zuordnung zu den einzelnen, alle 25 ns stattfindenden Kollisionen möglich.

2.2.5 Das Triggersystem

Die große Kollisionsrate im CMS von 40 MHz mit etwa 20 simultanen Kollisionen pro Durchgang zweier Teilchenpakete bei der geplanten Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erfordert eine intelligente Auswahl interessanter Ereignisse. Bei einer Datengröße von etwa 1 MB pro aufgenommenem Ereignis, welches aus dem Detektor ausgelesen und gespeichert wird, muss eine Reduktion der aufgezeichneten Datenrate um einen Faktor von etwa 10^6 noch vor dem Speichern durchgeführt werden [8]. Diese Aufgabe wird vom sogenannten Trigger-System übernommen, welches aus dem Hardware-basierten Level-1-Trigger (L1) und dem Software-basierten High-Level-Trigger (HLT) besteht.

Der Level-1-Trigger [15] besteht aus speziell angefertigter, programmierbarer Elektronik. Die gesamten ausgelesenen Informationen werden für eine Zeit von $3,2 \mu\text{s}$ in einem Puffer zwischengespeichert und können im Falle einer positiven Entscheidung des L1 ausgelesen und an den HLT übergeben werden. Der Level-1-Trigger trifft seine Entscheidung auf der Basis von Informationen mit verringerter Auflösung aus dem Kalorimeter- sowie aus dem Myonsystem. Sollten hier physikalische Objekte wie Myonen, Photonen, Elektronen oder Jets gefunden werden, die bestimmte Anforderungen erfüllen, wird das Ereignis selektiert. Auch kombinierte Größen, wie die gesamte transversale Energie oder fehlende transversale Energie im Ereignis, können den Trigger auslösen [15]. Der Level-1-Trigger reduziert die Ereignisrate auf etwa 30 kHz [8].

Der High-Level-Trigger [15] nutzt die rekonstruierten Objekte des L1-Triggers als Startwerte, um mit der vollen Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten und mit zuvor ungenutzten Informationen (etwa der Spurdetektoren) das Ereignis genauer zu rekonstruieren. Der Entscheidungsprozess wird in mehrere Abschnitte unterteilt, die jeweils zusätzliche Informationen heranziehen. So können Ereignisse zeitsparend verworfen werden, ohne die gesamte Detektorinformation einzubeziehen. Insgesamt reduziert der HLT die Ereignisrate auf etwa 100 Hz, die dann auf Massenspeicher geschrieben werden und zur Analyse zur Verfügung stehen. Die weitergehende Datenverarbeitung dieser Information wird in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Kapitel 3

Grundlagen der Physik mit Top-Quarks

3.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Ziel der Teilchenphysik ist es, die grundlegenden Strukturen und Mechanismen zu untersuchen, aus denen die Materie aufgebaut ist. Das Standardmodell der Teilchenphysik wurde in den 1960er-Jahren entwickelt und konnte seitdem weitgehend bestätigt werden. Es beschreibt die Elementarteilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist, sowie die zwischen ihnen wirkenden Kräfte. In Tabelle 3.1 sind die Fermionen sowie ihre Eigenschaften aufgelistet. Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin, aus denen die Materie aufgebaut ist. Sie unterteilen sich noch einmal in die Gruppe der Quarks¹ mit drittelzahliger elektrischer Ladung, sowie die Gruppe der Leptonen² mit ganzzahliger Ladung. Alle Fermionen besitzen Antiteilchen mit gleicher Masse und Spin, jedoch negierten additiven Quantenzahlen.

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt zudem die Wechselwirkung zwischen den Fermionen über den Austausch von Bosonen mit ganzzahligem Spin. Diese Bosonen stellen die Quantisierungen der jeweiligen Felder dar: das Photon γ der elektromagnetischen Wechselwirkung, die W^\pm sowie Z^0 -Bosonen der schwachen Wechselwirkung sowie acht Gluonen g der starken Wechselwirkung. Theoretisch beschrieben werden die jeweiligen Prozesse durch die Quantenchromodynamik und die Quantenelektrodynamik. Für eine genauere Beschreibung sei auf [11] verwiesen. Eine besondere Rolle im Standardmodell spielt das Higgs-Boson, da es als einziges einen Spin 0 trägt und bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte. Das Higgs verleiht, sofern es existiert, den schwachen Eichbosonen W^\pm und Z^0 ihre Masse. Sein Nachweis ist eine der Hauptaufgaben der Experimente am LHC.

3.2 Das Top-Quark am LHC

Das Top-Quark, als letztes nachgewiesenes Fermion, komplettiert die drei Familien des Standardmodells. Der aktuell beste Messwert der Masse,

$$m_t = (171,3 \pm 1,1 \pm 1,2) \text{ GeV}, \quad (3.1)$$

¹Die sechs Quarks heißen Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom und werden mit ihrem jeweiligen, kleingeschriebenen Anfangsbuchstaben abgekürzt.

²Das Elektron e , Myon μ und Tau τ sind jeweils mit einem Neutrino ν_e , ν_μ beziehungsweise ν_τ assoziiert.

Tabelle 3.1: Die Fermionen des Standardmodells der Teilchenphysik, unterteilt in Quarks und Leptonen sowie in drei Familien, die sich untereinander nur durch die Masse unterscheiden. Angegeben sind neben der Gruppierung in Isospinsingletts beziehungsweise -doublets (R bzw. L) auch die Ladungen der drei Wechselwirkungen: elektromagnetische Ladung Q in Einheiten der Elementarladung e , dritte Komponente des schwachen Isospins T_3 , Hyperladung Y sowie mögliche Farben.

Quarks						
1	2	3	$Q[e]$	T_3	Y	Farbe
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$+2/3$	$+1/2$	$+1/3$	rgb
u_R	c_R	t_R	$-1/3$	$-1/2$	$+1/3$	rgb
d_R	s_R	b_R	$+2/3$	0	$+4/3$	rgb
			$-1/3$	0	$-2/3$	rgb
Leptonen						
1	2	3	$Q[e]$	T_3	Y	Farbe
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	0	$+1/2$	-1	–
$\nu_{e,R}$	$\nu_{\mu,R}$	$\nu_{\tau,R}$	-1	$-1/2$	-1	–
e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	0	0	0	–
			-1	0	-2	–

beruht auf Ergebnissen des Run-I und Run-II des Tevatrons ([4] mit Aktualisierung von August 2009). Das Top ist somit das schwerste Quark, seine Masse liegt in der Nähe der Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung [16] – eine genaue Kenntnis der Topmasse ist daher für elektroschwache Präzisionsmessungen von großer Bedeutung. Über Schleifenkorrekturen, in welche die Massen des Tops und des W-Bosons eingehen, kann zudem eine Ausschlussgrenze für die Masse des Higgs-Bosons bestimmt werden. Nicht zuletzt bewirkt die große Masse des Tops eine bevorzugte Kopplung von hypothetischen, schweren Teilchen an dieses Quark und bietet somit einen interessanten Kanal zur Suche nach derartigen Partikeln.

3.2.1 Erzeugung von Top-Quark-Paaren

Top-Quarks können am LHC sowohl in Paaren, als auch alleine erzeugt werden (Single-Top, siehe Abschnitt 5.1.2). Die Erzeugung von Top-Quark-Paaren $t\bar{t}$ geschieht bei den Protonkollisionen am LHC dominant durch zwei Prozesse: Quark-Antiquark-Annihilation gemäß

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow t(p_3)\bar{t}(p_4) \quad (3.2)$$

sowie Gluon-Gluon-Fusion

$$g(p_1) + g(p_2) \rightarrow t(p_3)\bar{t}(p_4). \quad (3.3)$$

Die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen sind dabei mit p_1 und p_2 bezeichnet, die der auslaufenden entsprechend mit p_3 und p_4 . Die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung dieser Prozesse sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Aus diesen können die über die Anfangszustände gemittelten sowie über die Endzustände summierten Matrixelemente berechnet

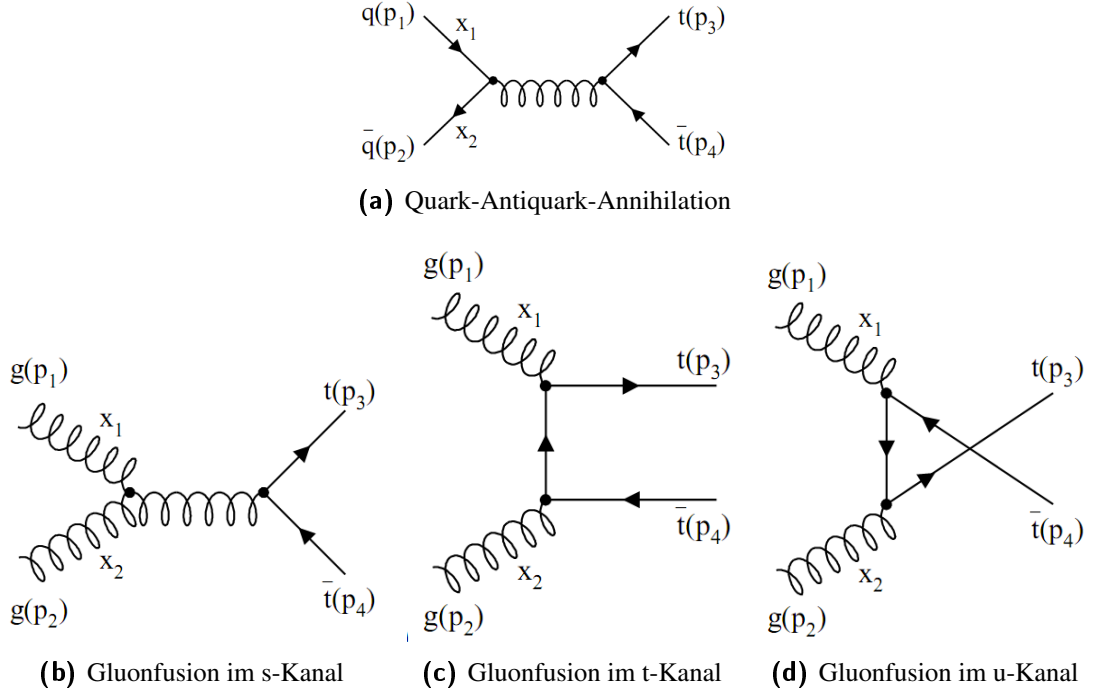


Abbildung 3.1: Feynman-Graphen niedrigster Ordnung zur Produktion von Top-Quark-Paaren am LHC [17].

werden [17]:

$$|\tilde{\mathcal{M}}|^2(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) = (4\pi\alpha_s)^2 \frac{8}{9} \left(2 \frac{(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2}{(p_1 + p_2)^4} + \frac{m_t^2}{(p_1 + p_2)^2} \right) \quad (3.4)$$

$$|\tilde{\mathcal{M}}|^2(gg \rightarrow t\bar{t}) = (4\pi\alpha_s)^2 \left(\frac{(p_1 + p_2)^4}{24(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_3)} - \frac{3}{8} \right) \cdot \left(4 \frac{(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2}{(p_1 + p_2)^4} + \frac{4m_t^2}{(p_1 + p_2)^2} - \frac{m_t^4(p_1 + p_2)^4}{(p_1 \cdot p_3)^2(p_2 \cdot p_3)^2} \right). \quad (3.5)$$

Nach Fermis Goldener Regel berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau für derartige $2 \rightarrow 2$ Prozesse gemäß

$$d\hat{\sigma} = \frac{1}{2(p_1 + p_2)^2} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\tilde{\mathcal{M}}|^2. \quad (3.6)$$

Um den Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton-Kollisionen zu erhalten, müssen die Partondichtefunktionen f_i berücksichtigt werden, die die im Proton enthaltenen Partonen beschreiben. Es ergibt sich

$$d\sigma = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) d\hat{\sigma}, \quad (3.7)$$

wobei Q^2 den Energieübertrag und x den Impulsanteil des entsprechenden Partons am Gesamtimpuls des Protons bezeichnet. Die Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren erreicht ihr Maximum an der Resonanz, also direkt oberhalb der zweifachen Topmasse. Am LHC entspricht

dies nur einem kleinen Impulsanteil x am Gesamtimpuls des Protons. Da die Partondichtefunktionen aus vorherigen Messungen bei geringen x einen großen Anteil an Gluonen und nur wenige Quarks vorhersagen, dominiert am LHC die Gluonfusion gegenüber der Quark-Antiquark-Annihilation. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zu den Prozessen am Tevatron, bei denen aufgrund der geringeren Protonimpulse letztere den größeren Anteil darstellen. Zudem kollidieren im Tevatron Protonen mit Antiprotonen, so dass Valenz-Antiquarks zur Verfügung stehen. Am LHC müssen Antiquarks für die Quark-Antiquark-Annihilation aus dem See gebildet werden.

Die sich so berechnenden Wirkungsquerschnitte für die Top-Paar-Produktion sind abhängig von der verwendeten Partondichtefunktion sowie von den berücksichtigten Ordnungen. Bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt³

$$\sigma(t\bar{t}, 10 \text{ TeV}) = (385 \pm 48 \pm 19) \text{ pb}. \quad (3.8)$$

Für die aktuelle LHC-Energie von 7 TeV sinkt dieser Wert auf⁴

$$\sigma(t\bar{t}, 7 \text{ TeV}) = (165 \pm 10) \text{ pb}. \quad (3.9)$$

In Abbildung 3.2 ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Top-Paar-Erzeugung an Hadronbeschleunigern wie dem LHC gezeigt. Es sind vertikale Linien eingezeichnet, die den Schwerpunktsenergien von 1,96 TeV des Tevatrons sowie 7 TeV, 10 TeV und 14 TeV des LHC entsprechen. In der logarithmischen Auftragung ist deutlich der physikalische Gewinn durch eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie erkennbar – insbesondere wächst der Top-Wirkungsquerschnitt mit der Schwerpunktsenergie schneller als dies für wichtige Untergrundprozesse wie Z- oder QCD-Ereignisse der Fall ist. Der Sprung im Kurvenverlauf des Top-Wirkungsquerschnitt berücksichtigt, dass beim Tevatron Protonen mit Antiprotonen, beim LHC jedoch Protonen mit Protonen kollidieren.

3.2.2 Zerfall des Top-Quarks

Die Masse des Top-Quarks liegt oberhalb der Produktionsschwelle für Wb-Erzeugung, der dominante Zerfallskanal ist laut Standardmodell daher $t \rightarrow Wb$. Der Zerfall in andere Down-artige Quarks (d und s) ist über die CKM-Matrixelemente unterdrückt. Der Anteil der Zerfälle in b-Quarks ergibt sich zu

$$B_b \equiv \frac{\Gamma(t \rightarrow Wb)}{\Gamma(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} = |V_{tb}|^2, \quad (3.10)$$

wobei für die letzte Umformung Unitarität der CKM-Matrix mit drei Quarkgenerationen angenommen wird. Der aktuelle kombinierte Messwert dieser Größe aus Messungen des Tevatrons beträgt $B_b = 0,99^{+0,09}_{-0,08}$. Andere Zerfälle sind somit vernachlässigbar.

Die Zerfallsbreite des Top-Quarks ergibt sich unter diesen Voraussetzungen und in niedrigster Ordnung sowie unter Vernachlässigung der b-Masse [17] gemäß

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow Wb) &= \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \\ &= 1,1 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

³Dieser Wert bezieht sich auf eine Topmasse $m_t = 172 \text{ GeV}$ und verwendet als Partondichtefunktion MRST 2006 unter Berücksichtigung von Diagrammen zweiter Ordnung (NNLO) [18].

⁴Dieser Wert bezieht sich auf eine Topmasse $m_t = 173 \text{ GeV}$ und verwendet als Partondichtefunktion MSTW. Er stellt eine Abschätzung des NNLO-Wertes dar [19].

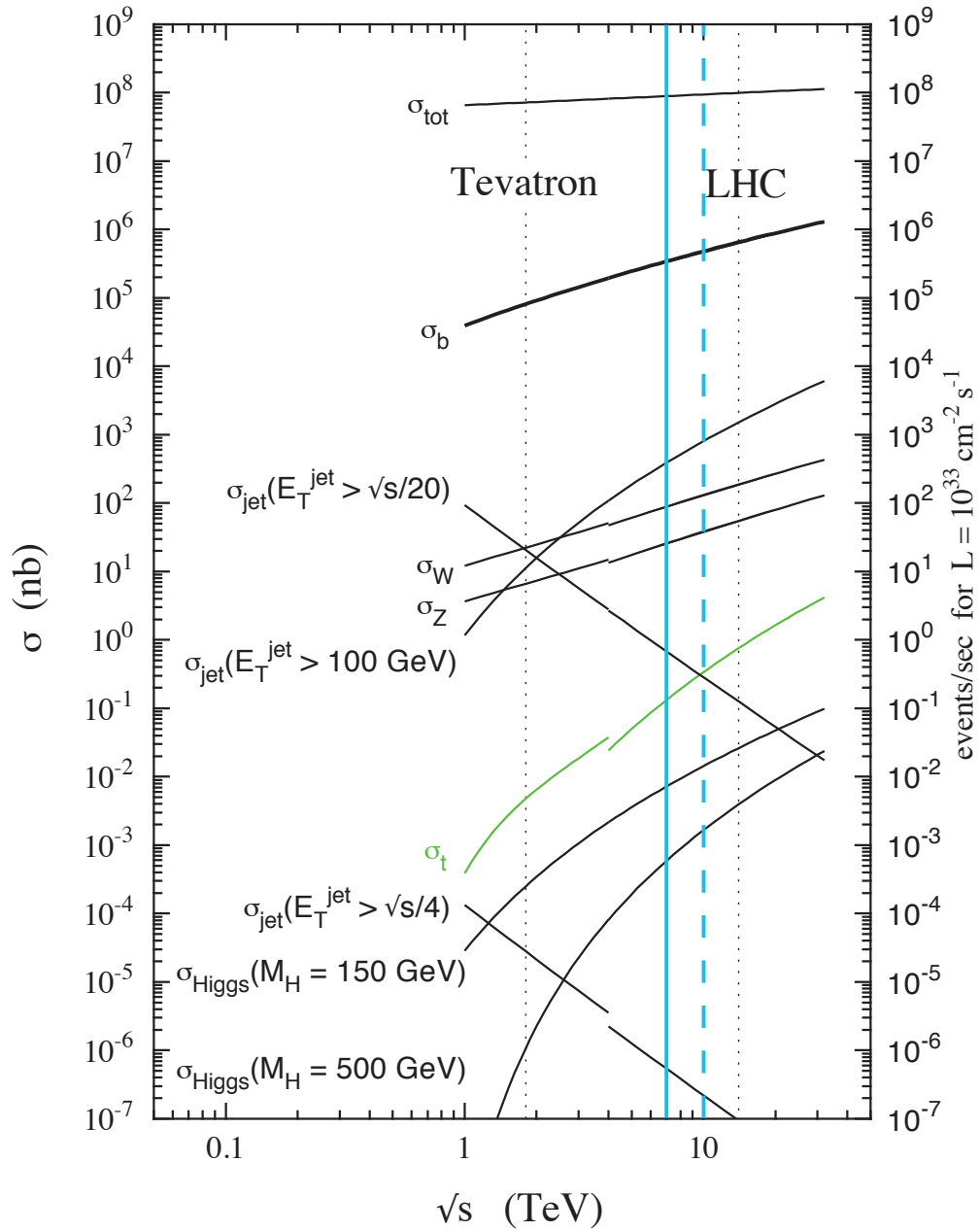


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitte wichtiger Prozesse an Hadronbeschleunigern. Bearbeitet, Original aus [20].

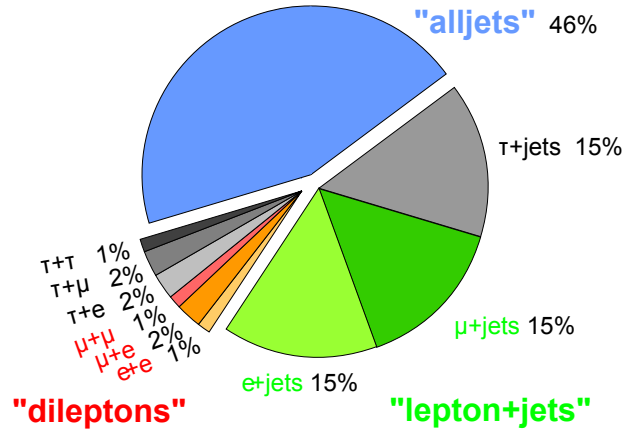


Abbildung 3.3: Anteile der verschiedenen Zerfallskanäle von Top-Paar-Zerfällen. Als Signal gelten für diese Analyse die mit rot markierten dileptonischen Kanäle ohne Tau-Leptonen [21].

Der Zahlenwert ergibt sich mit den aktuellen Messwerten der Topmasse von $171,3 \text{ GeV}$ sowie der W -Masse von $80,40 \text{ GeV}$. Die korrespondierende Lebensdauer beträgt somit nur

$$\tau_t = 6 \cdot 10^{-25} \text{ s} \quad (3.12)$$

und liegt deutlich unterhalb der typischen Hadronisationsdauer $\tau_{had} \propto 1/\Lambda_{QCD}$. Als einzige Quarks bilden Tops daher keine gebundenen Zustände, bevor sie zerfallen, sondern zerfallen direkt und bieten dadurch besondere Möglichkeiten zur Untersuchung des „freien“ Quarkzustandes.

Die Signatur von Top-Paaren im Detektor unterscheidet sich abhängig von den möglichen weiteren Zerfällen der entstehenden W -Bosonen. Diese zerfallen in ein Dublett des schwachen Isospins, wofür es insgesamt neun Möglichkeiten gibt⁵. In erster Näherung kommen alle Zerfälle gleich häufig vor. Da aus beiden Top-Quarks W -Bosonen entstehen, die weiter zerfallen, ergeben sich die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Zerfallskanäle wie in Abbildung 3.3 gezeigt. Der vollhadronische Kanal, bei dem beide Seiten in Quarkpaare zerfallen, kommt am häufigsten vor, ist jedoch aufgrund der fehlenden Leptonen nur schwer zu selektieren. Zudem ergeben sich technische Probleme bei der Berechnung der Ereigniskinetik durch kombinatorische Ambiguitäten der Jets. Der semileptonische Zerfallskanal, bei dem eine Seite leptonisch und eine hadronisch zerfällt, wird häufig als „goldener Kanal“ bezeichnet, da er einen Kompromiss zwischen klarer Signatur mit einem hochenergetischen Lepton und einer relativ großen Zerfallsbreite darstellt. Der dileptonische Zerfallskanal mit zwei hochenergetischen Leptonen ist zwar selten, dafür aber sehr gut zu selektieren. Unter Berücksichtigung der aktuellen Messwerte der W -Zerfallsbreiten in Elektronen oder Myonen ergibt sich für den Anteil des dileptonischen Zerfallskanals (ohne Tau-Leptonen) an allen Top-Quark-Paaren

$$\frac{\Gamma(t\bar{t} \rightarrow ll\nu\nu b\bar{b})}{\Gamma(t\bar{t} \rightarrow X)} = 4,55\% \quad \text{mit } l = e, \mu. \quad (3.13)$$

⁵Für die Quarks müssen die drei möglichen Farbladungen berücksichtigt werden. Siehe auch Tabelle 3.1.

Kapitel 4

Datensimulation und -verarbeitung

4.1 Datensimulation

Der Großteil dieser Arbeit nutzt simulierte Daten, die nicht auf realen Kollisionen im CMS-Detektor basieren. Derartige Daten dienen zur Vorbereitung der verschiedenen Analysen. Zugleich stellt ein Vergleich der Ergebnisse aus echten Daten mit Monte-Carlo-Simulationen eine gute Methode dar, die Messergebnisse mit Vorhersagen des Standardmodells zu vergleichen. Desweiteren können so Hinweise auf Fehler in der Signalverarbeitung oder der Software aufgefunden werden.

Die Datensimulation hat zum Ziel, mithilfe von Zufallsgeneratoren und physikalischer Modelle Pseudodaten zu erzeugen, die dann im selben Datenformat bereitgestellt werden, in dem auch die echten Daten zur Verfügung stehen. Es können somit dieselben Analysen sowohl auf simulierte, als auch auf echte Daten angewandt werden. Voraussetzung dafür ist ein möglichst gutes Verständnis der physikalischen Prozesse der Proton-Proton-Wechselwirkung. Diese Aufgabe wird von Monte-Carlo-Generatoren übernommen, die in Abschnitt 4.1.1 genauer beschrieben werden. Die generierten Teilchen dienen als Eingabewerte der folgenden GEANT4-Simulation, welche die Teilchenpropagation sowie die dadurch ausgelöste Detektorantwort simuliert (Abschnitt 4.1.2). Die derart generierten Detektorsignale werden dann zur Rekonstruktion der physikalischen Objekte genutzt.

4.1.1 Monte-Carlo-Generatoren

Das Standardmodell der Teilchenphysik, das die Grundlage für die untersuchten Prozesse dieser Analyse darstellt, liefert Vorhersagen über die Reaktionen in den Protonkollisionen. Welche der vielen möglichen Reaktionen abläuft ist statistisch bedingt und wird unter anderem über die differentiellen Wirkungsquerschnitte des Standardmodells sowie die Partondichtefunktionen der kollidieren Protonen bestimmt. Für jede simulierte Kollision wird gemäß einer Wahrscheinlichkeitsverteilung ein bestimmtes Szenario produziert.

Diese Analyse verwendet simulierte Daten, die größtenteils mithilfe von PYTHIA 6 produziert wurden [22]. Die verwendeten Datensätze der 10 TeV-Studie sind in Anhang A aufgelistet. Die Single-Top-Datensätze nutzen MADGRAPH v4 zur Simulation des harten Prozesses [23]. Zur Simulation der direkt an den harten Prozess anschließenden Propagation und Wechselwirkung der entstandenen Teilchen, insbesondere der Fragmentierung und Hadronisierung der farbtragenden Teilchen, werden die generierten Objekte von MADGRAPH an PYTHIA übergeben.

Tabelle 4.1: Verwendete Parameter der Monte-Carlo-Produktion Summer09 [26].

Größe	Wert
$\alpha_{em}^{-1}(m_Z)$	132,51
$\alpha_s(m_Z)$	0,118
t-Polmasse	172,5 GeV
t-Breite	1,454 GeV
b-Polmasse	4,8 GeV
Z-Polmasse	91,188 GeV
Z-Breite	2,441 GeV
W-Polmasse	80,419 GeV
W-Breite	2,048 GeV

Alle verwendeten Datensätze wurden in der offiziellen Summer09-Produktion der CMS-Kollaboration produziert. Dabei finden der PYTHIA-Tune D6T und die Parametrisierung CTEQ6L der Partondichtefunktion Verwendung [24]. Hierdurch werden freie Parameter festgelegt, die aufgrund der starken Wechselwirkung nicht störungstheoretisch berechnet werden können und daher aus Messdaten von HERA sowie des Tevatrons extrapoliert werden müssen. Die verwendeten Parameter dieses Tunes sind in [25] aufgelistet.

Die wichtigsten Parameter, die zur Produktion der Monte-Carlo-Daten verwendet wurden, sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

4.1.2 Detektorsimulation

Die von den Monte-Carlo-Generatoren simulierten Teilchen dienen als Startpunkt für die Detektorsimulation. Die Ausbreitung der Teilchen im Magnetfeld, ihr Durchgang durch die einzelnen Detektorkomponenten sowie die dadurch ausgelösten Signale werden mithilfe des Programmes GEANT4 simuliert [27]. Nach der Simulation der digitalen Auslese der Detektorkomponenten liegen die simulierten Daten im Datenformat DIGI vor. Zur Simulation des CMS-Triggersystems werden diese Informationen in das Datenformat RAW zurückgerechnet (DIGI2RAW). Die realen Daten werden im Datenformat RAW aufgezeichnet, welches dann im RAW2DIGI-Schritt weiterverarbeitet wird. Abgesehen von diesem Unterschied in der Reihenfolge der Datenverarbeitung sind die simulierten und realen Daten ab diesem Schritt identisch. Die physikalischen Rekonstruktionsalgorithmen und Analysen können daher für simulierte Daten analog durchgeführt werden.

4.2 Datenverarbeitung

Die Daten, die aus dem Detektor ausgelesen werden, beziehungsweise die Ausgabedaten der Simulation, bestehen zunächst nur aus den Signalen der einzelnen Detektorkomponenten. Datensätze dieser Art werden als RAW beziehungsweise DIGI bezeichnet. Der nächste Schritt ist die Rekonstruktion physikalischer Objekte aus dem Detektorsignal. Dies wurde vom High-Level-Trigger (siehe Abschnitt 2.2.5) bereits zuvor durchgeführt, jedoch stehen dem zeitkritischen HLT-Prozess keine aufwändigen Rekonstruktionsalgorithmen zur Verfügung. Die vom HLT rekonstruierten Objekte werden abgespeichert; zu-

sätzlich wird die Rekonstruktion noch einmal mit voller Detektorinformation und ohne derartige Beschränkungen des Rechenaufwands durchgeführt.

Die einzelnen physikalischen Objekte werden mithilfe verschiedener Algorithmen rekonstruiert, wobei eine möglichst hohe Reinheit der Objekte bei hoher Effizienz erzielt werden soll. Für jedes Objekt gibt es eine Subgruppe der CMS-Kollaboration („Physics Objects Group“, POG), die auf die besonderen Anforderungen der jeweiligen Rekonstruktion spezialisiert ist und die Rekonstruktionsalgorithmen entwickelt und testet. Da verschiedene Analysen unterschiedliche Anforderungen an Reinheit und Effizienz der Objekte stellen, gibt es oftmals mehrere Algorithmen, die parallel ausgeführt und deren Ergebnisse abgespeichert werden. Im sogenannten RECO-Datenformat sind die rekonstruierten Objekte samt ihrer Eigenschaften, sowie zusammengefasste Informationen der Detektorauslese abgespeichert [10].

Die einzelnen Analysegruppen, die sich mit den speziellen Aspekten des CMS-Physikprogramms beschäftigen, nutzen größtenteils die derart rekonstruierten Objekte. Die benutzten Rekonstruktionsalgorithmen dieser Analyse sind in Abschnitt 5.3 beschrieben. Für diese Analyse werden die Daten mithilfe des „Physics Analysis Toolkits“ (PAT) weiter aufbereitet und die wichtigsten Informationen dann herausgeschrieben. Die Auswertung dieser Werte erfolgt mit dem ROOT-Programmpaket [28].

Die rechenintensiven Schritte des Datenverarbeitungsprozesses werden in einem weltweiten Verbund von Rechenzentren, dem sogenannten GRID, ausgeführt [29]. Die Struktur dieses Rechnernetzes ist hierarchisch: An oberster Position steht das Tier-0 am CERN, welches die Daten aus dem Detektor entgegennimmt, speichert und weiterverarbeitet. Einzelne offizielle Aufgaben werden an regionale Subzentren (Tier-1) weitergegeben. In Deutschland ist ein solches Tier-1 in Karlsruhe angesiedelt. Die Rechenaufträge der Analysen werden zum Großteil an Tier-2- und Tier-3-Zentren durchgeführt, die an den verschiedenen Standorten der Mitgliedsinstitute der LHC-Experimente angesiedelt sind [30]. Durch die Verteilung des Rechenaufwandes auf eine große Struktur können rechenintensive Aufträge zeitnah ausgeführt werden.

Kapitel 5

Ereignisselektion

5.1 Signal und Untergründe

In einem Experiment wie CMS entstehen in sehr kurzen zeitlichen Abständen sehr viele verschiedene Teilchen, die jeweils nur für spezielle Analysen von Interesse sind. Die hohe Luminosität des LHCs ist zwar von großem Vorteil für die Untersuchung von seltenen Prozessen, sie bedeutet jedoch zwangsweise auch eine Vielzahl von Untergrundereignissen. Dies sind Ereignisse, die den Signalereignissen in der Detektorantwort sehr ähnlich sehen, denen jedoch andere Erzeugungsprozesse zugrundeliegen. Möchte man einen bestimmten Prozess untersuchen, wie in dieser Arbeit die Erzeugung von Top-Quark-Paaren, so ist es von großer Bedeutung, das Signal effektiv von den verschiedenen Untergründen zu trennen.

Der physikalische Vorgang, der für diese Analyse von Interesse ist, also die Erzeugung und der Zerfall von Top-Quarks, findet auf sehr kurzen Zeit- und Längenskalen statt. Diese können nicht direkt beobachtet werden, sondern müssen durch eine genaue Analyse der Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Eine individuelle Aussage, ob ein einzelnes gemessenes Ereignis wirklich aus einem zerfallenen Top-Quark-Paar stammt, ist daher nicht möglich: Die Analyse muss statistische Methoden heranziehen, um aus mehreren Ereignissen die wichtige Information herauszufiltern. Es lässt sich daher nicht verhindern, dass Ereignisse die Selektion passieren, obwohl sie nicht dem Signalprozess entsprechen. Solche Ereignisse werden als Untergrund bezeichnet.

In Monte-Carlo-Studien (siehe Abschnitt 4.1) ist der zugrundeliegende Prozess für jedes Ereignis bekannt. Die Zusammensetzung der selektierten Ereignisse aus den verschiedenen beitragenden Prozessen kann so untersucht werden. Die realen Messergebnisse, die mithilfe des CMS-Detektors aufgenommen werden, lassen eine solche Unterscheidung nicht zu.

In diesem Abschnitt soll zunächst eindeutig definiert werden, was in der vorliegenden Analyse als Signal verstanden wird. Dann werden die verschiedenen Prozesse erläutert, die als Untergrund auftreten können.

5.1.1 Signatur des Signals

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von Top-Quarks, die bei der Kollision der Protonen im CMS-Experiment paarweise erzeugt werden. Die beiden Top-Quarks zerfallen jeweils zunächst in ein b-Quark sowie ein W-Boson (siehe 3.2). Der dileptonische

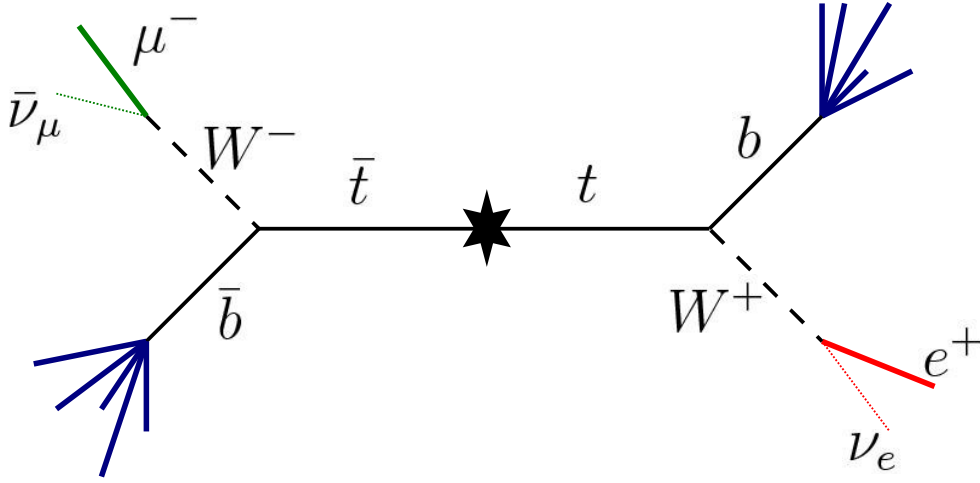


Abbildung 5.1: Schema des dileptonischen Zerfalls eines Top-Quark-Paares. Gezeigt ist der $e\mu$ -Subkanal.

Zerfallskanal von Top-Quark-Paaren zeichnet sich dadurch aus, dass beide derart entstandenen W-Bosonen leptonisch zerfallen, also gemäß $W \rightarrow l\nu_l$ mit $l = \mu, e$.

Der entscheidende Vorteil des dileptonischen Kanals gegenüber den anderen Zerfallskanälen von Top-Paaren ist seine eindeutige und klare Signatur (siehe Abbildung 5.1). Insbesondere die beiden hochenergetischen und isolierten Leptonen, die aus den Zerfällen der W-Bosonen entstehen, bieten gute Möglichkeiten, das Signal von möglichen Untergründen zu trennen. Wie in Kapitel 2 beschrieben, ist der CMS-Detektor insbesondere auf die effektive Rekonstruktion von Leptonen ausgerichtet. Desweiteren entstehen Leptonen nur bei einem sehr geringen Anteil der Reaktionen am LHC. Sie bieten daher einen guten Ausgangspunkt für die Selektion und Rekonstruktion des Signals.

Aus den leptonisch zerfallenen W-Bosonen resultieren zwei Neutrinos, die ebenso wie die Leptonen große Energien tragen. Aufgrund der extrem kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Neutrinos mit der Materie des Detektors durchqueren diese sämtliche Komponenten des CMS, ohne eine Signatur zu hinterlassen. Ein dileptonischer Top-Paar-Prozess ist daher kinematisch nicht eindeutig rekonstruierbar (siehe Abschnitt 5.5). Für die Selektion des Signals können die Neutrinos dennoch genutzt werden: Unter der Annahme, dass die beiden kollidierenden Partonen keinen transversalen Impuls tragen, ist das Ereignis in transversaler Ebene ausbalanciert. Die Summe der transversalen Impulse p_T aller Teilchen im Endzustand muss also Null ergeben. Die vektorielle Differenz der gesamten transversalen Energie, die vom Detektor gemessen wurde, zum erwarteten Wert Null wird als „fehlende transversale Energie“ \vec{E}_T (oft auch MET, „Missing Transverse Energy“) bezeichnet:

$$\sum_{i=1}^N \vec{E}_T^i + \vec{E}_T = 0 \quad \text{für } N \text{ rekonstruierte Objekte.} \quad (5.1)$$

Unter der Annahme, dass die fehlende Energie von masselosen Objekten wie Neutrinos getragen wird, gilt $\vec{p}_T = \vec{E}_T$. Für Signalereignisse erwartet man einen großen Wert für \vec{E}_T aufgrund der beiden auftretenden Neutrinos aus den massiven W-Bosonen. Bei der Nutzung dieser Größe ist jedoch zu beachten, dass sich eventuelle kinematische Fehlrekonstruktionen der anderen Objekte des Ereignisses direkt auf \vec{E}_T auswirken. Besonders

zu Beginn der Datennahme des CMS-Experiments ist diese Größe daher mit großen systematischen Unsicherheiten belegt.

Beim Zerfall der Top-Quarks entstehen nicht nur W-Bosonen, sondern auch b-Quarks. Diese hadronisieren nach kurzer Zeit und bilden Jets aus, die dann im Detektor nachgewiesen werden können. Da die beiden auftretenden b-Quarks aus dem Zerfall eines schweren Top-Quarks stammen, tragen sie eine hohe Energie. In der Signatur des Signals erwartet man daher mindestens zwei hochenergetische Jets. Weitere Jets können durch QCD-Effekte wie Gluonabstrahlung vor („Initial State Radiation“) oder nach („Final State Radiation“) der Kollision der Partonen am primären Wechselwirkungspunkt entstehen. Diese sind jedoch im Allgemeinen niederenergetischer und lassen sich zudem durch sogenanntes b-Tagging von den b-Jets unterscheiden (siehe dazu Abschnitt 5.3.3). Zusammenfassend besteht die Signatur der Signalereignisse aus zwei hochenergetischen und gut isolierten Leptonen, zwei hochenergetischen Jets sowie einer großen fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T . Der Vorteil des dileptonischen Zerfallskanals für die Analyse liegt in dieser deutlichen und klaren Signatur, die sich gut von anderen Ereignissen unterscheiden lässt. Es sei jedoch daran erinnert, dass der Zerfall beider W-Bosonen in Leptonen nur in etwa 5 % aller Top-Paar-Ereignisse auftritt und somit eine deutlich geringere Statistik als im semileptonischen oder vollhadronischen Kanal erwartet wird.

5.1.2 Untergründe mit Top-Quarks

Der Großteil der Ereignisse im CMS-Detektor, bei denen Top-Quarks auftreten, werden in dieser Analyse nicht zum Signal gezählt, sondern als Untergrund behandelt. Dies ist notwendig, da eine effektive Selektion eine eindeutige Definition der Signalsignatur erfordert. Für ein vollständiges Verständnis der Eigenschaften des Top-Quarks sind selbstverständlich weitere Analysen notwendig, die die anderen Erzeugungs- und Zerfallskanäle der Tops untersuchen.

Im Folgenden werden alle Prozesse, bei denen Top-Quarks auftreten, die aber nicht zum Signal gehören, als Top-artiger Untergrund („top-like background“) zusammengefasst. Dazu gehören einerseits $t\bar{t}$ -Paare, die semileptonisch ($WW \rightarrow l\nu_l qq$) oder vollhadronisch ($WW \rightarrow qq qq$) zerfallen, aber auch Single-Top-Ereignisse, bei denen ein einzelnes Top-Quark erzeugt wird. Zudem werden $t\bar{t}$ -Prozesse zum Untergrund gezählt, bei denen eines oder beide erzeugten W-Bosonen gemäß $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ zerfallen.

Ob dileptonisch zerfallene Top-Quark-Paare, bei denen ein τ entsteht, zum Signal gezählt werden oder nicht, ist Definitionssache. τ -Leptonen können im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, da sie aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer von $\tau_\tau = 291$ ps noch im Strahlrohr zerfallen. Das Tau-Lepton kann leptonisch zerfallen:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) / \Gamma_{total}(\tau^-) = 17,4\% \quad (5.2)$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) / \Gamma_{total}(\tau^-) = 17,9\% \quad (5.3)$$

Für das τ^+ gelten die selben Zahlenwerte für die ladungskonjugierten Prozesse. Bei derartigen Tau-Zerfällen entstehen Elektronen oder Myonen, so dass der Endzustand des Prozesses

$$t\bar{t} \rightarrow WWbb \rightarrow l\tau\nu_l\nu_\tau b\bar{b} \rightarrow l'\nu_l\nu_{l'}\nu_\tau\nu_{\tau'} b\bar{b} \quad (5.4)$$

kaum vom direkten W -Zerfall in Elektronen oder Myonen unterschieden werden kann. Durch die zusätzlich auftretenden Neutrinos ändert sich jedoch die Kinematik des Prozesses grundlegend. Dies kann insbesondere für kinematische Rekonstruktionen, die zum Beispiel zur Topmassenbestimmung eingesetzt werden können (siehe auch [31]), von großer Bedeutung sein.

Semileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse bilden normalerweise nur ein hochenergetisches Lepton aus, ihre Signatur enthält dafür vier hochenergetische Jets aus den Top-Zerfällen. Um die Selektion zu passieren müssen daher zusätzliche, als Lepton rekonstruierte Objekte hinzukommen (siehe Abschnitt 6.3). Gleiches gilt für vollhadronische Top-Paar-Prozesse, bei denen sogar zwei Leptonen zusätzlich auftreten müssen. In diesen Fällen kontaminieren diese Prozesse als Untergrund die selektierten Ereignisse.

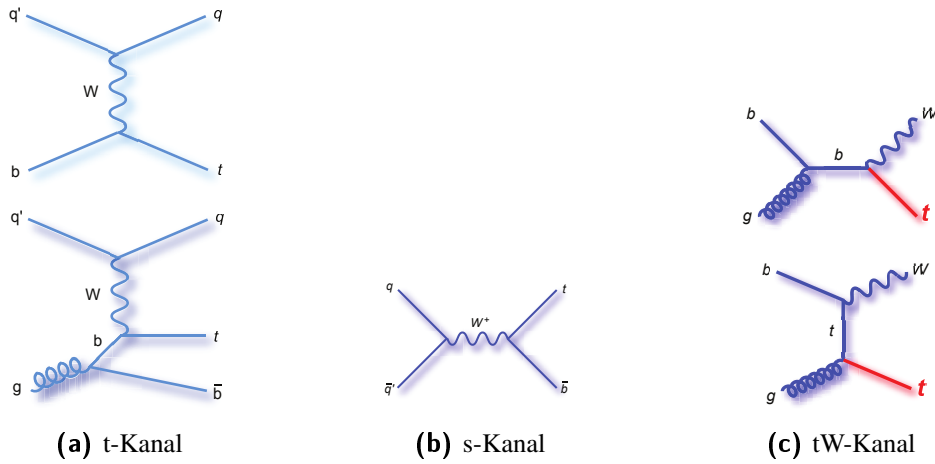


Abbildung 5.2: Feynman-Diagramme von Single-Top-Ereignissen mit verschiedenen Produktionsmechanismen [21].

Die zweite Gruppe von Top-artigen Untergrundprozessen bilden Single-Top-Ereignisse, bei denen nur ein Top-Quark ohne dazugehöriges Antiteilchen entsteht. Die verschiedenen Kanäle, über die einzelne Tops entstehen können, sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Insbesondere der tW -Kanal (Abbildung 5.2(c)) unterscheidet sich in seiner Signatur vom Signal nur durch den fehlenden zweiten b -Jet. Da ein Top-Quark im Prozess auftritt, sind auch kinematische Ähnlichkeiten zu Signalereignissen zu erwarten. Trotz des geringen Wirkungsquerschnitts dieser Prozesse (siehe auch Anhang A) sind sie daher ein wichtiger Untergrund.

Die zusätzlichen rekonstruierten Leptonen, die derartige Untergründe zur Imitation der Signalsignatur benötigen, können über verschiedene Mechanismen gebildet werden. Hadronische Komponenten, wie etwa Pionen und Kaonen, können im Flug in Leptonen zerfallen. Anforderung an eine effektive Selektion ist daher die Identifikation derartiger Prozesse. Desweiteren können Objekte vom Detektor sowie der Rekonstruktionssoftware fälschlich als Lepton identifiziert werden, etwa wenn Bestandteile hadronischer Jets in das Myonsystem des CMS-Detektors durchschlagen (*punch-throughs*). Aufgabe einer effektiven Selektion ist die Unterscheidung derartiger Prozesse von primären Leptonen, also Leptonen aus Primärprozessen wie dem Zerfall von W - oder Z -Bosonen. Die dazu verwendeten Selektionsschnitte sind im Abschnitt 5.3 erläutert. Eine datengetriebene Abschätzung dieses Beitrags zu den selektierten Ereignissen wird in Abschnitt 6.3 dargestellt.

Tabelle 5.1: In der Analyse berücksichtigte Prozesse. Der angegebene Zerfall ist immer nur ein möglicher und als Beispiel zu verstehen. Bei allen Prozessen können zusätzliche Jets aus Gluonabstrahlungen entstehen.

Gruppe	Prozess	möglicher Zerfall	Beschreibung
Signal	$pp \rightarrow t\bar{t}$	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu b e^- \bar{\nu}_e \bar{b}$	dileptonische $t\bar{t}$ mit e, μ
t-artige Untergründe	$pp \rightarrow t\bar{t}$	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu b \tau^- \bar{\nu}_\tau \bar{b}$	dileptonische $t\bar{t}$ mit τ
	$pp \rightarrow t\bar{t}$	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu b q q' \bar{b}$	semileptonische und voll-hadronische $t\bar{t}$
	$pp \rightarrow tX$	$tW \rightarrow \mu^- \nu_\mu b e^+ e^-$	Single-Top-Produktion
Z-artige Untergründe	$pp \rightarrow ZZ$	$ZZ \rightarrow e^+ e^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	Doppel-Z-Produktion
	$pp \rightarrow WZ$	$WZ \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$	W- und Z-Produktion
	$pp \rightarrow Z$	$Z \rightarrow \mu^- \mu^+$	Drell-Yan-Ereignisse
andere Untergründe	$pp \rightarrow WW$	$WW \rightarrow e^+ \nu_e d \bar{u}$	Doppel-W-Produktion
	$pp \rightarrow W$	$W \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	W-Produktion
	$pp \rightarrow g/q$	$g \rightarrow u \bar{u}$	QCD-Ereignisse

5.1.3 Untergründe mit Z-Bosonen

Eine bedeutende Quelle für Untergründe in dieser Analyse bilden Ereignisse, bei denen Z-Bosonen entstehen. Diese neutralen Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung mit einer Masse von

$$m_Z = (91,188 \pm 0,002) \text{ GeV} \quad (5.5)$$

zerfallen mit jeweils 3,4 % Wahrscheinlichkeit in ein e^+e^- - oder $\mu^+\mu^-$ -Paar. Die so entstehenden Leptonen tragen häufig einen großen transversalen Impuls, da sie aus dem Zerfall eines schweren Teilchens stammen. Sie sind daher leicht zu verwechseln mit Signalleptonen, die aus einem t-Zerfall hervorgehen. Abhängig von den anderen Endprodukten, die bei dem jeweiligen Prozess mit Z-Boson entstehen, kann die Signatur sehr ähnlich zur Signalsignatur werden.

Die verschiedenen Prozesse mit Z-Bosonen, die auftreten können und als Untergrund berücksichtigt werden, sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Das Spektrum der invarianten Massen der Leptonen aus Z-Zerfällen folgt einer Breit-Wigner-Verteilung mit einer Breite

$$\Gamma_Z = (2,495 \pm 0,002) \text{ GeV} \quad (5.6)$$

um die Z-Masse, während für Signalleptonen ein deutlich breiteres Spektrum erwartet wird. Dies bietet eine Möglichkeit, das Signal von Z-Untergründen zu trennen.

5.1.4 Andere Untergründe

Alle Untergründe, die keine Top-Quarks oder Z-Bosonen als Zwischenprodukt enthalten, werden in dieser Arbeit zur Gruppe der „Anderen Untergründe“ zusammengefasst. Insbesondere gibt es bei diesen Untergrundprozessen kein oder nur ein hochenergetisches Lepton im Primärprozess. Es müssen daher, analog zu den Top-artigen Untergründen, zusätzliche Leptonen gemessen werden.

Tabelle 5.1 zeigt die wichtigsten Prozesse in der Gruppe der anderen Untergründe. Sie beinhaltet beispielsweise Ereignisse mit W-Bosonen, die in ein schwaches Isospindublett zerfallen. Im Falle eines leptonischen Zerfalls in ein Lepton und dazugehöriges Neutrino, welches als fehlende Energie in die Signatur eingeht, sind bereits wichtige Teile der Signalsignatur vorhanden.

Aufgrund des sehr großen Wirkungsquerschnittes für QCD-Ereignisse im LHC, der um etwa neun Größenordnungen über dem Signal-Wirkungsquerschnitt liegt (siehe Abbildung 3.2), bilden auch derartige Ereignisse einen wichtigen Untergrund, obwohl weder hochenergetische Leptonen, noch fehlende transversale Energie in der Signatur solcher Ereignisse zu erwarten sind. Auch hier müssen die Leptonen also in Form von Fake-Leptonen vorgetäuscht werden. Für Monte-Carlo-Studien ergibt sich die besondere Schwierigkeit, dass es aufgrund des großen Rechenauswandes und Speicherplatzbedarfs nicht möglich ist, eine der wirklichen Statistik äquivalente Anzahl derartiger Prozesse zu simulieren. Die Untersuchungen müssen daher mit einer zu geringen Anzahl Ereignisse durchgeführt und dann auf die interessierende Luminosität hochskaliert werden. Dabei werden statistische Schwankungen verstärkt, signifikante Aussagen sind kaum möglich. Insbesondere für QCD-Untergründe ist daher eine direkte Abschätzung aus Daten wichtig (siehe Kapitel 6).

5.2 Anforderungen an die Selektion

Die besonderen Eigenschaften der Signalsignatur, wie sie im vorherigen Abschnitt dargestellt wurden, sollen möglichst effizient genutzt werden, um das Signal von den verschiedenen Untergründen zu trennen. Bei einer derartigen Selektion stehen zwei Anforderungen in Konkurrenz miteinander: Eine möglichst große Reinheit soll erreicht werden, aber auch eine große Effizienz.

Die Reinheit ρ ist definiert als der Anteil der Signalereignisse an allen selektierten Ereignissen,

$$\rho = \frac{N_{\text{Signal}}^{\text{selektiert}}}{N_{\text{gesamt}}^{\text{selektiert}}} = \frac{N_{\text{Signal}}^{\text{selektiert}}}{N_{\text{Signal}}^{\text{selektiert}} + N_{\text{Untergrund}}^{\text{selektiert}}}. \quad (5.7)$$

Eine alternative Größe dazu ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

$$\frac{S}{B} = \frac{N_{\text{Signal}}^{\text{selektiert}}}{N_{\text{Untergrund}}^{\text{selektiert}}}. \quad (5.8)$$

Um bei Zählexperimenten eine möglichst große Signifikanz zu erreichen, sollte das Verhältnis $\frac{S}{\sqrt{B}}$ optimiert werden. Unter Annahme von Poissonfehlern auf die vorhergesagten

Ereigniszahlen ergibt sich die Signifikanz der Signalereignisse zu

$$\frac{N_S^{sel.}}{\sigma(N_S^{sel.})} = \frac{N_S^{sel.} - N_{BG}^{sel.}}{\sqrt{N_{BG}^{sel.}}} = \frac{S}{\sqrt{B}}, \quad (5.9)$$

mit den Abkürzungen S für Signal und BG für Untergrund. Zur Untersuchung der Selektionsschritte sind die Größen $\frac{S}{B}$ und $\frac{S}{\sqrt{B}}$ äquivalent. Da erstere die anschaulichere Größe darstellt, wird im Folgenden meist diese verwendet.

Ziel der Selektion muss es sein, möglichst viele Signalereignisse auch als solche zu identifizieren und dabei möglichst viele Untergrundereignisse auszusortieren. Ersteres wird in einer weiteren Variable, der Signaleffizienz ε , angegeben:

$$\varepsilon = \frac{N_{Signal}^{selektiert}}{N_{Signal}^{alle}}. \quad (5.10)$$

Definiert man analog eine Untergrundeffizienz ε_{BG} , so kann man zwischen Effizienz und Reinheit beziehungsweise Signal-zu-Untergrund-Verhältnis die Zusammenhänge

$$\rho = \frac{N_S^{sel}}{N_S^{sel} + N_{BG}^{sel}} = \frac{\varepsilon N_S}{\varepsilon N_S + \varepsilon_{BG} N_{BG}} = \frac{N_S}{N_S + \frac{\varepsilon_{BG}}{\varepsilon} N_{BG}} \quad (5.11)$$

$$\frac{S}{B} = \frac{N_S^{sel}}{N_{BG}^{sel}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{BG}} \frac{N_S}{N_{BG}} \quad (5.12)$$

herstellen. Eine Verbesserung der Signaleffizienz bewirkt also automatisch auch eine Erhöhung der Reinheit der Selektion. Insgesamt kommt es darauf an, das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{BG}}$ zu maximieren. Wegen $\varepsilon \leq 1$ ist ein möglichst geringer Wert von ε_{BG} essentiell. Um möglichst viel Untergrund zu eliminieren, können die Selektionsschnitte sehr eng gewählt werden. Auf diese Weise ist es möglich, nahezu alle Untergrundereignisse zu verwerfen. Enge Schnitte bewirken aber auch, dass ein Großteil der interessanten Signalereignisse verworfen werden und nicht mehr zur Analyse genutzt werden können. Ziel einer ausgewogenen Selektion ist es daher, einen Kompromiss zu finden, bei dem sowohl die Reinheit der Selektion groß genug ist, aber auch noch genug Signalereignisse zur Verfügung stehen.

Ob mehr Wert auf eine große Effizienz oder ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis gelegt wird, hängt von der jeweiligen Analyse ab; allgemeingültige Richtwerte dafür gibt es nicht. Im Allgemeinen müssen für frühe Analysen, die mit wenig Statistik auskommen müssen, die Schnitte eher locker gewählt werden. Nur so kann in diesem Fall eine genügend große Anzahl von Signalereignissen untersucht werden, so dass statistisch signifikante Aussagen getroffen werden können. Im weiteren Verlauf der Datennahme mit dem CMS-Detektor können die Schnitte enger gewählt werden. Es stehen dann immer noch genügend Signalereignisse zur Verfügung, durch Untergründe verursachte Verzerrungen der interessanten Verteilungen werden jedoch minimiert.

5.3 Selektion der physikalischen Objekte

Für die Selektion der Signalereignisse müssen zunächst in allen betrachteten Ereignissen die physikalischen Objekte (Elektronen, Myonen und Jets) ausgewählt werden, die be-

Tabelle 5.2: Selektion der physikalischen Objekte. Aufgelistet sind die Schnitte, die auf Elektronen, Myonen und Jets angewandt werden. Nur Objekte, die sämtliche Anforderungen erfüllen, werden weiter berücksichtigt. Die Größen R_C und R_T werden in Abschnitt 5.3.1 eingeführt.

Schnittgröße		Jets	Elektronen	Myonen
Transversalimpuls	$p_T >$	30 GeV	20 GeV	20 GeV
Pseudorapidität	$ \eta <$	2,4	2,4	2,4
Isolation (Kalorimeter)	$R_C >$	—	0,82	0,90
Isolation (Tracker)	$R_T >$	—	0,90	0,90
Qualitätsvariable		—	eidLoose	GlobalMuonPromptTight

trachtet werden sollen. Für Objekte aus dem harten Signalprozess erwartet man bestimmte Eigenschaften wie beispielsweise einen hohen Transversalimpuls, die eine Unterscheidung zu fehlrekonstruierten Objekten oder solchen aus Nebenereignissen ermöglichen. Als Nebenereignisse werden hier sowohl *Underlying Events* als auch *Pile-Up* bezeichnet. Ersteres bezeichnet die gleichzeitige Wechselwirkung mehrerer Partonen der kollidierenden Protonen sowie Strahlreste, die in den Detektor abgelenkt werden [32]. Unter dem Begriff *Pile-Up* werden gleichzeitig stattfindende Proton-Proton-Kollisionen sowie Detektoreffekte zusammengefasst [33].

In Tabelle 5.2 sind die jeweiligen Schnitte auf Elektronen, Myonen und Jets aufgelistet. Sämtliche Objekte, die diesen Anforderungen nicht genügen, werden verworfen und für die weitere Selektion und Analyse nicht verwendet.

5.3.1 Myonen

Rekonstruktion

Eine gute Rekonstruktion von Myonen ist eine der Hauptaufgaben des CMS-Detektors. Da Myonen sämtliche Detektorkomponenten passieren, wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben wurde, können für eine optimale Rekonstruktion die Detektorantworten mehrerer Komponenten verwendet werden. Schwerpunkt bilden dabei die außen liegenden Myonkammern, welche die Spur des Myons vermessen. Myonen können jedoch aufgrund der Ionisationsverluste im Inneren des Detektors sowie der Krümmung durch das Magnetfeld erst ab 4,8 GeV die Myonkammern erreichen¹. Für Myonen bis 200 GeV ist die Auflösung der Driftkammern durch die Vielfachstreuung aufgrund von Ionisationsprozessen in den inneren Detektorlagen begrenzt [34] (siehe auch Abbildung 5.4). Insbesondere für diesen Energiebereich ist es daher sinnvoll, auch die innen liegenden Spurdetektoren zu verwenden, die nicht durch Vielfachstreuung begrenzt sind und so die Auflösung deutlich verbessern können. Für große Myonimpulse bieten die Myonkammern aufgrund ihrer größeren Ausdehnung deutliche Vorteile gegenüber den Spurkammern. Insgesamt lässt sich das beste Resultat mit einer kombinierten Spur aus diesen beiden Detektorkomponenten

¹Dieser Wert bezieht sich auf den zentralen Bereich $|\eta| < 1,2$. Für größere Pseudorapiditäten gelten geringere Werte.

erzielen. Ein derart rekonstruiertes Myon wird als globales Myon („global muon“) bezeichnet. In dieser Analyse werden ausschließlich globale Myonen verwendet.

Die Myonrekonstruktion unter Einbeziehung mehrerer Detektorkomponenten mit unterschiedlichen Systematiken kann mit einem Kalman-Filter implementiert werden. Eine Beschreibung dieses Filters findet sich in [35]. Zur Rekonstruktion globaler Myonen werden zunächst Myonen in den Myonkammern rekonstruiert, sogenannte „Stand-Alone“-Myonen. Dazu werden folgende Schritte durchgeführt [34]:

1. Als Startwert dienen die Myonen, die vom L1-Trigger rekonstruiert wurden, sowie Regionen erhöhter Aktivität in den Myonkammern.
2. Suche nach charakteristischen Einträgen in den verschiedenen umliegenden Myonsubdetektoren, die eine Spur bilden könnten.
3. Anwendung des Kalman-Filters: Es wird ein iterativer Fit der Spur in den einzelnen Detektorlagen durchgeführt, zunächst von innen nach außen, dann von außen nach innen. Dabei werden die Spurparameter der Ausgangsspur in die jeweils nächste Ebene der Myonkammern projiziert. Dies erlaubt die korrekte Berücksichtigung von Fehlerquellen, die in den einzelnen Detektorlagen variieren, wie etwa Vielfachstreuung.
4. Die Spur wird verworfen, wenn das χ^2/ndf des Fits größer als ein Maximalwert von etwa 25 ist, oder wenn nicht mindestens zwei Einträge in den Myonkammern verwendet wurden, davon mindestens einer in den Driftkammern oder Kathodenstreifenkammern. Letzteres unterdrückt die fälschliche Rekonstruktion von Myonen aus Rauschüberhöhungen in den Driftkammern.
5. Zuletzt wird als Randbedingung eingeführt, dass die Myonspur aus dem Wechselwirkungspunkt stammen muss, der mit einer diagonalen Fehlermatrix mit Diagonalelementen (15 μm , 15 μm , 5,3 cm) in den Fit einbezogen wird. Dies verbessert die Impulsauflösung des Myons und dient als Filter gegen kosmische Myonen.

In den inneren Spurdetektoren werden die Teilchenspuren auf sehr ähnliche Weise, ebenfalls mithilfe eines Kalman-Filters rekonstruiert [36]. Auch hier wird, ausgehend von einem Startpunkt, in der nächsten Lage nach einem passenden Eintrag gesucht, der dann in den Fit einbezogen wird. Aufgrund der hohen Teilchenrate in den Spurdetektoren finden sich jedoch häufig mehrere passende Einträge, die parallel verarbeitet werden. Nach jedem Schritt werden nur die fünf besten Spuren nicht verworfen. Insgesamt müssen mindestens fünf Einträge in den einzelnen Lagen der Spurdetektoren Verwendung finden. Auch hier wird die so von innen nach außen rekonstruierte Spur noch einmal in Richtung Strahlrohr gefittet.

Um ein globales Myon zu rekonstruieren, müssen Spuren aus dem Myonsystem mit Spuren der inneren Spurdetektoren kombiniert werden. Dies geschieht ausgehend vom bereits rekonstruierten Stand-Alone-Myon und nutzt die rekonstruierten Spuren in den Spurkammern. Der Ablauf ist [34]:

1. Definition eines interessanten Raumwinkelbereichs, aus dem innere Spuren berücksichtigt werden. Dies ist aufgrund der großen Anzahl von Spuren in den Spurdetektoren notwendig. Der Bereich wird rechteckig in der η - ϕ -Ebene definiert. Seine

Position ist unter anderem abhängig von Ort und Impuls des Stand-Alone-Myons, die Größe berücksichtigt Messunsicherheiten.

2. Extrapolation der Spurdetektor-Spuren sowie der Trajektorie des Stand-Alone-Myons auf eine gemeinsame Fläche in η und ϕ , auf der die Suche nach bester Übereinstimmung vorgenommen wird. Die Fehlermatrizen der Spuren müssen möglichst exakt propagiert werden. Die Wahl der idealen Fläche ist abhängig vom Myonimpuls.
3. Iteratives Suchen der besten Übereinstimmungen der Spuren auf der gemeinsamen Fläche. Dabei werden örtliche Diskriminatoren verwendet, die für hochenergetische Myonen besonders effektiv sind, sowie Impulsdiskriminatoren, welche für die Auswahl niederenergetischer Myonen wichtig sind. Diesen Schritt passieren im Allgemeinen mehrere Spurdetektor-Spuren.
4. Globales Fitten aller möglichen Paare aus Stand-Alone-Myon und der Menge der ausgewählten Spurdetektor-Spuren. Falls mehrere Paarungen gefittet werden können, wird das Resultat mit dem geringsten χ^2/ndf ausgewählt. Aus jedem Stand-Alone-Myon wird daher maximal ein globales Myon gebildet.

Abbildung 5.3 zeigt die Effizienz der Myonrekonstruktion für die verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen. Dies beinhaltet sowohl Einflüsse der Detektorgeometrie, als auch die Effizienz des Algorithmus. Das Absinken der Effizienzen bei bestimmten Pseudorapiditäten erklärt sich größtenteils durch Übergangsbereiche verschiedener Detektorkomponenten. Eine höhere Effizienz der Myonrekonstruktion kann durch Verwendung von sogenannten „Tracker-Myonen“ erreicht werden, die ausschließlich Informationen der Silizium-Spurdetektoren sowie des Kalorimeters zur Identifikation des Myons nutzen.

Der Nachteil der Verwendung von Tracker-Myonen wird in Abbildung 5.4 deutlich, in der die relative Abweichung des rekonstruierten Impulses zum generierten Impuls des Myons über den Myonimpuls aufgetragen ist. Insbesondere für große Energien kann durch die zusätzliche Verwendung der Myonkammern eine bessere Impulsmessung erreicht werden.

Identifikation

In dieser Analyse werden globale Myonen verwendet, welche die Myonidentifikation „GlobalMuonPromptTight“ erfüllen. Ziel dieses Identifikationsalgorithmus ist die Verwertung von Myonen, die aus Zerfällen von Pionen oder Kaonen stammen (In-Flight-Myonen), sowie von Kalorimeterdurchschlägen in das Myonsystem (Punch-Through) [37]. Letzteres tritt insbesondere durch hochenergetische Hadronen auf, die nicht ihre gesamte Energie im Kalorimetersystem deponieren. Die Teilchen, die so ins Myonsystem gelangen, werden dann fälschlich als Myon rekonstruiert.

Die Markierung eines Myons als „GlobalMuonPromptTight“ [37] erfordert ein normiertes χ^2 des globalen Myonspurfits von $\chi^2/ndf < 10$. Bei einer Effizienz von etwa 98 % für Myonen aus der harten Wechselwirkung, entfernt es einen Großteil der In-Flight-Myonen sowie der Punch-Throughs. Abweichend von [37] beinhaltet die Identifikationsanforderung zusätzlich eine Abfrage auf mindestens einen validen Eintrag im Myonsystem, der in den Myonfit eingegangen ist.

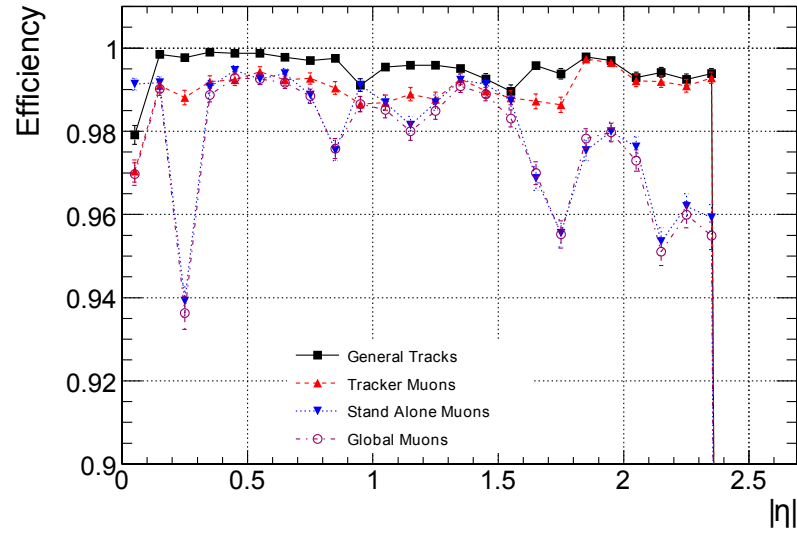


Abbildung 5.3: Effizienz der Myonrekonstruktion für verschiedene Algorithmen. Als Datensatz dienen Myonen, die gleichverteilt zwischen 0 und 500 GeV erzeugt wurden. Die Angabe „General Tracks“ bezieht sich auf die generelle Rekonstruktion der Spur in den Spurdetektoren, „Tracker Muons“ auf die Identifikation dieser Spur als Myon. Man sieht deutlich, dass die Rekonstruktionseffizienz der globalen Myonen durch die Stand-Alone-Myonen dominiert wird [34].

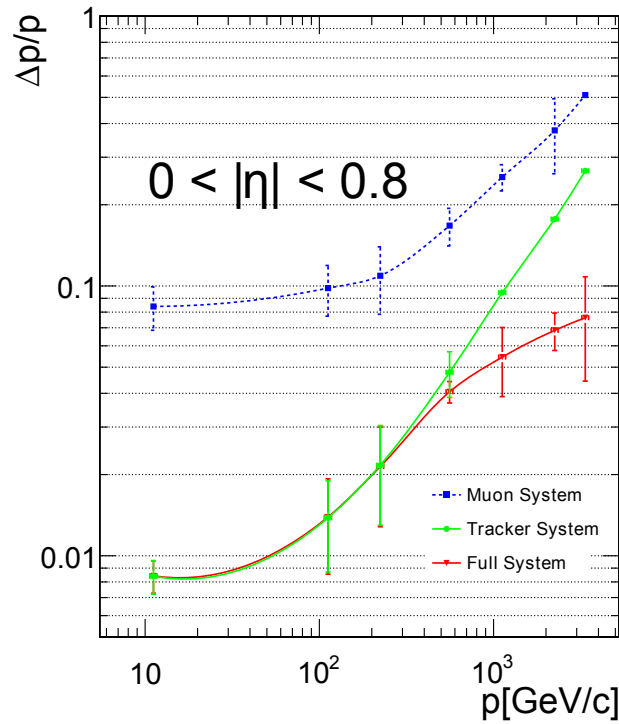


Abbildung 5.4: Impulsauflösung rekonstruierter Myonen, für die nur das Myonsystem, nur die Spurdetektoren oder eine Kombination aus beiden genutzt wurde. Insbesondere bei großen Myonimpulsen ist die Impulsmessung der globalen Myonen den reinen Spurdetektor-Myonen deutlich überlegen [34].

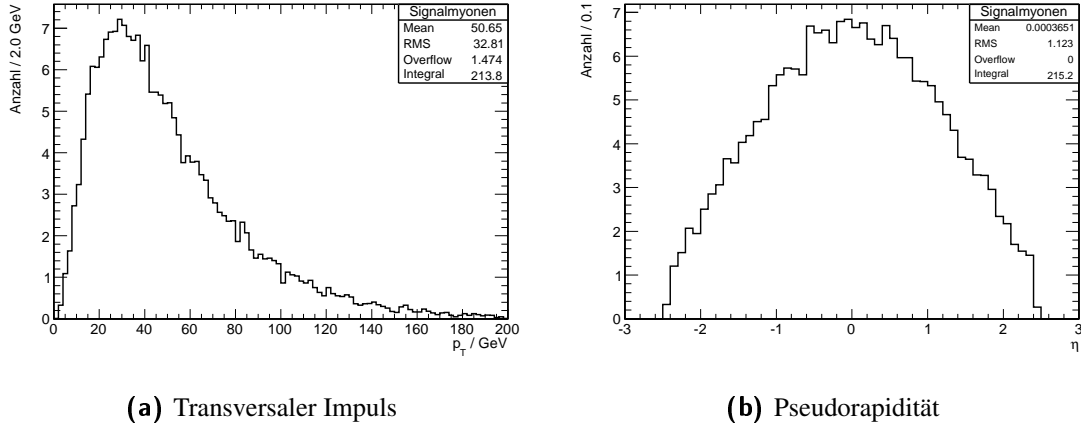


Abbildung 5.5: Kinematische Eigenschaften der rekonstruierten Signalmyonen aus dileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen. Die Myonen werden über ihre Generatorinformationen darauf geprüft, dass sie aus der Zerfallskette $t \rightarrow W \rightarrow \mu$ stammen. Die Spektren sind auf die erwartete Anzahl von Myonen aus dileptonischen $t\bar{t}$ -Prozessen in 10pb^{-1} normiert.

Selektion

Die Signalmyonen aus dileptonischen Top-Quark-Zerfällen stammen aus dem Zerfall des schweren W-Bosons. Es wird daher erwartet, dass sie verhältnismäßig große Transversalimpulse tragen und isoliert sind. Das p_T -Spektrum der rekonstruierten globalen Myonen aus Top-Zerfällen im Signalprozess ist in Abbildung 5.5(a) gezeigt. Das Spektrum der Pseudorapidity (Abbildung 5.5(b)) zeigt die erwartete symmetrische Form mit Abbruch an den Akzeptanzgrenzen $|\eta| = 2,5$ und Anhäufung im Zentralbereich.

Primäre Aufgabe der Myonselektion ist, Signalmyonen aus dem Zerfall schwerer Teilchen zu selektieren und dabei möglichst effektiv Myonen aus QCD-Prozessen zu verwerfen. Abbildung 5.6 zeigt das p_T -Spektrum der Signalmyonen im Vergleich zu Myonen aus QCD-Ereignissen. Der Abbruch des QCD-Spektrums bei Myonimpulsen $p_T < 15\text{ GeV}$ ist ein Artefakt des verwendeten Monte-Carlo-Datensatzes, bei dem auf Generatorniveau ein Myon mit $\hat{p}_T > 15\text{ GeV}$ gefordert wird. Ein analoger Vergleich des Signalmyonspektrums mit Myonen aus echten CMS-Daten ist für 7 TeV Schwerpunktsenergie in Abbildung 7.4 gezeigt. Es wird deutlich, dass der Transversalimpuls eine gute Trennung zwischen Signal- und QCD-Myonen zulässt. Der Schnitt wird bei $p_T = 20\text{ GeV}$ gesetzt (siehe auch Tabelle 5.2) und ist somit relativ niedrig gewählt. Dies ist ausreichend, da zwei derartige Leptonen in der Signalselektion verlangt werden.

Myonen, die in den Zerfallskaskaden von Jets entstehen, sind üblicherweise nicht isoliert im Detektor, sondern umgeben von einer Vielzahl anderer Teilchen. Es ist daher sinnvoll, Isolationsvariablen zu definieren, um derartige Myonen von Signalmyonen zu trennen. In dieser Analyse finden auf Spurdetektor- (Index T für „Tracker“) sowie auf Kalorimeterinformationen (Index C für „Calorimeter“) basierende Isolationsvariablen Verwendung.

Die absolute Isolation in den Spurdetektoren I_T gibt die Summe der transversalen Impulse p_T aller Spuren an, die sich in einem Konus mit $\Delta R = 0,3$ um die Myonspur befinden. Dabei wird ein Veto-Konus mit $\Delta R = 0,01$ um die Myonspur definiert, um Energieeinträge

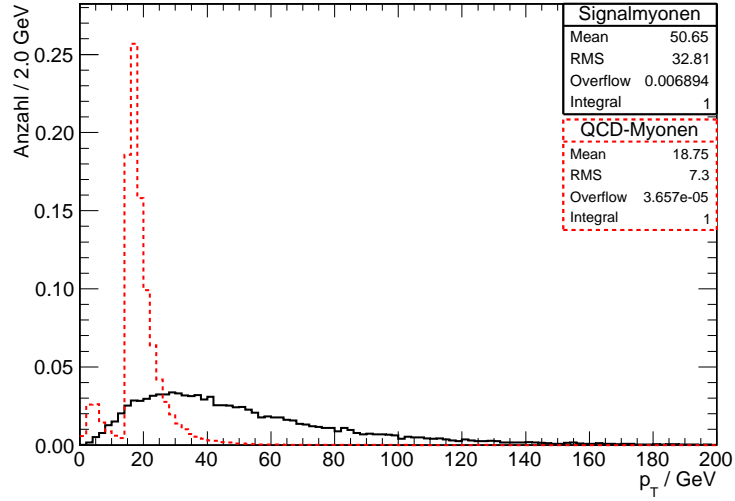


Abbildung 5.6: Spektrum des Transversalimpulses der Signalmyonen (schwarze, durchgezogene Linie, vergleiche auch Abb. 5.5(a)) sowie von Myonen aus QCD-Prozessen (rote, gestrichelte Linie). Der Abbruch des Spektrums der QCD-Myonen bei $p_T \approx 15 \text{ GeV}$ ist durch Schnitte auf Generatorniveau begründet. QCD-Myonen mit $p_T < 15 \text{ GeV}$ können in Ereignissen auftreten, die aufgrund eines weiteren, höherenergetischen Myons die Generatorschnitte passieren.

des Myons auszuschließen:

$$I_T = \sum_{\Delta R=0,01}^{0,3} p_{T,Spur} \quad (5.13)$$

An die berücksichtigten Spuren werden Qualitätsbedingungen gestellt, insbesondere müssen die Spuren aus dem selben Vertex wie das Myon stammen. Die relative Isolation R_T berücksichtigt den transversalen Impuls des Myons und berechnet sich gemäß

$$R_T = \frac{p_T}{p_T + I_T}. \quad (5.14)$$

Der Index T bezeichnet hier kontextabhängig sowohl den „Tracker“, also die Spurdektoren, als auch die transversale Komponente des Impulses. Die Verwendung dieser Größe stellt an hochenergetische Myonen geringere Forderungen an die absolute Isolation. Dies ist sinnvoll, da hochenergetische Myonen größere elektromagnetische Abstrahlungen verursachen, die in die absolute Isolation eingehen können. Der Impuls der Myonen, die in Jets entstehen und somit nicht als Signalmyonen gezählt werden sollen, ist zudem proportional zum Jetimpuls und somit zur absoluten Isolation $p_T^{Myon} \propto p_T^{Jet} \propto I_T$. Um derartige Myonen in allen Impulsbereichen effektiv auszusortieren, muss eine Normierung auf den Impuls vorgenommen werden.

Die verschiedenen Analysen der CMS-Kollaboration nutzen unterschiedliche Definitionen der relativen Isolation. Insbesondere $R'_T = \frac{I_T}{p_T}$ und $R''_T = \frac{I_T}{p_T + I_T}$ finden oftmals Verwendung. Die in Gleichung (5.14) angegebene Definition zeigt gute Eigenschaften für diese Analyse, wie im Folgenden erläutert wird, und wird daher in dieser Arbeit genutzt. Die Isolationen in den Kalorimetern werden separat für das elektromagnetische, hadronische sowie äußere Kalorimeter gebildet, wobei nur die ersten beiden in dieser Analyse

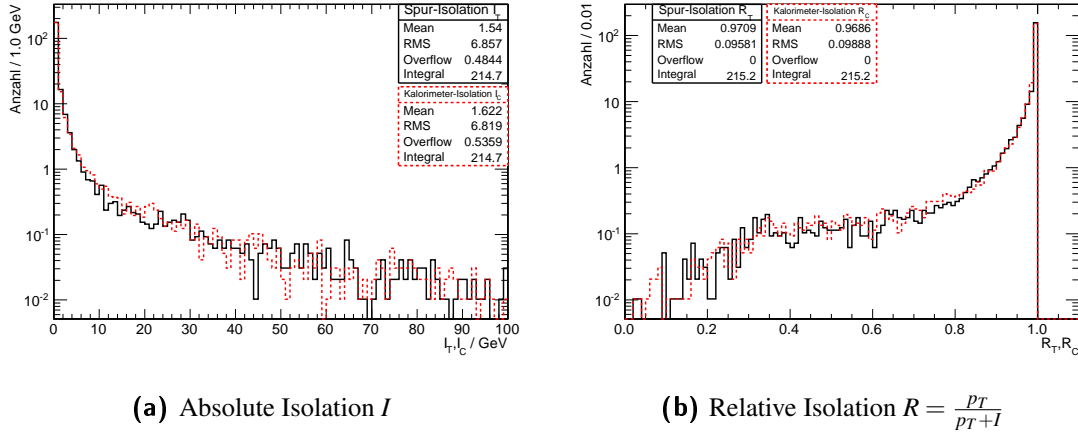


Abbildung 5.7: Isolationsvariablen der Signalmyonen aus dem Signalprozess. Die schwarze, durchgängige Linie zeigt die Isolation des Myons in den Silizium-Spurdetektoren (Index T), die rote, gestrichelte Kurve gibt die kombinierte Isolation in den beiden Kalorimetern an (Index C).

verwendet werden. Auch hier werden die Kalorimetereinträge in einem Bereich $\Delta R < 0,3$ um das Myon aufsummiert. Die Position des Myons wird dabei aus der Spur rekonstruiert. Der Veto-Bereich beträgt $\Delta R < 0,07$ für das elektromagnetische und $\Delta R < 0,1$ für das hadronische Kalorimeter. Es werden zudem nur Kalimetereinträge hinzugezogen, die mehr als drei Standardabweichungen vom Kalorimeterrauschen abweichen und die über einem Mindesteintrag liegen. Die Kalorimeterisolation I_C ergibt sich als Summe der Isolationen in den Subkalorimetern:

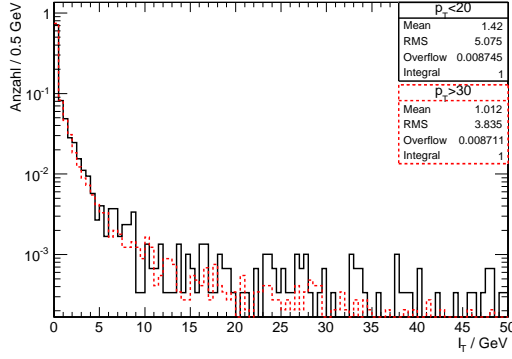
$$I_C = I_{ECAL} + I_{HCAL} = \sum_{\Delta R=0,07}^{0,3} E_{ECAL} + \sum_{\Delta R=0,1}^{0,3} E_{HCAL}. \quad (5.15)$$

Die relative Isolation wird auch hier durch Gewichtung mit dem transversalen Impuls gebildet:

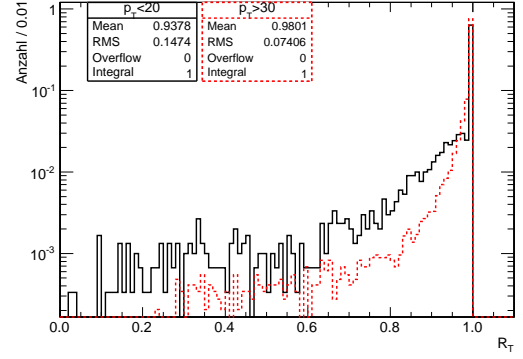
$$R_C = \frac{p_T}{p_T + I_C}. \quad (5.16)$$

In Abbildung 5.7 sind die absoluten und relativen Isolationen der Signalmyonen aus dem Signalprozess aufgetragen. Die Isolationen im Kalorimeter und in den Spurkammern unterscheiden sich kaum voneinander, was darauf hindeutet, dass beide Messverfahren gleich leistungsfähig sind. In der logarithmischen Darstellung zeigt sich der deutliche Peak bei guten Isolationen ($I = 0$ beziehungsweise $R = 1$), wie es für die Signalmyonen zu erwarten ist.

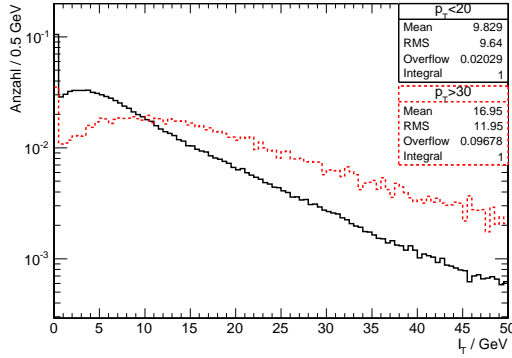
Abbildung 5.8 zeigt die Unterschiede zwischen der Verwendung der absoluten (linke Spalte) und der relativen Isolation (rechte Spalte) als Selektionskriterium. Die Isolationsspektren der Signalmyonen in Abbildungen 5.8(a) und 5.8(b) sind getrennt für niedrigenergetische sowie für hochenergetische Myonen aufgetragen. Da die Signalmyonen isoliert sind, lässt sich im I_T -Spektrum kein signifikanter Unterschied zwischen den Impulsbereichen feststellen. Die schwache Tendenz zu besseren Isolationen für niedrigenergetische Signalmyonen kann als Auswirkung des Boosts gedeutet werden, den die Myonen über den Zerfall des Tops erhalten. Für hochenergetische Myonen ist dieser Boost im Mittel größer,



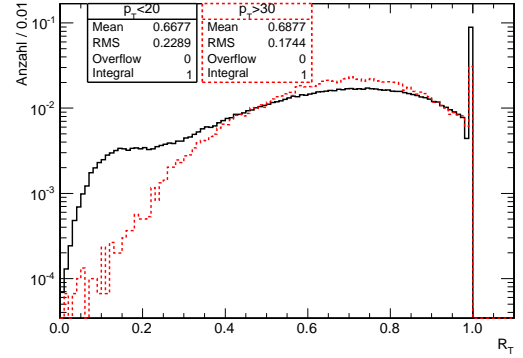
(a) Absolute Isolation der Signalmyonen



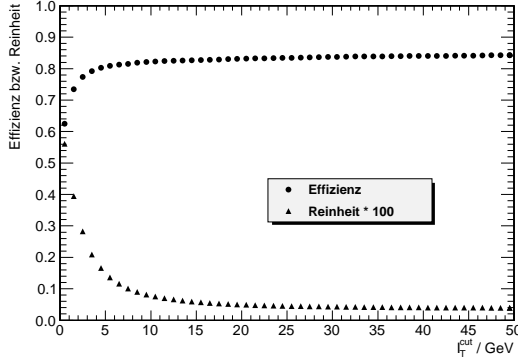
(b) Relative Isolation der Signalmyonen



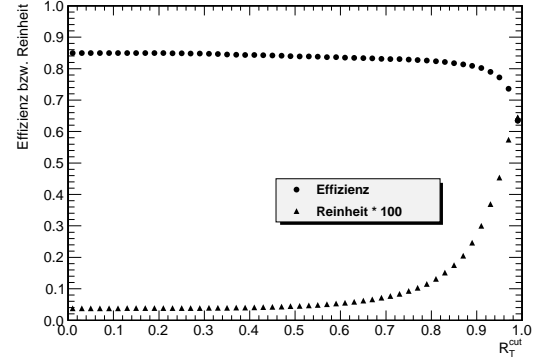
(c) Absolute Isolation von QCD-Myonen



(d) Relative Isolation von QCD-Myonen



(e) Schnitt auf absolute Isolation



(f) Schnitt auf relative Isolation

Abbildung 5.8: Vorteile der Verwendung der relativen Isolation R_T gegenüber der absoluten Isolation I_T . Die Form der Histogramme ist auf die Kalorimeterisolationen R_C und I_C übertragbar. Die obere Zeile zeigt die Isolationsspektren der Signalmyonen, die mittlere Zeile entsprechend für Myonen aus QCD-Ereignissen. Die Histogramme sind flächennormiert. Die untere Zeile zeigt die Effizienz und Reinheit der selektierten Myonen, wenn Myonen mit Isolationsvariablen oberhalb (absolute Isolation) beziehungsweise unterhalb (relative Isolation) des aufgetragenen Wertes verworfen werden. Als Untergrund gehen in die Reinheit dabei nur Myonen aus dem auf Myonen vorselektierten QCD-Sample ein. Signal und Untergrund werden dafür auf 10pb^{-1} skaliert. Die Reinheit ist zusätzlich mit einem Faktor 100 skaliert.

so dass der Abstand zum b-Jet verringert ist. Auch eventuell auftretende Strahlung durch Vielfachstreuung ist bei hochenergetischen Myonen stärker geboostet und wird daher mit geringerem Winkel abgestrahlt. Das Spektrum der relativen Isolation in Abbildung 5.8(b) zeigt bessere relative Isolationen für hochenergetische Myonen, was ausschließlich in der Gewichtung mit dem Transversalimpuls begründet liegt.

Abbildungen 5.8(c) und 5.8(d) zeigen die selben Spektren für QCD-Myonen, deren Verlauf sich deutlich von den Signalspektren unterscheidet. Die absolute Isolation hochenergetischer Myonen ist aufgrund der Proportionalität zur Jetenergie deutlich schlechter als die niederenergetischer Myonen. Aufgrund des unterschiedlichen Kurvenverlaufs lässt sich keine sinnvolle Schnittgröße auf die absolute Myonisation definieren. Die Spektren der relativen Isolation in Abbildung 5.8(d) zeigen zwar ebenfalls Abweichungen bei sehr niedrigen relativen Isolationen, der Kurvenverlauf im Bereich sinnvoller Schnittwerte $R_T \gtrsim 0,6$ ist jedoch angeglichen.

Die in Abbildungen 5.8(e) und 5.8(f) gezeigte Effizienz ist definiert als der Anteil der gut global rekonstruierten Signalmyonen (GlobalMuonPromptTight, siehe Abschnitt *Identifikation*), die die Schnitte $p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2,4$ sowie einen Schnitt auf den aufgetragenen I_T - beziehungsweise R_T -Wert passieren. Es zeigt sich, dass die Verwendung der absoluten oder relativen Isolation zu vergleichbaren Werten in der Effizienz führt, wie es gemäß der Isolationsspektren 5.8(a) und 5.8(b) zu erwarten ist. Die Reinheit ist hier definiert als Anteil der Signalmyonen an allen Myonen des untersuchten Datensatzes, die oben genannte Selektion passieren. Es werden dabei neben den Signalmyonen nur Myonen aus dem QCD-Datensatz mit $\hat{p}_T > 15 \text{ GeV}$ berücksichtigt. Die Myonanzahl der verschiedenen Monte-Carlo-Datensätze wird dabei jeweils auf die in 10 pb^{-1} erwartete Anzahl skaliert.

Die Reinheit lässt sich mit Verwendung der relativen Isolation deutlich verbessern, ohne Einbußen bei der Effizienz hinnehmen zu müssen. Dies liegt darin begründet, dass die Impulsgewichtung kaum Einfluss auf die Signalmyonen hat, sehr wohl aber die Unterschiede der Isolation von QCD-Myonen mit verschiedener Energie bereinigt.

Für die Myonenselektion wird eine relative Isolationen $R_T > 0,9$ gefordert. Dieser Wert liefert zusammen mit den vorherigen Schnitten auf p_T , η und die Myonidentifikation eine Signal-Selektionseffizienz von 80,6 %. Die oben definierte Reinheit beträgt bei diesem Schnitt etwa 2,8 ‰. Ein möglicher Schnitt auf die absolute Isolation $I_T < 5 \text{ GeV}$ liefert eine äquivalente Effizienz, jedoch eine Reinheit von 1,5 ‰ und wird daher nicht angewandt. Da dieselbe Argumentation auch für die Kalorimeterisolation R_C zutrifft, wird für Myonen zusätzlich $R_C > 0,9$ gefordert. Alle Anforderungen an die Myonen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

In Abbildung 5.9 sind die Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen der Signalmyonen in Abhängigkeit der kinematischen Größen p_T und η gezeigt. Die schwarzen Kreise geben die Effizienz des Detektors an, mit der Signalmyonen als globale Myonen rekonstruiert werden. Die mit roten Quadraten markierten Werte geben die Rekonstruktionseffizienz nur für die Myonen an, die bereits auf Generatorniveau die kinematischen Schnitte $p_T > 20 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,4$ erfüllen. Diese Myonen können sehr effektiv rekonstruiert werden.

Die Selektionseffizienz der auf Generatorniveau vorselektierten Myonen ist mit blauen, nach oben zeigenden Dreiecken eingetragen. Diese Selektionseffizienz schließt die Rekonstruktionseffizienz des Detektors mit ein. Insgesamt ergeben sich für die Selektionseffizienz aller Signalmyonen die mit grünen, nach unten zeigenden Dreiecken markierten

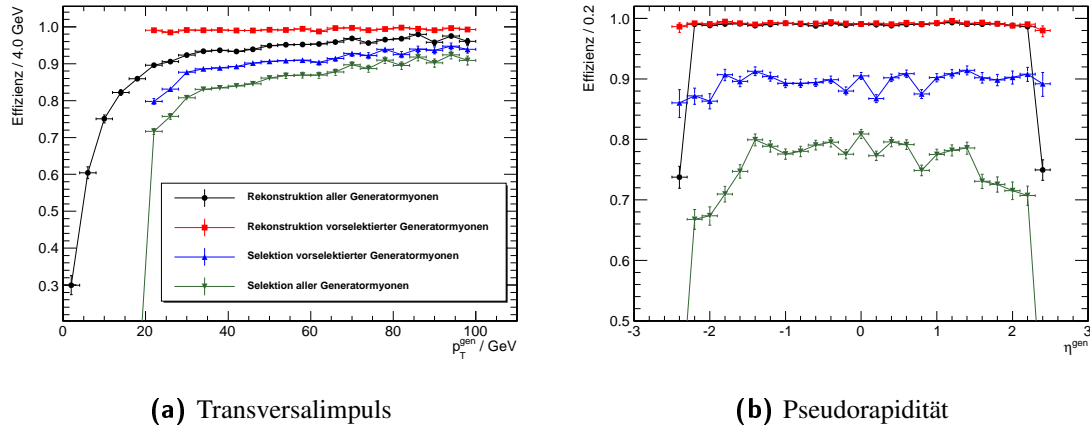


Abbildung 5.9: Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen der Signalmyonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses sowie der Pseudorapidität des zugeordneten Generatormyons. Als „vorselektierte Generatormyonen“ werden Myonen bezeichnet, die auf Generatorniveau die kinematischen Schnitte $|\eta| < 2,4$ und $p_T > 20 \text{ GeV}$ erfüllen. „Rekonstruktion“ bezieht sich auf die Rekonstruktion als globales Myon im Detektor, „Selektion“ auf das Erfüllen aller auf die Myonen angewandten Selektionsschnitte.

Werte. Die Rekonstruktions- und Selektionseffizienz steigt mit dem Transversalimpuls. Der Anteil der selektierten Myonen, der gemäß Generatorinformationen nicht über die Zerfallskette $t \rightarrow W \rightarrow \mu$ entstanden ist, wird als „Fake Rate“ bezeichnet und ist ein Maß für die Qualität der Myonenselektion. In Abbildung 5.10 ist der Anteil derartiger Nicht-Signalmyonen an allen Myonen in dileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen aufgetragen. Die mit schwarzen Kreisen markierten Daten beschreiben die Fake Rate der Myonen ohne Anwendung jeglicher Schnitte auf die Myonen, das heißt die Fake Rate der reinen Rekonstruktion im Detektor. Die Auswirkung der Isolationsschnitte auf diese Größe ist an den roten Quadraten ablesbar: Die Fake Rate sinkt durch Anwendung der Schnitte $R_C > 0,9$ und $R_T > 0,9$ erheblich, insbesondere bei Impulsen $p_T > 20 \text{ GeV}$. Die Kurve nach Anwendung aller Myonschnitte ist aufgrund der zu geringen Statistik, bedingt durch die sehr geringe Fake Rate, nicht darstellbar.

5.3.2 Elektronen

Rekonstruktion

Die Rekonstruktion und Vermessung von Elektronen gestaltet sich schwieriger als bei Myonen. Grund dafür ist das Fehlen einer eindeutigen Signatur, wie sie bei den Myonen durch die Einträge in den äußeren Myonkammern vorliegt. Elektronen hinterlassen als elektrisch geladene Teilchen Spuren in den Silizium-Detektoren und schauen im elektromagnetischen Kalorimeter auf. Da die Elektronen in den Silizium-Detektoren bereits Energie in Form von Bremsstrahlung verloren haben, müssen auch diese Bremsstrahlungsfotons zur Energiemessung hinzugezogen werden: In etwa 10 % aller Fälle geben Elektronen mehr als 95 % ihrer ursprünglichen Energie über Bremsstrahlung ab, bevor sie auf das Kalorimeter treffen [38]. Abbildung 5.11 zeigt den Anteil der Elektronenergie, der auf der Flugstrecke bis zum elektromagnetischen Kalorimeter über Bremsstrahlungsfotons

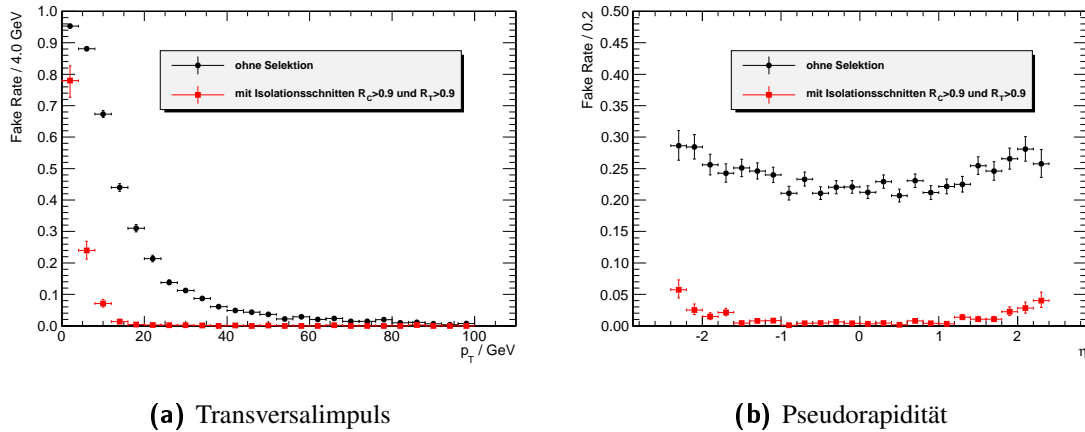


Abbildung 5.10: Anteil der Myonen in dileptonischen Top-Paar-Ereignissen, die nicht über die Zerfallskette $t \rightarrow W \rightarrow \mu$ entstehen, die sogenannte Fake Rate. Schwarze Kreise markieren die Fake Rate der Rekonstruktion im Detektor ohne Anwendung jeglicher Selektionsschnitte. Die Rate nach Anwendung der Isolationskriterien ist mit roten Quadraten markiert. Aufgrund der geringen Statistik ist die Fake Rate nach Anwendung aller Selektionsschnitte nicht darstellbar.

abgestrahlt wird. Die Form dieses Spektrums zeigt, dass im Allgemeinen nur wenige, aber hochenergetische Bremsstrahlungsphotonen abgestrahlt werden.

Die Elektronrekonstruktion startet ausgehend von Einträgen im elektromagnetischen Kalorimeter sowie von Spuren in den Silizium-Detektoren. Da letzteres nur für niederenergetische oder nicht isolierte Elektronen von Bedeutung ist, wird hier nur der Algorithmus ausgehend von den ECAL-Einträgen dargestellt [38]:

1. Ausgangspunkt bilden so genannte „Supercluster“ im elektromagnetischen Kalorimeter. Diese werden aus mehreren Kristallblöcken, in denen Energie deponiert wurde („Cluster“), gebildet. Es werden verschiedene Algorithmen verwendet, die die aufgrund der Bremsstrahlung entlang der ϕ -Richtung verteilte Energie zusammenfassen. Energieeinträge werden in einem Bereich von $\Delta\phi \approx 0,3$ um den Startcluster berücksichtigt.
2. Suche nach Ausgangspunkten für die Spurbildung in den Silizium-Detektoren: Sofern der Supercluster alle durch Bremsstrahlung abgestrahlte Energie enthält, entspricht die Richtung des ursprünglichen Elektrons exakt dem Schwerpunkt des Superclusters. Es wird daher nach Einträgen im entsprechenden η - ϕ -Bereich in den innersten Lagen der Spurdetektoren gesucht, da dort kaum Einflüsse durch Abstrahlungen zu erwarten sind.
3. Ausgehend von den so gefundenen Einträgen in den inneren Spurdetektorlagen wird eine Spur gebildet. Der dafür genutzte Algorithmus unterscheidet sich vom allgemeinen Spurfit (siehe Abschnitt 5.3.1), da explite Energieabstrahlungsmodelle für Elektronen berücksichtigt werden. Dazu werden an jedem Messpunkt Überlagerungen von Gaußkurven entsprechend den Vorhersagen der Bethe-Heitler-Formel²

²Die Bethe-Heitler-Formel beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung im Feld schwerer Kerne [39].

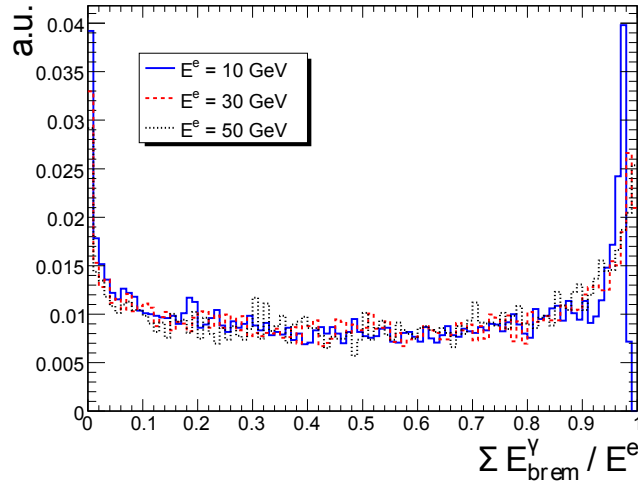


Abbildung 5.11: Anteil der Elektronenergie, der bis zum Auftreffen der Elektronen auf das elektromagnetische Kalorimeter in Form von Photonen abgestrahlt wurde, für drei verschiedene Elektronenergien [38].

verwendet und die Spur mithilfe eines Gauß'schen Summenfilters gefittet [40].

4. Zusammenfassen der Informationen der gebildeten Elektronspur mit dem Supercluster im elektromagnetischen Kalorimeter: Dabei werden eine Vielzahl von Variablen abgespeichert, die später Informationen über die Qualität des Elektrons geben können, darunter die Differenz des Elektronimpulses in den inneren Lagen der Spurdetektoren zu den äußeren Lagen f_{Brem} als Maß für die Photonabstrahlung sowie das Verhältnis E/p .
5. Auflösen von Ambiguitäten in den Spurdetektoren: Diese können beispielsweise auftreten, wenn ein Bremsstrahlungsphoton durch Paarbildung ein weiteres Elektron erzeugt, welches in diesem Schritt dem ersten Elektron zugeordnet werden muss. Das ursprüngliche Elektron wird durch einen ersten Siliziumdetektoreintrag möglichst nah am Wechselwirkungspunkt bestimmt. Ist dieses Kriterium nicht ausreichend, wird das Elektron mit dem größeren E/p -Verhältnis ausgewählt.
6. Bestimmung der Ladung der Elektronen: Dies ist problematisch, wenn sehr früh Photonen abgestrahlt werden. Es werden drei Methoden herangezogen, um die Ladung zu bestimmen: Ladung der rekonstruierten Elektronspur, Ladung der nächsten Spur der normalen Spurrekonstruktion sowie Vektordifferenz der Vektoren vom Wechselwirkungspunkt zum ersten Siliziumeintrag und vom Wechselwirkungspunkt zum Supercluster. Es wird die Ladung gewählt, die von zwei der drei Methoden bestimmt wurde.

Durch die Kombination der Spurkammern und des elektromagnetischen Kalorimeters wird nicht nur die Elektronidentifikation und -rekonstruktion verbessert, auch die Messgenauigkeit der Elektroneigenschaften steigt. In Abbildung 5.12 ist ein Maß für die Energieauflösung in Abhängigkeit der Elektronenergie unter Verwendung verschiedener Detektor­komponenten gezeigt. Es zeigt sich, dass die Genauigkeit der Spurdetektoren für geringe Elektronenergien dominiert, da nur wenig Energie in den Kalorimetern deponiert und die nötige Korrektur groß wird. Für große Energien sind die Spurinformation nicht effektiv, da

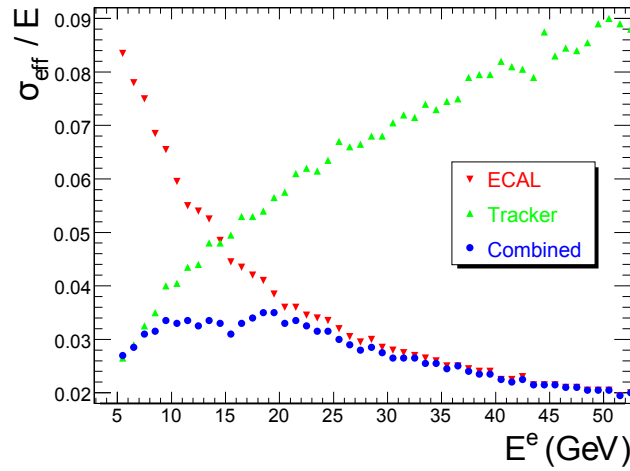


Abbildung 5.12: Relative Auflösung der Energiemessung von Elektronen bei ausschließlicher Nutzung des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL) oder der Silizium-Spurdetektoren (Tracker), sowie bei Kombination dieser beiden Messungen (Combined) [38].

hier die Spurkrümmung nur gering ist. Insgesamt zeigt sich ein deutlicher Auflösungsge-
winn durch die kombinierte Messung insbesondere im Bereich mittlerer Elektronenergien
 $E \approx 15 \text{ GeV}$.

Identifikation

Aufgabe der Elektronidentifikation ist eine Untersuchung der rekonstruierten Elektronen, um Fehlidentifikationen zu vermeiden. Diese „Fake-Elektronen“ entstehen größtenteils durch Objekte aus QCD-Prozessen, etwa niederenergetischer Jets mit wenigen oder sogar nur einer Spur in den Spurdetektoren. Für jedes Elektronen werden nach der Rekonstruktion mehrere Identifikationsalgorithmen ausgeführt und deren Ergebnisse abgespeichert. In dieser Analyse werden die Identifikationen „eidLoose“ sowie „eidRobustLoose“ untersucht.

Für die frühe Phase der Datennahme mit dem CMS-Detektor wurde die einfache, schnittbasierte Identifikation „eidRobustLoose“ definiert. Die relativ lockeren Schnitte sind ausgelegt für Ereignisse, in denen mehr als ein Lepton erfordert wird, wie es in dieser Selektion der Fall ist. Die Schnittwerte sind optimiert für Elektronen mit Transversalimpulsen $20 \text{ GeV} < p_T < 100 \text{ GeV}$ und unterscheiden sich für den Zentral- und Endkappenbereich des Detektors. Die verwendeten Schnittgrößen sind in Tabelle 5.3 zusammengestellt.

Zur Bestimmung der Identifikationsvariable „eidLoose“ wird vor der Anwendung von Schnitten auf verschiedene Größen eine Einteilung der Elektronen in drei verschiedene Kategorien vorgenommen. Die Kategorien unterscheiden sich in den Wertebereichen der Variablen f_{Brem} sowie E/p der jeweiligen Elektronen. Die genaue Einteilung für den zentralen sowie den Endkappenbereich ist in Tabelle 5.4 angegeben. Die Kategorisierung ermöglicht die Anwendung unterschiedlicher Schnitte in den verschiedenen Kategorien, wodurch in untergrundarmen Bereichen lockerer und somit mit größerer Effizienz geschnitten werden kann.

Elektronkandidaten der Kategorie 2, deren gemessene Energie und Impuls gut zusammen-

Tabelle 5.3: Angewandte Schnitte zur Identifikation eines Elektrons gemäß „eidRobust-Loose“. Die Schnitte unterscheiden sich im Zentralbereich und der Endkappe.

Größe		Zentral	Endkappe	Beschreibung
$H/E = \frac{E_{HCAL}}{E_{ECAL}}$	$<$	0,075	0,083	Verhältnis der im hadronischen Kalorimeter deponierten Energie zur Energie im elektromagnetischen Kalorimeter, gemessen im Bereich des Superclusters
$ \Delta\eta_{in} $	$<$	0,0077	0,0100	Winkeldifferenz in η -Richtung zwischen der Position des Superclusters sowie des Auftreffpunktes der Elektronspur auf das elektromagnetische Kalorimeter, vom Vertex extrapoliert unter der Annahme verschwindender Bremsstrahlung
$ \Delta\phi_{in} $	$<$	0,058	0,042	analoge Winkeldifferenz in ϕ -Richtung
$\sigma_{\eta\eta}$	$<$	0,0132	0,027	Kovarianz der Supercluster-Form in η -Richtung, auf η korrigiert

Tabelle 5.4: In der verwendeten Softwareversion angewandte Einteilung der Elektronen in Kategorien zur Bestimmung der Isolationsvariable „eidLoose“ [41].

Kategorie	Zentralbereich		Endkappe	
	f_{Brem}	E/p	f_{Brem}	E/p
1 Wenig Bremsstrahlung	$< 0,06$		$< 0,10$	
2 Viel Bremsstrahlung	$> 0,06$	$\in [0,8, 1,2]$	$> 0,10$	$\in [0,8, 1,2]$
3 Schlechte Spur	andere Bereiche		andere Bereiche	

passen und die einen nicht geringen Teil ihrer Energie über Bremsstrahlung verloren haben, sind mit einer großen Wahrscheinlichkeit echte Elektronen. Die angewandten Schnitte sind in dieser Kategorie daher locker gewählt. Kandidaten der Kategorie 1 haben nur wenig ihrer Energie über Bremsstrahlung verloren. Dies ist für Elektronen nicht unüblich (siehe auch Abbildung 5.11), ist jedoch auch ein Indikator für eine mögliche Fehlrekonstruktion. Der Parameterbereich der Kategorie 2 ist in etwa gleichen Anteilen von echten und falschen Elektronen besiedelt, die Schnitte fallen entsprechend härter aus. Der Anteil echter Elektronen in Kategorie 3 ist gering, jedoch zu groß, um diese Elektronen einfach zu verwerfen. Hier wird besonders hart geschnitten.

Die verwendeten Schnittgrößen sind H/E , $|\Delta\eta_{in}|$, $|\Delta\phi_{in}|$ sowie $\sigma_{\eta\eta}$, die bereits in Tabelle 5.3 erläutert wurden. Zudem wird als weiterer Parameter E_{seed}/p_{in} verwendet, also das Verhältnis zwischen Energie des höchstenergetischen Clusters im Supercluster und dem Impuls der Spur am Vertex. Auf eine detaillierte Angabe der einzelnen Schnittwerte in den jeweiligen Kategorien wird hier verzichtet. Sie können in [41] nachgeschlagen werden.

Die Optimierung der Kandidatenklassen sowie der jeweiligen Schnittwerte ist ein aktives Arbeitsgebiet. Die hier angegebenen Daten beziehen sich auf die Softwareversion CMSSW 3_1_4. In neueren Versionen ändern sich nicht nur die Parameter der Elektronen-

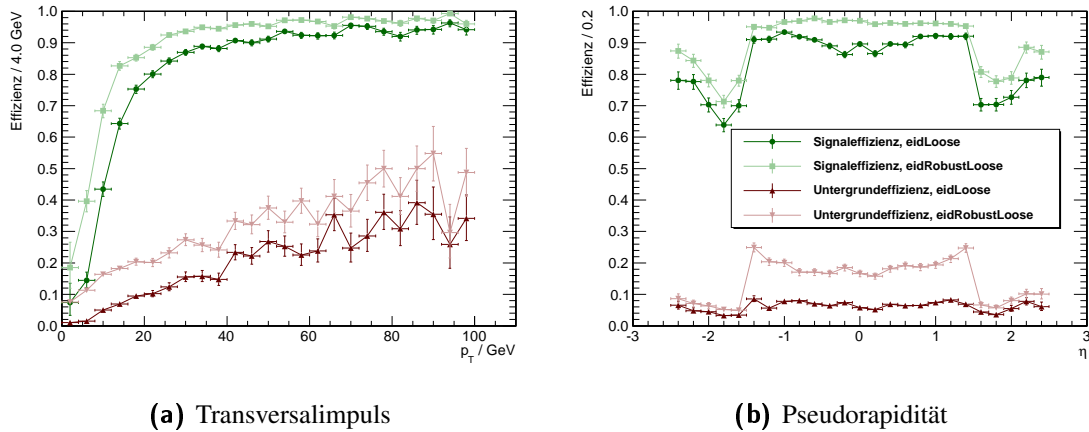


Abbildung 5.13: Effizienz der Variablen zur Elektronidentifikation. Dargestellt ist der Anteil der Elektronen aus dem Signalzerfall sowie aus anderen Prozessen (Untergrund), für die die Variablen „eidLoose“ beziehungsweise „eidRobustLoose“ erfüllt sind.

klasseneinteilung, sondern es werden zusätzlich Klassen für verschiedene Energiebereiche der Elektronen eingeführt. Auch die verwendeten Schnittgrößen und -werte wurden angepasst.

Die Effizienzen der beiden vorgestellten Identifikationsvariablen sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Die mit grünen Kreisen beziehungsweise Quadraten dargestellten Werte entsprechen der Selektionseffizienz von Signalelektronen. In heller Farbe ist jeweils „eidLoose“, in dunkel „eidRobustLoose“ dargestellt. Die roten Dreiecke stellen die Selektionseffizienz der Identifikationsanforderung für rekonstruierte Elektronen dar, die nicht zu einem Signalelektron zugeordnet werden konnten. Dies sind sowohl Elektronen aus anderen Prozessen wie QCD, als auch Fake Elektronen.

Insgesamt stellt die Variable „eidLoose“ härtere Anforderungen an die Elektronen als „eidRobustLoose“. Die höhere Effizienz geht jedoch mit einer größeren Kontamination falscher Elektronen einher. Insbesondere im Zentralbereich $|\eta| < 1,5$ sind Unterschiede erkennbar, die Unterdrückung falscher Elektronen gelingt mit „eidLoose“ etwa um einen Faktor 2 besser. Im Endkappenbereich sind die Unterschiede deutlich geringer.

Da die Elektronsignatur im Detektor mehrdeutig ist, im Gegensatz zu Myonen, wird „eidLoose“ als Anforderung an die Elektronen gestellt. Auf diese Weise kann eine möglichst ähnliche Reinheit der Myonen und Elektronen erreicht werden, was systematische Differenzen der einzelnen Subkanäle des dileptonischen Zerfallskanals verringert. Die drei möglichen Subkanäle sind dabei definiert über die Leptonen im Endzustand: ee , $e\mu$ sowie $\mu\mu$.

Selektion

In Abbildung 5.14 sind die p_T - und η -Spektren der Signalelektronen gezeigt, also von Elektronen, die aus W-Bosonen in dileptonisch zerfallenen Top-Paar-Ereignissen stammen. Der Vergleich mit den Myonspektren in Abbildung 5.5 zeigt nur vernachlässigbare Abweichungen, obwohl das Elektron nur etwa ein 200stel der Masse von Myonen trägt. Da die Massen der Mutterteilchen dieser Leptonen, t und W , jedoch um viele Größenordnungen größer sind, hat dieser Unterschied kaum kinematische Konsequenzen. Entsprechend kön-

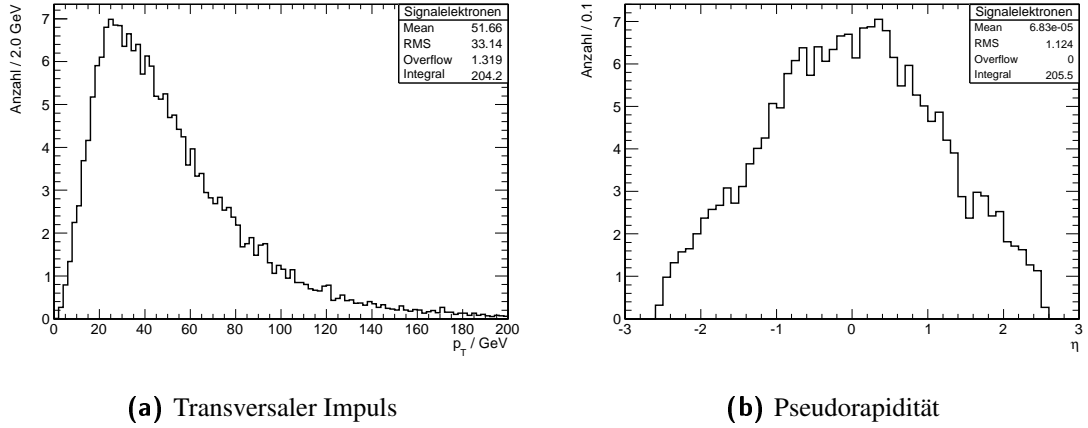


Abbildung 5.14: Kinematische Eigenschaften der Signalelektronen aus dem Signalprozess: Die Elektronen werden über ihre Generatorinformationen darauf geprüft, dass sie aus der Zerfallskette $t \rightarrow W \rightarrow e$ stammen. Die Spektren sind auf die erwartete Anzahl von Elektronen aus dileptonischen $t\bar{t}$ -Prozessen in 10pb^{-1} normiert.

nen die Schnittwerte auf die Elektroneigenschaften analog zu den Myonschnitten gewählt werden.

Für Elektronen, die in die Signalselektion eingehen, wird ein minimaler transversaler Impuls $p_T > 20\text{GeV}$ gefordert. Analog zur Myonselektion sortiert dieser Schnitt bereits den Großteil der Untergrundelektronen aus. Der angewandte Schnitt $|\eta| < 2,4$ berücksichtigt die Detektorakzeptanz, für die eine gute Vermessung der Elektronen möglich ist. Die Schnittgrößen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Bei der Berechnung der Isolationen von Elektronen muss berücksichtigt werden, dass in den Spurdetektoren mehr Bremsstrahlung abgestrahlt wird und das Elektron in den Kalorimetern aufschauert. Die Spurisolation I_T eines Elektrons wird analog zu Myonen als Summe aller Spuren im Raumwinkelbereich $\Delta R < 0,3$ um die Elektronspur gebildet, wobei ein inner Kegel mit $\Delta R < 0,015$ ausgeschlossen wird. Zudem werden nur Spuren mit einem minimalen Transversalimpuls $p_T > 1\text{GeV}$ berücksichtigt:

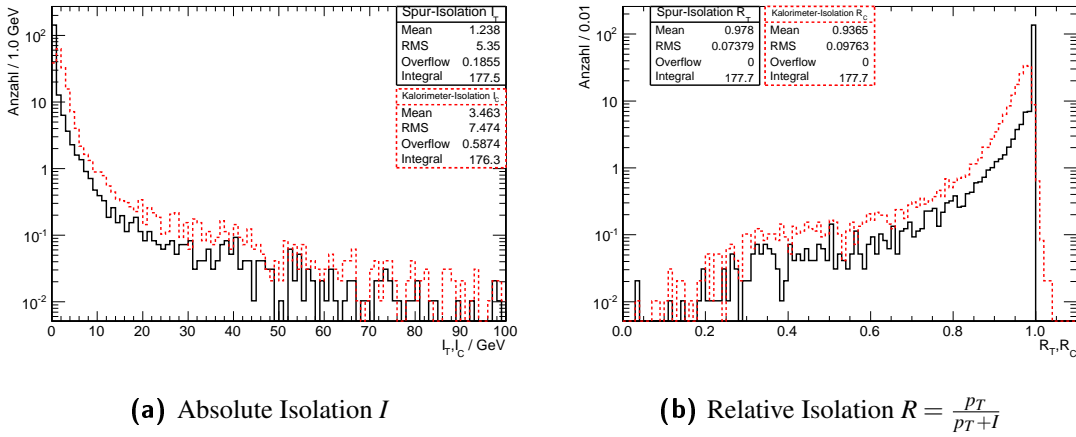
$$I_T = \sum_{\Delta R=0,015}^{0,3} p_{T,Spur} \quad \text{mit} \quad p_{T,Spur} > 1\text{GeV}. \quad (5.17)$$

Elektromagnetische Abstrahlungen des Elektrons werden also nicht explizit berücksichtigt, sondern nur grob über den Veto-Kegel aussortiert. Diese Vorgehensweise hat sich als besonders effektiv erwiesen und bietet zudem eine gute Vergleichbarkeit mit der Myonisolation.

Aufgrund des Aufschauerns der Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter werden in den Kalorimetern andere Isolationsvariablen definiert als bei Myonen. Die elektromagnetische Isolation I_{ECAL} summiert alle Einträge in den Kristallen des elektromagnetischen Kalorimeters im Abstand $\Delta R < 0,4$ zum Zentrum des Superclusters des Elektrons, die eine bestimmte Mindestenergie überschreiten. Zur Bestimmung des Veto-Bereichs wird die „Jurassic-Methode“ angewandt: Ausgeschlossen wird ein ΔR -Kegel um das Supercluster-Zentrum sowie ein Streifen der Breite $\Delta\eta$ entlang der ϕ -Koordinate, in dem die Bremsstrahlungsphotonen vermutet werden. Die verwendeten Zahlenwerte für den zentralen Bereich und die Endkappen sind in Tabelle 5.5 angegeben.

Tabelle 5.5: Parameter zur Bestimmung der Isolationsvariable I_{ECAL} von Elektronen.

			Zentralbereich	Endkappe
Kegelgröße	$ \Delta R $	$<$	0,4	0,4
Mindestenergie im Kristall	E / GeV	$>$	0,08	0,30
Vetobereich: Streifen	$ \Delta \eta $	$>$	0,02	0,02
Vetobereich: Kegel	$ \Delta R $	$>$	0,045	0,070

**Abbildung 5.15:** Isolationsvariablen der Signalelektronen aus dem Signalprozess. Die schwarze, durchgängige Linie zeigt die Isolation des Elektrons in den Silizium-Spurdetektoren (Index T), die rote, gestrichelte Kurve gibt die kombinierte Isolation in den beiden Kalorimetern an (Index C). Es wird Elektronidentifikation gemäß „eidLoose“ gefordert.

Da Bremsstrahlungsphotonen im Allgemeinen das hadronische Kalorimeter nicht erreichen, kann die Isolationsvariable I_{HCAL} ohne streifenförmigen Veto-Bereich berechnet werden. Es werden die Kalorimetertürme des hadronischen Kalorimeters in einem Kegel $\Delta R < 0,4$ um das Zentrum des Superclusters im ECAL aufsummiert, wobei ein innerer Kegel $\Delta R < 0,15$ ausgeschlossen wird. Unter Kalorimetertürmen versteht man einen zusammenhängenden Bereich von Kristallen im hadronischen Kalorimeter, entsprechend den Clustern im ECAL. Zur Berechnung der Energie der Kalorimetertürme werden zur Rauschunterdrückung Energieeinträge in den einzelnen Kristallen von mindestens 0,9 GeV im Zentralbereich beziehungsweise 1,4 GeV im Endkappenbereich gefordert. Die Isolationsvariable I_C ergibt sich bei Elektronen analog zu den Myonen als Summe der Subkalorimeterisolationen:

$$I_C = I_{ECAL} + I_{HCAL}. \quad (5.18)$$

Die Spektren der absoluten und relativen Isolationsvariablen der Signalelektronen sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Da die Argumente, die bei den Myonen zur Wahl der relativen Isolation führen, auch für Elektronen ihre Gültigkeit behalten, werden die relativen Isolationen R_C und R_T als Schnittgrößen herangezogen. Der Verlauf der relativen Spurisolation R_T unterscheidet sich nur marginal vom entsprechenden Spektrum der Signalmyon. Es bietet sich daher an, den selben Schnittparameter $R_T > 0,9$ zu verwenden.

Die Kalorimeterisolationen I_C und R_C zeigen deutliche Abweichungen zum Myonensektor,

wie es aufgrund des Aufschauerns der Elektronen zu erwarten ist. Die Schnittgröße R_C ist deutlich zu kleineren Werten, entsprechend schlechterer Isolation, verschoben. Der Schnittwert auf diese Größe ist daher kleiner zu wählen, um eine analoge Effizienz zu erreichen. Für den Wert der relativen Kalorimeterisolation von Elektronen wird $R_C > 0,82$ verlangt. Das Auftreten von Isolationswerten $R_C > 1$, entsprechend einer absoluten Isolation $I_C < 0$, ist der elektromagnetischen Isolation I_{ECAL} geschuldet, bei der einzelne Kristalleinträge aufsummiert werden. Durch die Subtraktion des Rauschens für jeden Kristall sind hier negative Werte möglich. Die Kalorimetertürme des hadronischen Kalorimeters werden auf einen Minimalwert von Null gesetzt.

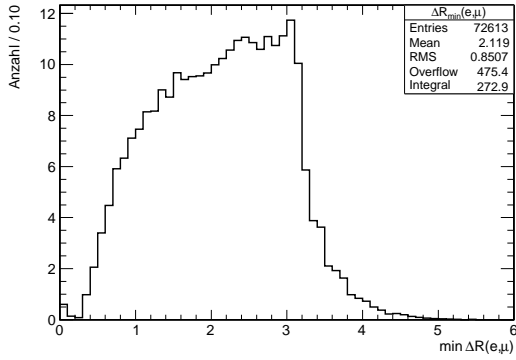
In seltenen Fällen kann es vorkommen, dass Myonen in den inneren Lagen des Detektors Bremsphotonen abstrahlen, die dann ein Elektron-Positron-Paar bilden. Elektronen aus Prozessen dieser Art in mittleren Lagen des Detektors werden effektiv durch die Elektronidentifikationsvariable „eidLoose“ aussortiert. Trotzdem kommt es vor, dass Elektronen die Selektion passieren, die einen sehr kleinen Raumwinkelabstand zu einem gut rekonstruierten Myon haben. Diese Elektronen werden aussortiert, um eine Doppelzählung der Myonen zu vermeiden.

Abbildung 5.16 zeigt verschiedene Charakteristika zur Reinigung der Elektronen gegen Myonen. Es sollen Elektronen verworfen werden, deren Winkelabstand zum nächstgelegenen Myon mit GlobalMuonPromptTight-Qualität kleiner als ein Schnittwert ΔR_{Cut} ist. Abbildung 5.16(a) zeigt diesen Winkelabstand zum nächsten Myon für Elektronen in Top-Paar-Ereignissen, in Abbildung 5.16(b) ist die selbe Größe detaillierter für den Bereich kleiner Abstände aufgetragen. Eine fälschliche Doppelzählung eines Myons auch als Elektron ist insbesondere für Ereignisse problematisch, die nur ein hochenergetisches Myon enthalten und daher aussortiert würden. Aus diesem Grund zeigen Abbildungen 5.16(c) und 5.16(d) die analogen Histogramme für QCD-Ereignisse, die auf Generatorniveau auf die Anwesenheit mindestens eines hochenergetischen Myons ($\hat{p}_T > 15 \text{ GeV}$) überprüft wurden.

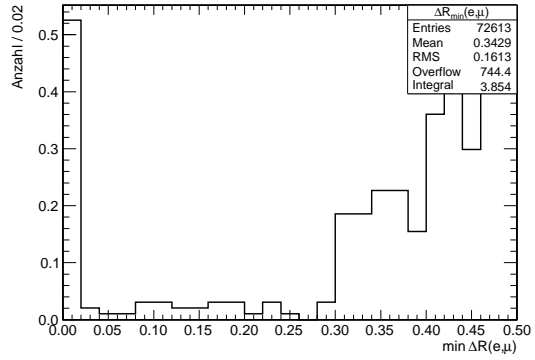
Neben der unterschiedlichen Ereigniskinematik der einzelnen Prozesse, die sich im Verlauf der ΔR_{min} -Spektren widerspiegelt, fällt der Anstieg der Ereignishäufigkeit bei sehr kleinen Werten $\Delta R_{min} < 0,1$ auf. Derartige Überlappungen sind für Elektronen, die nicht aus Abstrahlungen stammen, kinematisch nicht zu erklären. Während die ΔR_{min} -Verteilung der Top-Ereignisse durch Signalelektronen dominiert ist und dementsprechend der Anstieg bei $\Delta R_{min} \rightarrow 0$ verhältnismäßig gering ausfällt, ist für Untergrundprozesse der Anteil derartiger Elektronen deutlich größer. Die Histogramme zeigen, dass der Anstieg etwa bei einem Wert $\Delta R_{min} = 0,1$ beginnt. Da sich hier gemäß Abbildung 5.16(b) auch keine Signalelektronen mehr befinden, wird dieser Wert als Schnittgröße für die Reinigung verwendet: Alle Elektronen, die innerhalb eines Kegels $\Delta R < 0,1$ mit einem GlobalMuonPromptTight-Myon überlappen, werden verworfen.

Abbildung 5.16(e) zeigt das Impulsspektrum der Elektronen des QCD-Datensatzes, aufgeteilt in Elektronen, die die Reinigung gegen Myonen passieren (ohne Überlapp), sowie solche, die im Reinigungs-Schritt aussortiert werden. Der Anteil der aussortierten Elektronen in diesem Datensatz liegt bei etwa 10 % und ist somit nicht vernachlässigbar.

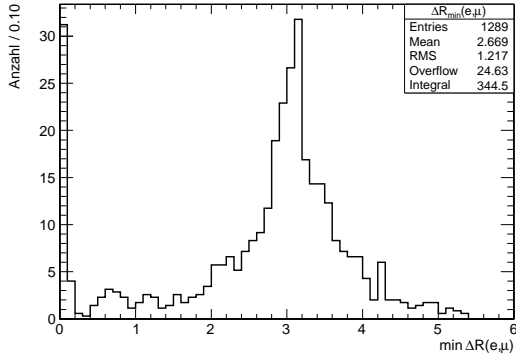
Die Anforderungen an die Elektronen, die in der weiteren Analyse verwendet werden, sind in den Tabellen 5.2 und 5.6 zusammengefasst. Abbildung 5.17 zeigt die Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen der Elektronen. Es zeigt sich, dass bereits die Rekonstruktionseffizienz des CMS-Detektors für Elektronen deutlich unter der für Myonen liegt. Im Übergangsbereich zwischen Zentralbereich und Endkappe sinkt die Rekonstruktionswahr-



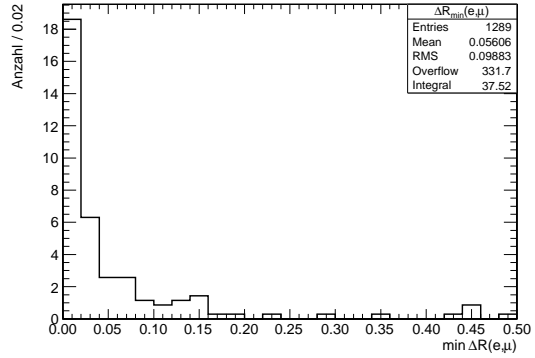
(a) Top-Ereignisse, Gesamtansicht



(b) Top-Ereignisse, Detailansicht



(c) QCD-Ereignisse, Gesamtansicht



(d) QCD-Ereignisse, Detailansicht

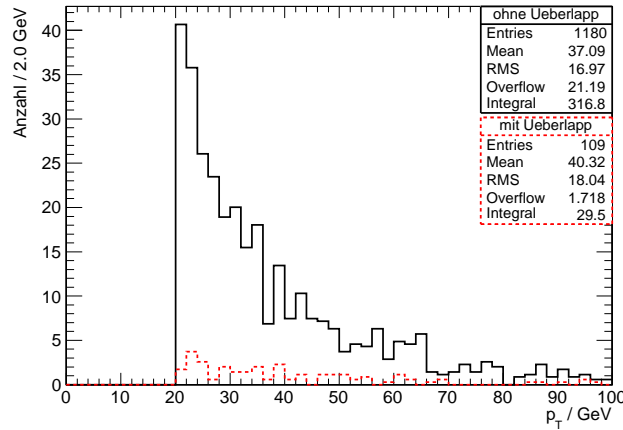
(e) p_T -Spektren der Elektronen des QCD-Samples

Abbildung 5.16: Reinigung der Elektronen gegen Myonen. Die oberen Abbildungen (a) bis (d) zeigen den Abstand ΔR der selektierten Elektronen zum nächsten GlobalMuonPromptTight-Myon für verschiedene Datensätze. Der QCD-Datensatz enthält nur Ereignisse mit mindestens einem Myon mit $\hat{p}_T > 15 \text{ GeV}$ (InclusiveMu15). Die rechts gezeigten Histogramme erlauben einen detaillierten Blick auf den Bereich kleiner Abstände. Abbildung 5.16(e) zeigt das p_T -Spektrum der Elektronen aus dem QCD-Sample, getrennt für Elektronen, die den Reinigungsschritt passieren (durchgezogene Kurve), sowie für Elektronen, die aussortiert werden (gestrichelte Kurve).

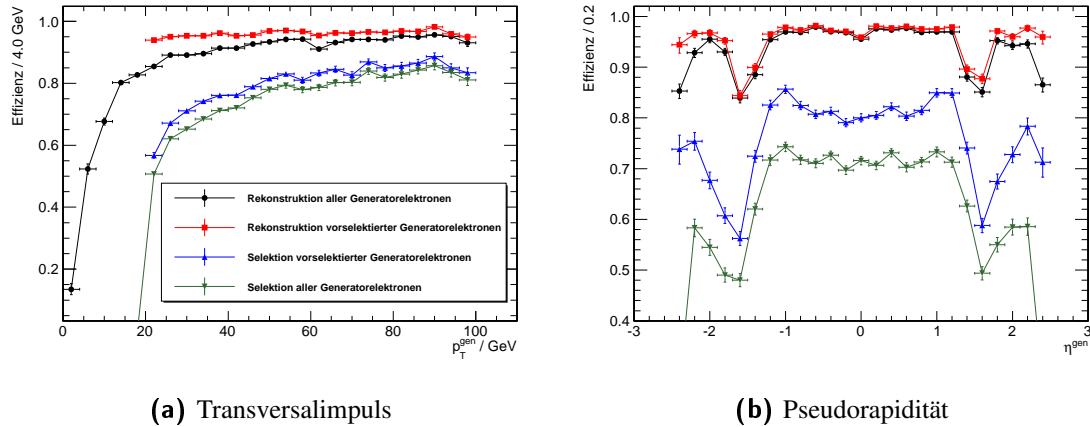


Abbildung 5.17: Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen der Signalelektronen in Abhängigkeit des Transversalimpulses sowie der Pseudorapidität des zugeordneten Generatorelektrons. Als „vorselektierte Generatorelektronen“ werden Elektronen bezeichnet, die auf Generatorniveau die kinematischen Schnitte $|\eta| < 2,4$ und $p_T > 20 \text{ GeV}$ erfüllen. „Rekonstruktion“ bezieht sich auf die Rekonstruktion als Elektron im Detektor ohne weitere Anforderungen, „Selektion“ auf das Erfüllen aller auf die Elektronen angewandten Selektionsschnitte inklusive Reinigung gegen Myonen.

Tabelle 5.6: Reinigung der selektierten physikalischen Objekte, um Doppelzählungen von Detektoreinträgen zu verhindern. Angegeben ist, gegen welche Objekte jeweils gereinigt wird sowie welche Mindestanforderungen an die Objekte gestellt werden, gegen die gereinigt wird.

Objekt	ΔR_{Cut}	wird gereinigt gegen	
		Objekte	Mindestanforderung
Myon	—	—	—
Elektron	$< 0,1$	Myonen	GlobalMuonPromptTight
Jet	$< 0,3$	Elektronen	$p_T > 10 \text{ GeV}$ $I_T < 3 \text{ GeV}$

scheinlichkeit deutlich. Auch die Selektionsschritte reduzieren, bedingt durch die oftmals nicht eindeutige Signatur der Elektronen im Detektor, die Anzahl der akzeptierten Elektronen.

Die Fake Rate der Elektronen ist in Abbildung 5.18 über den Transversalimpuls sowie die Pseudorapidität aufgetragen. Sie ist analog definiert zur Fake Rate der Myonen; auch hier werden nur die Isolationsschnitte angewandt, da für die volle Selektion die Statistik des verwendeten Signaldatensatzes nicht ausreicht. Im Gegensatz zu den Myonen, bei denen die Fake Rate in Bereichen großer Pseudorapidität zunimmt, ist die Fake Rate der reinen Rekonstruktion der Elektronen im Zentralbereich größer. Dieser Effekt lässt sich jedoch durch Anwendung der Isolationsschnitte beseitigen.

Die selektierten Leptonen, also Elektronen und Myonen, werden in jedem Ereignis absteigend in der relativen Spurisolation R_T sortiert. Insbesondere werden in Ereignissen mit mehr als zwei selektierten Leptonen die beiden zur weiteren Analyse verwendet, welche

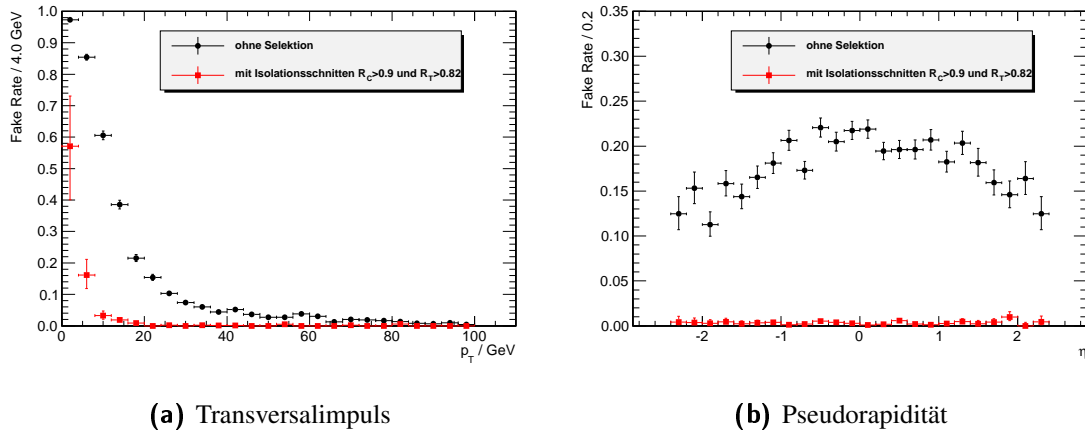


Abbildung 5.18: Anteil der Elektronen in dileptonischen Top-Paar-Ereignissen, die nicht über die Zerfallskette $t \rightarrow W \rightarrow \mu$ entstehen, die sogenannte Fake Rate. Schwarze Kreise markieren die Fake Rate der Rekonstruktion im Detektor ohne Anwendung jeglicher Selektionsschnitte. Die Rate nach Anwendung der Isolationskriterien ist mit roten Quadraten markiert. Aufgrund der geringen Statistik ist die Fake Rate nach Anwendung aller Selektionsschnitte nicht darstellbar.

die größten R_T -Werte tragen. Alternativ kann etwa auch eine p_T -Sortierung vorgenommen werden. Für diese Analyse hat diese Wahl kaum Auswirkungen auf die Endergebnisse. Für tiefergehende Untersuchungen, die auf der dileptonischen Selektion aufbauen, muss der Einfluss der Leptonauswahl genauer untersucht werden.

5.3.3 Jets

Jet-Algorithmen

Als Jet bezeichnet man eine Kollektion von verschiedenen Teilchen mit nur geringen relativen Impulskomponenten untereinander. Jets entstehen, wenn im Kollisionsprozess einzelne Gluonen oder Quarks erzeugt werden. Nach den Gesetzen der Quantenchromodynamik müssen diese farbneutrale Teilchen ausbilden. Dies geschieht durch Hadronisation. Die in Jets enthaltenen Teilchen sind daher größtenteils Pionen und Kaonen, es können aber auch Baryonen wie Protonen und vereinzelt Leptonen entstehen. Durch den ständigen gegenseitigen Impulsaustausch der einzelnen Teilchen während des Hadronisationsprozesses entsteht ein Teilchenkegel um die Schwerpunktsachse des Jets, welche im Idealfall mit der Trajektorie des ursprünglichen farbtragenden Objektes übereinstimmt. Die einzelnen Teilchen des Jets hinterlassen jeweils eigene Signaturen wie Spuren oder Kalorimetereinträge im CMS-Detektor. Die beiden Kalorimeter sind für die Untersuchung von Jets die wichtigsten Detektorkomponenten, da nahezu alle Teilchen im Jet ihre komplette Energie hier deponieren. Jets, die nur anhand von Kalorimeterinformationen rekonstruiert wurden, werden Kalorimeter-Jets genannt. Sie bilden den Ausgangspunkt für nahezu alle Rekonstruktionsmöglichkeiten von Jets.

Die Frage, welches Teilchen zum Jet gehört und welches nicht, ist für einen gegebenen Jet nicht eindeutig beantwortbar. Ob ein bestimmtes Teilchen zum Jet gezählt wird, bestimmt jedoch die Jeteigenschaften wie Richtung und Energie und beeinflusst somit das Ender-

gebnis der Messung. Seit den Anfängen der modernen Hochenergiephysik wurde eine Vielzahl von Jet-Algorithmen entwickelt, die dazu dienen, aus den gegebenen Messwerten (etwa Kalorimetereinträge) Jets zu rekonstruieren. In der CMS-Kollaboration ist zum Zeitpunkt dieser Arbeit der so genannte *anti- k_T* -Algorithmus Standard. Zum Vergleich soll in dieser Arbeit auch der *SISCone*-Algorithmus erläutert und angewandt werden.

SISCone-Algorithmus Der SISCone-Jet-Algorithmus ist ein moderner Algorithmus, der im Jahr 2007 in [42] veröffentlicht wurde. Er stellt eine Weiterentwicklung der Klasse der kegelbasierten Jet-Algorithmen dar, die seit langem erfolgreich in Hochenergieexperimenten genutzt werden. Die zugrundeliegende Annahme derartiger Methoden ist, dass die durch Hadronisation aus einem farbtragenden Teilchen entstehenden Bestandteile des Jets kegelförmig um die ursprüngliche Richtung des Ausgangsteilchens angeordnet sind. Da der Hadronisationsprozess im Allgemeinen nur phänomenologisch beschrieben werden kann, ist die Winkelgröße des Kegels dabei von der Theorie nicht vorhergesagt; sie muss experimentell optimiert werden und liegt typischerweise im Bereich von

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} = 0,3 \dots 0,8. \quad (5.19)$$

Kegelalgorithmen gehen üblicherweise von einzelnen Teilchen (etwa besonders hochenergetischen) als Startwert aus und summieren dann die Vierervektoren aller Objekte innerhalb des Kegels um dieses Teilchen auf. Der so entstehende neue Vierervektor dient im nächsten Iterationsschritt als Ausgangspunkt: Alle Teilchen innerhalb des neuen Kegels werden wieder aufsummiert. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis ein stabiler Kegel erreicht wird, der sich in weiteren Iterationschritten nicht mehr ändert. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Kegelachse a mit der Summe aller Teilchen im Kegel zusammenfällt:

$$D \left(a, \sum_i p_i \right) = 0. \quad (5.20)$$

Dabei stellt D ein Maß für den Winkelabstand zweier Vierervektoren dar und wird üblicherweise gemäß

$$D(a, p) = \sqrt{(y_a - y_p)^2 + (\phi_a - \phi_p)^2} \quad (5.21)$$

berechnet [42]. Dabei bezeichnet ϕ den Azimutalwinkel und y die Rapidität des jeweiligen Vierervektors (letztere wird häufig durch die Pseudorapidität η substituiert).

Die ursprünglichen Kegelalgorithmen beinhalten zwei grundlegende Probleme, die ihre Zuverlässigkeit in der Jetrekonstruktion in Frage stellen. Dies ist zunächst die Abhängigkeit von den gewählten Startwerten, sowie die mögliche Änderung der Jetrekonstruktion durch einzelne, sehr niederenergetische Teilchen.

Hochenergetische Teilchen als Startwert des Algorithmus zu verwenden, scheint a priori ein sinnvolles Vorgehen zu sein, da man aus den hochenergetischen primären Teilchen im Allgemeinen auch mindestens ein hochenergetisches Tochterteilchen erwarten kann. Fordert man jedoch eine Mindestenergie für die Startwerte, so ist der Algorithmus nicht mehr kollinear unabhängig: Die selbe Energie pro Raumwinkelement wird als Startwert verwendet, wenn sie einem einzelnen Teilchen zugewiesen wird; sie dient jedoch nicht als Startwert, wenn sie aufgrund der Aufteilung auf mehrere Teilchen unter die Energieschwelle fällt. Die rekonstruierten Jets sind daher nicht mehr eindeutig. Um dieses

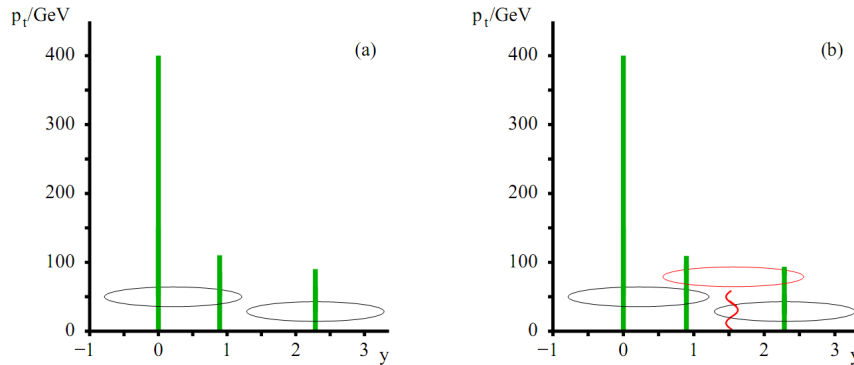


Abbildung 5.19: Verdeutlichung des Einflusses eines niederenergetischen Teilchens auf die Jet-Rekonstruktion. Links werden zwei stabile Jets rekonstruiert. Im rechten Bild führt das Hinzufügen eines beliebig niederenergetischen Teilchens zu einem zusätzlichen Jetkandidaten. Da das niederenergetische Teilchen in den meisten Fällen nicht aus dem harten Prozess stammt, ist ein derartiges Verhalten nicht erwünscht. Entnommen aus [42].

Problem zu umgehen, kann man die geforderte Energieschwelle auf Null setzen. Der Jetalgorithmus ist dann von Kollinearitäten unabhängig, jedoch wird der Rechenaufwand sehr groß.

Das zweite Problem besteht in der Abhängigkeit des Ergebnisses von niederenergetischen, *weichen* Teilchen. Finden sich etwa zwei hochenergetische Teilchen unter einem Winkelabstand, der der Kegelgröße entspricht, so werden beide als einzelne Jets rekonstruiert, aber nicht zusammengefasst. Das Vorliegen eines weiteren, beliebig niederenergetischen Teilchen in der Mitte dieser Anordnung führt nun dazu, dass die Kegel sich überlappen, und die Teilchen zu einem Jet zusammengefasst werden (siehe Abbildung 5.19). Das Ergebnis des Algorithmus ist daher abhängig von „infraroten“, also niederenergetischen Teilchen. Derartige Teilchen erwartet man insbesondere bei Hadron-Collidern wie dem LHC jedoch in großer Anzahl. Sie stammen häufig nicht aus dem harten Prozess und dürfen daher die Rekonstruktion des harten Prozesses nicht beeinflussen. Einige Jetalgorithmen versuchen dieses Problem zu umgehen, indem jeweils in der Mitte zweier Kegel niederenergetische Teilchen hinzugefügt werden. In der oben beschriebenen Konstellation ist das Ergebnis dann tatsächlich nicht mehr vom Vorliegen eines infraroten Teilchens abhängig. Jedoch lassen sich immer Konstellationen finden, in der ähnliche Effekte auftreten, zum Beispiel bei dreieckig angeordneten Teilchen. Das Problem ist also nur auf eine höhere Ordnung verschoben.

Der SIScone-Algorithmus (*Seedless Infrared Safe cone algorithm*) umgeht diese Probleme, ohne deutlich mehr Rechenzeit zu erfordern. Für eine genaue Beschreibung sei auf [42] verwiesen. Der Algorithmus nutzt keinerlei Startwerte, sondern wertet alle möglichen Kegel (beziehungsweise Kreise in der zweidimensionalen Projektion) aus. Dies ist mit vertretbarem Rechenaufwand möglich, da nur Kegel betrachtet werden müssen, bei denen Teilchen auf dem Rand liegen. Alle anderen Kegel haben ein solches Äquivalent mit gleichem Teilcheninhalt (siehe dazu Abbildung 5.20). Für jeden Kegel wird der Schwerpunkt der Teilchen berechnet und damit ein Stabilitätstest wie oben beschrieben durchgeführt. Durch geschickte Implementierung des Algorithmus kann der Rechenaufwand hierfür derart minimiert werden, dass er den für ältere Kegelalgorithmen nicht überschreitet.

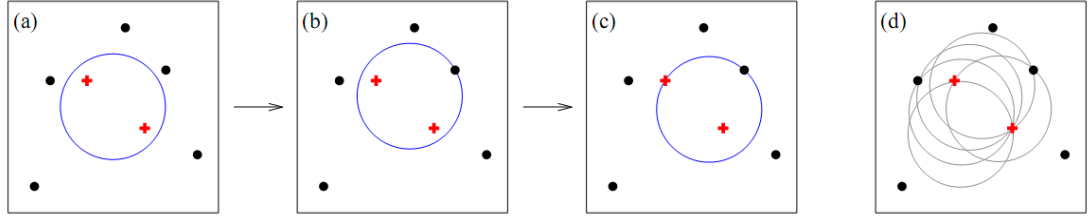


Abbildung 5.20: Der SIScone-Algorithmus untersucht alle möglichen Kreise in der η - ϕ -Ebene. Es müssen dabei nur Kreise betrachtet werden, bei denen zwei Punkte (z.B. Kalorimetereinträge) auf dem Rand des Kreises liegen. Alle anderen möglichen Kreise haben den selben Teilcheninhalt wie ein so gefundener Kreis und müssen nicht gesondert untersucht werden. Die Abbildung verdeutlicht das Auffinden aller möglichen Kreise mit selbem Teilcheninhalt: Ein beliebiger anfänglicher Kreis (a) wird bewegt (b) bzw. gedreht (c), bis ein Punkt berührt wird, sich also der Teilcheninhalt ändert. Auf diese Weise werden alle möglichen Inhalte des Kreises untersucht (d). Entnommen aus [42].

Die gefundenen stabilen Kegel werden als Protojets bezeichnet. In einem nächsten Schritt werden mögliche Überlappungen zwischen den einzelnen Protojets gesucht. Abhängig von einem Energiemaß, das von den überlappenden Teilchen getragen wird, werden die beiden Protojets entweder zu einem neuen Protojet zusammengefasst, oder die überlappenden Teilchen werden dem Jet mit der näheren Schwerpunktsachse zugewiesen. Das Energiemaß muss dabei so gewählt werden, dass infrarote Teilchen nicht zu einer Zusammenfassung von eigentlich getrennten Jets führen können. Dies ist der einzige Schritt, in dem niederenergetische Teilchen Einfluss auf das Endergebnis haben können; in der Praxis ist dies jedoch unproblematisch.

Die übrigbleibenden Protojets, nun ohne Überlappungen mit anderen Protojets, sind die rekonstruierten Jets.

Anti- k_T -Algorithmus In der CMS-Kollaboration gilt aktuell der anti- k_T -Algorithmus als bevorzugte Methode, um Jets zu rekonstruieren. Dieser Algorithmus basiert auf der anderen wichtigen Klasse von Jet-Algorithmen, den sogenannten „Cluster“- oder Kombinationsalgorithmen. Bei derartigen Prozeduren wird zunächst für jedes Teilchen- bzw. Protojetpaar ein Abstandsmaß berechnet. Die Teilchen mit dem kleinsten Abstand werden zusammengefasst, indem ihre Viererimpulse zu einem Protojet aufaddiert werden. Die beiden ursprünglichen Objekte werden aus der Kollektion entfernt, der neu entstandene Protojet wird der Kollektion hinzugefügt. Das Berechnen der Winkelmaße und Zusammenfassen der Objekte mit dem kleinsten Abstand wird solange fortgeführt, bis eine Abbruchbedingung erfüllt wird. Dies kann zum Beispiel das Überschreiten eines vorher festgelegten Wertes für den kleinsten gefundenen Abstand sein.

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

$$d_{ij} = \min \left(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p} \right) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (5.22)$$

genutzt, mit $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ sowie dem Transversalimpuls k_T , dem Azimutalwinkel ϕ und der Rapidität y . Der Radiusparameter R dient zur Festlegung des Abbruchkriteriums. Der Exponent der Transversalimpulse wird durch den Parameter p festge-

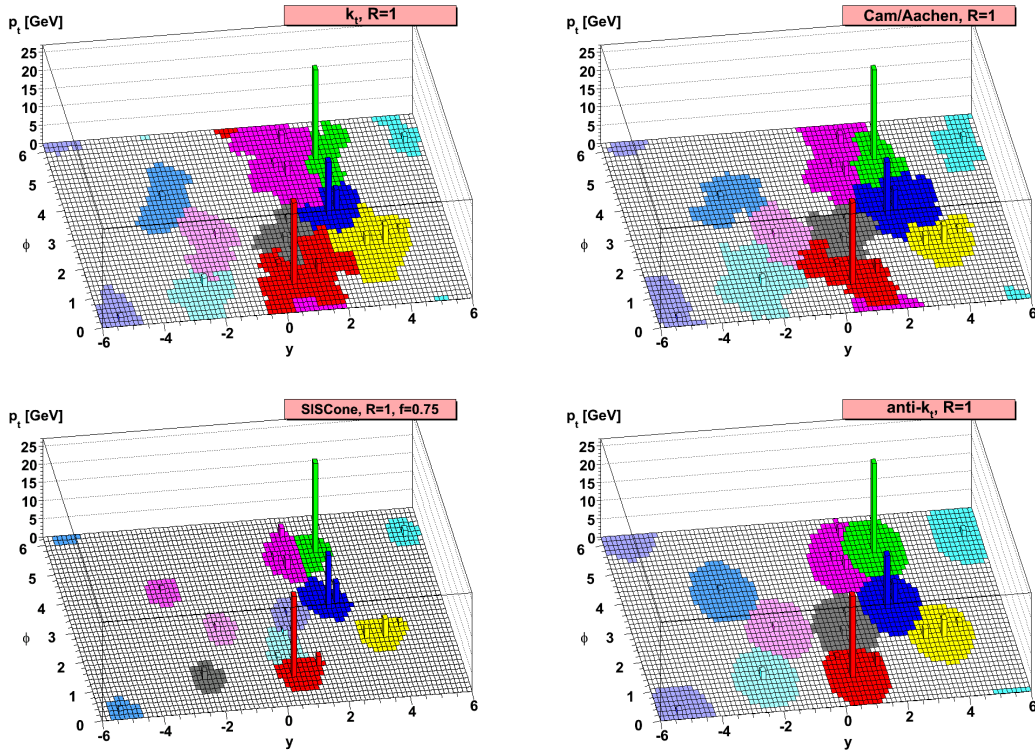
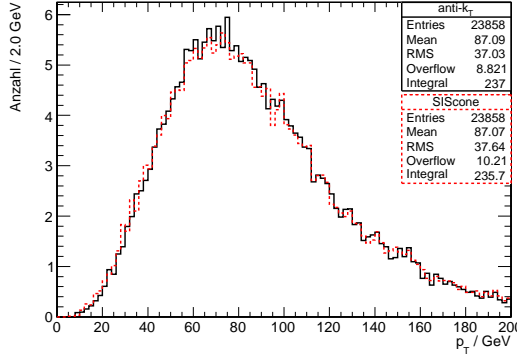
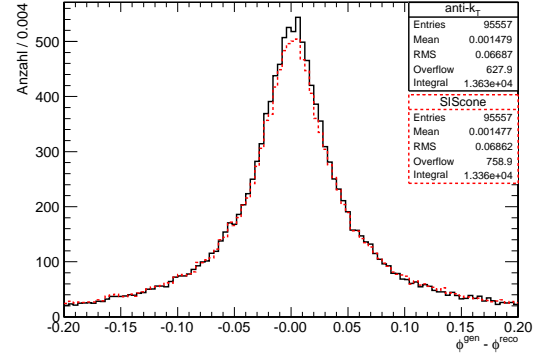
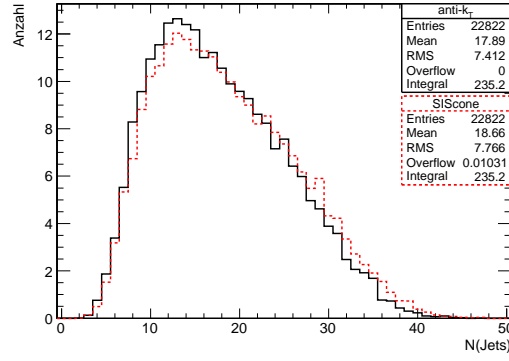


Abbildung 5.21: Vergleich der zum Jet gehörigen Fläche des für verschiedene Jet-Algorithmen. Gezeigt ist ein mit Herwig generiertes Ereignis, zu dem eine große Anzahl niederenergetischer Teilchen zufällig hinzugefügt wurde. Für die k_T - und Cambridge/Aachen-Algorithmen ist die Form der Jets unregelmäßig und stark abhängig von der Verteilung der niederenergetischen Teilchen. Die überlappenden Jets im Bereich $y = 2$, $\phi = 5$ verdeutlichen den Vorteil des anti- k_T -Algorithmus, der den hochenergetischen Jet bevorzugt und kegelförmig belässt. Entnommen aus [43].

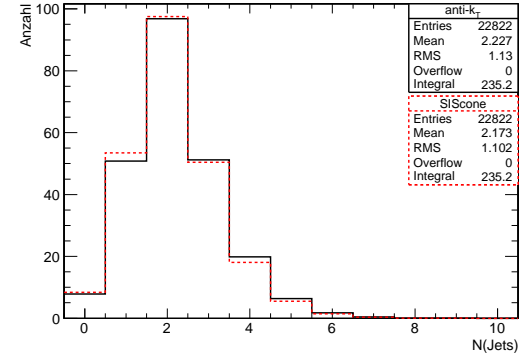
legt. Dieser beträgt beispielsweise im Cambridge/Aachen-Algorithmus $p = 0$, für den k_T -Algorithmus ist $p = 1$. Cambridge/Aachen und k_T sind häufig verwendete Kombinationsalgorithmen.

Der anti- k_T -Algorithmus wählt den Wert $p = -1$, welcher zu einem Algorithmus führt, der sowohl sicher gegenüber niederenergetischen Teilchen als auch gegen kollineare Abstrahlungen ist [43]. Diese Bedingungen erfüllt zwar auch der SIScone-Algorithmus, bei diesem ist jedoch die Form der Ränder des Jets abhängig von dort eventuell vorhandenen weichen Objekten. Durch den bei Kegelalgorithmen notwendigen Schritt des Zusammenfassens beziehungsweise Trennens von Jets werden überlappende, aber getrennt rekonstruierte Jets zudem häufig ohne Berücksichtigung der sonstigen Jeteigenschaften getrennt, was zu unnatürlichen „geraden“ Schnitten zwischen Jets führt (siehe Abbildung 5.21).

Durch den negativen Exponenten in der Impulsgewichtung wird erreicht, dass zunächst die hochenergetischen Teilchen kombiniert werden. Erst danach „sammeln“ die so entstandenen Protojets alle weichen Objekte im Abstand $2R$ auf. Diese haben daher keinen Einfluss auf die Form der Jets. Erst nach all diesen Zusammenfassungen kombinieren mehrere weiche Objekte zu einem Protojet, wodurch die Wahrscheinlichkeit aus vielen weichen Jets einen Jet zu formen sehr gering wird. Auch die Wahrscheinlichkeit, dass

(a) p_T -Spektrum der Signaljets(b) Differenz zwischen generiertem und rekonstruierten ϕ -Winkel der Signaljets

(c) Anzahl der rekonstruierten Jets in Signalereignissen



(d) Anzahl der selektierten Jets in Signalereignissen

Abbildung 5.22: Histogramme zum Vergleich der Jet-Algorithmen anti- k_T und SiScone. Für beide Algorithmen wurde eine Abbruchbedingung bzw. Kegelgröße von $\Delta R = 0,5$ verwendet.

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

Vergleich der Jet-Algorithmen

In Abbildung 5.22 sind Kenngrößen der rekonstruierten Jets aus Signalereignissen für die beiden betrachteten Jet-Algorithmen histogrammiert. Als Signaljets werden Jets bezeichnet, die in dileptonischen Ereignissen entstehen und die gemäß ihrer Generatorinformation aus dem b-Quark des Top-Zerfalls stammen. Die rekonstruierten Jets in Abbildung 5.22(c) sind definiert als alle Ausgabewerte der Jetalgorithmen in Signalereignissen ohne weitere Qualitätsbedingungen. Abbildung 5.22(d) zeigt die Anzahl der Jets, welche die im Folgenden beschriebene Jet-Selektion passieren.

Keine der betrachteten Verteilungen zeigt signifikante Abweichungen zwischen den Jet-Algorithmen. Der anti- k_T -Algorithmus ist in dieser Hinsicht als genauso leistungsfähig einzustufen wie der bewährte SiScone-Algorithmus. Ein großer Vorteil des anti- k_T -Algorithmus ist jedoch seine deutlich kürzere Rechenzeit. Zur Bildung von Jets aus N Ein-

gangsobjekten benötigt der SIScone-Algorithmus $N^2 \ln(N)$ Rechenschritte, die Rechen-
dauer des anti- k_T -Algorithmus skaliert³ mit $N \ln(N)$. Da die Bildung der Jets den größ-
ten Anteil im gesamten Rekonstruktionsprozess der physikalischen Objekte im CMS-
Detektor ausmacht, ist der anti- k_T -Algorithmus der bevorzugte Jet-Algorithmus der CMS-
Kollaboration [44]. Dieser Algorithmus wird daher auch in dieser Analyse verwendet.

Particle-Flow-Jets

Üblicherweise werden Jets, so genannte Calo-Jets, aus Kalorimetereinträgen gebildet, die
Informationen des Spurdetektors werden nicht genutzt. Da jedoch etwa zwei Drittel der
Energie hadronischer Jets in Form von geladenen Teilchen vorliegt [45], die in den Spur-
detektoren vermessen werden können, liegt es nahe, auch diese Informationen zu nutzen,
um die örtliche und energetische Auflösung der Jets zu verbessern. Die Verwendung des
Particle-Flow-Algorithmus bietet diese Möglichkeit.

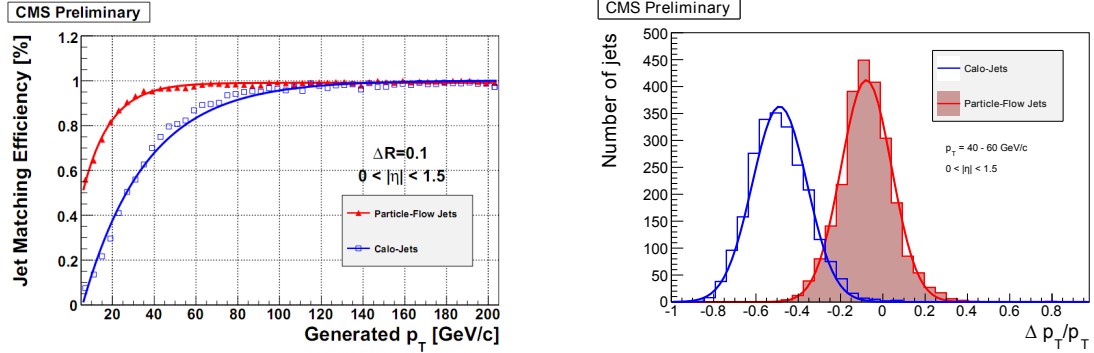
Particle Flow kann nicht nur für Jets verwendet werden, sondern auch für andere Objekte
wie Elektronen, Myonen oder fehlende transversale Energie. Dafür wird, ausgehend von
Spuren in den Myonkammern sowie den Spurdetektoren und von Kalorimetereinträgen,
eine Verknüpfung der Einträge in den einzelnen Detektorkomponenten angelegt. Diese
verknüpften Objekte werden dann mit Algorithmen untersucht, die ihnen eine eindeuti-
ge Identifikation zuweisen, also ob es sich etwa um ein Myon oder um ein Pion handelt.
Dies unterscheidet sich grundlegend von den Standard-Rekonstruktionsverfahren, bei de-
nen spezifisch nach Detektoreinträgen gesucht wird, die zu einem vorgegebenen physika-
lischen Objekt gehören könnten. Letzteres kann dazu führen, dass die selben Detektorein-
träge zwei verschiedene Objekte erzeugen: der Kalorimetereintrag eines Elektrons kann
als Jet rekonstruiert werden, was eine weitere Reinigung der Jets nötig macht.

Sind die einzelnen physikalischen Objekte über den Particle-Flow-Algorithmus rekonstru-
iert, können dieselben Jet-Algorithmen angewendet werden, die auch für Kalorimeterjets
Verwendung finden. Durch die vorherige Identifikation der Substituenten der Jets sowie
der Nutzung der zusätzlichen Information der Spurkammern kann jedoch die Auflösung
deutlich verbessert werden, wie in Abbildung 5.23 gezeigt ist. Zudem ist, wie in Abbil-
dung 5.23(b) ersichtlich ist, die Differenz zwischen realer und rekonstruierter Energie
deutlich geringer. Da hierdurch eine geringere Korrektur vorgenommen werden muss, las-
sen sich dadurch bedingte systematische Fehler einschränken.

Selektion

Es werden für Signalereignisse mindestens zwei Jets gefordert, die die in Tabelle 5.2 ange-
gebenen Bedingungen erfüllen. Gefordert wird zunächst ein großer transversaler Impuls
 $p_T > 30 \text{ GeV}$, da die Jets im Signal aus dem Zerfall des schweren Top-Quarks stammen.
Jets in der Ereignissignatur, die aus weichen Prozessen wie Gluonabstrahlungen stammen,
tragen im Allgemeinen geringere transversale Impulse (siehe Abbildung 5.24). Zudem
wird der betrachtete Pseudorapiditätsbereich, wie bei den anderen betrachteten Objekten,
auf einen zentralen Bereich $|\eta| < 2,4$ eingeschränkt. Teilchen mit größerer Pseudorapidi-
tät liegen zu nah an der Strahlachse und können vom Tracker nicht mit der bestmöglichen
Präzision rekonstruiert werden (siehe auch Abschnitt 2.2.2).

³Diese Angabe ist nur für große N gültig. Diese Bedingung ist beim CMS-Experiment jedoch erfüllt.



(a) Anteil der erfolgreichen Zuordnung zwischen Generatorjets und rekonstruierten Jets. Dies ist ein Maß für die Ortsauflösung der Jetrekonstruktion. Die Einheitenangabe % an der Ordinatenachse ist nicht korrekt und muss mit 1 ersetzt werden.

(b) Vergleich des rekonstruierten und generierten Impulses der Jets.

Abbildung 5.23: Vergleich der Auflösung von Particle-Flow-Jets und Calo-Jets. Die Studien wurden anhand eines PYTHIA-generierten Datensatzes mit QCD-Multijet-Ereignissen durchgeführt, welcher mit einem flachen \hat{p}_T -Spektrum mit $15 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 1500 \text{ GeV}$ erzeugt wurde [45].

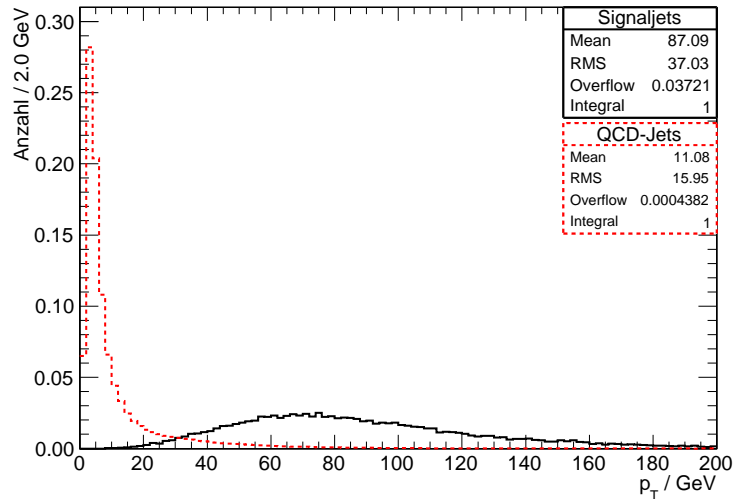


Abbildung 5.24: Impulsspektren von Jets aus den b-Quarks des Signalprozesses sowie aus QCD-Ereignissen. Die Signaljets sind deutlich zu großen Transversalimpulsen verschoben.

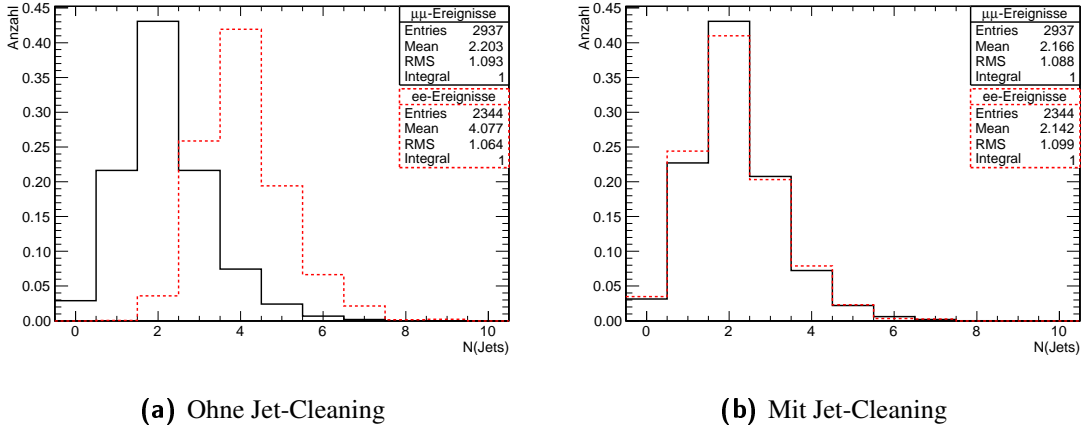


Abbildung 5.25: Anzahl der Jets aus Signalereignissen, die die Selektion ohne bzw. mit Reinigungsschritt passieren. Die Histogramme sind flächennormiert.

Bei Verwendung von Kalorimeter-Jets muss berücksichtigt werden, dass auch andere physikalische Objekte Einträge in den Kalorimetern hinterlassen, die von den jeweiligen Algorithmen dann fälschlicherweise als Jet rekonstruiert werden. Dies trifft insbesondere auf Elektronen zu. Um eine doppelte Verwendung derartiger Einträge zu verhindern, wird jeder gefundene Jet mit den rekonstruierten Elektronen verglichen. Befindet sich im Winkelabstand $\Delta R < 0,3$ eines selektierten Jets ein rekonstruiertes Elektron, welches die in Tabelle 5.6 angegebenen Qualitätsbedingungen erfüllt, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass es sich um ein Elektron handelt, was fälschlich als Jet rekonstruiert wurde. Der Jet wird dann aus der Analyse entfernt. Dieses Vorgehen der Reinigung beziehungsweise des „Cleanings“ wurde bereits bei Elektronen angewandt. Die Reinigungs-Schritte der einzelnen Objekte sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

Abbildung 5.25(a) zeigt die Multiplizität selektierter, aber noch nicht gereinigter Jets in Signalereignissen. Die Jetanzahl ist getrennt für Ereignisse mit zwei Myonen oder zwei Elektronen im Endzustand gezeigt. Da die beiden Elektronen der Signalsignatur auch als Jet rekonstruiert werden, ist die Verteilung der Zwei-Elektron-Ereignisse um zwei Jets zu größeren Werten verschoben. Dieser Effekt kann durch Anwendung der Reinigung gegen Elektronen beseitigt werden, wie aus Abbildung 5.25(b) ersichtlich wird.

Jet-Energie-Korrektur

Die im Detektor gemessene Energie entspricht im Allgemeinen nur einem Bruchteil der Energie des ursprünglichen Partons. Sowohl Detektoreffekte, wie unterschiedliche Effizienz der Kalorimeter, als auch physikalische Effekte verhindern die Messung der vollen Jetenergie. Insbesondere werden niederenergetische Teilchen im Magnetfeld stark abgelenkt, so dass sie nicht mehr im Bereich des Jets rekonstruiert oder sogar im Magnetfeld gefangen werden. Um diese Effekte zu korrigieren und aus der gemessenen Energie auf die Energie des ursprünglichen Jets oder Partons zurückzuschließen, werden Korrekturen auf die Jets angewandt.

Die Jet-Korrekturen werden in mehreren Schritten in festgelegter Reihenfolge durchgeführt (siehe Abbildung 5.26). Die ersten drei Schritte sind obligatorisch und müssen für jede Analyse angewandt werden [33]. Die korrigierte Energie nach diesen Schritten kann

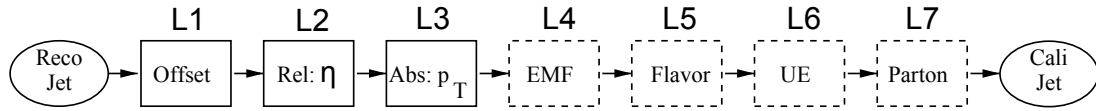


Abbildung 5.26: Die einzelnen Schritte der Jet-Energie-Korrektur im CMS-Experiment. Die Schritte L1 bis L3 sind obligatorisch, L4 bis L7 können optional angewandt werden. Bearbeitet, Original aus [33].

gemäß

$$E_{Jet}^{korrigiert} = (E_{Kalo} - E_{Offset}) \cdot C(rel.\eta) \cdot C(abs.p_T) \quad (5.23)$$

angegeben werden. Der erste Schritt korrigiert einen absoluten Offset, der unter anderem aus Detektorrauschen stammt. Im zweiten Schritt wird die unterschiedliche Detektorantwort in verschiedenen η -Bereichen korrigiert, um eine gleichmäßige Jetenergie unabhängig von der Pseudorapidität zu erzielen. Die so bestimmte Energie wird dann im dritten Schritt p_T -abhängig hochskaliert, um möglichst gut den p_T -Wert des ursprünglichen Partons zu beschreiben.

Die weiteren Korrekturschritte sind optional und können je nach Bedarf der Analyse angewandt werden. Sie korrigieren die Jetenergie abhängig vom Anteil der elektromagnetischen Energie in den Kalorimetern (EMF) sowie vom Flavor des vermuteten Ausgangspartons. Im Schritt UE wird versucht, Energie aus anderen Wechselwirkungen der selben Kollision zu bereinigen. Diese optionalen Korrekturen werden in dieser Analyse nicht angewandt, nur die Korrekturschritte 1 bis 3 finden Anwendung.

Die verwendeten Energiekorrekturen basieren auf den Erkenntnissen aus Monte-Carlo-Studien. Seit Inbetriebnahme des CMS-Detektors werden jedoch auch Studien durchgeführt, mit denen die Korrekturfaktoren direkt aus Daten gewonnen werden sollen. So werden etwa Dijet-Ereignisse oder Ereignisse mit Jets und Photonen betrachtet [46], aus denen die Korrekturfaktoren bestimmt werden können. Diese Ergebnisse finden in dieser Analyse noch keine Berücksichtigung, sind jedoch von großer Bedeutung, da die Unsicherheit der Jet-Energie-Korrektur als systematische Unsicherheit in einen Großteil der CMS-Analysen eingeht.

Abbildung 5.27(a) zeigt die Impulsauflösung von Jets, also die relative Abweichung zwischen Transversalimpuls des Generatorpartons und des rekonstruierten Jets. Es wird deutlich, dass neben der absoluten Jet-Energie-Skala auch die Qualität der Energierekonstruktion einzelner Jets deutlich schwankt. Der *RMS* der Verteilung zeigt Schwankungen von etwa 20% in der Jet- p_T -Rekonstruktion. Jets eignen sich daher deutlich schlechter zur Selektion als Leptonen, deren Auflösung wie in Abbildung 5.27(b) gezeigt eine bis zwei Größenordnungen besser ist.

b-Tagging

Beide Jets in der Signalsignatur stammen aus b-Quarks. Als weiteres Kriterium zur Selektion der richtigen Jets bietet sich daher das so genannte *b-Tagging* an, entsprechend einer Wahrscheinlichkeitsaussage darüber, ob der betrachtete Jet aus einem Bottom-Quark stammt oder nicht. Die für das CMS-Experiment verwendete Software CMSSW bietet eine Vielzahl von Algorithmen für diesen Zweck [47]. Die Algorithmen betrachten un-

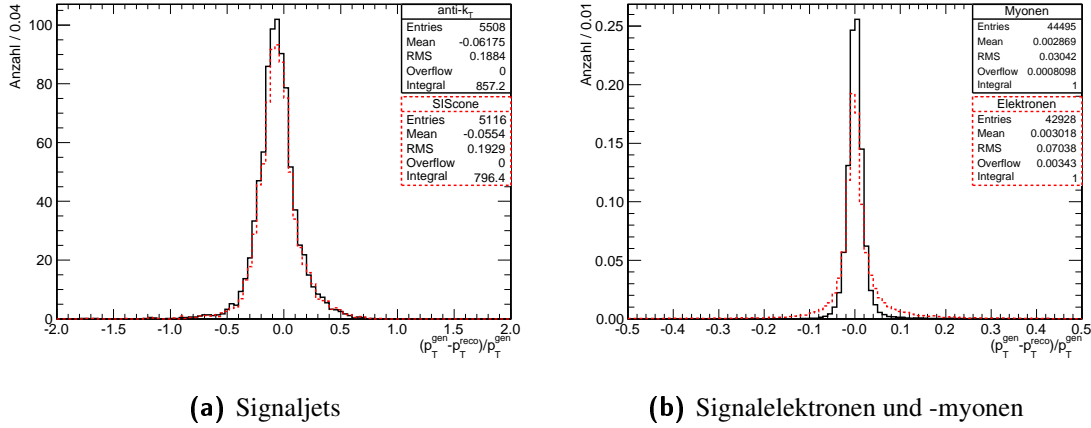


Abbildung 5.27: Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem transversalem Impuls für Signaljets, -elektronen und -myonen, normiert auf den jeweiligen Generatorimpuls. Es werden keine Selektionsanforderungen gestellt. Elektronen und Myonen lassen sich deutlich genauer rekonstruieren als Jets.

terschiedliche Eigenschaften der Jets, wie beispielsweise den „Impact Parameter“⁴ der einzelnen Tracks oder das Vorliegen von weichen Leptonen mit großem transversalem Impuls zur Jet-Achse. Für frühe Analysen sollte auf die Anwendung derartiger Algorithmen jedoch möglichst verzichtet werden, da noch keine ausreichende Kalibration der Methoden mit echten Daten vorgenommen werden konnte. Die so entstehenden Unsicherheiten müssten als Systematiken in die Ergebnisse übernommen werden und können den Gesamtfehler leicht dominieren (siehe Abschnitt 5.6). Für spätere Analysen, die die bis dahin gesammelten Erfahrungen der CMS-Arbeitsgruppe zum b-Tagging nutzen können, ist die Verwendung der Algorithmen jedoch ratsam. Erste Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit der verschiedenen b-Tag-Algorithmen im CMS-Experiment bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ sind in [48] veröffentlicht worden.

5.3.4 Fehlende Transversale Energie

Als fehlende transversale Energie \cancel{E}_T („missing transverse energy“, MET) wird die negative vektorielle Summe aller rekonstruierten Teilchen im Detektor bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Energie, die von Neutrinos getragen wird und daher den Detektor undetektiert verlässt. Aufgrund der Abhängigkeit von der vorherigen Rekonstruktion aller anderen Objekte im Detektor ist diese Größe mit besonders großen Fehlern behaftet. Insbesondere muss auch \cancel{E}_T gemäß der Jet-Energie-Skala korrigiert werden.

Abbildung 5.28(a) zeigt die Auswirkung der Korrektur der fehlenden transversalen Korrektur. Gezeigt ist das korrigierte sowie unkorrigierte \cancel{E}_T in Signalprozessen: Die Korrektur vergrößert den \cancel{E}_T -Wert im Mittel um etwa 13 GeV. Abbildung 5.28(b) vergleicht die fehlende transversale Energie von dimyonischen Signalprozessen mit einer ähnlichen Größe, die sich aus den Signalmyonen bestimmen lässt. Dazu wird die Summe der Signalmyon-Viererimpulse und davon der Transversalimpuls gebildet. Da \cancel{E}_T bis auf Detektoreffekte

⁴Als Impact Parameter bezeichnet man den kleinsten Abstand eines Tracks zum rekonstruierten Primärvertex.

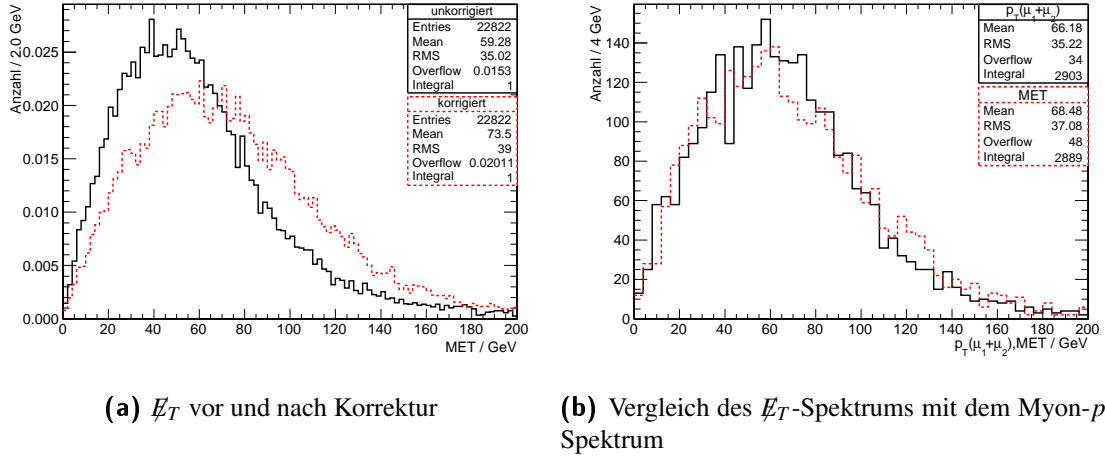


Abbildung 5.28: Untersuchung der fehlenden transversalen Energie. In Abbildung 5.28(a) ist die Auswirkung der \cancel{E}_T -Korrektur zu sehen. Abbildung 5.28(b) zeigt das \cancel{E}_T -Spektrum im Vergleich mit dem kinematisch äquivalenten Spektrum des transversalen Impulses der Summe der beiden selektierten Myonen in dimyonischen $t\bar{t}$ -Prozessen.

dieselbe Größe für die Neutrinos darstellt, ist diese Größe (abgesehen von der unterschiedlichen Masse von Myonen und Neutrinos) kinematisch äquivalent. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der beiden Größen, was darauf schließen lässt, dass der Einfluss der Detektoreffekte gering ist. Sollen dileptonische Selektionen mit Likelihood-Verfahren durchgeführt werden, kann das Myonspektrum aus Daten herangezogen werden, anstatt auf das Monte-Carlo-Neutrinospektrum zurückzugreifen.

5.4 Selektion der Signalereignisse

Die selektierten physikalischen Objekte, also Elektronen, Myonen, Jets sowie die rekonstruierte fehlende transversale Energie dienen als Eingangsvariablen für die Selektion der Ereignisse, die als Signal betrachtet werden. Als Signal werden solche Ereignisse eingestuft, die in ihrer Signatur der dileptonischen Signatur aus Abbildung 5.1 möglichst nahe kommen. Folgende Größen werden dazu herangezogen:

- Trigger
- Anzahl der selektierten Leptonen (e und μ)
- Anzahl der selektierten Jets
- Ladung der führenden selektierten Leptonen
- Fehlende transversale Energie
- Invariante Masse der führenden selektierten Leptonen

Die Motivation und Anwendung dieser Schnitte wird im Folgenden beschrieben.

5.4.1 Trigger

Der erste Selektionsschritt besteht in der Auswahl von geeigneten Triggerpfaden. Da nur getriggerte Ereignisse aufgezeichnet werden (siehe auch Abschnitt 2.2.5), ist dies für jede Analyse obligatorisch. Für die Selektion dileptonischer $t\bar{t}$ -Ereignisse bietet sich an, auf das Vorliegen von hochenergetischen Leptonen zu triggern. Da die Signalleptonen sowohl in Form von Elektronen, als auch als Myonen vorliegen können, müssen mindestens zwei Trigger verwendet werden. Da für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes die Triggereffizienzen berücksichtigt und zurückgerechnet werden müssen, ist es ratsam, möglichst wenige und disjunkte Triggerpfade zu verwenden, um Korrelationen zu vermeiden.

Es wird die Triggertabelle HLT8E29 der Softwareversion CMSSW 3_1_X verwendet. Die verschiedenen Triggertabellen sind auf unterschiedliche Szenarios ausgelegt und berücksichtigen Unsicherheiten etwa in der Position des Primärvertex („Vertex-Smearing“), in der Detektorausrichtung („Alignment“) sowie luminositätsabhängige Einflüsse wie die Anzahl an Underlying Events. Der im Namen der Triggertabelle angegebene Zahlenwert bezieht sich auf die instantane Luminosität von $L = 8 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, für welche die einzelnen Trigger in der Tabelle optimiert werden. Dieser Luminositätswert wird für eine frühe Datennahme erwartet.

Ereignisse, in denen ein Myon auftritt und die daher potentielle dileptonische Top-Quark-Zerfälle sind, werden über den Triggerpfad HLT_Mu9 getriggert. Wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben wurde, dienen Level-1-Trigger als Ausgangswert für die High-Level-Trigger. Für den HLT_Mu9 ist dies der Level-1-Pfad L1_SingleMu7, der ein auf Level-1-Niveau gut rekonstruiertes Myon mit $p_T > 7 \text{ GeV}$ verlangt. Der High-Level-Trigger rekonstruiert ausgehend von den so gefundenen Myonen die HLT-Myonen. HLT_Mu9 verlangt mindestens ein Myon mit $p_T > 9 \text{ GeV}$, welches sowohl in den Spurdetektoren als auch im Myonsystem rekonstruiert wurde. Der auf die xy -Ebene projizierte Abstand zwischen Myonspur und dem Beamspot⁵ darf höchstens 2 cm betragen.

Als Elektrontrigger wird der Triggerpfad HLT_Ele15_LW_L1R verwendet. Dieser basiert auf Level-1-Objekten des Pfades L1_SingleEG8, welcher ein elektromagnetisches Objekt mit transversaler Energie $E_T > 8 \text{ GeV}$ verlangt. Ausgehend von diesen Kalorimetereinträgen verlangt der HLT-Pfad für den Supercluster eine Energie $E_T > 5 \text{ GeV}$ sowie $H/E < 0,2$. Die Suche nach einer passenden Elektronspur im Pixeldetektor wird in einem relativ großen Raumwinkelbereich („Large Window“, LW) durchgeführt. Das so rekonstruierte HLT-Elektron muss eine transversale Energie von mindestens 15 GeV tragen, damit der Trigger ausgelöst wird.

In Tabelle 5.7 sind die Auslöseraten der beiden verwendeten Trigger aufgezeigt. Die Zahlenwerte beziehen sich auf eine instantane Luminosität von $L = 8 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Trotz der höheren Impulsschwelle des Elektrontriggers ist die Auslöserate um etwa einen Faktor fünf größer als für den Myontrigger. Dies liegt an der schwierigen Elektronrekonstruktion (siehe Abschnitt 5.3), die auf HLT-Niveau weiteren Einschränkungen unterliegt. Der Elektrontrigger wird daher häufig auch durch Photonen oder Jets ausgelöst.

Da die Rekonstruktion der Objekte auf Triggerniveau aufgrund von Einschränkungen des Rechenaufwandes schlechter ist als die vollständige Rekonstruktion, werden die Impulsschwellenwerte der Triggerselektion deutlich niedriger angesetzt, als von den Schnitten in der späteren Rekonstruktion gefordert ($p_T(\mu, e) > 20 \text{ GeV}$, siehe Abschnitt 5.3). Die so

⁵Der Beamspot ist definiert als nomineller Kollisionspunkt der beiden Strahlen im CMS-Detektor.

Tabelle 5.7: Auslöseraten der verwendeten Level-1- und High-Level-Trigger der HLT8E29-Triggertabelle [49].

	Myonen	Elektronen
HLT-Pfad	HLT_Mu9	HLT_Ele15_LW_L1R
Rate / Hz	$0,95 \pm 0,08$	$5,09 \pm 0,18$
L1-Pfad	L1_SingleMu7	L1_SingleEG8
Rate / Hz	$9,27 \pm 0,24$	$78,60 \pm 0,69$

entstehende Toleranz verringert den Einfluss von Fehlrekonstruktionen des Triggers auf die spätere Analyse.

Abbildung 5.29 zeigt die Multiplizitäten der selektierten physikalischen Objekte nach der Vorselektion durch die oben genannten Trigger. Die Daten sind wie erwartet deutlich von QCD-Ereignissen dominiert. Die Signaleffizienz sowie das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nach dem Trigger, das heißt vor der eigentlichen Selektion, beträgt:

$$\varepsilon = 97,0\% \quad (5.24)$$

$$\frac{S}{B} = 7,48 \cdot 10^{-6} \quad (5.25)$$

Die Signaleffizienz ist mit 97 % sehr groß. Durch die Anwesenheit zweier Leptonen, die potentiell den Trigger auslösen können, liegt die Signaleffizienz $\varepsilon_{Trigger}$ deutlich höher als die Triggereffizienz⁶ $\tilde{\varepsilon}$ des jeweiligen Triggers T_1 und T_2 :

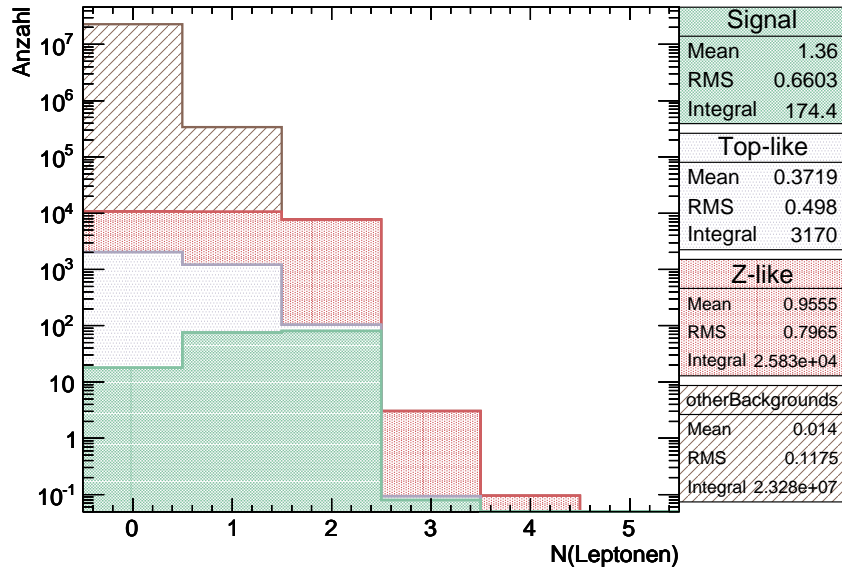
$$\varepsilon_{Trigger} = \tilde{\varepsilon}_{T_1} + \tilde{\varepsilon}_{T_2} - \tilde{\varepsilon}_{T_1} \tilde{\varepsilon}_{T_2}. \quad (5.26)$$

Die Triggereffizienzen werden für die Analyse der CMS-Daten direkt aus den Daten bestimmt. Dazu können beispielsweise Ereignisse untersucht werden, die von einem von Myonen unabhängigen Trigger aufgenommen wurden. Die in diesen Daten mit vollständiger Rekonstruktion gefunden Leptonen können darauf untersucht werden, ob sie den Level-1- beziehungsweise High-Level-Trigger ausgelöst haben. Abbildung 5.30 zeigt die über diese Methode gemessenen Triggereffizienzen des HLT_Mu9-Triggers anhand der ersten aufgenommenen Daten des CMS-Detektors. Da sie mit 7 TeV Schwerpunktsenergie erzeugt wurden, sind sie für die Analyse bei $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ nicht verwendbar und dienen hier nur der Anschauung. Gezeigt ist links die Rekonstruktionseffizienz des HLT bezogen auf rekonstruierte Objekte, in der Mitte Analoges für den Level-1-Trigger, und rechts die Effizienz des HL-Triggers bezogen auf Level-1-Objekte. Insgesamt zeigt sich eine gute Effizienz im Bereich von etwa 90 %.

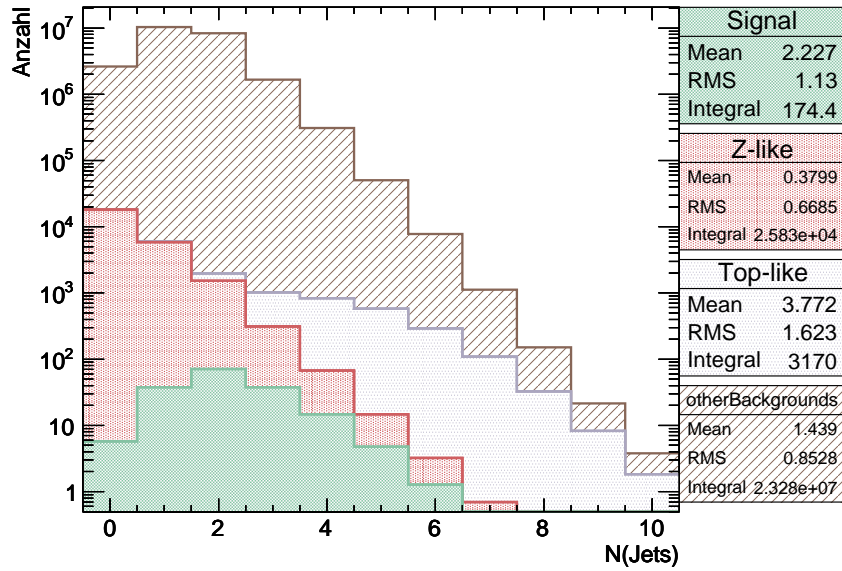
5.4.2 Anzahl der selektierten Leptonen

Aus Abbildung 5.29(a) ist ersichtlich, dass der Großteil der Untergründe weniger als zwei selektierte Leptonen aufweist. Dies trifft insbesondere auf die Untergründe ohne Z-Bosonen zu, bei denen mindestens ein Fake-Lepton auftreten muss. Es werden alle Ereignisse mit weniger als zwei selektierten Leptonen verworfen.

⁶Als Triggereffizienz wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, mit der der Trigger bei Vorliegen des jeweils verlangten physikalischen Objektes auslöst.



(a) Leptonmultiplizität



(b) Jetmultiplizität

Abbildung 5.29: Multiplizitäten der selektierten Leptonen und Jets nach Anwendung der Triggerselektion. Die Histogramme sind auf die Anzahl Ereignisse in 10pb^{-1} normiert.

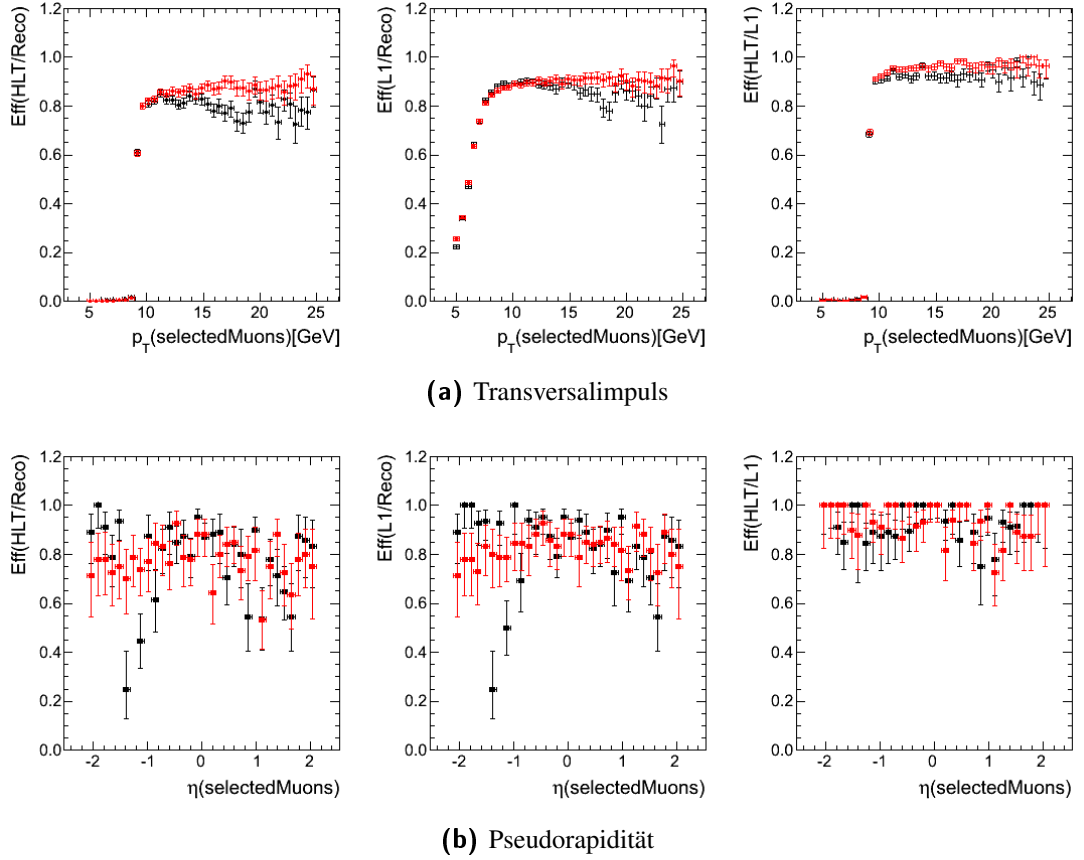


Abbildung 5.30: Gemessene Effizienz des Triggers HLT_Mu9 in 7TeV-Daten. Gezeigt ist sowohl die Gesamteffizienz des Triggerpfades (links), als auch die einzelnen Effizienzen des Level-1- (mitte) und High-Level-Triggers (rechts). Die roten Punkte markieren die Vorhersagen aus Monte-Carlo-Studien, in schwarz sind echte Daten eingetragen. Die geringe Statistik lässt Messungen in Bereichen höherer Transversalimpulse momentan nicht zu [50].

Die Jetmultiplizität der verbleibenden Ereignisse nach diesem Schnitt ist in Abbildung 5.31 gezeigt. Der Vergleich mit Abbildung 5.29(b) zeigt den deutlichen Rückgang der Fake-Lepton-Untergründe:

$$\frac{S}{B} = 1,04 \% . \quad (5.27)$$

Die Anwendung des Schnittes verbessert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um mehr als drei Größenordnungen. Der Wert der Signaleffizienz

$$\varepsilon = 44,8 \% \quad (5.28)$$

verringert sich gleichzeitig nur um einen Faktor 2.

5.4.3 Anzahl der selektierten Jets

Entsprechend der Signalsignatur wird im nächsten Schritt ein Schnitt auf die Anzahl der selektierten Jets im Ereignis durchgeführt. Abbildung 5.31 zeigt, dass die Bins mit keinem oder einem Jet deutlich von Ereignissen mit Z-Bosonen dominiert sind. In diesen müssen

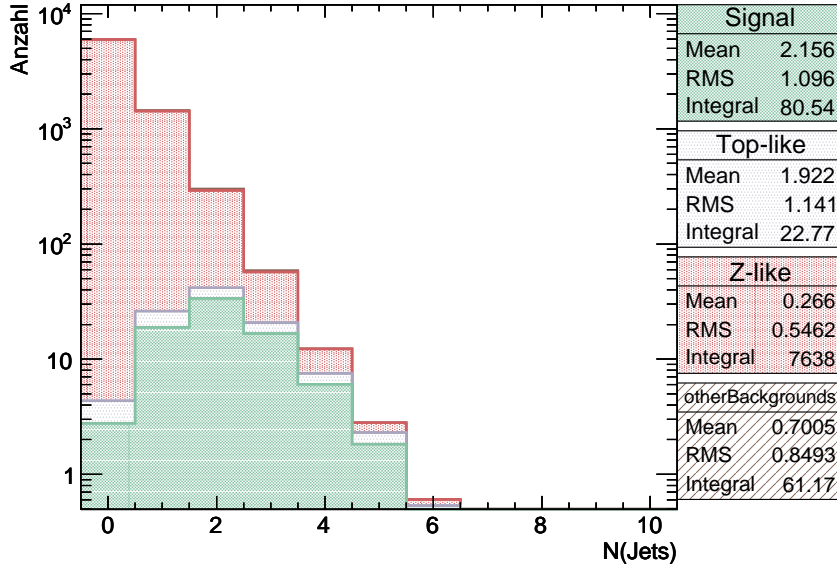


Abbildung 5.31: Jetmultiplizität nach Anwendung des Schnittes auf die Leptonenanzahl.

über zusätzliche Prozesse wie Gluonabstrahlungen Jets entstehen, so dass der Großteil dieses Untergrundes mit einem Schnitt auf mindestens zwei selektierte Jets verworfen werden kann.

Insbesondere durch Unterdrückung des Z-Untergrundes verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich, bei geringer Auswirkung auf die Signaleffizienz:

$$\varepsilon = 32,8\% \quad (5.29)$$

$$\frac{S}{B} = 18,6\% . \quad (5.30)$$

Allein durch Anwendung der Schnitte auf die Anzahl der Leptonen und die Anzahl der Jets kann der Untergrund also um mehr als vier Größenordnungen unterdrückt werden. Dies macht erneut den großen Vorteil des dileptonischen Zerfallskanals mit seiner klaren Signatur deutlich. Die weiteren angewandten Qualitätsschnitte können eine weitere Verbesserung erreichen, jedoch sind die wichtigsten Schnitte an dieser Stelle durchgeführt.

5.4.4 Ladung der führenden selektierten Leptonen

Von Fake-Leptonen wird erwartet, dass ihr Ladungsvorzeichen zufällig bestimmt wird. Im Falle zweier gefälschter Leptonen wird daher nur in der Hälfte der Fälle unterschiedliche Ladung beider Leptonen erwartet. Bei einem primären Lepton, welches durch ein Fake Lepton ergänzt wird, kann ebenfalls eine nur geringe Korrelation zwischen den Ladungsvorzeichen erwartet werden. Die Signalleptonen in dileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfällen haben immer entgegengesetzte Ladungen (siehe Abschnitt 5.1). Gleiche Ladung tritt hier nur auf, wenn ein falsches Lepton zur Rekonstruktion ausgewählt wird. Dies geschieht, wenn das Lepton eine bessere relative Isolation R_T trägt als das Signallepton.

In Abbildung 5.32 ist die Summe der Ladungen der beiden R_T -führenden Leptonen in den Ereignissen aufgetragen, die die vorherigen Selektionsschritte passieren. Die Bins

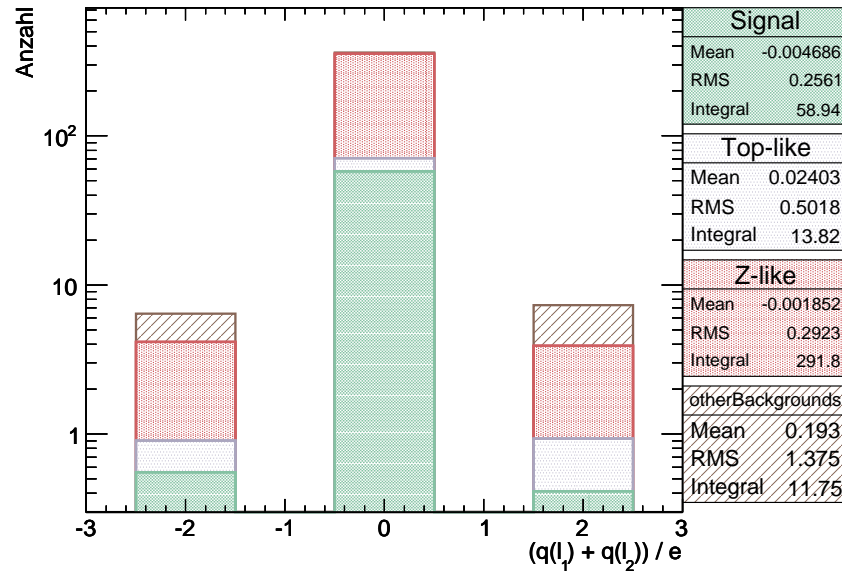


Abbildung 5.32: Summe der Ladungen der beiden führenden Leptonen in Einheiten der Elementarladung. Das Histogramm zeigt Ereignisse nach Durchführung der Selektionsschnitte auf Lepton- und Jetmultiplizität.

mit gleicher Ladung beider Leptonen sind von Untergrund dominiert, derartige Ereignisse werden daher verworfen.

Es ist zu beachten, dass die vorherigen Selektionsschritte den QCD-Untergrund bereits so weit reduziert haben, dass die Monte-Carlo-Produktionen nicht mehr für statistisch sinnvolle Aussagen ausreichen. In allen verwendeten QCD-Datensätzen (siehe Anhang A) zusammen beträgt die Anzahl der simulierten Ereignisse, die die Selektionsschritte Trigger, Lepton- und Jetmultiplizität passieren, weniger als Zehn. Die Zahlenwerte werden weiterhin in den Histogrammen sowie den angegebenen Signal-zu-Untergrund-Verhältnissen berücksichtigt, müssen jedoch mit entsprechend großen Fehlern verstanden werden. Zur Abschätzung des QCD-Untergrundes ist zwingend eine datengetriebene Methode anzuwenden, die in Kapitel 6 beschrieben wird.

Der Schnitt auf die Leptonladung ändert die Signaleffizienz auf einen Wert

$$\varepsilon = 32,3\%, \quad (5.31)$$

die Auswirkungen dieses Schnittes auf die Signalereignisse ist also zu vernachlässigen. Seine Anwendung bringt jedoch Vorteile in der weiteren Analyse der selektierten Daten. Soll etwa die Kinematik des Ereignisses rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 5.5), so ist es wichtig, dass die richtigen Leptonen als Signalleptonen identifiziert werden. Der Anteil der Falschzuweisungen wird durch Abgleich der Ladung auf etwa die Hälfte verringert.

Der Untergrundbeitrag

$$\frac{S}{B} = 19,0\% \quad (5.32)$$

wird durch Anwendung des Ladungsschnittes nur geringfügig verringert, da der dominierende Z-Untergrund ebenfalls zwei Leptonen unterschiedlicher Ladung erzeugt.

Tabelle 5.8: Anzahl der in 10pb^{-1} erwarteten Signal- und Z-Ereignisse nach Anwendung der Selektionsschritte aus den Abschnitten 5.4.1 bis 5.4.4. Das angegebene Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beinhaltet auch die anderen Untergründe.

Subkanal	Signalereignisse	Z-Ereignisse	$\frac{S}{B}$
$\mu\mu$	16,5	156,5	0,103
ee	12,5	128,1	0,093
$e\mu$	28,9	1,0	3,230

Tabelle 5.9: Anzahl der in 10pb^{-1} erwarteten Signal- und Z-Ereignisse nach Anwendung der Selektionsschritte aus den Abschnitten 5.4.1 bis 5.4.4 und zusätzlicher \cancel{E}_T -Anforderung. Das angegebene Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beinhaltet auch die anderen Untergründe.

Subkanal	Signalereignisse	Z-Ereignisse	$\frac{S}{B}$
$\mu\mu$	13,5	29,5	0,414
ee	10,1	22,1	0,403
$e\mu$	28,9	1,0	3,230

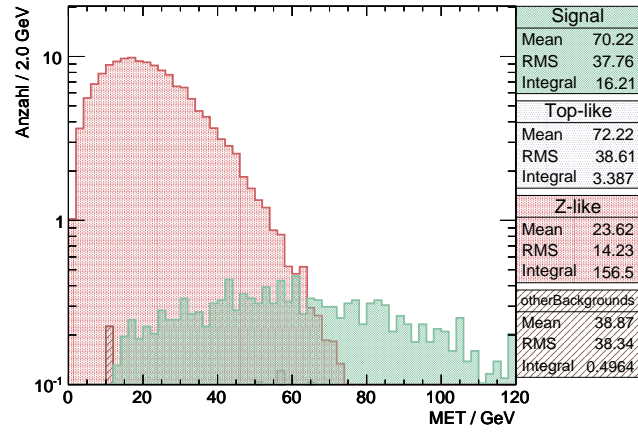
5.4.5 Z-Veto

Nach Anwendung der vorherigen Schnitte bilden Z-Ereignisse den dominierenden Untergrund in den ee- und $\mu\mu$ -Subkanälen. Der $e\mu$ -Kanal wird kaum von Z-Ereignissen beeinflusst (siehe Abbildung 5.33). Die Anzahl der selektierten Ereignisse der Signal- und Z-Datensätze sowie das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der einzelnen Subkanäle nach Anwendung der Trigger-, Leptonen-, Jet- und Ladungsselektion sind in Tabelle 5.8 angegeben.

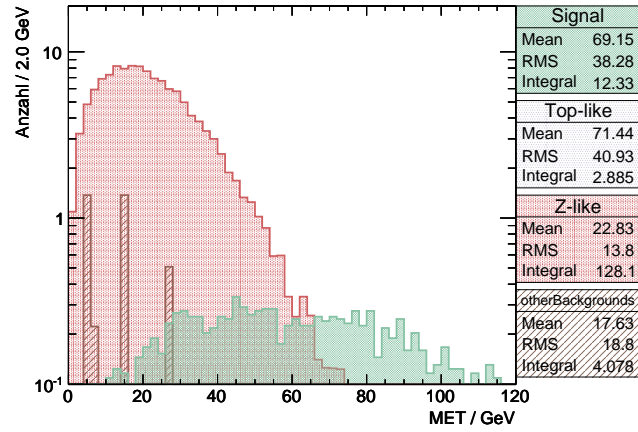
Die in Abbildung 5.33 gezeigte Verteilung der fehlenden transversalen Energie zeigt für Signalereignisse keine Unterschiede in den einzelnen Subkanälen. Der $e\mu$ -Kanal enthält kombinatorisch bedingt die doppelte Anzahl Ereignisse wie die Kanäle mit gleichem Flavor der beiden Leptonen. Dies hat jedoch keinen Einfluss auf die Form des \cancel{E}_T -Spektrums. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im $e\mu$ -Kanal ist mit einem Wert von 3,2 bereits sehr gut. Ein Schnitt auf \cancel{E}_T bringt in diesem Kanal keine Vorteile. In den ee- und $\mu\mu$ -Kanälen wird eine fehlende transversale Energie $\cancel{E}_T > 35\text{GeV}$ gefordert. Ereignisse in diesen Subkanälen, die diese Bedingung nicht erfüllen, werden verworfen.

Zur effektiven Separation des Z-Untergrundes ist auch ein härterer Schnitt denkbar. Aufgrund der relativ flachen Verteilung der Signalereignisse werden dadurch jedoch zu viele Signalereignisse verworfen. Tabelle 5.9 zeigt analoge Zahlen zur Tabelle 5.8 nach Anwendung des \cancel{E}_T -Schnittes. Durch Anwendung des \cancel{E}_T -Schnittes kann demnach eine Verbesserung des S/B -Verhältnisses in den ee- und $\mu\mu$ -Kanälen um etwa einen Faktor vier erzielt werden.

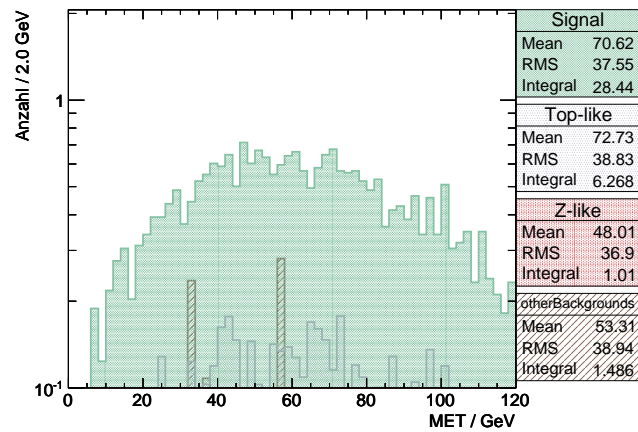
Zur weiteren Unterdrückung des Z-Untergrundes werden die Spektren der invarianten Masse der beiden selektierten Leptonen betrachtet. In Abbildung 5.34 sind diese für die einzelnen Subkanäle histogrammiert. Die Untergründe mit Z-Bosonen bilden einen deutlichen Peak um $m_Z = 91\text{GeV}$. Die anderen Prozesse, bei denen die Leptonen nicht aus dem Zerfall des selben Teilchens stammen, bilden eine flache Verteilung. Durch einen



(a) Dimyon-Ereignisse

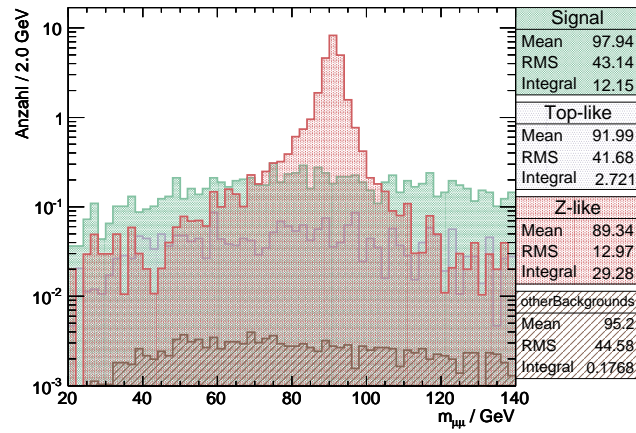


(b) Dielektron-Ereignisse

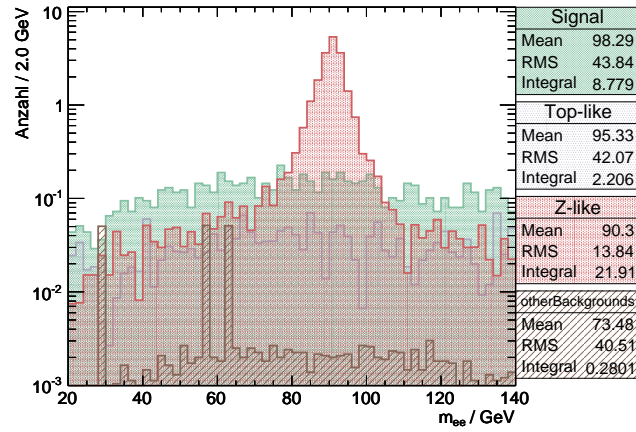


(c) Elektron-Myon-Ereignisse

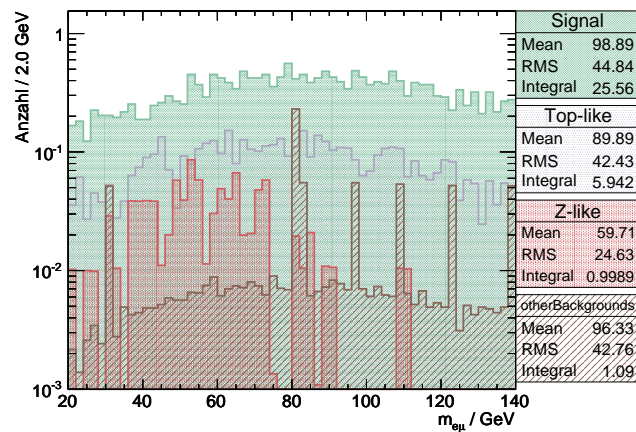
Abbildung 5.33: Spektrum der korrigierten \cancel{E}_T in den drei verschiedenen Subkanälen nach Anwendung aller vorherigen Selektionsschritte. Die Histogramme sind auf 10pb^{-1} normiert und hintereinander dargestellt.



(a) Dimuon-Ereignisse



(b) Dielektron-Ereignisse



(c) Elektron-Myon-Ereignisse

Abbildung 5.34: Invariante-Masse-Spektrum der drei verschiedenen Subkanäle nach Anwendung aller vorherigen Selektionsschritte.

Tabelle 5.10: Anzahl der in 10pb^{-1} erwarteten Signal- und Z-Ereignisse nach Anwendung sämtlicher Selektionsschritte. Das angegebene Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beinhaltet auch die anderen Untergründe.

Subkanal	Signalereignisse	Z-Ereignisse	$\frac{S}{B}$
$\mu\mu$	10,4	3,6	1,767
ee	7,8	2,3	1,682
$e\mu$	28,9	1,0	3,230

Tabelle 5.11: Zusammenfassung: Signaleffizienz und S/B -Verhältnis nach Anwendung der jeweiligen Selektionsschritte. Die Zahlenwerte beschreiben die Gesamtheit aller betrachteten Subkanäle.

Selektionsschritt	Signaleffizienz ε	$\frac{S}{B}$
Trigger	0,970	$7,48 \cdot 10^{-6}$
mind. zwei Leptonen	0,448	$1,04 \cdot 10^{-2}$
mind. zwei Jets	0,328	0,186
versch. Leptonladung	0,323	0,190
Z-Veto	0,262	2,420

Vetoschnitt auf Ereignisse, bei denen die invariante Masse der Leptonen in der Nähe der Z-Masse liegt, kann somit der Z-Untergrund weiter verringert werden.

In den Subkanälen mit gleichem Leptonflavor werden alle Ereignisse verworfen, deren invariante Leptonmasse innerhalb des Intervalls $76\text{GeV} < m_{\ell\ell} < 106\text{GeV}$ liegt. Die Breite dieses Intervalls entspricht mit 15GeV der sechsfachen Zerfallsbreite des Z-Bosons (siehe Gleichung (5.6)) und ist so gewählt, dass der von Z-Ereignissen dominierte Bereich entfernt wird (siehe Abbildungen 5.34(a) und (b)). Die Zahlenwerte der einzelnen Subkanäle nach Anwendung dieses Schnittes sind in Tabelle 5.10 zusammengefasst. Durch Anwendung des Z-Vetos erreichen die ee- und $\mu\mu$ -Subkanäle Selektionsqualitäten in der selben Größenordnung wie der $e\mu$ -Kanal. Für Untersuchungen, die besonders sensibel auf Untergründe sind und mit der halben Statistik auskommen, können die ee- und $\mu\mu$ -Subkanäle verworfen werden.

Die bestimmten Effizienzen und Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse nach den einzelnen Selektionsschritten sind in Tabelle 5.11 zusammengetragen. Die Zahlenwerte beschreiben dabei immer die Gesamtheit aller Subkanäle. Für die gesamte dileptonische Selektion ergibt sich eine Signaleffizienz von

$$\varepsilon = 26,2\% \quad (5.33)$$

bei einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von

$$\frac{S}{B} = 2,420. \quad (5.34)$$

Tabelle 5.12 gibt die Anzahl der selektierten Ereignisse nach den einzelnen Selektionsschritten an, aufgeschlüsselt für die verwendeten Datensätze. Der dominante Untergrund

Tabelle 5.12: Anzahl der selektierten Ereignisse in 10pb^{-1} nach Anwendung des jeweils angegebenen Selektionsschrittes auf Simulationen bei $\sqrt{s} = 10\text{TeV}$. Die Abkürzung STop bezeichnet die Single-Top-Ereignisse. Bei den QCD-Datensätzen EMenriched und BCtoE sind die Zahlen der Subdatensätze zusammengefasst. Auf eine Angabe der statistischen Fehler auf die Werte wird zur Wahrung der Übersichtlichkeit verzichtet. Sie sind für den Gesamtfehler der Selektion nur von untergeordneter Rolle.

	Signal					
	179,7					
Trigger	174,4					
2 Leptonen	80,5					
2 Jets	58,9					
Ladung	58,0					
Z-Veto	47,1					
Top-Quark-Untergründe						
	andere t \bar{t}	S \bar{t} Top s	S \bar{t} Top t	S \bar{t} Top tW		
	3670,3	16,2	421,7	290,0		
Trigger	2674,8	11,1	287,3	196,9		
2 Leptonen	14,7	0,0	0,2	7,9		
2 Jets	10,8	0,0	0,1	2,9		
Ladung	10,1	0,0	0,1	2,8		
Z-Veto	8,2	0,0	0,0	2,3		
Z-Untergründe						
	ZZ	WZ	Z \rightarrow ee	Z \rightarrow $\mu\mu$	Z \rightarrow $\tau\tau$	
	105,0	320,0	19440,0	19440,0	19440,0	
Trigger	38,0	128,6	10869,7	11365,8	3426,8	
2 Leptonen	5,9	9,8	3266,6	4318,1	37,7	
2 Jets	2,2	2,9	131,5	153,5	1,8	
Ladung	2,1	2,7	125,7	153,4	1,7	
Z-Veto	0,1	0,2	2,1	3,4	1,2	
andere Untergründe						
	WW	W \rightarrow e ν	W \rightarrow $\mu\nu$	QCD: μ	EM enr.	BCtoE
	740,0	105288,0	98582,7	1466717,1	6442450,9	4295483,6
Trigger	338,6	85943,0	71604,6	1143100,0	5575397,2	1392580,4
2 Leptonen	14,1	8,3	8,5	4,2	24,0	2,1
2 Jets	1,1	0,7	0,6	0,9	7,8	0,7
Ladung	1,0	0,5	0,5	0,7	3,1	0,2
Z-Veto	0,8	0,2	0,5	0,4	0,0	0,0

nach Anwendung aller Selektionsschritte sind demnach Top-Quark-Paare, die nicht gemäß des Signalprozesses zerfallen. Etwa 90 % dieses Untergrundes sind dileptonisch zerfallende $t\bar{t}$ -Ereignisse, in denen τ -Leptonen entstehen und die daher nicht zum Signal gezählt werden. Die übrigen 10 % sind semileptonische Top-Quark-Ereignisse mit einem zusätzlichen Fake-Lepton. Bei den Untergründen mit Top-Quarks spielt zudem der tW -Kanal der Single-Top-Produktion eine Rolle, bei dem ein t -Quark gemeinsam mit einem W -Boson entsteht (siehe Abbildung 5.2(c)). Bei leptonischem Zerfall des Top-Quarks sowie des W -Bosons unterscheidet nur der zusätzliche b -Jet im Signalprozess die Signaturen voneinander. Dieser kann jedoch leicht über QCD-Prozesse imitiert werden. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes kann b -Tagging eingesetzt werden.

Bei den Z -Untergründen spielen nur die Drell-Yan-Prozesse eine Rolle. Der Unterschied in der Anzahl der beitragenden ee - und $\mu\mu$ -Drell-Yan-Prozesse kann über die unterschiedliche Rekonstruktionseffizienz der Leptonen erklärt werden. Prozesse des Typs $Z \rightarrow \tau\tau$ werden durch die ersten Selektionsschritte gut unterdrückt. Das Z -Veto hat auf sie jedoch kaum Einfluss, da aufgrund der folgenden Tau-Zerfallskaskade die invariante Masse der entstehenden Leptonen von der Z -Masse abweicht. Zudem entstehen Neutrinos, die als \cancel{E}_T in die Signatur eingehen. Der Beitrag dieses Prozesses liegt daher in der selben Größenordnung wie jeweils die der Prozesse $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$.

Die anderen betrachteten Untergründe bilden nur einen sehr geringen Anteil der selektierten Ereignisse. Es sei an dieser Stelle erneut darauf hingewiesen, dass die Anzahl der untersuchten QCD-Datensätze keine statistisch zuverlässigen Aussagen über den Beitrag dieser Prozesse zulassen.

5.5 Anwendungen der dileptonischen Selektion

5.5.1 Bestimmung des Top-Wirkungsquerschnittes

Die dileptonische Selektion kann schon mit wenig aufgenommener Statistik dazu genutzt werden, den Top-Paar-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{t\bar{t}}$ zu bestimmen. Unter Ausnutzung der gewonnenen Erkenntnisse über die Selektion, insbesondere der Signaleffizienz (5.33) und des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses (5.34) und der daraus bestimmbaren Reinheit ρ (siehe Gleichung 5.7), kann aus der Anzahl der im Experiment selektierten Ereignisse N in $L = 10 \text{ pb}^{-1}$ auf den Wirkungsquerschnitt des Signals geschlossen werden:

$$\sigma_{Signal} = \frac{N \cdot \rho}{\epsilon \cdot L} . \quad (5.35)$$

Aus dieser Größe lässt sich bei Kenntnis der Zerfallsbreiten des t -Quarks sowie des W -Bosons der $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{t\bar{t}}$ berechnen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Top-Quark-Paar gemäß der Signalsignatur zerfällt, wird mit B_{Signal} bezeichnet und lässt sich gemäß

$$B_{Signal} = B(W \rightarrow e\nu)^2 + B(W \rightarrow \mu\nu)^2 + 2B(W \rightarrow e\nu)B(W \rightarrow \mu\nu) \quad (5.36)$$

bestimmen, wobei $B(t \rightarrow Wb) = 1$ angenommen wird (siehe Abschnitt 3.2). Der Top-Paar-Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit zu

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{\sigma_{Signal}}{B_{Signal}} = \frac{N \cdot \rho}{\epsilon \cdot L \cdot B_{Signal}} . \quad (5.37)$$

Zur Abschätzung dieses Vorgehens wird die auf 10pb^{-1} skalierte Anzahl der selektierten Ereignisse in allen simulierten Datensätzen als N definiert und mit einem entsprechenden Fehler versehen:

$$N = 66,6 \pm 8,2. \quad (5.38)$$

Unter Verwendung der Zerfallsbreiten gemäß [4],

$$B(W \rightarrow e\nu) = (10,75 \pm 0,13) \% \quad (5.39)$$

$$B(W \rightarrow \mu\nu) = (10,57 \pm 0,15) \%, \quad (5.40)$$

ergibt sich ein aus den simulierten Daten extrahierter Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\bar{t}t} = (395 \pm 49) \text{ pb}. \quad (5.41)$$

Der angegebene Fehler ist rein statistisch und wird durch den Fehler auf N dominiert. Im Verlauf der frühen Datennahme mit 10pb^{-1} lässt sich somit im dileptonischen Zerfallskanal eine Wirkungsquerschnittmessung mit einer Signifikanz

$$\frac{\sigma_{\bar{t}t}}{\delta(\sigma_{\bar{t}t})} = 8,1 \quad (5.42)$$

durchführen.

Die Abweichung des gemessenen Wirkungsquerschnittes (5.41) zu dem in der Monte-Carlo-Produktion genutzten Wert $\sigma = 385\text{GeV}$ (siehe Anhang A) erklärt sich durch die Verwendung der Zerfallsbreiten aus [4]. Diese weichen von den in PYTHIA zur Simulation verwendeten Werten ab, jedoch innerhalb des angegebenen Fehlers. Der rekonstruierte Wert ist daher mit dem angenommenen Wirkungsquerschnitt verträglich. Für Messungen mit Daten des CMS-Experimentes muss dieser Unterschied als Systematik berücksichtigt werden.

5.5.2 Andere Anwendungen

Eine effektive Selektion von dileptonischen Top-Paar-Ereignissen dient als Grundlage für eine Vielzahl weiterer Analysen, die die Eigenschaften des Top-Quarks zu bestimmen versuchen. Auch die Suche nach neuer Physik, etwa schweren Eichbosonen W' oder Z' , die in Top-Quark-Paare zerfallen können, setzt ein genaues Verständnis dieses Prozesses voraus.

Zur Bestimmung der Topmasse können mehrere Methoden herangezogen werden. Die übliche Vorgehensweise versucht, die gesamte Zerfallskinetik des dileptonischen Kanals zu rekonstruieren und die Topmasse aus der invarianten Masse der Zerfallsprodukte zu bestimmen [31]. Problematisch ist dabei die Unkenntnis der Neutrinoimpulse. Diese müssen aus den bekannten Messgrößen sowie weiteren Einschränkungen bestimmt werden. Unter Annahme eines verschwindenden Transversalimpulses des Gesamtsystems können die transversalen Komponenten der Neutrinoimpulse über die gemessenen Teilchen eingeschränkt werden. Weitere Nebenbedingungen ergeben sich über die Kinetiken der Zerfälle der W -Bosonen und t -Quarks. Unter Verwendung einiger gut erfüllter Näherungen kann die x -Komponente des Antineutrinoimpulses über die Lösung eines Polynomes vierten Grades dargestellt werden:

$$0 = \sum_{i=0}^4 c_i(m_t, p^{l\pm}, p^b, p^{\bar{b}}) p_x^i. \quad (5.43)$$

Bis auf eine maximal vierfache Ambiguität ist die Kinematik damit vollständig rekonstruierbar. Die zu bestimmenden Koeffizienten c_i hängen ausschließlich von den messbaren Vierimpulsen p^{l^\pm} , p^b und $p^{\bar{b}}$ sowie der W- und Topmasse ab. Die Auswahl der besten Lösung kann etwa durch Gewichtung mit Standardmodellvorhersagen erfolgen.

Die Zuordnung der einzelnen, nachgewiesenen Teilchen zu den Zerfallszweigen (t bzw. \bar{t}) führt weitere Ambiguitäten in die Analyse ein. Während die Zuordnung der berechneten Neutrinoimpulse zu den gemessenen Leptonen über die invariante Masse, die mit der W-Masse verträglich sein muss, geschehen kann, ist eine Zuordnung der b-Jets zum Top oder Antitop kaum möglich. Dies führt zu einer zusätzlichen zweifachen Ambiguität, die sich in nahezu allen Analysen als Fehlerquelle niederschlägt.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Topmasse im dileptonischen Zerfallskanal bietet die Untersuchung der Zerfallslänge der B-Mesonen, die aus den Top-Quark-Zerfällen entstehen [51]. Da eine größere Topmasse einen größeren Lorentz-Boost der Tochterteilchen bewirkt, wird eine Korrelation zwischen Topmasse und Zerfallslänge erwartet. Die sehr guten Spurdetektoren des CMS-Experimentes bieten über die Vermessung des Primär- und Sekundärvertex eine gute Auflösung der Zerfallslänge. Der große Vorteil dieser Methode liegt in der Unabhängigkeit von der Jet-Energie-Skala, da die Jetenergie nicht in die Analyse eingeht. Die systematischen Fehler sind daher größtenteils unabhängig von den Fehlern der kinematischen Top-Rekonstruktion. Aufgrund der schwachen Korrelation ist jedoch eine sehr große integrierte Luminosität nötig, um geringe statistische Fehler zu erhalten.

Sofern ein schweres, elektrisch neutrales Eichboson Z' existiert, so kann dieses gemäß einiger Theorien (etwa „Topcolor-assisted Technicolor“, siehe [52]) bevorzugt in Top-Quark-Paare zerfallen. Derartige Prozesse manifestieren, abhängig von den Eigenschaften des Z' , im invarianten Top-Massen-Spektrum $m_{t\bar{t}}$ eine Überhöhung. Eine effektive Ereignis Selektion dient somit auch als Grundlage für derartige Suchen nach neuer Physik. Nicht zuletzt bietet der Zerfall des Top-Quarks vor einer einsetzenden Hadronisation eine Möglichkeit zur Untersuchung der Spin-Zustände. Über eine Messung der in der Zerfallskinetik auftretenden Winkel kann auf Korrelationen der Spins des t und \bar{t} geschlossen werden. Der dileptonische $t\bar{t}$ -Zerfallskanal bietet sich hierfür an, da die Spininformation direkt an die Leptonen weitergegeben wird [53].

5.6 Systematiken

Viele Quellen systematischer Unsicherheiten, die in die Selektion eingehen, wurden an den entsprechenden Stellen dieser Analyse bereits behandelt. An dieser Stelle soll eine Übersicht über die verschiedenen Effekte sowie eine Einordnung ihrer Bedeutung gegeben werden.

Eine wichtige Quelle systematischer Unsicherheiten für alle Analysen mit dem CMS-Detektor, die Jets verwenden, ist die Jet-Energie-Skala (siehe Abschnitt 5.3.3). Da die gemessene Energie in den Kalorimetern korrigiert werden muss, kann die reale Jet-Energie von der rekonstruierten Energie abweichen. In [54] werden die Ursachen der Unsicherheiten beschrieben und anhand erster aufgenommenen Daten des CMS-Detektors bei 7 TeV Schwerpunktsenergie untersucht. Für frühe Analysen wird die Annahme eines Fehlers von 10 % auf die Jet-Energie-Skala empfohlen.

Unsicherheiten in der Kenntnis der Detektorantwort auf den Durchgang der verschiede-

nen Teilchen resultieren in verschiedenen Signaleffizienzen und müssen daher als systematischer Fehler berücksichtigt werden. Der kombinierte systematische Fehler aller Detektoreffekte wird in [55] auf 15 % im dimyonischen, 20 % im Elektron-Myon- und 25 % im dielektronischen Kanal abgeschätzt. Dies beinhaltet neben der Jet-Energie-Skala auch Fehler auf die Bestimmung von \cancel{E}_T sowie auf Leptoneffizienzen.

Die gemessene, integrierte Luminosität geht direkt in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein (siehe Gleichung (5.37)), und muss daher als Quelle einer Systematik berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Luminosität im CMS-Experiment wird in [56] beschrieben. Die Unsicherheit auf die Messung wird dort mit 11 % angegeben.

Durch die Verwendung von Monte-Carlo-Vorhersagen der Ereigniszahlen werden zusätzliche Fehlerquellen in die Analyse eingeführt. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte werden aus Messungen anderer Experimente, aufgenommen bei anderen Schwerpunktsenergien, auf die Situation am LHC extrapoliert. Die so entstehenden Unsicherheiten in der Kenntnis der Partondichtefunktionen [57] müssen berücksichtigt werden. Hinzu kommen Toleranzen in den theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitten der Signal- und Untergrundprozesse. Die Unsicherheit auf die verschiedenen Wirkungsquerschnitte wird mit etwa 15 % je betrachteten Prozess angenommen [55].

Die Einflüsse der betrachteten systematischen Unsicherheiten auf die Signaleffizienz sowie das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis müssen genauer untersucht werden. Aus diesen Werten kann dann die systematische Unsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnittes bestimmt werden. Die aus allen oben genannten Quellen zusammengefasste, gesamte systematische Unsicherheit auf die Messung des Wirkungsquerschnittes wird in [55] mit 50 % angenommen.

Kapitel 6

Datengetriebene Untergrundabschätzungen

Die Fehler auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt der Top-Paar-Erzeugung sind bereits bei einer relativ geringen Luminosität von 10pb^{-1} dominiert von systematischen Unsicherheiten (siehe Abschnitt 5.6). Zur Verbesserung der Ergebnisse muss daher versucht werden, die aus theoretischen Vorhersagen und Monte-Carlo-Simulationen bestimmten Untergrundanteile der selektierten Ereignisse auf anderem Wege zu bestimmen. Ansatz der datengetriebenen Untergrundabschätzung ist der Versuch, den Anteil bestimmter Untergründe direkt aus den experimentellen Daten zu rekonstruieren.

Tabelle 6.1 zeigt eine Einordnung des Signalprozesses sowie dreier Haupt-Untergründe in vier Kategorien, abhängig von Ladung und Flavor der beiden entstehenden Leptonen. Wie in Abschnitt 5.4 erläutert wurde, erwartet man für Signalereignisse zwei Leptonen mit entgegengesetzter Ladung. Da die Leptonen aus unterschiedlichen W-Bosonen stammen, ist ihr Flavor unabhängig: Er kann sowohl gleich als auch verschieden sein. Bei Ereignissen mit Z-Bosonen stammen beide Leptonen aus dem Zerfall des selben neutralen Teilchens, ihr Flavor muss daher identisch, ihre Ladung verschieden sein (siehe Abschnitt 5.1.3). Bei QCD-Ereignissen werden Leptonen entweder im Detektor fälschlich als solche identifiziert, oder können über eine Vielzahl unterschiedlicher Prozesse entstehen. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass Ladung und Flavor der Leptonen nicht korreliert sind: Derartige Prozesse bevölkern alle Kategorien der in Tabelle 6.1 gezeigten Matrix gleichermaßen. Tabelle 6.1(b) zeigt die Anzahl der in Tabelle 6.1(a) benannten Ereignisse in 10pb^{-1} nach Anwendung der Triggerselektion sowie der Forderung nach mindestens zwei selektierten Leptonen. Es ist zu beachten, dass aufgrund der zu geringen Anzahl zur Verfügung stehender QCD-Ereignisse in den Monte-Carlo-Produktionen die QCD-Zahlenwerte mit großen Fehlern bis zu 100 % versehen sind.

Eine Betrachtung der QCD-Zahlenwerte in Tabelle 6.1(b) zeigt einen Überschuss bei Ereignissen mit gleichem Flavor. Dies ist der Zusammenfassung von ee - und $\mu\mu$ -Ereignissen in eine Kategorie geschuldet: Aufgrund der deutlich größeren Wahrscheinlichkeit von Fake-Elektronen gegenüber Fake-Myonen (siehe Abschnitt 5.3) ist diese Kategorie fast ausschließlich von ee -Ereignissen bevölkert. Die Selektion nur eines Fake-Myons (Spalte „ $e\mu$ - und μe -Ereignisse“) ist bereits deutlich seltener, die Selektion zweier Fake-Myonen nahezu völlig unterdrückt. Diese Effekte müssen bei der Anwendung datengetriebener Untergrundabschätzungen berücksichtigt werden.

Tabelle 6.1: Signal und wichtige Untergründe in Abhängigkeit der Eigenschaften der selektierten Leptonen. Durch invertieren der Schnitte können so die wichtigsten Untergründe abgeschätzt werden. In jeder Kategorie sind aufgetragen: Signal oben links, andere $t\bar{t}$ oben rechts, QCD unten links, Z-artige Ereignisse unten rechts.

(a) Erwarte Ereignistypen in den unterschiedlichen Kategorien

	ee- und $\mu\mu$ -Ereignisse		e μ - und μe -Ereignisse	
Gleiche Ladung	— QCD	andere $t\bar{t}$ —	— QCD	andere $t\bar{t}$ —
Versch. Ladung	Signal QCD	andere $t\bar{t}$ Z-artig	Signal QCD	andere $t\bar{t}$ —

(b) Erwartete Ereignisse in 10pb^{-1} gemäß Monte-Carlo-Vorhersage nach Anwendung des Triggers und der Forderung auf mindestens zwei selektierte Leptonen.

	ee- und $\mu\mu$ -Ereignisse		e μ - und μe -Ereignisse	
Gleiche Ladung	0,6 9,7	0,4 0,2	0,8 2,3	0,4 2,9
Versch. Ladung	39,7 11,1	6,9 7270,7	39,5 1,4	6,9 2,9

6.1 QCD-Untergründe

Da QCD-Ereignisse aufgrund ihres sehr großen Wirkungsquerschnittes bei Protonkollisionen den mit Abstand größten Anteil der aufgenommenen Ereignisse des CMS-Detektors ausmachen, ist eine Vorhersage des Verhaltens dieses Untergrunds anhand von Monte-Carlo-generierten Ereignissen nur schwer möglich. Die Anzahl der zu simulierenden Ereignisse, die für statistisch signifikante Aussagen für diese Analyse nötig wären, übersteigt die derzeitigen Möglichkeiten: Von allen in dieser Analyse genutzten, insgesamt etwa $8,6 \cdot 10^7$ simulierten QCD-Ereignissen passiert nur eines die vollständige Selektion bei $\sqrt{s} = 10\text{TeV}$. Zur Untersuchung der Eigenschaften des QCD-Untergrundes wären jedoch mindestens 100, möglichst 10^5 Ereignisse nötig. Die Abschätzung des QCD-Untergrundes muss daher direkt aus Daten erfolgen.

Aus den Tabellen 6.1(b) wird ersichtlich, dass die Invertierung der angewandten Selektionsschnitte Rückschlüsse auf bestimmte Untergründe zulässt. Zur Bestimmung des QCD-Untergrundes kann die Anforderung an zwei Leptonen mit unterschiedlicher Ladung invertiert werden. Dazu wird die Annahme getroffen, dass die weiteren Selektionsschritte (mindestens zwei Jets, \cancel{E}_T und invariante Leptonmasse) unabhängig von der Ladung der Leptonen in QCD-Ereignissen sind. Nach Anwendung aller Schnitte ist die Anzahl der selektierten QCD-Ereignisse Q dann dieselbe, die man erhält, wenn man zwei Leptonen mit gleicher Ladung fordert:

$$Q_{sel.}(\text{gleiche Ladung}) = Q_{sel.}(\text{versch. Ladung}). \quad (6.1)$$

Zur Bestimmung von $Q_{sel.}$ muss jedoch ebenfalls auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen werden, da die anderen Untergründe korrigiert werden müssen, sofern diese

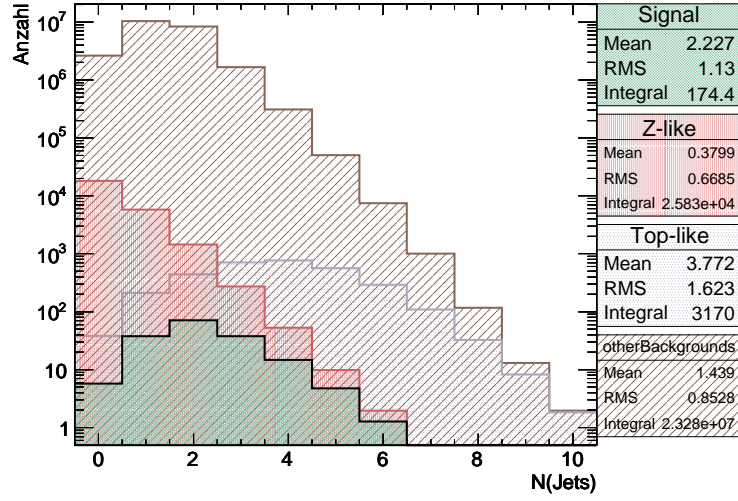


Abbildung 6.1: Anzahl der selektierten Jets pro Ereignis, logarithmisch und getrennt aufgetragen für das Signal und die drei Untergrundkategorien. Die einzige Selektionsanforderung an die gezeigten Ereignisse ist das Auslösen des Triggers.

nicht ladungsunabhängig sind. Um diese Abhängigkeiten von Simulationen zu umgehen, wird die „Fake-Rate-Methode“ angewandt, die in Abschnitt 6.3 näher beschrieben wird. Eine andere Methode nutzt die Annahme, dass die generierten Ereignisse die Jetmultiplizitäten verschiedener Prozesse richtig simulieren. Diese Größe kann dann genutzt werden, um die absolute Skalierung des Untergrundes im Signalbereich abzuschätzen. Abbildung 6.1 zeigt die Monte-Carlo-Vorhersage für die Jetmultiplizität der verschiedenen Prozesse nach der Triggerselektion, jedoch ohne Anwendung weiterer Schnitte. Es ist ersichtlich, dass die von der dileptonischen Selektion verworfenen Bins mit keinem oder einem Jet deutlich von Untergründen dominiert sind¹, hauptsächlich QCD. Da erwartet werden kann, dass die Anzahl selektierter Jets für QCD-Ereignisse höchstens geringfügig mit den anderen Schnittgrößen korreliert ist, kann aus dem Kurvenverlauf der Jetmultiplizität der unselektierten Ereignisse auf den für selektierte Ereignisse geschlossen werden:

$$\left(\frac{Q_{\geq 2Jets}}{Q_{< 2Jets}} \right)_{\text{sel.}} = \left(\frac{Q_{\geq 2Jets}}{Q_{< 2Jets}} \right)_{\text{unsel.}} \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnen $Q_{\geq 2Jets}$ und $Q_{< 2Jets}$ die Anzahl der QCD-Ereignisse mit zwei oder mehr Jets beziehungsweise mit weniger als zwei Jets. Der Index sel. bezeichnet Ereignisse, die die vollständige dileptonische Selektion passieren, unsel. entsprechend alle Ereignisse vor Anwendung der Selektion. Die Anforderung $N_{Jets} > 2$ ist dabei von der Selektion ausgenommen.

Das Verhältnis der unselektierten QCD-Ereignisse aus Gleichung (6.2) kann direkt aus den Daten bestimmt werden. Durch die dominierenden Wirkungsquerschnitte der QCD-Prozesse entspricht es annähernd dem Verhältnis aller getriggerten Ereignisse. Nach Anwendung aller anderen Selektionsschritte kann die Anzahl $N_{< 2Jets, \text{sel.}}$ aller selektierten

¹Vor Anwendung der weiteren Schnitte zeigt dieses Histogramm hauptsächlich die Wirkungsquerschnittsverhältnisse der einzelnen Prozesse. Zu beachten ist hier insbesondere das Abfallen der Signalkurve bei Jetmultiplizitäten kleiner zwei, was bei den Z- und anderen Untergründen nicht beobachtet werden kann.

Ereignisse mit weniger als zwei Jets aus Daten bestimmt werden. Die anderen Untergründe mit deutlich kleineren Wirkungsquerschnitten können statistisch genauer mithilfe von Monte-Carlo-Studien untersucht werden. Die Größe $M_{<2Jets,sel.}$ bezeichnet die aus Monte-Carlo-Studien bestimmte Anzahl aller Untergrundereignisse, ausgenommen QCD, welche die Selektion passieren und weniger als zwei selektierte Jets ausbilden. Mithilfe dieser Größen kann dann auf die Anzahl $Q_{<2Jets,sel.}$ der QCD-Ereignisse geschlossen werden:

$$Q_{<2Jets,sel.} = N_{<2Jets,sel.} - M_{<2Jets,sel.} \quad (6.3)$$

$N_{<2Jets,sel.}$ ist die aus realen Daten bestimmbare Anzahl aller Ereignisse, also Signal sowie alle Untergründe, die diese Anforderungen erfüllen. Insgesamt ergibt sich somit für die Abschätzung des QCD-Untergrundes:

$$Q_{<2Jets,sel.} = \left(\frac{Q_{>2Jets}}{Q_{<2Jets}} \right)_{\text{unsel.}} \cdot (N_{<2Jets} - M_{<2Jets})_{\text{sel.}} \quad (6.4)$$

Diese Methode bietet eine Möglichkeit, die Kontamination des Signals durch QCD-Ereignisse zu bestimmen, was mit reinen Monte-Carlo-Studien nicht möglich ist. Eine Abschätzung der Systematik zeigt jedoch, dass sie mit großen Unsicherheiten einhergeht. Die Annahme des gleichbleibenden Verlaufs der Jetmultiplizität für selektierte und unselektierte Ereignisse kann nicht überprüft werden. Zudem führen schon geringfügige Korrelationen zwischen der Jetmultiplizität und den anderen Schnittgrößen aufgrund der Extrapolation über mehrere Größenordnungen zu großen Unsicherheiten in der Abschätzung des Verhältnisses $\frac{Q_{>2Jets}}{Q_{<2Jets}}$ in den selektierten Daten. Dies muss in Form eines großen systematischen Fehlers berücksichtigt werden. Da die Monte-Carlo-Vorhersagen sämtlicher anderer Untergründe in die Bestimmung des QCD-Untergrundes eingehen, werden zusätzlich die Einflüsse der Unsicherheiten dieser Größen auf das Endergebnis vergrößert. Insgesamt empfiehlt sich stattdessen die Verwendung der Fake-Rate-Methode zur Abschätzung des QCD-Untergrundes, die in Abschnitt 6.3 näher erläutert wird.

6.2 Drell-Yan-Untergründe

Die in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Z-artigen Untergründe, in denen Z-Bosonen in zwei Leptonen zerfallen, bilden den Hauptuntergrund des dileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfallskanals in den ee - und $\mu\mu$ -Subkanälen. Insbesondere Drell-Yan-Ereignisse $pp \rightarrow Z + X \rightarrow ll + X$ (mit $l = e, \mu$), bei denen über QCD-Prozesse zwei zusätzliche Jets entstehen und der \cancel{E}_T -Wert fehlerhaft bestimmt wurde, können die Signalsignatur effektiv simulieren. Nach Anwendung des Z-Vetos während der Selektion ist der Großteil dieser Ereignisse bereits aussortiert. Um den verbleibenden Anteil der Drell-Yan-Ereignisse außerhalb des Z-Massen-Vetos abzuschätzen, soll eine datengetriebene Methode angewandt werden.

Der Z-Massen-Vetobereich $76 \text{ GeV} < m_{ll} < 106 \text{ GeV}$, der in Abschnitt 5.4 definiert wurde, ist von Drell-Yan-Ereignissen dominiert und dient daher zur Normierung der verwendeten Monte-Carlo-Daten auf die CMS-Daten. Es wird angenommen, dass die Form des invarianten Massenspektrums des Drell-Yan-Untergrundes gut von den Monte-Carlo-Daten beschrieben wird [58]. Dann gilt für die Anzahl der Drell-Yan-Ereignisse D_{out} außerhalb des Z-Massen Vetos

$$D_{out} = \frac{D_{out}^{MC}}{D_{in}^{MC}} \cdot D_{in}^{Data} = R_{out/in} \cdot D_{in}^{Data}, \quad (6.5)$$

wobei der Index *in* den Bereich innerhalb des oben definierten Z-Peaks beschreibt, *out* entsprechend den Bereich außerhalb. Der Anteil D_{out} soll als potentieller Untergrund bestimmt werden. D_{in}^{Data} kann direkt aus den Daten über die Ereignisse innerhalb des Peaks bestimmt werden. Die Größe $R_{out/in}$ wird über Monte-Carlo-Ereignisse ermittelt und dient dann zur Extrapolation der Ereigniszahl innerhalb des Z-Peaks in den Außenbereich. Diese Methode wird gleichermaßen, aber getrennt voneinander, auf ee - und $\mu\mu$ -Ereignisse angewandt. Sie nutzt aus, dass die Verteilung des Z-Untergrundes sehr gut verstanden ist und durch Monte-Carlo-Simulationen gut beschrieben werden kann. Die absolute Normierung dieses Untergrundes ist aufgrund von Unsicherheiten auf den Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt weniger genau bekannt.

Aufgrund des Schnittes auf \cancel{E}_T sind bereits viele der Drell-Yan-Ereignisse verworfen. Daher müssen auch die anderen Untergründe innerhalb des Z-Peaks berücksichtigt werden [58]:

- **Untergründe mit Peak:** Die anderen Untergründe mit Z-Bosonen, also dibosonische Prozesse WZ und ZZ , können ebenfalls bei der Z-Masse einen Peak ausbilden, sofern die beiden selektierten Leptonen aus dem Z-Boson stammen. Dies trifft beim Hauptbeitrag dieses Untergrundes, $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$, zu. Dieser Untergrund wird daher gemeinsam mit den Drell-Yan-Prozessen mittels der $R_{out/in}$ -Methode abgeschätzt. Beiträge des WZ -Untergrundes sind gering und werden vernachlässigt.
- **Flache Untergründe:** Alle anderen Untergründe bilden keinen Peak bei der Z-Masse aus und führen daher zu einem flachen Untergrund im invarianten Massenspektrum. Sie können entweder aus Monte-Carlo-Simulationen oder datengetrieben bestimmt werden.

Da die Abhängigkeit von Monte-Carlo-Vorhersagen möglichst minimiert werden sollen, werden die flachen Untergründe aus den Daten bestimmt. Dazu wird der $e\mu$ -Subkanal herangezogen, in dem keine Z-Ereignisse zu erwarten sind. Die anderen Untergründe bevorzugen keine Flavorkombination (siehe auch Tabelle 6.1), ihr Beitrag ist daher in den einzelnen Subkanälen identisch. Die Anzahl der Drell-Yan-Ereignisse im Peakbereich D_{in}^{Data} kann ausgedrückt werden gemäß

$$D_{in}^{Data} = N_{ll,in}^{Data} - k \cdot N_{e\mu,in}^{Data}. \quad (6.6)$$

Dabei gilt $ll = ee, \mu\mu$. Die Größe $N_{e\mu,in}^{Data}$ beinhaltet alle Ereignisse mit unterschiedlichem Flavor der Leptonen, also $e\mu$ - und μe -Ereignisse.

Der eingeführte Faktor k berücksichtigt Unterschiede zwischen den einzelnen Subkanälen. Zunächst liefert die Kombinatorik einen Faktor $1/2$, da Ereignisse mit verschiedenem Flavor der Leptonen doppelt so häufig vorkommen wie der ee -Endzustand. Analoges gilt für $\mu\mu$. Desweiteren müssen die unterschiedlichen Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen für Elektronen und Myonen berücksichtigt werden, die in Abschnitt 5.3 untersucht wurden (siehe Abbildungen 5.9 und 5.17). Der Korrekturfaktor k ergibt sich somit zu

$$k = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_\mu}{\epsilon_e}. \quad (6.7)$$

Diese Formel, sowie alle folgenden in diesem Abschnitt, beziehen sich auf die Anwendung der Methode im $\mu\mu$ -Kanal. Für den ee -Kanal sind entsprechend μ und e zu vertauschen.

Tabelle 6.2: Ergebnisse der datengetriebenen Drell-Yan-Untergrundsabschätzung, angewandt auf Monte-Carlo-Ereignisse und skaliert auf 10pb^{-1} . Der Wert $N_{e\mu,in}^{Data} = 13,3 \pm 3,6$ ist für beide Subkanäle identisch. Die Größe D_{out}^{Data} gibt das Ergebnis der datengetriebenen Methode an, $D_{out}^{MCtruth}$ den direkt aus den Monte-Carlo-Datensätzen extrahierten Wert. Die angegebenen Fehler sind statistisch.

Subkanal	$R_{out/in}$	$N_{ll,in}^{Data}$	k	D_{out}^{Data}	$D_{out}^{MCtruth}$
$\mu\mu$	$0,126 \pm 0,007$	$33,6 \pm 5,8$	$0,55 \pm 0,03$	$3,3 \pm 0,8$	$3,2 \pm 0,2$
ee	$0,109 \pm 0,007$	$25,5 \pm 5,1$	$0,46 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,1$

Auch die Korrektur k kann direkt aus Daten bestimmt werden. Dazu wird die Selektion ohne Anforderung auf \cancel{E}_T und die invariante Leptonmasse durchgeführt und die Anzahl der Ereignisse mit zwei Elektronen n_{ee}^{obs} beziehungsweise zwei Myonen $n_{\mu\mu}^{obs}$ innerhalb des Z-Peaks $76\text{GeV} < m_{ll} < 106\text{GeV}$ gezählt. Da dieser Bereich von Drell-Yan-Prozessen dominiert ist, werden gleich viele Ereignisse mit zwei Elektronen und mit zwei Myonen erwartet. Zudem werden die geometrischen Akzeptanzen des CMS-Detektors für die Elektron- und Myonrekonstruktion A_{ee} bzw. $A_{\mu\mu}$ als identisch angenommen. Somit gilt:

$$\frac{n_{\mu\mu}^{obs}}{n_{ee}^{obs}} = \frac{N_{\mu\mu}^{true} \cdot A_{\mu\mu} \cdot \epsilon_{\mu}^2}{N_{ee}^{true} \cdot A_{ee} \cdot \epsilon_e^2} = \frac{\epsilon_{\mu}^2}{\epsilon_e^2} \quad (6.8)$$

$$\stackrel{(6.7)}{\Rightarrow} k = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_{\mu\mu}^{obs}}{n_{ee}^{obs}}} \quad (6.9)$$

Zusammenfassend lässt sich somit die Anzahl der Drell-Yan-Ereignisse im Signalbereich folgendermaßen bestimmen:

$$D_{out}^{Data} = R_{out/in} \cdot \left(N_{ll,in}^{Data} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_{\mu\mu}^{obs}}{n_{ee}^{obs}}} \cdot N_{e\mu,in}^{Data} \right) \quad (6.10)$$

Die Methode wird auf die Monte-Carlo-generierten Ereignisse angewandt, die bereits in Kapitel 5 zur Untersuchung der Selektion genutzt wurden. In Tabelle 6.2 sind die wichtigsten Zahlenwerte für die Untergrundsabschätzung normiert auf 10pb^{-1} angegeben. Da die selben Monte-Carlo-Ereignisse zur Bestimmung des Verhältnisses $R_{out/in}$ verwendet werden, die dann untersucht werden, ist mit einer guten Übereinstimmung der Werte zu rechnen. Diese Kompatibilität zeigt jedoch die prinzipielle Anwendbarkeit der Methode. Die unterschiedlichen k -Werte der einzelnen Subkanäle spiegeln die verschiedene Rekonstruktions- und Selektionseffizienz zwischen Elektronen und Myonen wieder (siehe Abschnitt 5.3).

Abgesehen von der Form des Z-Peaks, die in das Verhältnis $R_{out/in}$ eingeht, ist die Methode unabhängig von Monte-Carlo-Vorhersagen. Die durch $R_{out/in}$ eingebrachte Unsicherheit ist jedoch als gering einzustufen, da die Methode unabhängig von der Jet-Energie-Skala und in nur geringem Maße abhängig von \cancel{E}_T ist. Die Unsicherheiten dieser Methode sind im Einzelnen:

- Statistische Unsicherheit der Größen $N_{ll,in}^{Data}$ und $N_{e\mu,in}^{Data}$. Bei einer integrierten Luminosität von 10pb^{-1} beträgt diese Unsicherheit etwa 25 %.

- Statistischer Fehler auf die Monte-Carlo-Vorhersage von $R_{out/in}$. Dieser Wert kann durch Erzeugung größerer Monte-Carlo-Datensätze minimiert werden. In dieser Studie liegt er im Bereich von etwa 5 %.
- Systematischer Fehler auf $R_{out/in}$. Da die Zerfallsbreite und -kurve des Z-Bosons sehr gut bekannt ist, ist dieser Anteil gering. Er kann durch Vergleich verschiedener Generatoren bestimmt werden.

Der gesamte systematische Fehler dieser Methode wird in [58] mit 30 % abgeschätzt. Er besteht aus gleichen Teilen aus Unsicherheiten durch Einflüsse verschiedener Generatoren, Einflüssen des E_T -Schnittes sowie Verwendung unterschiedlicher Kalibrationsszenarien des CMS-Detektors.

Nicht berücksichtigt wird in dieser Methode der Einfluss der unterschiedlichen Fake-Wahrscheinlichkeiten für Elektronen und Myonen (siehe Abschnitt 5.3). Die Abweichungen der QCD-Zahlenwerte in Tabelle 6.1(b) zwischen den Subkanälen mit gleichem und unterschiedlichem Flavor sind auf diese Fake-Wahrscheinlichkeiten zurückzuführen. Die QCD-Zahlenwerte in der Spalte „ee- und $\mu\mu$ -Ereignisse“ stellen nahezu ausschließlich ee-Ereignisse dar. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Fake-Myon beiträgt, ist bereits deutlich geringer, wie aus der Spalte „e μ - und μe -Ereignisse“ hervorgeht. Dies sollte zur Bestimmung des Korrekturfaktors gemäß Gleichung (6.7) zusätzlich berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit, den Einfluss der Fake-Leptonen auf diese Methode, jedoch auch auf andere Untergründe zu untersuchen, wird im folgenden Abschnitt dargestellt.

6.3 Fake-Rate-Methode

Die Signatur des dileptonischen Top-Quark-Zerfalls ist insbesondere aufgrund der zwei hochenergetischen, isolierten Leptonen effektiv zu selektieren. Prozesse mit nur einem oder gar keinem primären Lepton² tragen nur dann zum Untergrund bei, wenn mindestens ein weiteres Lepton fälschlich rekonstruiert wird. Derartige vorgebliche Leptonen, die als isoliert rekonstruiert werden, entstehen hauptsächlich aus hadronischen Jets, etwa aus Zerfällen von Kaonen und Pionen oder über so genannte *punch-throughs*. Sie werden im Folgenden als *Fake* bezeichnet³. Der Beitrag derartiger Untergrundereignisse ist gering (siehe Tabelle 5.12), muss jedoch zwingend berücksichtigt werden. Es wird nicht erwartet, dass eine Abschätzung der Rate derartiger Fake-Leptonen mit Monte-Carlo-Simulationen präzise Vorhersagen liefert [59]. Daher wird eine datengetriebene Methode angewandt, die im Folgenden beschrieben wird.

Die sogenannte Fake-Rate-Methode wird in [59] beschrieben und soll hier nur zusammenfassend dargelegt werden. Die „normale“ Leptonselektion, die in Abschnitt 5.3 dargelegt wurde und im Folgenden mit dem Index T (für *tight*) bezeichnet wird, wird dazu mit einer gelockerten Selektion (Index L für *loose*) verglichen. Durch die Bestimmung einer Fake Rate in einem durch Fake-Leptonen dominierten QCD-Sample kann dann auf den Anteil derartiger Objekte in der Signalselektion geschlossen werden.

Zur Definition der lose selektierten Leptonen werden die zur Objektselektion angewandten Schnitte gelockert, insbesondere die Isolationskriterien sowie Anforderungen an die

²Als primäre Leptonen werden hier Leptonen bezeichnet, die direkt aus den Zerfällen von W- oder Z-Bosonen stammen.

³Diese Definition unterscheidet sich von der in Abschnitt 5.3 eingeführten Fake Rate.

Rekonstruktion, wie etwa das χ^2 des Spurfits. Die Fake Rate r_f ist definiert als der Anteil dieser lose selektierten Leptonen l'_L in QCD-Ereignissen, die auch die härteren Selektionskriterien erfüllen:

$$r_f = \frac{l'_T}{l'_L + l'_T}. \quad (6.11)$$

Die Mengen l'_T und l'_L sind dabei disjunkt, das heißt Leptonen, welche die engeren Schnitte passieren, werden aus l'_L entfernt. Es wird angenommen, dass der Anteil r_f für nicht-primäre Leptonen in signalähnlichen Ereignissen übereinstimmt mit dem Anteil, der sich aus Multi-Jet-Ereignissen (QCD) bestimmen lässt. Der Wert von r_f lässt sich daher in Ereignissen, die einen Jet-Trigger ausgelöst haben und somit orthogonal zu den Signale Ereignissen sind, bestimmen. Der so ausgewählte Datensatz ist vollständig von Fake-Leptonen dominiert, ein eventuell vorhandener Anteil direkter Leptonen kann vernachlässigt werden. Wie groß der Zahlenwert von r_f ist, kann über die Definition der lockeren Selektion nahezu frei gewählt werden. Dabei muss beachtet werden, dass ein kleiner Wert statistisch signifikantere Vorraussagen liefert, jedoch eine größere systematische Unsicherheit einbringt.

Zur Abschätzung des Untergrundes N_{fake} durch Ereignisse, die aufgrund eines Fake-Leptons die Selektion passieren, wird die Signalselektion erneut durchgeführt. Dabei wird für eines der beiden Leptonen gefordert, dass es die losen Schnitte L , jedoch nicht die engeren Schnitte T passiert. Die so selektierten Ereignisse werden mit N_{TL} bezeichnet. Die Anzahl der Untergrundereignisse lässt sich somit abschätzen über

$$N_{fake} = N_{TL} \cdot \frac{l'_T}{l'_L} \stackrel{(6.11)}{=} N_{TL} \cdot \frac{r_f}{1 - r_f}. \quad (6.12)$$

Die Ereigniszahl N_{TL} wird demnach mit dem Verhältnis aus eng selektierten Leptonen zu lose selektierten Leptonen gewichtet.

Die Methode verwendet mehrere Näherungen. Ereignisse, in denen beide Leptonen Fake-Leptonen sind, werden nicht gesondert betrachtet und verfälschen das Ergebnis. Bei hinreichend kleinem Wert r_f ist dies jedoch selten. Da verschiedene Trigger zur Bestimmung von r_f und zur Selektion des Signals verwendet werden, können unterschiedliche Triggereffizienzen auf die Methode geringfügig Einfluss nehmen. Der Anteil an Signalleptonen im lose selektierten Datensatz wird ebenfalls vernachlässigt.

In [59] wird anhand von Monte-Carlo-Ereignissen gezeigt, dass die Fake-Rate-Methode zur Selektion dileptonischer $t\bar{t}$ -Ereignisse Anwendung finden sollte. Aufgrund der oben genannten Unsicherheiten sowie der begrenzten Statistik der Monte-Carlo-Datensätze wird ein systematischer Fehler von 50% auf die Vorhersage des Fake-Lepton-Untergrundes angenommen.

Die verschiedenen Methoden zur datengetriebenen Untergrundabschätzung bieten gute Möglichkeiten, die Abhängigkeit von Monte-Carlo-Simulationen zu verringern und sind bei einer Datenmenge von 10pb^{-1} anwendbar. Die bisher bei 7 TeV aufgenommene Datenmenge von etwa 300 nb (siehe Abbildung 7.2) reicht noch nicht aus, um die Methoden zu testen und anzuwenden.

Kapitel 7

Studien mit ersten Daten

Am 30. März 2010 fanden im CMS-Detektor die ersten Protonkollisionen bei $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ statt (siehe Abschnitt 2.1). Bei dieser Schwerpunktsenergie werden die ersten Top-Wirkungsquerschnittsmessungen durchgeführt. Im Folgenden soll die Übertragung der Selektion auf diese Schwerpunktsenergie beschrieben werden. Desweiteren werden Verteilungen und einzelne aufgenommene Ereignisse dargestellt und diskutiert.

7.1 Selektion dileptonischer Top-Ereignisse bei 7 TeV

Der Wirkungsquerschnitt der Top-Paar-Erzeugung in Proton-Proton-Kollisionen sinkt bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV auf einen Wert von (siehe Gleichung (3.9))

$$\sigma(t\bar{t}, 7\text{ TeV}) = 165\text{ pb}. \quad (7.1)$$

Aus Abbildung 3.2 wird deutlich, dass die Produktion wichtiger Untergründe, wie QCD- und Drell-Yan-Prozesse, deutlich weniger abfällt. Es muss daher mit einem schlechteren Signal-zu-Untergrund-Verhältnis als bei 10 TeV gerechnet werden.

Während sich die Produktionsmechanismen und -häufigkeiten von Top-Quark-Paaren mit der Schwerpunktsenergie ändern, bleibt die Signatur des Signals nahezu identisch, da sie hauptsächlich über die Massen der zerfallenden Objekte festgelegt wird. Abbildung 7.1 zeigt exemplarisch die flächennormierten Transversalimpulsspektren der rekonstruierten Myonen und Jets, im Vergleich für 7 TeV und 10 TeV. Die gezeigten Objekte wurden auf Generatorniveau darauf überprüft, dass sie aus dem Top-Quark des Signalprozesses stammen. Die Signalmyonspektren in Abbildung 7.1(a) zeigen sehr gute Übereinstimmung. Die Signaljets in Abbildung 7.1(b) zeigen etwas größere Unterschiede, der Mittelwert der Verteilung ist für 7 TeV-Ereignisse um etwa 3 % zu niedrigeren Werten verschoben.

Da die Unterschiede in der Signalsignatur bei verschiedenen Schwerpunktsenergien vernachlässigbar sind, wird die in Kapitel 5 für 10 TeV entwickelte Selektion für 7 TeV übernommen. Die verwendeten Monte-Carlo-Datensätze und Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse für 7 TeV sind in Anhang B aufgelistet. Die gezeigten Verteilungen aus den ersten aufgenommenen echten Daten bei 7 TeV beziehen sich auf eine integrierte Luminosität von 15 nb^{-1} , zusammengefasst im Datensatz „May27thReReco“. Die zum Zeitpunkt des Einreichens der Analyse aufgenommene Luminosität übersteigt diesen Wert deutlich, sie wird in dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt. Die vom LHC an das CMS-Experiment gelieferte integrierte Luminosität ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Sie übersteigt

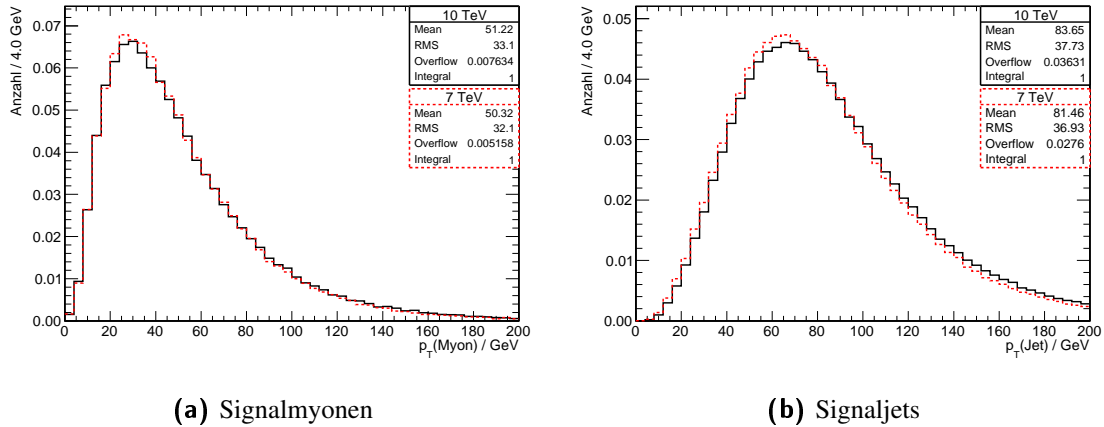


Abbildung 7.1: Transversalimpulsspektren der rekonstruierten Signalmyonen und -jets im Vergleich für 7 TeV und 10 TeV Schwerpunktsenergie. Die Verteilungen sind flächennormiert.

die aufgenommene Luminosität des CMS-Experiments um etwa 10 %, da der Detektor nicht immer betriebsbereit ist. Die 15 nb^{-1} dieser Analyse beinhalten ausschließlich Daten, die mit voll funktionsfähigem Detektor aufgezeichnet wurden.

Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, die von HLT_Mu9 oder HLT_Ele15_LW_L1R (siehe Abschnitt 2.2.5) oder beiden getriggert wurden. Insgesamt sind dies 68.101 Ereignisse, von denen 5.016 den Myon- und 63.085 den Elektrontrigger ausgelöst haben. Ereignisse, die beide Trigger auslösen, sind in den Myonereignissen inkludiert. Die Triggerselektierten Ereignisse entsprechen 4,5 % aller aufgezeichneten Ereignisse des betrachteten Datensatzes.

7.1.1 Jets

In den für die Auswertung realer Daten genutzten Softwareversionen des CMS-Experiments werden ausschließlich anti- k_T -Jets unterstützt. Ein Vergleich mit SIScone-Jets ist daher nicht möglich. Im Abschnitt 5.3 wurden Particle-Flow-Jets eingeführt, die nicht nur die Informationen des Kalorimeters einbeziehen, sondern zusätzliche Informationen (etwa der Spurdetektoren) verwenden. Dabei wird versucht, die Bestandteile des Jets einzeln zu rekonstruieren und dann zu einem Jet zusammenzufassen. Zur Erstellung der Jets wird sowohl für Kalorimeter-, als auch für Particle-Flow-Jets der anti- k_T -Algorithmus verwendet.

Zum Vergleich von Particle-Flow- und Kalorimeter-Jets sind in Abbildung 7.3 Spektren der kinematischen Eigenschaften der jeweiligen Jets histogrammiert. Die oberen Histogramme, die die Spektren vor Anwendung jeglicher Schnitte zeigen, lassen erkennen, dass insbesondere bei niedrigen Transversalimpulsen $p_T < 5 \text{ GeV}$ deutlich mehr Particle-Flow-Jets rekonstruiert werden. Dies liegt an der Verwendung der Spurinformatoren: Jetkomponenten in diesem Impulsregime werden durch das Magnetfeld stark abgelenkt, so dass in den Kalorimetern die Jetstruktur nicht mehr erkennbar ist.

Nach Anwendung der in Abschnitt 5.3 definierten Schnitte auf die Jets (untere Histogramme in Abbildung 7.3) ist die Anzahl der Jets ungefähr ausgeglichen. Der leichte Überschuss an Kalorimeterjets liegt in der unterschiedlichen Form des p_T -Spektrums begrün-

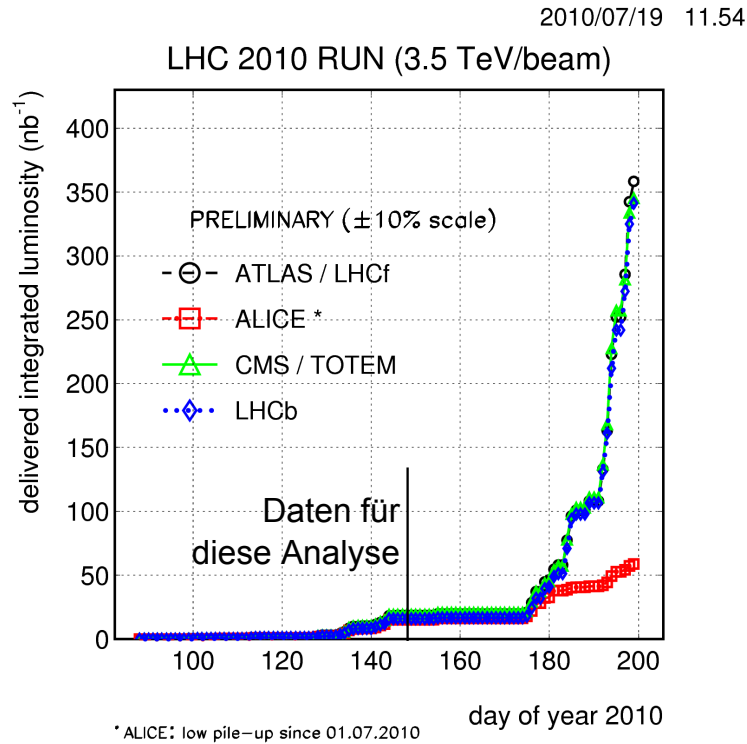


Abbildung 7.2: Vom Beschleuniger gelieferte integrierte Luminosität an die verschiedenen Experimenten am 19. Juli 2010. Die aufgenommene Luminosität weicht von den Werten um etwa 10 % nach unten ab. Bearbeitet, Original aus [60].

det: Kalorimeterjets bilden bei einem Transversalimpuls von etwa 30 GeV eine Senke im Spektrum, die bei Particle-Flow-Jets geringer ausfällt. Im Bereich $p_T > 40$ GeV werden stattdessen mehr Kalorimeterjets rekonstruiert. Die Ursache dieser Unterschiede wird in der Jet-Energie-Korrektur vermutet, die anhand von QCD-Ereignissen bestimmt wird. Sie ist daher vor allem auf niedrigenergetische Jets kalibriert. Die Jet-Energie-Korrektur ist für Particle-Flow-Jets aufgrund der zusätzlichen Spurinformatoren genauer zu bestimmen. Für Analysen mit Particle-Flow-Jets wird daher eine Systematik von 5 % empfohlen [54], im Unterschied zu 10 % bei Kalorimeter-Jets. Ein Umstieg auf Particle-Flow-Jets oder ähnlich performante sogenannte „Jet-Plus-Track“-Jets ist daher zu empfehlen. Die η -Spektren der verschiedenen Jet-Kollektionen (rechte Spalte in Abbildung 7.3) stimmen nach der Selektion gut überein, zeigen zuvor jedoch deutliche Unterschiede in der Form. Insbesondere der Abfall der Jetanzahl bei $|\eta| \approx 1,5$ ist bei unselektierten Particle-Flow-Jets nicht zu beobachten. Dieser Abfall resultiert aus dem Übergangsbereich zwischen dem Zylinder- und Endkappenbereich der Kalorimeter (siehe Abbildung 2.4). Die niedrigenergetischen Particle-Flow-Jets, deren Rekonstruktion hauptsächlich auf Spurinformatoren beruht, sind von diesem Übergang kaum beeinflusst und bilden daher eine flache Verteilung im η -Spektrum.

7.1.2 Myonen

Da keine weiteren Ereignisselektionsschritte außer dem Trigger auf die Daten angewendet wurden, ist davon auszugehen, dass die Daten vollständig von QCD-Ereignissen domi-

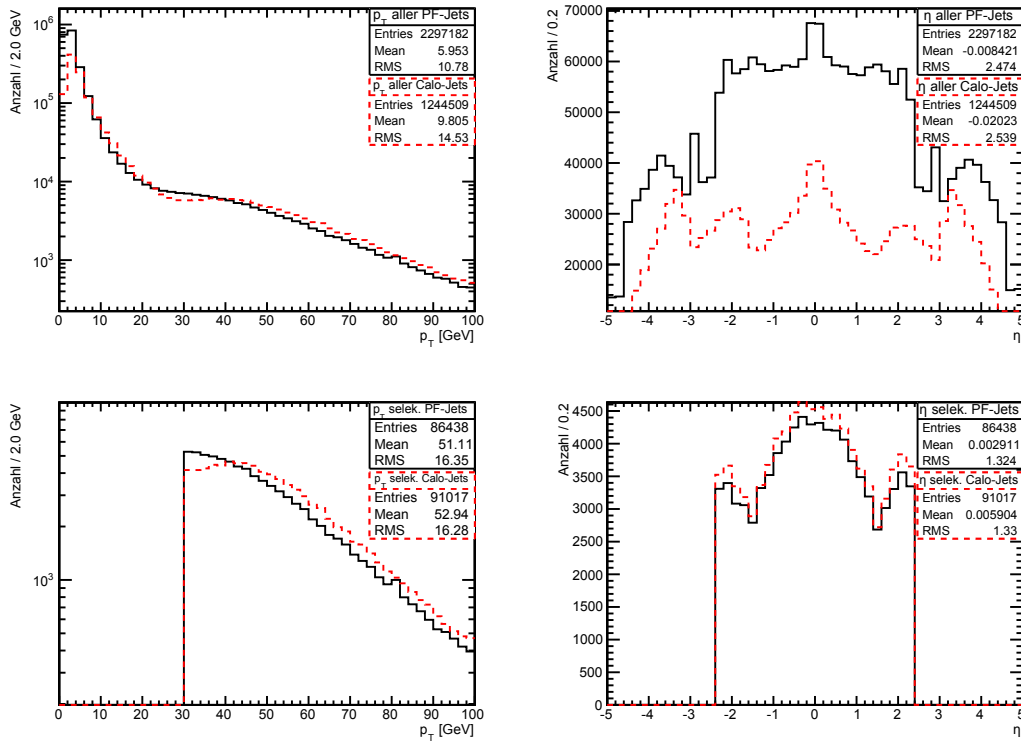


Abbildung 7.3: Spektren von Particle-Flow-Jets (schwarze, durchgezogene Linie) und Kalorimeter-Jets (rote, gestrichelte Linie). Links sind Transversalimpulsspektren gezeigt, rechts die Pseudorapiditäten. Die obere Reihe zeigt alle im Datensatz vorhandenen Jets, unten ist die in Abschnitt 5.3 definierte Jetselektion angewandt. Die Histogramme sind nicht normiert.

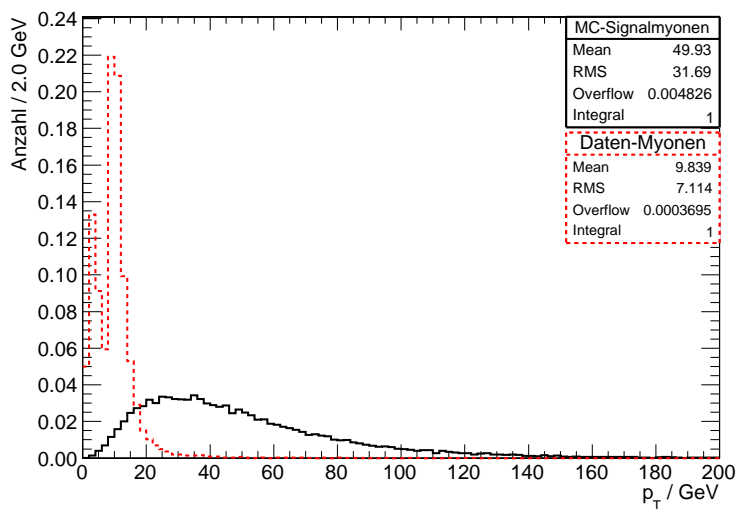
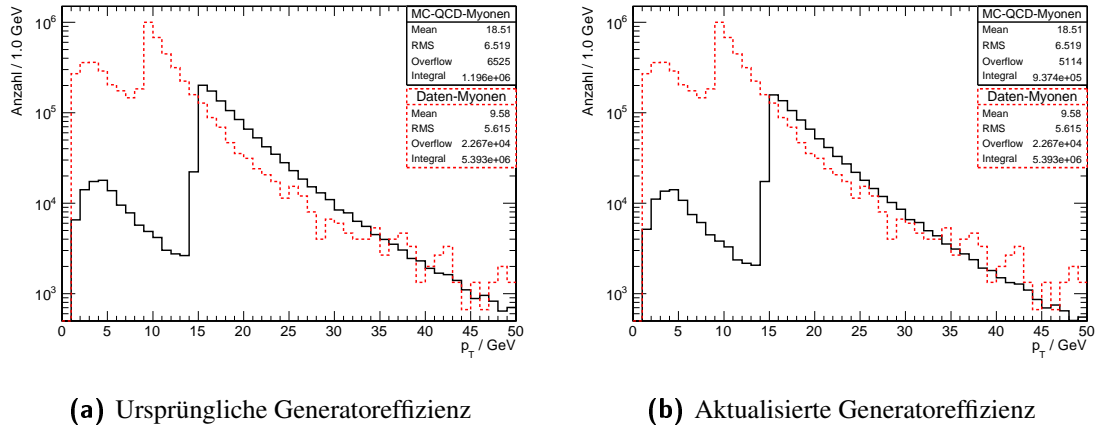


Abbildung 7.4: Spektrum des Transversalimpulses der Signalmyonen aus 7TeV-Monte-Carlo-Datensätzen (schwarze, durchgezogene Linie) sowie von Myonen aus aufgenommenen Daten (rote, gestrichelte Linie). Es sind nur Ereignisse histogrammiert, die den Trigger ausgelöst haben. Die Verteilungen sind auf die Fläche normiert.



(a) Ursprüngliche Generatoreffizienz

(b) Aktualisierte Generatoreffizienz

Abbildung 7.5: Vergleich des p_T -Spektrums der Myonen aus Daten mit der Vorhersage des QCD-Myonen-Datensatzes. Die Verteilungen sind auf die erwartete Myonanzahl in 10pb^{-1} normiert. Abbildung (a) zeigt das Monte-Carlo-Spektrum mit der in der Analyse verwendeten Skalierung, in (b) ist die aktualisierte Skalierung gezeigt.

niert sind (siehe Abschnitt 5.4.1). Die im Folgenden gezeigten Spektren der unselektierten Daten können daher mit den Vorhersagen der Monte-Carlo-simulierten QCD-Datensätze verglichen werden.

Die in Abbildung 5.6 gezeigten p_T -Spektren von Signal- und QCD-Myonen bei 10 TeV verdeutlichen den Wert des Myonimpulses als diskriminierende Variable zwischen Signal und Untergrund. Da insbesondere QCD-Untergründe schwierig zu simulieren sind, sollen hier echte Daten herangezogen werden. Abbildung 7.4 vergleicht die Transversalimpulsspektren der 7 TeV-Signalmyonen aus den Monte-Carlo-Datensätzen mit den Myonen aus den untersuchten Daten. Beide Verteilungen sind auf Eins normiert. Die Verteilungen stimmen qualitativ mit denen aus Abbildung 5.6 überein. Die Anforderung $p_T(\mu) > 20\text{GeV}$ ist daher auch für die 7 TeV-Selektion angemessen.

Da die in den aufgenommenen Daten vorkommenden Myonen nahezu ausschließlich aus QCD-Prozessen stammen, wird ihr p_T -Spektrum in Abbildung 7.5 mit den Vorhersagen des InclusiveMu15-Datensatzes (siehe Anhang B) verglichen. Die Monte-Carlo-Myonen sind auf Generatorniveau auf $\hat{p}_T > 15\text{GeV}$ vorselektiert, auf beide Spektren wurde der HLT_Mu9-Trigger angewandt. An diesen Impulsschwellen brechen die Spektren daher ab. Der erneute Anstieg bei kleineren Myonimpulsen ist durch Ereignisse zu erklären, bei denen mehrere Myonen auftreten.

Da die Monte-Carlo-Ereignisse auf Generatorniveau vorselektiert werden, müssen diese Ereignisse mit einem Skalierungsfaktor gewichtet werden, der aus theoretischen Vorhersagen berechnet wird. Der in Anhang B angegebene Wert $\epsilon_{gen} = (3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$ des InclusiveMu15-Datensatzes wird in dieser Analyse verwendet, das entsprechend skalierte Spektrum ist in Abbildung 7.5(a) gezeigt. Es stimmt im Verlauf mit den aufgenommenen Daten überein, jedoch ist die Skalierung offenbar zu hoch gewählt. Ein aktualisierter Wert $\epsilon_{gen} = (2,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$, der mithilfe genauerer Berechnungen bestimmt wurde und noch keinen Eingang in diese Analyse findet, liefert das in Abbildung 7.5(b) gezeigte Monte-Carlo-Spektrum: Die Abweichungen zu den echten Daten ist deutlich geringer. Der verbleibende Unterschied entspricht etwas mehr als der erwarteten Unsicherheit von 10% auf die gemessene Luminosität [56]. Die Einflüsse derartiger Abweichungen kön-

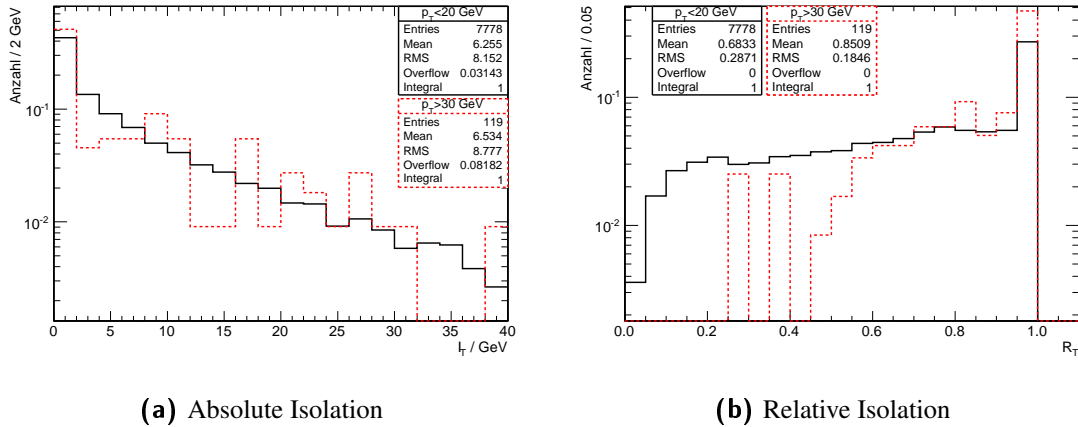


Abbildung 7.6: Spurdetektor-Isolationsvariablen der globalen Myonen aus den untersuchten Daten, unterteilt in zwei Impulsbereiche. Zum Vergleich mit den Monte-Carlo-Vorhersagen bei 10 TeV sei auf die Abbildungen 5.8(c) und (d) verwiesen.

nen durch Anwendung datengetriebener Untergrundabschätzungen (siehe Kapitel 6) minimiert werden.

Zur Untersuchung der Myonisation in den untersuchten Daten sind in Abbildung 7.6 die absoluten sowie relativen Isolationen aufgetragen. Es werden nur globale Myonen berücksichtigt. Zur Vergleichbarkeit mit den Abbildungen 5.8(c) und (d), in denen die analogen Größen für QCD-Myonen aus 10 TeV-Monte-Carlo-Ereignissen aufgetragen sind, sind die Kurven getrennt für Myonen in unterschiedlichen p_T -Bereichen gezeigt und jeweils auf die Fläche normiert. Das Binning wurde entsprechend der geringeren Statistik angepasst. Die untersuchte Myonenanzahl lässt nur begrenzt Aussagen über den Verlauf für Myonen mit $p_T > 30$ GeV zu. Es sind keine Abweichungen zu den Voraussagen der Monte-Carlo-Simulationen erkennbar.

7.1.3 Elektronen

In Abbildung 7.7 sind die p_T -Spektren der Elektronen sowie der globalen Myonen aus der untersuchten, getriggerten Datenmenge dargestellt. Deutlich sind die Triggerbedingungen $p_T > 9$ GeV für Myonen beziehungsweise $p_T > 15$ GeV für Elektronen erkennbar. Einträge unterhalb dieser Schwellenwerte entstehen durch Ereignisse mit mehreren Leptonen oder Fehlrekonstruktionen auf HLT-Niveau. Die Verteilungen folgen qualitativ dem gleichen Verlauf.

Zur Untersuchung der Elektronisation in echten Daten sind in Abbildung 7.8 die Isolationsvariablen aller rekonstruierter Elektronen, ohne weitere Anforderung, histogrammiert. Die absolute Spurisolationen in Abbildung 7.8(a) zeigen ein analoges Verhalten wie bei Myonen (vergleiche Abbildung 7.6(a)). Tendenziell ist die Impulsabhängigkeit des Kurvenverlaufs geringer als bei Myonen. Der Vorteil der relativen Isolation, wie er in Abbildung 5.8 für Myonen in 10 TeV-Monte-Carlo-Ereignissen deutlich wird, ist unter anderem die Angleichung der Isolationskurvenverläufe für verschiedene Impulsbereiche. Abbildung 7.8(b) zeigt allerdings eine deutliche Abweichung der relativen Isolationen zwischen hoch- und niederenergetischen Elektronen. Insbesondere sind hochenergetische Elektronen auch in der relativen Isolation R_T deutlich besser isoliert als niederenergetische.

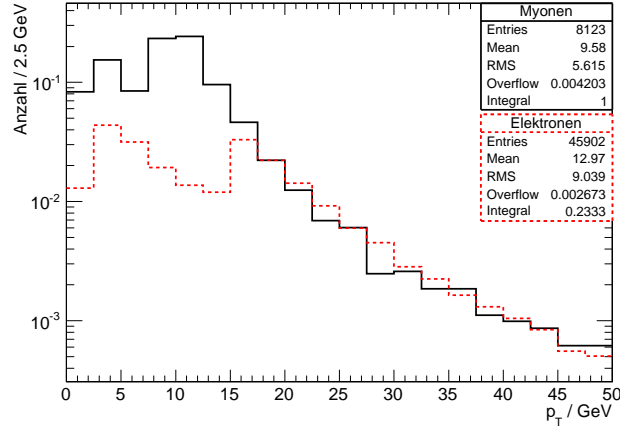
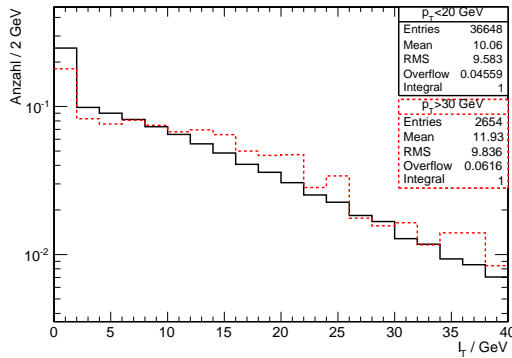
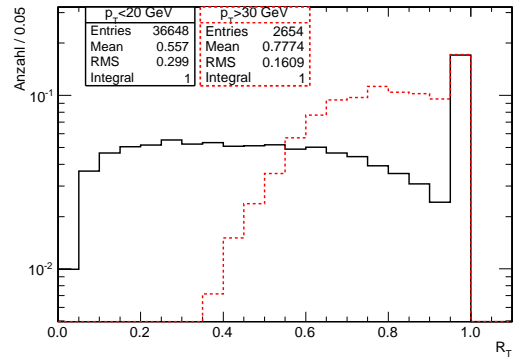


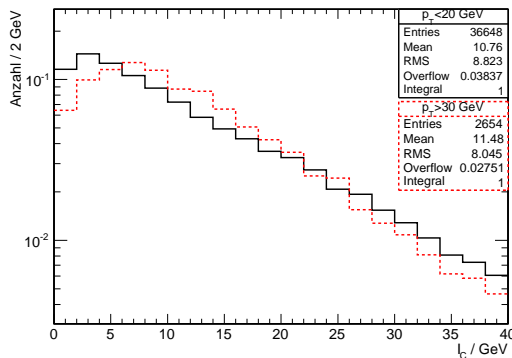
Abbildung 7.7: Transversalimpulse der Elektronen und globalen Myonen in den aufgenommenen Daten. Es werden keine weiteren Anforderungen an die Objekte gestellt. Die Verteilungen sind relativ zueinander auf die selbe Anzahl Ereignisse im Bin 17,5-20 GeV normiert, da dies das erste gemeinsame Bin ohne Einflüsse von Triggerschnitten ist.



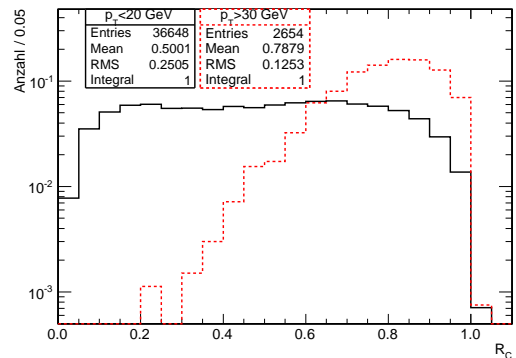
(a) Absolute Spuriousolation



(b) Relative Spuriousolation



(c) Absolute Kalorimeterisolation



(d) Relative Kalorimeterisolation

Abbildung 7.8: Isolationsvariablen aller rekonstruierter Elektronen aus den untersuchten Daten, unterteilt in zwei Impulsbereiche. Es sind die Isolationen in den Spurdetektoren und in den Kalorimetern gezeigt. Die Histogramme sind flächennormiert.

Tabelle 7.1: Signaleffizienz und S/B -Verhältnis nach Anwendung der jeweiligen Selektionsschritte auf die 7TeV-Datensätze. Die Zahlenwerte beschreiben die Gesamtheit aller betrachteten Subkanäle.

Selektionsschritt	Signaleffizienz ϵ	$\frac{S}{B}$
Trigger	0,974	$1,12 \cdot 10^{-5}$
mind. zwei Leptonen	0,473	$6,64 \cdot 10^{-3}$
mind. zwei Jets	0,341	0,155
versch. Leptonladung	0,336	0,160
Z-Veto	0,273	2,137

Bei der Beurteilung der unterschiedlichen Resultate aus den Abbildungen 7.8(a) und 7.6(a) müssen die unterschiedlichen Impulsspektren von Elektronen und Myonen aus Abbildung 7.7 berücksichtigt werden. Trotz der dortigen Abweichungen ist nicht eindeutig, warum ähnliche Verläufe in der absoluten Isolation zu derartigen Differenzen in der relativen Isolation führen. Dies bedarf weiterer Untersuchungen. Insbesondere sollte tiefergehend überprüft werden, ob die Verwendung der relativen Isolation zu einer guten Elektronenselektion führt.

Abbildungen 7.8(c) und 7.8(d) zeigen die analogen Verteilungen für die Kalorimeterisolationen. Da die Isolationsvariablen in den Kalorimetern mithilfe der „Jurassic-Methode“ (siehe Abschnitt 5.3) bestimmt wird, in den Spurkammern jedoch mit einem Vetokegel, kann ein Vergleich dieser Größen Hinweise auf den Ursprung der Abweichungen liefern. Die Verteilungen zeigen jedoch, abgesehen von den verschwindenden Einträgen perfekter Isolation, keine Unterschiede.

7.1.4 Ereignisselektion

Die Anwendung der dileptonischen Ereignisselektion auf die Monte-Carlo-Datensätze gemäß Anhang B ergibt die in Tabelle 7.1 angegebenen Signaleffizienzen sowie Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse nach den jeweiligen Schnitten. Mit einer Signaleffizienz nach Durchführung der vollständigen Selektion von

$$\epsilon_{7\text{TeV}} = 27,3\% \quad (7.2)$$

und einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

$$\frac{S}{B} = 2,14 \quad (7.3)$$

zeigt sich auch bei dieser Schwerpunktsenergie eine effektive Selektion der Signalereignisse. Ein Vergleich der Zahlenwerte mit den in Tabelle 5.11 angegebenen Werten für die 10TeV-Selektion zeigt eine gute Übereinstimmung der Signaleffizienzen nach den jeweiligen Selektionsschritten. Da diese Effizienz nur von der Kinematik des Top-Zerfalls abhängig ist, welche, wie oben bereits diskutiert, kaum mit der Schwerpunktsenergie variiert, kann dies als gegenseitige Bestätigung der Zahlenwerte betrachtet werden.

Der Vergleich der S/B -Werte zeigt deutlichere Unterschiede. Nach Anwendung der Leptonanforderung liegt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nach allen Schritten 15 bis 20 %

unterhalb der 10 TeV-Werte. Diese relativ geringe Differenz liegt unter anderem darin begründet, dass der Hauptuntergrund $t\bar{t} \rightarrow \tau\tau X \rightarrow l\bar{l}X$ aus dem selben Erzeugungsmechanismus wie die Signalereignisse stammt, sein Wirkungsquerschnitt skaliert daher analog zum Signalprozess. Die Anzahlen der selektierten Ereignisse nach Anwendung der einzelnen Schnitte sind in Tabelle 7.2 für die 7 TeV-Selektion zusammengefasst.

Ein Vergleich dieser Werte mit den in Tabelle 5.12 gegebenen Ereigniszahlen der 10 TeV-Selektion zeigt keine Abweichungen in der Bedeutung der einzelnen Untergrundprozesse. Der QCD-Untergrund ist in der 7 GeV-Monte-Carlo-Studie deutlich größer, jedoch ist dies nur durch drei generierte Ereignisse bestimmt, die zusätzlich die Selektion passieren¹ und lässt daher keinen Schluss auf die wirkliche Änderung dieses Untergrundes zu. Theoretische Berechnungen der Wirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 3.2) lassen jedoch ein deutliches Ansteigen der QCD-Kontamination erwarten.

Die Bestimmung des $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV wird analog zu Abschnitt 5.5.1 durchgeführt. Die erwartete Anzahl selektierter Ereignisse in 10pb^{-1} beträgt

$$N_{7\text{TeV}}^{MC} = 30,9 \pm 5,6. \quad (7.4)$$

Durch Einsetzen dieses Wertes sowie der Signaleffizienz (7.2) und des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses (7.3) in Gleichung (5.37) ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt der $t\bar{t}$ -Erzeugung von

$$\sigma_{t\bar{t},7\text{TeV}}^{MC} = (169 \pm 31)\text{pb}. \quad (7.5)$$

Die Zerfallsbreiten der beteiligten Objekte² entsprechen den Werten bei 10 TeV. Der angegebene Fehler ist rein statistisch und entspricht einer Signifikanz von

$$\frac{\delta(\sigma_{t\bar{t},7\text{TeV}})}{\sigma_{t\bar{t},7\text{TeV}}} = 5,5. \quad (7.6)$$

Die systematischen Fehler der 7 TeV-Selektion entsprechen in etwa den Werten bei 10 TeV. Auch bei der aktuellen, geringeren Schwerpunktsenergie lässt sich somit der Top-Wirkungsquerschnitt über den dileptonischen Zerfallskanal bestimmen.

In der in dieser Analyse untersuchten Datenmenge realer Daten werden

$$N_{t\bar{t}} = \sigma_{t\bar{t}} \cdot L = 165\text{pb} \cdot 15\text{nb}^{-1} = 2,5 \quad (7.7)$$

Top-Paar-Ereignisse erwartet. Unter Berücksichtigung der Zerfallsbreiten gemäß Gleichung (3.13) ergibt sich somit die Anzahl der erwarteten Signalereignisse zu

$$N_{\text{Signal}} = 0,1. \quad (7.8)$$

Eine Anwendung der in Abschnitt 5 definierten Ereignisselektion auf die untersuchten Daten liefert kein Ereignis, dass den Anforderungen dieser Analyse gerecht wird. Dies entspricht der Erwartung.

¹Von allen untersuchten QCD-Ereignissen bei 10 TeV passiert nur eines die Signalselektion. Bei 7 TeV werden vier Ereignisse akzeptiert.

²Analog zur Untersuchung bei 10 TeV werden auch hier die PDG-Werte verwendet, was zur Abweichung des rekonstruierten Wirkungsquerschnittes vom Eingangswert führt.

Tabelle 7.2: Anzahl der selektierten Ereignisse in 10pb^{-1} nach Anwendung des jeweils angegebenen Selektionsschrittes in der 7TeV-Selektion. Die Abkürzung STop bezeichnet die Single-Top-Ereignisse. Bei den QCD-Datensätzen EMenriched und BCtoE sind die Zahlen der Subdatensätze zusammengefasst. Auf eine Angabe der statistischen Fehler auf die Werte wird zur Wahrung der Übersichtlichkeit verzichtet. Sie sind für den Gesamtfehler der Selektion nur von untergeordneter Rolle.

	Signal					
	76,87					
Trigger	74,9					
2 Leptonen	36,4					
2 Jets	26,2					
Ladung	25,8					
Z-Veto	21,0					
Top-Quark-Untergründe						
	andere $t\bar{t}$	STop s	STop t	STop tW		
	1573,1	14,9	204,4	106,0		
Trigger	1141,7	10,7	141,7	71,9		
2 Leptonen	6,5	0,0	0,1	3,1		
2 Jets	4,8	0,0	0,0	1,1		
Ladung	4,5	0,0	0,0	1,1		
Z-Veto	3,6	0,0	0,0	0,9		
Z-Untergründe						
	ZZ	WZ	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	
	59,0	180,0	13000,0	13000,0	13000,0	
Trigger	21,6	73,9	7429,1	7968,8	2320,4	
2 Leptonen	3,6	6,0	2319,8	3073,9	26,5	
2 Jets	1,3	1,6	69,5	84,4	1,0	
Ladung	1,2	1,5	66,2	84,3	0,9	
Z-Veto	0,0	0,1	1,0	2,0	0,7	
andere Untergründe						
	WW	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	QCD: μ	EM enr.	BCtoE
	430,0	72706,7	69253,3	1098530,0	5635847,3	2565144,0
Trigger	202,4	59840,5	50835,7	861202,8	4905356,4	760065,4
2 Leptonen	9,3	4,9	6,1	3,5	11,8	3,4
2 Jets	0,6	0,4	0,4	0,6	2,4	0,6
Ladung	0,6	0,1	0,2	0,6	0,7	0,0
Z-Veto	0,5	0,1	0,2	0,6	0,2	0,0



Abbildung 7.9: Exemplarische Ansicht der graphischen Benutzeroberfläche des CMS-DQM. Gezeigt ist ein Screenshot mit Histogrammen der aufgenommenen Daten, vorselektiert auf die Anwesenheit eines selektierten Myons sowie zweier selektierter Jets [61].

7.2 Top Commissioning

Für statistisch signifikante Ergebnisse in den verschiedenen Analysen ist es wichtig, dass der CMS-Detektor möglichst viele der im Interaktionspunkt stattfindenden Kollisionen mit guter Qualität aufzeichnet. Es ist daher von Bedeutung, möglichst schnell eventuelle Fehler in den einzelnen Detektorkomponenten oder der Datenaufzeichnung festzustellen, um diese schnellstmöglich beheben zu können. Das *Data Quality Monitoring* (DQM) hat zur Aufgabe, die aufgenommenen Daten möglichst instantan zu analysieren, um im Problemfall sofort einschreiten zu können.

Neben den Arbeitsgruppen der einzelnen Detektorkomponenten führen auch die Analysegruppen DQM-Auswertungen durch, in denen die für die jeweilige Analyse wichtigen Verteilungen beobachtet werden. Die Top-Commissioning-Arbeitsgruppe beschäftigt sich mit dem Aufbau und Betrieb dieses Systems für die Top-Analysen am CMS-Experiment. In Abbildung 7.9 ist eine Ansicht der graphischen Benutzeroberfläche gezeigt, über die die einzelnen Histogramme angesprochen und untersucht werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Teile des Codes entwickelt, mit dem die dileptonische Selektion kontrolliert werden soll. Eine Implementierung dieses Codes in den automatisierten DQM-Ablauf des CMS-Experimentes steht noch aus.

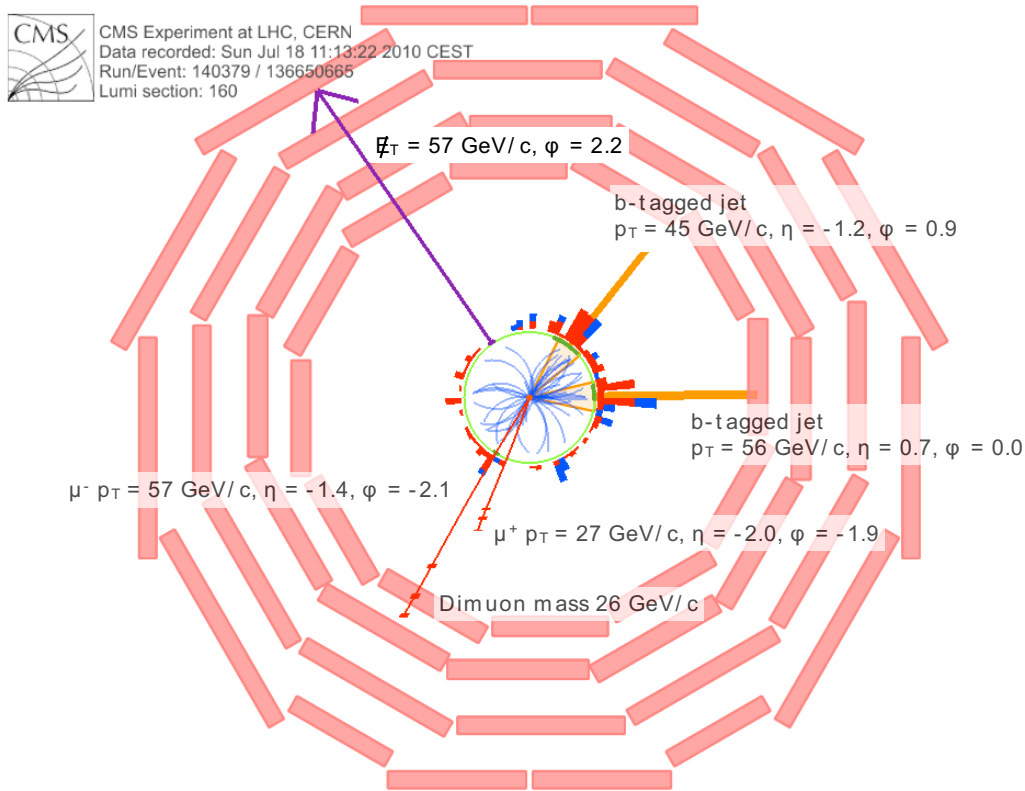


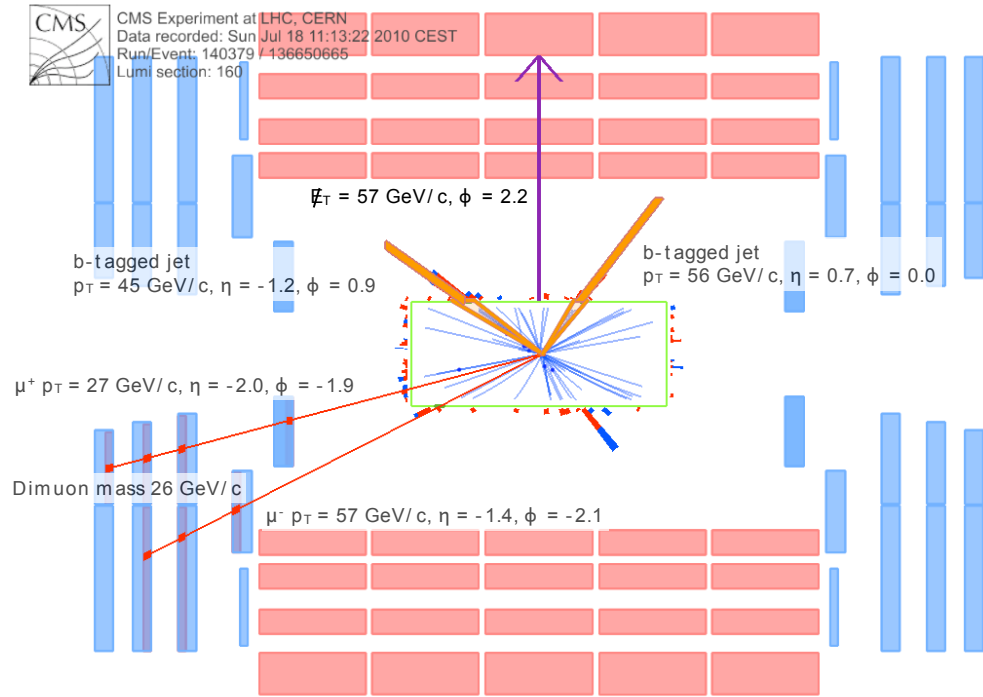
Abbildung 7.10: Kandidat eines dileptonischen Top-Paar-Ereignisses. Ansicht in der ρ - ϕ -Ebene [55].

7.3 Interessante Ereignisse

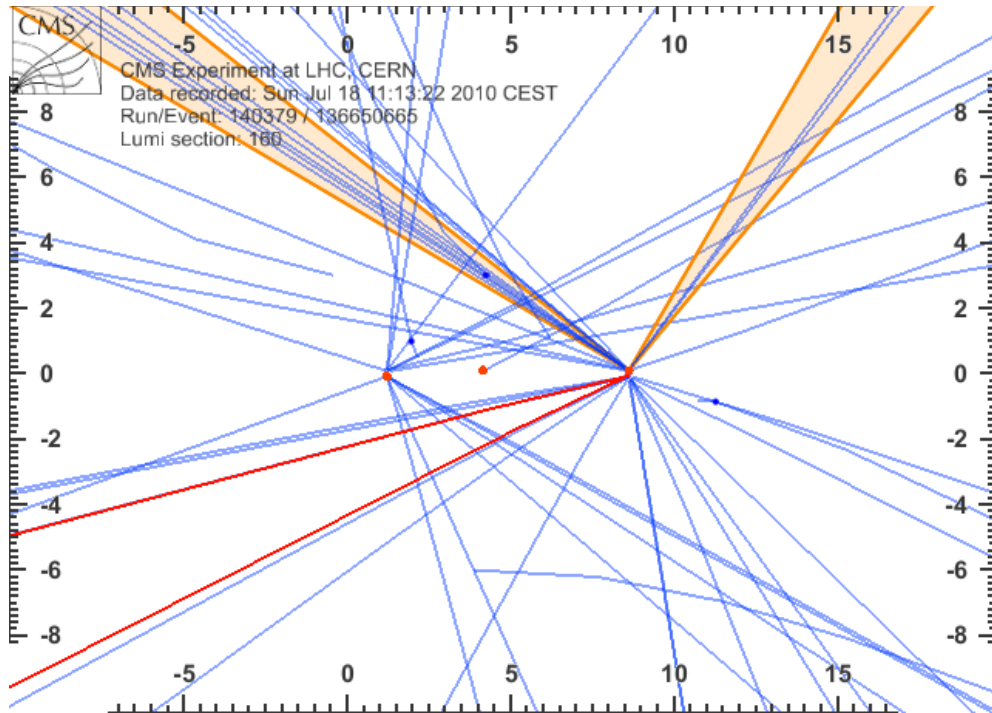
Am 18. Juli 2010 hat das CMS-Experiment das erste Ereignis aufgenommen, das sämtliche Selektionsschritte dieser Analyse passiert. Das in Abbildung 7.10 gezeigte Ereignis ist somit der erste Kandidat eines dileptonisch zerfallenden Top-Quark-Paares am CMS [55]. Es beinhaltet zwei hochenergetische und gut isolierte Myonen im Bereich der Endkappen (siehe Abbildung 7.11(a)), sowie zwei Jets, die außer den in dieser Selektion genutzten Bedingungen zusätzlichen b-Tag-Anforderungen genügen. Das Ereignis wird durch $\cancel{E}_T = 57 \text{ GeV}$ ausbalanciert. Die wichtigsten Charakteristika der einzelnen physikalischen Objekte sind in den Abbildungen 7.10 und 7.11(a) eingetragen.

Abbildung 7.11(b) zeigt eine Detailansicht der Vertices, die in diesem Ereignis rekonstruiert wurden. Die Myonspuren sowie die Jets sind farblich markiert. Es sind deutlich mehrere Vertices erkennbar, gleichbedeutend mit mehreren gleichzeitig stattfindenden Kollisionen (Pile-Up, siehe Abschnitt 5.3). Die für das Ereignis wichtigen Spuren der Myonen und Jets haben ihren Ursprung im selben Vertex und stammen somit aus demselben harten Prozess.

Als Beispiel eines typischen Untergrundprozesses ist in Abbildung 7.12 ein Kandidat eines Drell-Yan-Ereignisses $Z \rightarrow \mu\mu$ gezeigt. Aufgrund der zwei zusätzlichen Jets mit Transversalimpulsen von 93 GeV sowie 90 GeV passiert es alle Selektionsschritte der dileptonischen Top-Selektion dieser Analyse, abgesehen vom Z-Veto. Mit einer invarianten Masse von $93,2 \text{ GeV}$ und einer fehlenden transversalen Energie $\cancel{E}_T = 21,8 \text{ GeV}$ werden beide Z-Veto-Anforderungen nicht erfüllt.



(a) Gesamtansicht



(b) Detailansicht des Vertex (Größeneinheiten in cm)

Abbildung 7.11: Kandidat eines dileptonischen Top-Paar-Ereignisses. Ansichten in der ρ - z -Ebene [55].

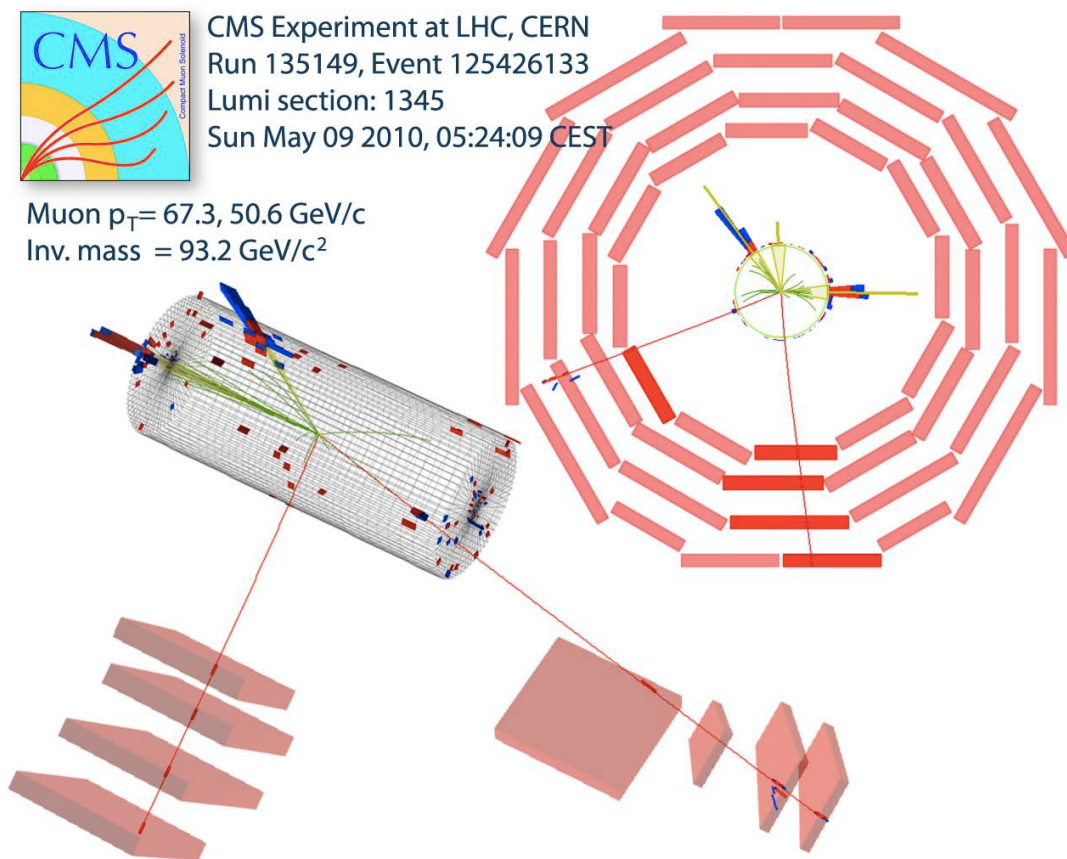


Abbildung 7.12: $Z \rightarrow \mu\mu$ -Kandidat, aufgenommen mit dem CMS-Detektor [62].

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse beschäftigt sich mit der Selektion dileptonisch zerfallender Top-Quark-Paare am CMS-Experiment, welches am Teilchenbeschleuniger LHC betrieben wird. Es werden die Möglichkeiten untersucht, eine signifikante Selektion derartiger Ereignisse mit einer integrierten Luminosität von 10pb^{-1} bei $\sqrt{s} = 10\text{TeV}$ zu erreichen. Die so gewonnenen Erkenntnisse werden verwendet, um eine Selektion bei 7TeV bei gleicher integrierter Luminosität zu entwickeln. Verschiedene Anwendungsmöglichkeiten der Selektion werden vorgestellt und untersucht.

Zur Selektion der dileptonischen Zerfallssignatur von Top-Quark-Paaren wird die Rekonstruktion von Elektronen, Myonen und Jets sowie fehlender transversaler Energie untersucht. Die entstehenden Leptonen lassen sich aufgrund ihrer kinematischen Eigenschaften und ihrer Isolation gut von Fake-Leptonen aus QCD-Prozessen trennen. Durch Anwendung verschiedener Schnitte wird eine gute Selektionseffizienz der Signalleptonen erreicht:

$$\begin{aligned}\varepsilon(\mu) &\approx 80\% \\ \varepsilon(e) &\approx 70\%.\end{aligned}$$

Ein Vergleich der Jet-Algorithmen SIScone und anti- k_T zeigt nur minimale Unterschiede in den physikalischen Eigenschaften der rekonstruierten Jets. Es wird daher der weniger rechenintensive anti- k_T -Algorithmus genutzt. Ein Vergleich der in die Analyse eingebrachten systematischen Fehler bei Verwendung von Kalorimeter- beziehungsweise Particle-Flow-Jets,

$$\begin{aligned}\sigma_{CaloJets}^{sys.} &= 10\% \\ \sigma_{PFJets}^{sys.} &= 5\%,\end{aligned}$$

zeigt, dass die Verwendung von Jets unter Einbeziehung der Spurdetektoren die Unsicherheiten deutlich minimiert.

Nach Auswahl der für die Analyse zu verwendenden physikalischen Objekte werden die Ereignisse selektiert, die der dileptonischen Zerfallssignatur entsprechen. Als Triggerpfade werden jeweils ein Myontrigger und ein Elektrontrigger verwendet. Durch die Anwesenheit zweier hochenergetischer Leptonen in den Signalereignissen wird eine sehr gute Effizienz der Triggerselektion von

$$\varepsilon_{Trigger} = 97\%$$

bei 10 TeV Schwerpunktsenergie erzielt. Die anschließende Ereignisselektion beginnt mit der Anforderung an mindestens zwei hochenergetische, gut isolierte Leptonen. Mit einer Signaleffizienz sowie einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von

$$\begin{aligned}\epsilon_{2Lept.} &= 45 \% \\ \frac{S}{B} &= 0,01\end{aligned}$$

nach Anwendung dieses Filters ist dies der effektivste Selektionsschritt der Analyse. Durch die Forderung nach zwei hochenergetischen Jets sowie unterschiedlicher Ladung der beiden selektierten Leptonen wird die Reinheit weiter verbessert. Die Subkanäle des Signalprozesses, in denen beide Leptonen gleichen Flavor tragen, sind durch Z-Ereignisse dominiert. In diesen Subkanälen wird daher ein Veto auf Z-Ereignisse durch Schnitte auf die fehlende transversale Energie und die invariante Leptonmasse durchgeführt.

Nach Anwendung aller Selektionsschnitte erreicht die Selektion im dileptonischen Zerfallskanal Signaleffizienz- und Signal-zu-Untergrund-Werte von

$$\begin{aligned}\epsilon_{10\text{TeV}} &= 26,2 \% \\ \left(\frac{S}{B}\right)_{10\text{TeV}} &= 2,42.\end{aligned}$$

Den dominanten Untergrund bilden dabei Z- sowie andere $t\bar{t}$ -Ereignisse.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV werden in 10pb^{-1} insgesamt 67 selektierte Ereignisse erwartet, von denen 47 Signalereignisse sind. Der Wirkungsquerschnitt der Top-Paar-Produktion lässt sich mit der beschriebenen Selektion mit frühen Daten des CMS-Detektors mit Fehlern von etwa

$$\left(\frac{\delta_{ges.}(\sigma_{t\bar{t}})}{\sigma_{t\bar{t}}}\right)_{10\text{TeV}} = \left(\frac{\delta_{stat.}(\sigma_{t\bar{t}})}{\sigma_{t\bar{t}}}\right) \oplus \left(\frac{\delta_{sys.}(\sigma_{t\bar{t}})}{\sigma_{t\bar{t}}}\right) = 12 \% \oplus 50 \%$$

bestimmen.

Für die Datennahme bei 7 TeV Schwerpunktsenergie wird die Selektion aufgrund der nur geringen kinematischen Unterschiede übernommen. Anhand von Monte-Carlo-Simulationen lassen sich die Signaleffizienz und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der gesamten Selektion bestimmen:

$$\begin{aligned}\epsilon_{7\text{TeV}} &= 27,3 \% \\ \left(\frac{S}{B}\right)_{7\text{TeV}} &= 2,14.\end{aligned}$$

Die Selektion ist demnach auch bei 7 TeV performant. Eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{t\bar{t},7\text{TeV}}$ mit 10pb^{-1} aufgenommener Daten ist mit relativen Fehlern versehen, die denen der 10 TeV-Selektion in etwa entsprechen:

$$\left(\frac{\delta_{ges.}(\sigma_{t\bar{t}})}{\sigma_{t\bar{t}}}\right)_{7\text{TeV}} = \left(\frac{\delta_{stat.}(\sigma_{t\bar{t}})}{\sigma_{t\bar{t}}}\right) \oplus \left(\frac{\delta_{sys.}(\sigma_{t\bar{t}})}{\sigma_{t\bar{t}}}\right) = 18 \% \oplus 50 \%.$$

Es werden Methoden untersucht, den Anteil der Untergründe an den selektierten Ereignissen direkt aus den aufgenommenen Daten zu bestimmen. Die $R_{out/in}$ -Methode bietet eine gute Möglichkeit, den Anteil der beitragenden Drell-Yan-Ereignisse anhand von Daten abzuschätzen. Die Methode bringt eine Systematik von

$$\delta_{rel.,sys.}(R_{out/in}) = 30\%$$

in die Analyse ein. Zur Abschätzung der Untergründe mit Fake-Lepton wird die Fake-Rate-Methode herangezogen. Aufgrund verschiedener angewandter Näherungen wird die Systematik dieser Methode mit

$$\delta_{rel.,sys.}(\text{Fake-Rate}) = 50\%$$

abgeschätzt.

Zur Verbesserung der vorgestellten Selektion sollte ein Umstieg auf Jets vorgenommen werden, die Spurinformationen berücksichtigen. Die Einbeziehung von b-Tagging zur Selektion der Jets kann effektiv Untergründe verwerfen, liefert jedoch in der Phase der frühen Datennahme große systematische Unsicherheiten. Sobald der Kenntnisstand über die Genauigkeit dieser Verfahren ausreicht, sollte ein solcher Selektionsschritt in die Analyse inkludiert werden. Der Einfluss der verschiedenen Quellen systematischer Unsicherheiten auf die Selektion und den gemessenen Wirkungsquerschnitt muss genauer untersucht werden. Eventuell können weitere datengetriebene Methoden genutzt werden, um den systematischen Fehler zu verringern. Die gefundene Abweichung der relativen Elektronisation zur Myonisation bedarf einer genaueren Untersuchung. Durch Anpassung der Schnittparameter auf die Elektronisation kann eventuell eine höhere Signaleffizienz erreicht werden.

Mit der Entdeckung des ersten im CMS-Detektor aufgenommenen Ereignisses, welches alle angewandten Selektionsbedingungen erfüllt, begann vor kurzer Zeit die Phase der Untersuchung dileptonischer Top-Quark-Zerfälle anhand echter Daten bei CMS. Die ersten Wirkungsquerschnittsmessungen dieses Kanals können in naher Zukunft durchgeführt werden. Sie werden Hinweise darüber liefern, ob die am Tevatron gewonnenen Erkenntnisse über das Top-Quark auch im neuen Energie-Regime des LHC-Beschleunigers Gültigkeit besitzen. Eine genaue Kenntnis der Erzeugung und des Zerfalls von Top-Quark-Paaren wird dabei einen wichtigen Beitrag bei der Suche nach neuer Physik am LHC liefern.

Anhang

Anhang A: Verwendete Datensätze für 10 TeV

Prozess	Datensatz	σ /pb	\mathcal{E}_{gen}
$t\bar{t}$	/TTbar/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	385	1
$Z \rightarrow ee$	/Zee/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	1944	1
$Z \rightarrow \mu\mu$	/Zmumu/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	1944	1
$Z \rightarrow \tau\tau$	/Ztautau/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	1944	1
$W \rightarrow e\nu$	/Wenu/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	14267	0,738
$W \rightarrow \mu\nu$	/Wmunu/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	14267	0,691
WW	/WW/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	74	1
WZ	/WZ/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	32	1
ZZ	/ZZ/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	10,5	1
SingleTopS	/SingleTop_sChannel-madgraph/Summer09-MC_31X_V3-v2/GEN-SIM-RECO	5	0,32442
SingleTopT	/SingleTop_tChannel-madgraph/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	130	0,32442
SingleTopTW	/SingleTop_tWChannel-madgraph/Summer09-MC_31X_V3-v3/GEN-SIM-RECO	29	1
QCD: Myon 15 GeV	/InclusiveMu15/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$5,091 \cdot 10^8$	$2,881 \cdot 10^{-4}$
QCD: BCtoE	/QCD_BCtoE_Pt20to30/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$4 \cdot 10^8$	$4,8 \cdot 10^{-4}$
QCD: BCtoE	/QCD_BCtoE_Pt30to80/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$1 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
QCD: BCtoE	/QCD_BCtoE_Pt80to170/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$1,9 \cdot 10^6$	0,012
QCD: EMenriched	/QCD_EMEnriched_Pt20to30/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$4 \cdot 10^8$	0,008
QCD: EMenriched	/QCD_EMEnriched_Pt30to80/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$1 \cdot 10^8$	0,047
QCD: EMenriched	/QCD_EMEnriched_Pt80to170/Summer09-MC_31X_V3-v1/GEN-SIM-RECO	$1,9 \cdot 10^6$	0,15

Anhang B: Verwendete Datensätze für 7 TeV

Prozess	Datensatz	σ / pb	ε_{gen}
$t\bar{t}$	/TTbar/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	165	1
$Z \rightarrow ee$	/Zee/Summer09-MC_31X_V3_7TeV_TrackingParticles-v1/GEN-SIM-RECO	1300	1
$Z \rightarrow \mu\mu$	/Zmumu/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	1300	1
$Z \rightarrow \tau\tau$	/Ztautau/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	1300	1
$W \rightarrow ev$	/Wenu/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	9333	0,779
$W \rightarrow \mu\nu$	/Wmumu/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	9333	0,742
WW	/WW/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	43	1
WZ	/WZ/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	18	1
ZZ	/ZZ/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	5,9	1
SingleTopS	/SingleTop_sChannel-madgraph/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	4,6	0,32442
SingleTopT	/SingleTop_tChannel-madgraph/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v2/GEN-SIM-RECO	63	0,32442
SingleTopTW	/SingleTop_tWChannel-madgraph/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v2/GEN-SIM-RECO	10,6	1
QCD: Myon 15 GeV	/InclusiveMu15/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$2,969 \cdot 10^8$	$3,7 \cdot 10^{-4}$
QCD: BCtoE	/QCD_BCtoE_Pt20to30/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$2,355 \cdot 10^8$	$4,6 \cdot 10^{-4}$
QCD: BCtoE	/QCD_BCtoE_Pt30to80/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$5,93 \cdot 10^7$	$2,34 \cdot 10^{-3}$
QCD: BCtoE	/QCD_BCtoE_Pt80to170/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$9,06 \cdot 10^5$	$1,04 \cdot 10^{-2}$
QCD: EMenriched	/QCD_EMEnriched_Pt20to30/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$2,355 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^{-3}$
QCD: EMenriched	/QCD_EMEnriched_Pt30to80/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$5,93 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^{-2}$
QCD: EMenriched	/QCD_EMEnriched_Pt80to170/Summer09-MC_31X_V3_7TeV-v1/GEN-SIM-RECO	$9,06 \cdot 10^5$	$1,48 \cdot 10^{-1}$

Anmerkung: Die Filtereffizienz ε_{gen} des QCD-Myon-Datensatzes wurde inzwischen genauer auf einen Wert $2,9 \cdot 10^{-4}$ berechnet. Dies wurde in dieser Analyse noch nicht berücksichtigt. Die Voraussagen dieses Datensatzes müssen also insgesamt um etwa 20 % nach unten skaliert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] S. ABACHI ET AL. **Search for High Mass Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$.** *Physical Review Letters*, **74 13** (1995), 2422–2426.
- [2] F. ABE ET AL. **Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab.** *Physical Review Letters*, **74 14** (1995), 2626–2631.
- [3] M. KOBAYASHI AND T. MASKAWA. **CP-Violaton in the Renormalizable Theory of Weak Interaction.** *Progress of Theoretical Physics*, **49 2** (1972), 652–657.
- [4] C. AMSLER ET AL. **Review of Particle Physics.** *Physics Letters B*, **667 1-5** (2008), 1–6.
- [5] CERN. **The LHC experiments.** <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHCExperiments-en.html>.
- [6] O. BRÜNING ET AL., editor. **LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring.** CERN Libraries, Geneva, 1st edition, June 2004, ISBN 92-9083-224-0.
- [7] CERN PRESS OFFICE. **LHC research programme gets underway**, March 30, 2010. <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2010/PR07.10E.html>.
- [8] THE CMS COLLABORATION. **The CMS experiment at the CERN LHC.** *Journal of Instrumentation*, **3 08** (2008), S08004.
- [9] B. C. HEGNER. **Integration von Si-Streifenmodulen in den Vorwärtsbereich des zentralen CMS-Spurdetektors.** Diploma thesis, RWTH Aachen, 2004.
- [10] THE CMS COLLABORATION. **Volume I: Detector Performance and Software.** CMS Physics Technical Design Report, 2006.
- [11] C. BERGER. **Elementarteilchenphysik.** Springer, Berlin, 2nd edition, 2006, ISBN 978-3-540-41515-7.
- [12] THE CMS COLLABORATION. **The Hadron Calorimeter Project.** Technical Design Report, 1997.
- [13] P. GIACOMELLI. **The CMS Muon Detector.** VCI 2001 Conference, February 19-23, 2001.
- [14] THE CMS COLLABORATION. **The Muon Project.** Technical Design Report, 1997.

- [15] THE CMS COLLABORATION. **The TriDAS Project, Volume 1: The Trigger Systems**. Technical Design Report, 2000.
- [16] M. BENEKE AND W. BERNREUTHER ET AL. **Top Quark Physics**. *arXiv*, hep-ph/0003033 (2000).
- [17] L. SONNENSCHN. **The $t\bar{t}$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$** . Ph.D. thesis, RWTH Aachen, 2001.
- [18] N. KIDONAKIS AND R. VOGT. **Theoretical top quark cross section at the Fermilab Tevatron and the CERN LHC**. *Physical Review D*, **78** 7 (2008), 14.
- [19] N. KIDONAKIS. **Higher-order corrections to top-antitop pair and single top quark production**. *arXiv*, 0909.0037 (2009).
- [20] S. CATANI. **Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC**. *arXiv*, hep-ph/0005233 (2000), 29.
- [21] A. HEINSON. **Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds**. http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html.
- [22] T. SJÖSTRAND ET AL. **PYTHIA**, 2010. <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [23] MG/ME DEVELOPMENT TEAM. **MadGraph Home Page**. <http://madgraph.roma2.infn.it/index.html>.
- [24] P. BARTALINI. **Pythia Tunes in CMS**. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/PythiaTuning>.
- [25] R. FIELD. **Physics at the Tevatron**. *Acta Physica Polonica B*, **39** 10 (2008), 2611–2671.
- [26] THE CMS COLLABORATION. **MonteCarlo Parameters**. https://cmsdoc.cern.ch/~stosi/cards_offic/param_card_3.dat.
- [27] THE GEANT4 COLLABORATION. **Geant4 - A Simulation Toolkit**. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **506** (2003), 250–303.
- [28] R. BRUN. **ROOT | A Data Analysis Framework**. <http://root.cern.ch/>.
- [29] THE CMS COLLABORATION. **The Computing Project**. Technical Design Report, 2005.
- [30] THE CMS COLLABORATION. **Distributed Analysis in CMS**. *CMS Note*, **2009/013** (2009).
- [31] D. TORNIER. **Untersuchung dileptonischer $t\bar{t}$ -Zerfälle bei CMS**. Diploma thesis, RWTH Aachen, 2005.

- [32] THE CMS COLLABORATION. **First Measurement of the Underlying Event Activity in Proton-Proton Collisions at 900 GeV at the LHC.** *CMS Physics Analysis Summary*, **QCD-10-001** (2010).
- [33] THE CMS COLLABORATION. **Plans for Jet Energy Corrections at CMS.** *CMS Physics Analysis Summary*, **JME-07-002** (2008).
- [34] THE CMS COLLABORATION. **Muon Reconstruction in the CMS Detector.** *CMS Analysis Note*, **2008/097** (2009).
- [35] R. E. KALMAN. **A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems.** *Journal Of Basic Engineering*, **82 Series D** (1960), 35–45.
- [36] W. ADAM ET AL. **Track Reconstruction in the CMS tracker.** *CMS Note*, **2006/041** (2005).
- [37] M. MULDER ET AL. **Muon Identification in CMS.** *CMS Analysis Note*, **AN 2008/09** (2008).
- [38] S. BAFFIONI ET AL. **Electron Reconstruction in CMS.** *CMS Note*, **2006/40** (2006).
- [39] H. BETHE AND W. HEITLER. **On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons.** *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character (1905-1934)*, **146 856** (1934), 83–112.
- [40] W. ADAM AND R. FRÜHWIRTH. **Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC.** *CMS Note*, **2005/001** (2005).
- [41] THE CMS COLLABORATION. **CMS CVS: Electron Identification, Revision CMSSW_3_1_4.** http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/RecoEgamma/ElectronIdentification/?pathrev=CMSSW_3_1_4.
- [42] G. P. SALAM AND G. SOYEZ. **A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm.** *Journal of High Energy Physics*, **2007 05** (2007), 086–086.
- [43] M. CACCIARI, G. P. SALAM, AND G. SOYEZ. **The anti- k_t jet clustering algorithm.** *Journal of High Energy Physics*, **2008 04** (2008), 063–063.
- [44] B. C. HEGNER. **Private Kommunikation.**
- [45] THE CMS COLLABORATION. **Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET.** *CMS Physics Analysis Summary*, **PFT-09/001** (2009).
- [46] THE CMS COLLABORATION. **Jet energy calibration with photon+jet events.** *CMS Physics Analysis Summary*, **JME-09-004** (2009).
- [47] I. TOMALIN. **b Tagging in CMS.** *Journal of Physics: Conference Series*, **110 9** (2008), 092033.

- [48] THE CMS COLLABORATION. **Commissioning of b-jet identification with pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$.** *CMS Physics Analysis Summary*, **BTV-10-001** (2010).
- [49] THE CMS COLLABORATION. **HLT paths for the 8E29 „core“ menu**, 2010. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TriggerMenuDescription8E29Devel>.
- [50] Y. KÜSSEL. **Massenbestimmung von Top-Quarks mit semileptonischen Top-Paar-Zerfällen am CMS-Detektor.** Diploma thesis, RWTH Aachen, 2009. zus. private Kommunikation.
- [51] C. S. HILL, J. R. INCANDELA, AND J. M. LAMB. **A method for measurement of the top quark mass using the mean decay length of b hadrons in $t\bar{t}$ events.** *Physical Review D*, **71** 5 (2005), 35.
- [52] C.-X. YUE AND L.-N. WANG. **Non-universal gauge boson Z' and the spin correlation of top quark pair production at e^-e^+ colliders.** *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **34** 1 (2007), 139–149.
- [53] W. BERNREUTHER AND Z.-G. SI. **Distributions and correlations for top quark pair production and decay at the Tevatron and LHC.** *Nuclear Physics B*, **837** 1-2 (2010), 90–121.
- [54] THE CMS COLLABORATION. **Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV.** *CMS Physics Analysis Summary*, **JME-10-003** (2010).
- [55] THE CMS COLLABORATION. **Selection of Top-Like Events in the Dilepton and Lepton-plus-Jets Channels in Early 7 TeV Data.** *CMS Physics Analysis Summary*, **TOP-10-004** (2010).
- [56] THE CMS COLLABORATION. **Measurement of CMS Luminosity.** *CMS Physics Analysis Summary*, **EWK-10-004** (2010).
- [57] A. D. MARTIN ET AL., W. J. STIRLING, R. S. THORNE, AND G. WATT. **Uncertainties on α_s in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections.** *The European Physical Journal C*, **64** 4 (2009), 653–680.
- [58] THE CMS COLLABORATION. **A Method to Measure the Contribution of DY to $l+l^-$ to a di-lepton + MET Selection.** *CMS Analysis Note*, **2009/023** (2009).
- [59] THE CMS COLLABORATION. **Expectations for observation of top quark pair production in the dilepton final state with the early CMS data at $\sqrt{s} = 10\text{TeV}$.** *CMS Physics Analysis Summary*, **TOP-09-002** (2009), 20.
- [60] M. FERRO-LUZZI. **LHC Programme Coordination web pages.** <http://lpc.web.cern.ch/lpc/>.
- [61] TOP DQM WORKGROUP OF THE CMS COLLABORATION. **Private Kommunikation.**
- [62] THE CMS COLLABORATION. **First two months of data taking at 7 TeV in CMS: $J/\psi \rightarrow \mu\mu$, $W \rightarrow \mu\nu$, $Z \rightarrow \mu\mu$ mass plots and displays of $Z \rightarrow \mu\mu$ candidates.** *CMS Detector Performance Summary*, **DPS -2010/016** (2010).

Selbstständigkeitserklärung

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