

# Suche nach Supersymmetrie mit Myonen am CMS

von

Andreas Leurs

Bachelorarbeit der Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen

im September 2011

angefertigt im

Institut 3a

bei

Prof. Dr. Thomas Hebbeker





# Übersicht

Diese Bachelorarbeit untersucht die Entdeckungs- bzw. Ausschlussgrenzen für das supersymmetrische Tau-Sneutrino ( $\tilde{\nu}_\tau$ ) mit dem CMS-Detektor. Die Daten sowie die Monte-Carlo-Simulationen wurden bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  aufgenommen bzw. generiert. Es wird der Zerfallskanal  $\tilde{\nu}_\tau \rightarrow e\mu$  betrachtet. Als Untergründe werden DiW-Boson-Zerfälle, Top-Antitop-Paar-Produktionen und Drell-Yan-Zerfälle nach zwei Leptonen benutzt. Zur Untersuchung des supersymmetrischen Teilchens werden 3 Signale, die je Zerfälle von Teilchen mit unterschiedlichen Massen (600 GeV, 800 GeV, 900 GeV) simulieren, benutzt. Durch geeignete Schnitte wird versucht, das Signal möglichst gut vom Untergrund zu trennen. Da die Daten keinen Hinweis auf die Existenz des supersymmetrischen  $\tilde{\nu}_\tau$  zeigen, werden zum Schluss noch Ausschlussgrenzen auf dessen Masse gesetzt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	1
1.2	Supersymmetrie . . . . .	2
1.2.1	Minimales supersymmetrisches Modell . . . . .	3
1.2.2	R-Paritäts-Verletzung . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Teilchen-Detektoren am LHC</b>	<b>5</b>
2.1	Aufbau des CMS-Detektors . . . . .	5
2.1.1	Pixeldetektor . . . . .	6
2.1.2	Silizium-Streifen-Detektor . . . . .	6
2.1.3	Elektromagnetischer Kalorimeter (ECAL) . . . . .	7
2.1.4	Hadronischer Kalorimeter (HCAL) . . . . .	8
2.1.5	Supraleitender Magnet . . . . .	9
2.1.6	Myon-System . . . . .	10
2.1.7	Besondere Größen . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Analyse</b>	<b>14</b>
3.1	Benutzte Datensätze . . . . .	14
3.1.1	Monte-Carlo-Simulationen und Daten . . . . .	14
3.1.2	Signale . . . . .	14
3.2	Pile-Up-Korrekturen . . . . .	15
3.3	Ereignis-Selektion . . . . .	17
3.3.1	Myon-Schnitte . . . . .	17
3.3.2	Elektronen-Schnitte . . . . .	18
3.4	Cutflows . . . . .	20
3.5	Invariantes Massenspektrum . . . . .	22
3.6	Die Cl95-Methode . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>27</b>
<b>5</b>	<b>Anhang</b>	<b>28</b>



# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik wurde im 20. Jahrhundert entwickelt und beschreibt Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Diese werden mit Hilfe der Quantenfeldtheorie hergeleitet. Dazu gehören mit absteigender Kraft die starke und die schwache Kernkraft, sowie die elektromagnetische Kraft. Eine Zusammenfassung all dieser Kräfte befindet sich in Tab. 1.

Wechselwirkung	rel. Stärke	Reichweite	Austauschteilchen
starke Kernkraft	1	$10^{-15}m$	8 Gluonen (g)
elektromagnetische Kraft	$10^{-2}$	$\infty$	Photon ( $\gamma$ )
schwache Kernkraft	$10^{-7}$	$10^{-13}m$	$W^\pm, Z^0$ -Boson

Tabelle 1: Wechselwirkungen des Standardmodells der Teilchenphysik mit relativer Stärke bezogen auf die starke Kernkraft, ihrer Reichweite und den zugehörigen Austauschteilchen.

Im Standardmodell unterscheidet man zwischen Materieteilchen, den sogenannten Fermionen mit halbzahligem Spin und den Austauschteilchen, die Bosonen genannt werden und ganzzahlige Spins besitzen. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Fermionen und Bosonen mit ihren Eigenschaften befindet sich in Tab. 2 und Tab. 3[1].

	Generation I	Generation II	Generation III	Ladung
Quarks	up ( $u$ )	charm ( $c$ )	top ( $t$ )	$+2/3 e$
	down ( $d$ )	strange ( $s$ )	bottom ( $b$ )	$-1/3 e$
Leptonen	Elektron ( $e$ )	Myon ( $\mu$ )	Tau ( $\tau$ )	-1
	Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ )	Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ )	Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ )	0

Tabelle 2: Verschiedene Generationen der Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik.

Teilchen	Wechselwirkung	Masse in GeV
$W^\pm$	schwach	$80.399 \pm 0.023$ [2]
$Z$		$91.1876 \pm 0.0021$ [2]
$g$	stark	0
$\gamma$	elektromagnetisch	0

Tabelle 3: Bosonen im Standardmodell der Teilchenphysik.

Weiterhin werden die Fermionen in Quarks und Leptonen unterteilt. Jedes einander zugeordnete Quarkpaar hat Ladung  $+2/3 e$  bzw.  $-1/3 e$  (bzw.  $-2/3 e$  und  $+1/3 e$  für deren Antiteilchen).  $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$  [2] ist hierbei die Elementarladung. Quarks nehmen an allen fundamentalen Wechselwirkungen teil. Sie tragen eine Farbladung (grün, rot, blau oder die dazu entsprechende Antifarbe). Quarks tauchen nie isoliert auf, sondern immer in Gruppen von Quarks, die als Farbladung "weiß" ergeben, was als Confinement bezeichnet wird. Dies ist nur erreichbar durch drei Quarks unterschiedlicher (Anti-)Farbe ( $qqq$  oder  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) oder zwei Quarks mit einer Farbe und einer Antifarbe ( $q\bar{q}$ ). Die Leptonen werden in geladene und ungeladene Teilchen untergliedert. Zu den geladenen Teilchen zählt das Elektron mit Ladung -1. Das entsprechende Antiteilchen, das Positron, hat Ladung +1. Diesen beiden Teilchen wird noch je ein ungeladenes Neutrino-Teilchen zugeordnet, welches im Standardmodell keine Masse besitzt. Allerdings haben neue Messungen gezeigt, dass auch Neutrinos eine nicht verschwindende Masse haben [2]. Analoges gilt für das Myon und das Tau, welche eine 200-fach bzw. 1000-fach größere Masse als das Elektron besitzen. Die Masse von Teilchen und Antiteilchen sind identisch [3]. Die Neutrinos nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil, während die Leptonen

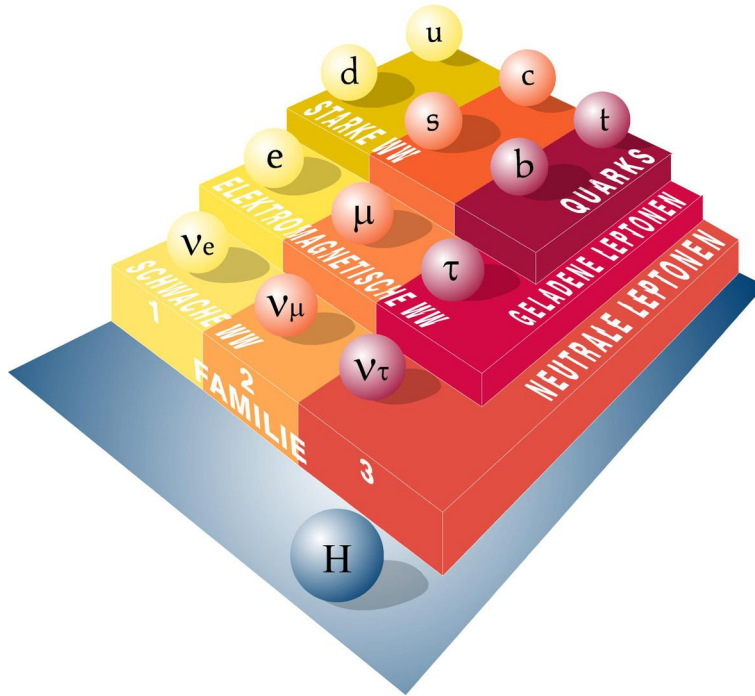


Abbildung 1: Darstellung der drei Quark- und Lepton-Familien und des Higgs-Bosons[4].

aufgrund ihrer elektrischen Ladung auch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen. Die Quarks sowie die Leptonen lassen sich in drei Generationen unterteilen. Diese sind in Abb. 1 dargestellt.

Mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) werden die Wechselwirkungen zwischen elektrisch geladenen Teilchen beschrieben. Das Austauscheteilchen der QED ist das Photon. Dieses koppelt an alle Teilchen mit elektrischer Ladung. Die schwache Wechselwirkung wird durch die zwei geladenen  $W^+$ - und  $W^-$ -Bosonen und das neutrale  $Z^0$ -Boson übertragen. Diese wirken nur zwischen linkshändigen Quarks und linkshändigen Leptonen bzw. rechtshändigen Antiquarks und rechtshändigen Antileptonen. In den 70er und 80er Jahren des letzten Jahrhunderts ist es gelungen die 1967 von Sheldon Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg postulierte Zusammenfassung der elektromagnetischen Wechselwirkung mit der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung experimentell zu bestätigen. Diese wird Quantenflavourdynamik (QFD) genannt und durch die Symmetriegruppe  $SU(2) \otimes U(1)$  beschrieben.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben und erklärt das koppeln der Gluonen an Teilchen mit Farbladung. Gluonen besitzen ebenfalls Farbladungen und sind daher in der Lage mit sich selbst zu koppeln. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die  $SU(3)$ .

Eine Frage, die die bisher erwähnten Austauscheteilchen nicht erklären können ist, woher die Masse der Materieteilchen und der Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung kommen. Dieses soll durch das im Higgsmechanismus postulierte Higgs-Teilchen gelöst werden. Eines der Hauptaufgaben des LHC am CERN ist es die Existenz dieses Teilchens zu bestätigen oder zu widerlegen[5].

## 1.2 Supersymmetrie

Auch wenn das Standardmodell der Teilchenphysik durch eine Vielzahl von Experimenten bestätigt wurde, kann sie manche beobachteten Effekte nicht erklären. Dazu gehört zum Beispiel die "Dunkle Materie" [6] aus astronomischen Messungen oder das Hierarchieproblem [7]. Dieses besagt, dass bei sehr hohen Energien im Bereich der Planck-Skala von  $10^{19}$  GeV die Gravitation so stark wird, dass diese anders als beim Standardmodell nicht mehr vernachlässigbar ist.



Teilchen	Spin	Name	auf sie wirkt diese Kraft	vermittelt diese Kraft	Superpartner	Spin	Name
$e, \mu, \tau$	1/2	Leptonen	e/m, schw.	—	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$	0	Sleptonen
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	1/2	Neutrinos	schw.	—	$\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$	0	Sneutrinos
$u, c, t$	1/2	Quarks	e/m, schw., st.	—	$\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}$	0	Squarks
$d, s, b$					$\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$		
$\gamma$	1	Photon	grav.	e/m	$\tilde{\gamma}$	1/2	Photino
$W^\pm$	1	W-Boson	e/m, schw.	schw.	$\tilde{W}^\pm$	1/2	Wino
$Z^0$	1	Z-Boson	schw.	schw.	$\tilde{Z}^0$	1/2	Zino
$g$	1	Gluon	st.	st.	$\tilde{g}$	1/2	Gluino
$G$	2	Graviton	grav.	grav.	$\tilde{G}$	3/2	Gravitino
$h$	0	Higgs-Boson	schw.	erzeugt Masse	$\tilde{h}$	1/2	Higgsino

Tabelle 4: Teilchen des Standardmodells und zugehörige Superpartner im MSSM.

Eine Theorie zur Lösung dieses Problems ist die Supersymmetrie. In dieser wird ein Operator  $Q$  eingeführt, der Fermionen und Bosonen ineinander umwandeln kann und umgekehrt:

$$Q|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle, \quad Q|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle.$$

Es wird jedem Fermion/Boson ein entsprechender Superpartner zugeordnet. Supersymmetrische Materieteilchen erhalten dann zur Bezeichnung je ein “s” als Präfix (z.B. Elektron  $\rightarrow$  Selektron) und Austauschpartnern ein “ino” als Suffix (z.B. Photon  $\rightarrow$  Photino). Wäre die Supersymmetrie exakt sollten die Superpartner die gleiche Masse wie ihr entsprechendes Partnerteilchen aus dem Standardmodell besitzen. Da allerdings noch kein Superpartner gefunden wurde, geht man davon aus, dass die Symmetrie gebrochen ist. Nun stellt sich die Frage wie stark die Symmetrie gebrochen ist. Nach der SUSY-Brechung gilt:

$$\sum_{\text{Bosonen}} m^2 - \sum_{\text{Fermionen}} m^2 = M_{SUSY}^2.$$

Die Korrektur der Higgsmasse ist nicht größer als sie selbst:

$$M_H \sim \delta M_H \sim \lambda M_{SUSY}.$$

Dabei ist  $M_H \sim 10^2 \text{ GeV}$  und  $\lambda \sim 10^{-1}$  die Kopplungskonstante. Daraus folgt, dass supersymmetrische Teilchen im Bereich bis zu  $M_{SUSY} \sim 10^3 \text{ GeV} = 1 \text{ TeV}$  gefunden werden sollten. Dieser Energiebereich wird vom LHC voll abgedeckt. Für weiterführende Literatur siehe [1, 8, 9, 10].

### 1.2.1 Minimales supersymmetrisches Modell

Das minimale supersymmetrische Modell (MSSM) stellt die kleinstmögliche Erweiterung des Standardmodells dar. Die Teilchen, die es beinhaltet sind in Tab. 4 im direkten Vergleich zu ihren Partnern im Standardmodell aufgeführt.

### 1.2.2 R-Paritäts-Verletzung

Um Teilchen des Standardmodells von supersymmetrischen Teilchen trennen zu können wurde die sogenannte R-Parität eingeführt. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$R_p = (-1)^{3(B-L)+2S}.$$

Dabei ist  $B$  die Baryonenzahl,  $L$  die Leptonenzahl und  $S$  der Spin. Für alle Teilchen des Standardmodells gilt  $R_p = 1$ , für alle supersymmetrischen Teilchen  $R_p = -1$ . Damit die R-Parität erhalten ist müssen supersymmetrische Teilchen immer paarweise erzeugt werden. In der Reaktion, die ich in

meiner Arbeit untersuche annihiliere ein down-Quark und ein Anti-down-Quark zu einem supersymmetrischen Tau-Sneutrino, welches dann wieder in ein Elektron und ein Anti-Myon bzw. ein Positron und ein Myon zerfällt (siehe Abb. 2). Betrachtet man dies beispielhaft für den zweiten Vertex so folgt dort für das  $\tilde{\nu}_\tau$  mit  $B = 0$ ,  $L = 1$  und  $S = 1/2$ , dass  $R_p = -1$ . Betrachtet man die beiden auslaufenden Leptonen mit  $B = 0$ ,  $L = 1$ ,  $S = 1/2$  folgt  $R_p = 1$ , was dann multiplikativ eine 1 bleibt. So ist an diesem Vertex die R-Parität verletzt.

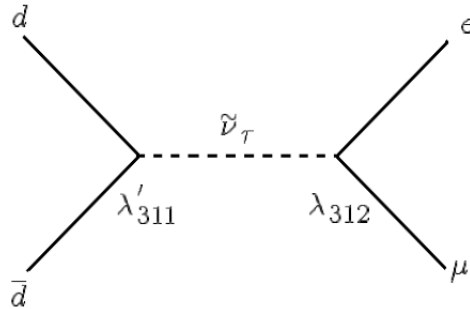


Abbildung 2: Quark-Anti-Quark-Annihilation in ein Tau-Sneutrino was wieder in ein Elektron und ein Myon zerfällt.

Die Stärke der Kopplungskonstanten wird mit dem Superpotential  $W_{RP}$  beschrieben:

$$W_{RP} = \mu_i H_u L_i + \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} U_i^c D_j^c D_k^c.$$

Hierbei beschreiben  $\lambda'$  die Kopplungskonstanten mit Leptonzahlverletzung und  $\lambda''$  die Kopplungskonstanten mit Baryonenzahlverletzung. Die aktuellsten Werte für die  $\lambda$ -Kopplungen, welche auch für die Erstellung des Signals verwendet wurden, befinden sich in [11].

## 2 Teilchen-Detektoren am LHC

Der LHC (Large Hadron Collider) ist der momentan leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt. Er befindet sich am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf in 45-170 Metern Tiefe und hat einen Umfang von 26,7 km. Er wird derzeit bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und einer instantanen Luminosität von  $\mathcal{L} = 3156,13 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  betrieben [12]. Nach dem Grunddesign ist noch eine Steigerung auf eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  und eine Luminosität von  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  möglich.

Neben dem CMS-Detektor auf den ich später noch ausführlich eingehen werde, gibt es noch fünf weitere Detektoren am Beschleunigerring. Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC ApparatuS)[13, 14] ist wie der CMS-Detektor ein Multifunktionsdetektor mit dem nach dem Higgs-Boson und neuer Physik gesucht wird. Da CMS und ATLAS ähnlich aufgebaut sind können sie interessante Hinweise auf neue Physik oder neue Teilchen gegenseitig überprüfen. Daher ist die Kommunikation zwischen den Forscherteams dieser beiden Detektoren auch besonders wichtig. Mit dem ALICE-Detektor (A Large Ion Collider Experiment)[15] will man den Zustand der Materie kurz nach dem Urknall nachstellen, indem man Quark-Gluon-Plasmas erzeugt und diese vermisst. Der LHCb-Detektor (Large Hadron Collider beauty)[16] ist auf der Suche nach CP-Verletzung in B-Hadronen und besitzt die Erweiterung MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC)[17], welches speziell nach magnetischen Monopolen, Relikten mikroskopischer schwarzer Löcher und supersymmetrischen Teilchen sucht. Am TOTEM-Detektor (Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement)[18] ist man daran interessiert die Größe des Protons erheblich genauer zu vermessen als das bisher möglich war.

### 2.1 Aufbau des CMS-Detektors

Der CMS-Detektor (Compact Muon Solenoid) ist ein Multifunktions-Detektor am LHC-Beschleuniger. Er hat einen Durchmesser von 15 Metern und eine Länge von 21 Metern. Der Begriff Compact rührt daher, da er für sein Gewicht im Vergleich zu anderen Detektoren ein sehr geringes Volumen einnimmt. Er befindet sich in Frankreich bei Cessy. Er ist zwiebelschalenförmig aufgebaut und besitzt die zwei Bereiche Barrel und Endcap. Zwei Querschnitte des CMS-Detektors befinden sich in Abb. 3 und Abb. 4. In Abb. 4 lassen sich auch gut die Bereiche Barrel und Endcap zu erkennen die jeweils unterschiedliche  $\eta$ -Bereiche des Detektors abdecken.

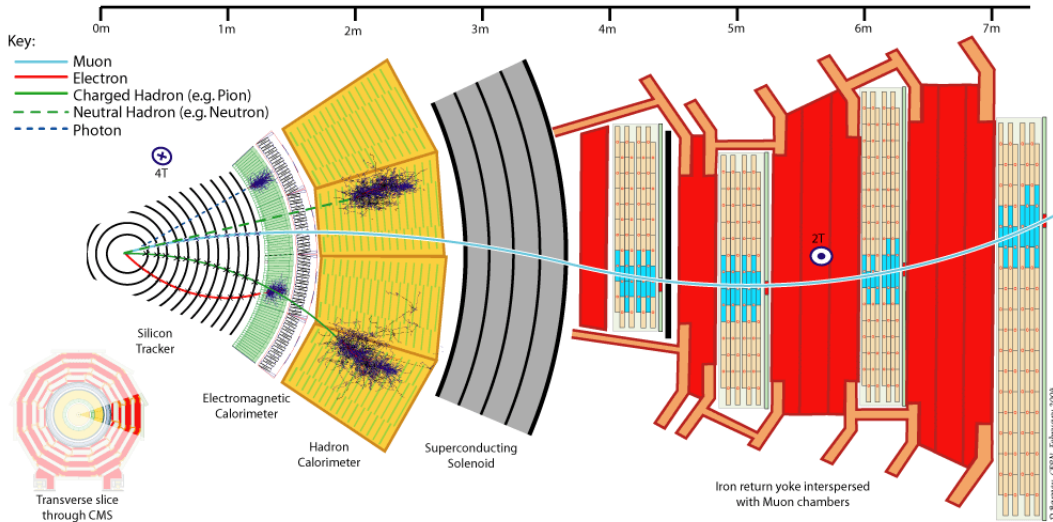


Abbildung 3: Querschnitt des CMS-Detektor mit den Flugbahnen und Zerfallsorten charakteristischer Teilchen[19].

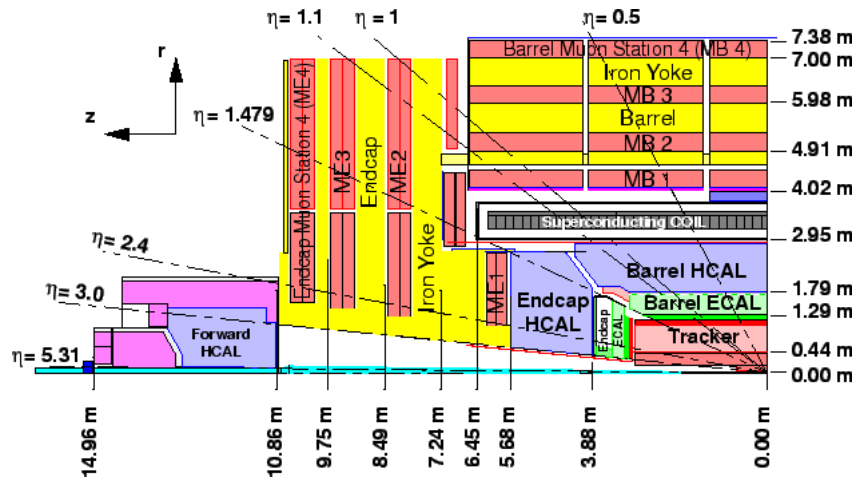


Abbildung 4: Querschnitt des CMS-Detektors parallel zur Flugrichtung des Proton-Strahls[20].

Der Detektor besteht aus vielen verschiedenen Einzeldetektoren mit je unterschiedlichen Funktionen. Diese werde ich im folgenden erläutern:

### 2.1.1 Pixeldetektor

Im Kern des CMS-Detektors befinden sich drei Lagen von Pixeldetektoren mit einer Gesamtanzahl von 66 Mio. Pixeln. Diese Schichten haben mit Abständen von 4,4 cm, 7,3 cm und 11,2 cm den geringsten Abstand zum Kollisionspunkt. Daher müssen diese im Vergleich zu den anderen Detektorteilen die größte Menge an Teilchen im CMS vermessen und speichern. Dies wird in 10 cm Abstand vom Strahlverlauf auf ca.  $10^7$  pro  $cm^2$  und s geschätzt. Jeder "Pixel" im Pixeldetektor misst  $100\mu m \times 150\mu m$ . Fliegt ein geladenes Teilchen durch ihn hindurch erzeugt es ein Elektron-Loch-Paar, welches als elektrischer Strom gemessen werden kann. Durch die große Anzahl von Pixeldetektoren müssen diese zusätzlich gekühlt werden, damit diese nicht überhitzen, wenn die erwartete Anzahl von Teilchen pro Kollision durch sie hindurchfliegen. Denn durch die hohe Teilchenrate, welche geschätzt eine Stromleistung von 50 mW pro Teilchen im Pixeldetektor erzeugt, kann dies bei der oben genannten Teilchenzahl zu einer starken Überhitzung des Detektors führen. In Abb. 6 ist ein Ausschnitt des Pixeldetektors gezeigt. Der Pixeldetektor zusammen mit dem Silizium-Streifen-Detektor ist in Abb. 5 abgebildet. Der Aufbau des Pixeldetektors befindet sich in Abb. 7.

### 2.1.2 Silizium-Streifen-Detektor

Auf den Pixeldetektor folgt der Silizium-Streifen-Detektor. Dieser besteht aus 10 Lagen von Silizium-Streifen-Detektoren und erreicht einen Radius von 130 cm. Er beinhaltet 15.400 hoch sensible Module mit insgesamt 10 Mio. Detektor-Streifen, die von 80.000 mikroelektronischen Chips ausgelesen werden. Jedes Modul besteht aus drei Elementen: einer bestimmten Anzahl von Sensoren, einer mechanischen Struktur zur Gewährleistung von Stabilität und Ausleseelektronik. Der Detektor unterteilt sich in vier innere Barrel-Schichten (TIB für Tracker Inner Barrel), die einen Bereich von  $|z| < 65$  cm abdecken. Diese haben eine Ortsauflösung von  $23 - 24 \mu m$  in  $r - \phi$ -Richtung und  $230 \mu m$  in  $z$ -Richtung. Sie sind zudem mit zwei inneren Endcap-Schichten verknüpft, die je aus drei kleinen Scheiben bestehen. Diese decken einen Bereich von  $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$  ab. Um den TIB sind noch sechs äußere Barrel-Schichten (TOB für Tracker Outer Barrel) angeordnet mit auch zwei Endcap-Schichten. Dieser deckt einen Bereich von  $|z| < 110$  cm ab und hat eine Ortsauflösung von  $35 - 52 \mu m$  in  $r - \phi$ -Richtung und  $530 \mu m$  in  $z$ -Richtung. Jede dieser Silizium-Module ist unterschiedlich gestaltet je nach Position im Detektor und Art der Teilchen, die er vermessen soll. Auch dieser Teil des Detektors wird durch

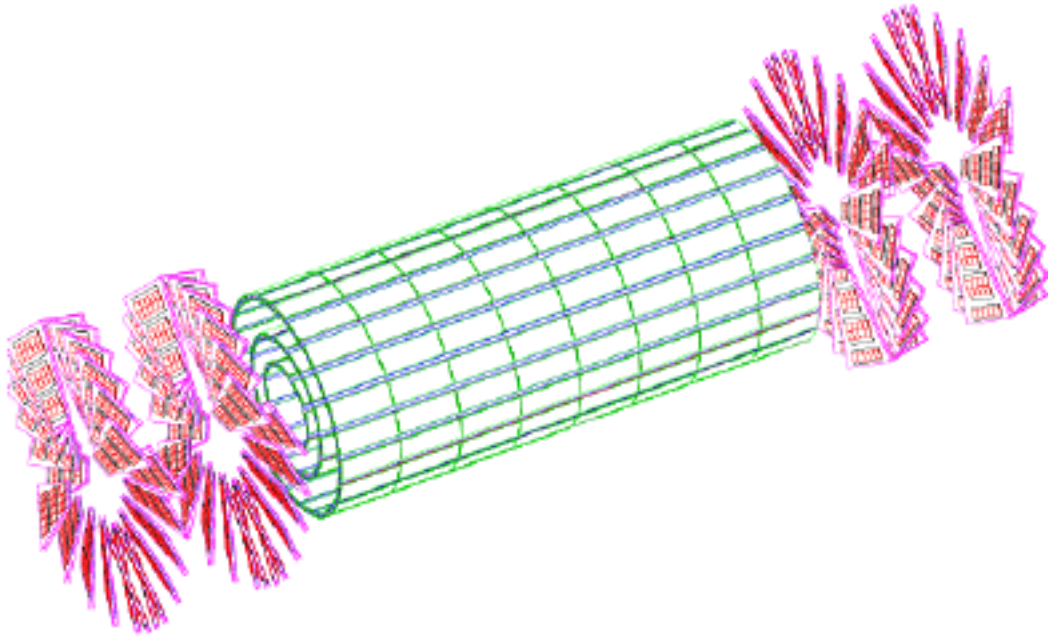


Abbildung 5: 3D-Ansicht des Pixeldetektors. Zu sehen sind die drei Barrel-Bereiche (grün) und die zwei abschließenden Endcap-Ringe an beiden Seiten des Detektors (rosa)[21].

ein äußeres Temperaturkontrollsystem auf ca.  $-20^{\circ}\text{C}$  gekühlt. In Abb. 7 ist der Aufbau der Silizium-Streifen-Detektoren zu sehen.

Der gesamte Tracker hat eine Transversalimpulsauflösung von:

$$\left(\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\right)^2 = (a \cdot p_T/\text{GeV})^2 + (0,5\%)^2.$$

Der lineare Term  $a = 0,15$  [22] ergibt sich durch die geringere Bahnkrümmung der Teilchen bei höherem  $p_T$  und der konstante Term resultiert aus Mehrfachstreuung[23].

### 2.1.3 Elektromagnetischer Kalorimeter (ECAL)

Der elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) vermisst elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wie Elektronen oder Photonen. Diese erzeugen beim Eintritt in den ECAL einen Schauer, aus dem die Energie des ursprünglichen Teilchens bestimmt werden kann. Auch der ECAL besteht aus einem Barrel-Bereich zylindrisch um den Strahl herum und einem Endcap-Bereich senkrecht zum Strahlengang. Der Barrel besteht aus 61.200 Kristallen, die zu 36 "Supermodulen" von je 1700 Kristallen und knapp 3 Tonnen Gewicht zusammengefasst werden. Er deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 1,479$  ab. Im Endcap befinden sich nochmal ca. 15.000 Kristalle. Die Kristalle bestehen aus Bleiwolframat ( $PbWO_4$ ), ein Material mit hoher Dichte, welches Szintillationslicht in schnellen, kleinen und kompakten Photon-Schauern produziert. Allerdings sind diese Schauer in diesem Material stark temperaturabhängig, weshalb es permanent auf  $0,1^{\circ}\text{C}$  gekühlt werden muss. Da die Strahlung in den Endcap-Bereichen deutlich höher ist als im Barrel werden dort statt den im Barrel benutzten "Lawinen Photodioden" "Vakuum Phototrioden" eingesetzt. Wie man dem Namen bereits entnehmen kann besteht diese aus drei Dioden in einem Vakuum. Um eine besonders gute Ortsauflösung zu garantieren befindet sich vor den Endcaps noch ein "Preshower" Detektor. Dieser hat eine deutlich höhere räumliche Auflösung als der Bereich dahinter, was nötig ist, um z.B. zwei Photonen, die aus einem Pion entstehen

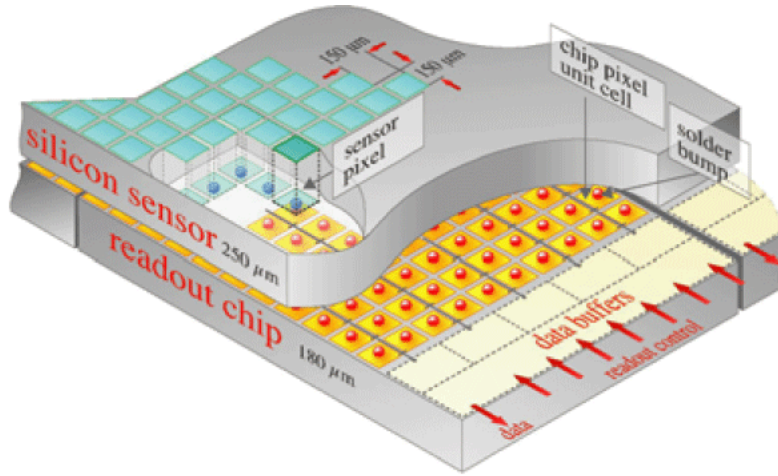


Abbildung 6: Aufbau des Pixeldetektors[19].

können und sehr nah beieinander liegen voneinander trennen zu können. Der Endcap-Detektor deckt einen Bereich von  $1,479 < |\eta| < 3,0$  ab. Ein schematischer Aufbau des ECAL-Detektors befindet sich in Abb. 8.

Auch die im ECAL gemessene Energie hat eine begrenzte Auflösung. Die Unsicherheiten in den Messungen kommen durch Kalibrationsfehler, intrinsisches elektronisches Rauschen, Rauschen aus Pile-Up-Events und der Wahrscheinlichkeit einer Protonabsorption[23]. Der relative Fehler auf die Energiemessung ergibt sich zu:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2.$$

Hierbei ist  $S$  der stochastische Term,  $N$  das Rauschen und  $C$  ein konstanter Term[21].

#### 2.1.4 Hadronischer Kalorimeter (HCAL)

Der hadronische Kalorimeter vermisst die Energie von hadronischen Teilchen wie z.B. Protonen, Neutronen, Pionen und Kaonen. Zusätzlich gibt er indirekt Aufschluss auf nicht-wechselwirkende ungeladene Teilchen, wie z.B. Neutrinos. Die Vermessung solcher Teilchen ist besonders wichtig, da sie Rückschlüsse auf neue Teilchen, wie das Higgs-Boson oder supersymmetrische Teilchen liefern. Um dies zu gewährleisten muss der HCAL allerdings eine komplette  $4\pi$ -Umgebung abdecken, damit kein schon bekanntes Teilchen dem Detektor unentdeckt entkommt. So kann man aus fehlendem transversalem Impuls bzw. fehlender transversaler Energie auf ein nicht wechselwirkendes und möglicherweise neues Teilchen schließen.

Auch der HCAL ist in einen inneren Barrelbereich (HB), einen äußeren Barrelbereich (HO) und einen Endcapbereich (HE) unterteilt. Diese decken jeweils folgende Pseudorapität ab:  $|\eta| < 1,4$  für HB,  $|\eta| < 1,26$  für HO und  $1,3 < |\eta| < 3,0$  für HE.

Die erwartete Energieauflösung der einzelnen HCAL-Detektorbereiche beträgt

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E/\text{GeV}}}\right)^2 + b^2.$$

Wie groß die Werte  $a$  und  $b$  für die verschiedenen Bereich des HCALs sind, ist in Tab. 5 aufgeführt.

Zusammen mit dem ECAL erreicht die Energieauflösung der Kalorimeter des CMS im Energiebereich von  $30 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$  [23]

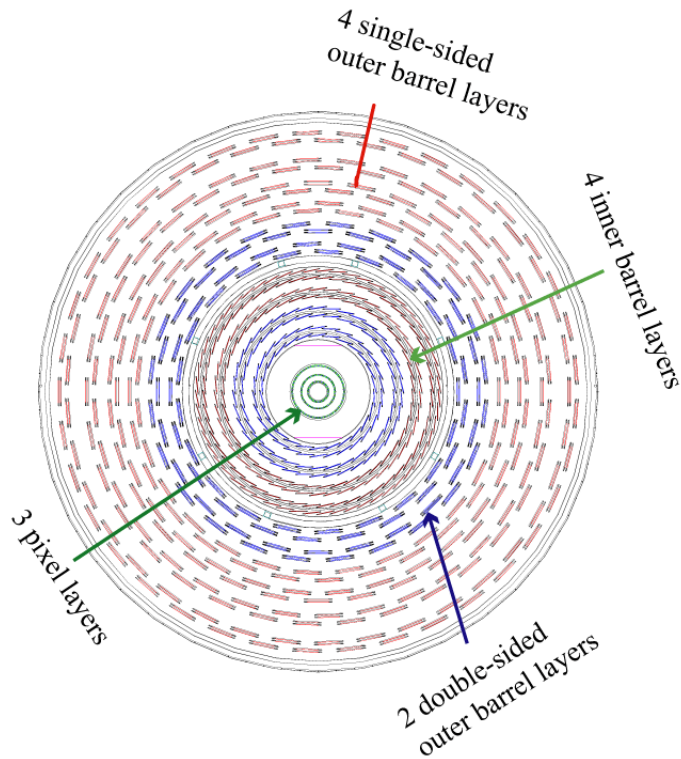


Abbildung 7: Querschnitt durch den inneren Tracker des CMS-Detektors. Zu sehen sind die inneren 3 Pixeldetektorschichten und die 10 Silizium-Streifen-Detektor-Schichten[19].

HCAL	$a$	$b$
HB	85%	5%
HO	90%	5%
HE	150%	3%

Tabelle 5: Energieauflösungskoeffizienten für verschiedene Bereiche des HCAL-Detektors.

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 \approx \left(\frac{100\%}{E/\text{GeV}}\right)^2 + (4,5\%)^2.$$

### 2.1.5 Supraleitender Magnet

Der CMS-Magnet ist das zentrale Bauelement von CMS. Er erzeugt ein Magnetfeld von 4 Tesla, welches 100.000 mal so stark ist wie das der Erde und ihn somit zum stärksten supraleitenden Magneten der Welt macht. Erst durch sein starkes Magnetfeld wird die Flugbahn von hochenergetischen Teilchen so stark gekrümmt, dass aus ihrer Flugbahn ihr Impuls bestimmt werden kann. Er hat einen Durchmesser von 7 Metern. Obwohl ein größerer Magnet ein noch stärkeres Magnetfeld mit einer noch genaueren Vermessung der Impulse von Teilchen und deren Massen garantiert hätte konnte aus Transportgründen der Magnet nicht größer gebaut werden. Anders als die Return-Yokes in den Myonkammern wird der Solenoid auf  $-268,5^\circ\text{C}$  gekühlt.

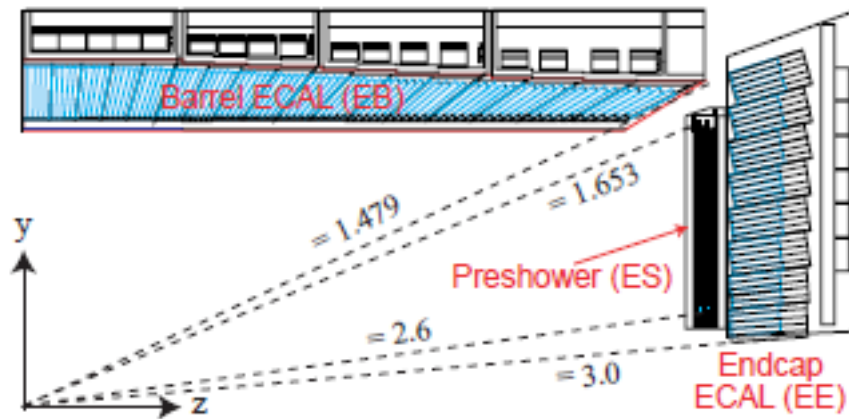


Abbildung 8: Schematischer Aufbau des Elektromagnetischen Calorimeters[21].

### 2.1.6 Myon-System

Abgeschlossen wird der Aufbau des CMS durch die Myonkammern. Myonen sind durch ihre minimal ionisierende Eigenschaft die einzigen Teilchen, die es bis in die Myonkammern schaffen, wodurch diese auch ihren Namen bekommen haben. Besonders wichtig sind sie für den Nachweis des Higgs-Teilchens welches in vier Myonen zerfällt. Insgesamt besteht das Myon-System aus 1400 Myonkammern, davon 250 "Drift Tubes" (DTs), 540 Kathoden-Streifen-Kammern (CSCs), welche die Position des Teilchens bestimmen und einem Trigger zugeordnet werden. 610 "Resistive Plate Chambers" (RPCs) bilden ein redundantes Triggersystem, welches frühzeitig entscheidet, ob die gemessenen Myondaten gespeichert oder verworfen werden sollen. Durch seine vielen Schichten mit unterschiedlichen Eigenschaften ist der Teil des CMS-Detektors sehr robust und filtert Hintergrundrauschen sehr gut aus den Daten heraus. DTs und RPCs sind in konzentrischen Zylindern um den Strahl platziert (Barrel), während die CSCs und RPCs am Rand den Detektor abschließen (Endcap).

- Drift Tubes/Chambers (DT):  
Jede Drift Chamber, die je eine durchschnittliche Fläche von  $2\text{m} \times 2,5\text{m}$  besitzen, besteht aus 12 Aluminium-Schichten. Jede davon besteht aus 3 Gruppen von 4 Schichten (siehe Abb. 9). Die mittleren messen die Koordinaten parallel zum Strahlengang, die beiden äußeren jeweils die senkrechte Koordinate. Die Drift Tubes (DTs) messen die Myonenposition in den Barrel-Bereichen des Detektors. Jeder DT beinhaltet ein Gasgemisch aus 40% Argon, 50% Kohlenstoffdioxid und 10% Tetrafluormethan ( $CF_4$ ) [23] und ist 4 cm breit. Durchfliegt es ein geladenes Teilchen, wie z.B. ein Myon so stößt es Elektronen aus den Gasmolekülen, welche sich zu den positiv geladenen Drähten in den DTs bewegen an denen dann ein Strom gemessen wird. Die DT können zwei Koordinaten für die Myonen messen: zum einen wo das aus dem Gas geschlagene Elektron den Draht trifft und den Abstand des Myons zum Draht, indem es die Zeit, die das Elektron zum Draht braucht mit dessen Geschwindigkeit multipliziert.
- Kathoden-Streifen-Kammern (CSC):  
Die Kathoden-Streifen-Kammern werden in den Endcap-Scheiben genutzt, wo das Magnetfeld inhomogen und die Teilchenrate sehr hoch ist. Die CSCs bestehen aus einer Reihe von positiv geladenen Drähten die als Anoden fungieren und sind durchlaufen von negativ geladenen Kupferstreifen, die die Kathode darstellen. Die Positionsbestimmung des Myons erfolgt dann analog zu der in den DTs. Ein schematischer Aufbau der CSCs befindet sich in Abb. 10.
- Resistive Plate chambers (RPC):



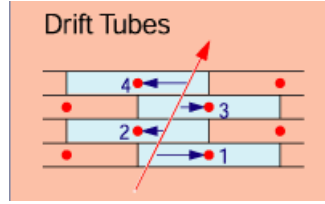


Abbildung 9: Ausschnitt mehrere Drift Tubes. Der Draht geht dabei in rot gezeichnet aus der Blattebene heraus[19].

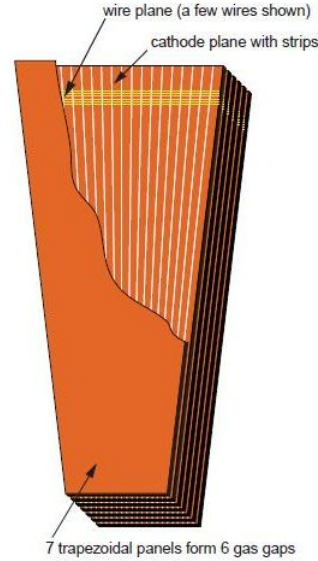


Abbildung 10: Querschnitt der Kathoden-Sreifen-Kammern[21].

Die RPCs bestehen aus einer Gaskammer, abgeschlossen durch eine positiv geladene Anode und eine negativ geladene Kathode, die beide aus einem Plastikmaterial mit hohem elektrischen Widerstand bestehen (siehe Abb. 11). Aufgrund ihres besonderen Materials haben sie eine besonders gute Orts- und Zeitauflösung. Die Zeitauflösung beträgt nur 1ns.

Ein Querschnitt mit allen wichtigen Bereichen des Myons-Systems ist in Abb. 12.

Weitergehende Informationen über den CMS-Detektor findet man in [21].

### 2.1.7 Besondere Größen

Da der Detektor zylindersymmetrisch aufgebaut ist wird die Position eines Teilchens durch die Azimutal- und Polarwinkel  $\theta$  und  $\phi$  angegeben. Die  $z$ -Achse entspricht der Strahlachse. Der Ursprung des Koordinatensystems wird in die Mitte des Detektors gelegt, wo die Teilchen zusammenstoßen sollen. Für die Angabe des Winkels  $\theta$ , den die Flugrichtung eines Teilchens aus der Kollision mit dem Strahlengang einschließt, wurde eine neue Größe eingeführt: die Pseudorapidity  $\eta$ . Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right).$$

Diese Größe hat den Vorteil, dass Winkeldifferenzen  $\Delta\eta$  zwischen relativistischen Teilchen lorentz-invariant sind und sich somit deren Impulse besser vergleichen lassen.

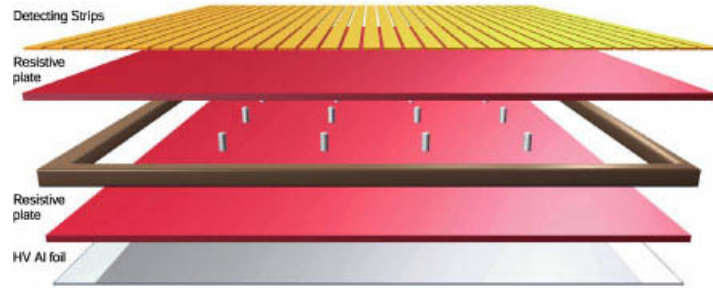


Abbildung 11: Aufbau einer Resistive Plate Chamber[19].

Eine weitere Größe ist  $\Delta R$ . Sie ist über die Winkeldifferenzen  $\Delta\eta = \eta_i - \eta_j$  und  $\Delta\phi = \phi_i - \phi_j$  definiert:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}.$$

Sie beschreibt also einen Kegel im Detektor dessen Spitze im Kollisionspunkt des Strahls liegt. Dieser Kegel wird um die Bahn des gemessenen Teilchens gelegt und für deren Isolation von z.B. Jets benötigt. Da  $\Delta R$  aus den lorentzinvarianten Größen  $\eta$  und  $\phi$  bestimmt wird, ist diese Größe selbst auch lorentzinvariant.

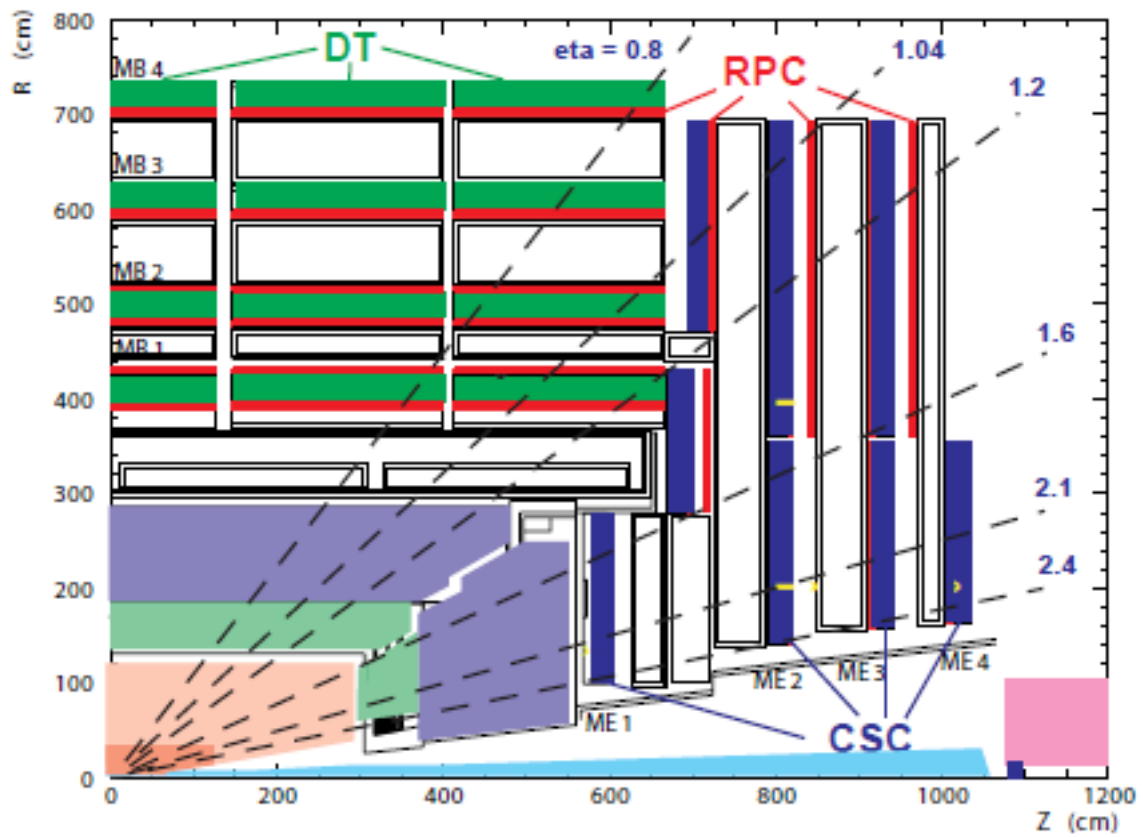


Abbildung 12: Querschnitt durch die den CMS-Detektor mit Beschriftung des Myon-Systems[21].

## 3 Analyse

Ziel der Analyse ist es aus den Monte-Carlo-Simulationen und den Daten Ereignisse mit Myonen und Elektronen, die bestimmte Bedingungen erfüllen (z.B. ausreichend großes  $p_T$ ), zu selektieren. Dabei wird das Analyseprogramm SusyAna der Arbeitsgruppe für Supersymmetrie am Institut 3a der RWTH Aachen verwendet. Aus dem jeweils höchstenergetischen Myon und Elektron aus einem Event wird dann die invariante Masse bestimmt. Für z.B. den Drell-Yan-Zerfall sollte diese laut PDG bei ca 90 GeV sein, was die Graphen auch zeigen. Die invarianten Massen des supersymmetrischen  $\tilde{\nu}_\tau$  sollten dann bei 600, 800 bzw. 900 GeV liegen, was die Graphen auch zeigen werden.

### 3.1 Benutzte Datensätze

#### 3.1.1 Monte-Carlo-Simulationen und Daten

Diese Studie beschäftigt sich mit der Suche nach dem supersymmetrischen  $\tilde{\nu}_\tau$ -Teilchen, welches in ein Elektron und ein Myon zerfällt. Die für die Untergründe verwendeten Monte-Carlo-Simulationen aus dem Sommer 2011 (Summer11) sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Prozess	Zeitraum	Generator	Events	Wirkungsquerschnitt ( $pb$ )
WW to Anything	Summer11	Pythia6	210.667	43
Drell-Yan		Madgraph	9.042.544	4.998
TT + Jets		Madgraph	3.701.947	157,5

Tabelle 6: Liste der verwendeten Monte-Carlo-Simulationen für die Untergründe mit Eventanzahl und Wirkungsquerschnitt. Die Wirkungsquerschnitte stammen von der offiziellen CMS-Seite[24].

Diese wurden alle mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  simuliert. Im Folgenden ist mit Luminosität immer die integrierte Luminosität gemeint. Damit die Monte-Carlo-Sätze in der Analyse mit den Daten übereinstimmen, müssen sie noch auf die Luminosität der Daten normiert werden. Für sie gilt folgende Formel:

$$\mathcal{L}_{Daten} = \frac{N_{Daten}}{\sigma}. \quad (1)$$

Hierbei ist  $\mathcal{L}_{Daten}$  die Luminosität der Daten,  $N_{Daten}$  die Anzahl der Events in den Daten und  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt. Analoges gilt für die Luminosität der Monte-Carlo-Simulationen:

$$\mathcal{L}_{MC} = \frac{N_{MC}}{\sigma}. \quad (2)$$

Hier sind  $\mathcal{L}_{MC}$  und  $N_{MC}$  die Luminosität und Anzahl der Events der Monte-Carlo-Simulation. Löst man nun Gleichung (1) nach  $\sigma$  auf und setzt sie in Gleichung (2) ein, so erhält man:

$$\mathcal{L}_{MC} = c \cdot \mathcal{L}_{Daten}, \quad c = \frac{N_{Daten}}{N_{MC}}.$$

Auf diese Weise können die Luminositäten der Monte-Carlo-Simulationen mit Hilfe der Konstanten  $c$  auf die der Daten normiert werden.

Die benutzten Daten wurden am 31. Mai 2011 entsprechend einer Luminosität von  $182 \text{ pb}^{-1}$  am CMS-Detektor am CERN aufgenommen. Die Runrange ist 160404-165121.

#### 3.1.2 Signale

Als Signale wurden drei Monte-Carlo-Simulationen verwendet, die je Teilchen mit unterschiedlichen Massen (600 GeV, 800 GeV, 900 GeV) simulieren. Als Generator wurde Herwig6 verwendet. Dies ist ein Matricelement-Generator mit dem Teilchenzerfälle simuliert werden können. Mit der Version 6 des Programms ist es auch möglich supersymmetrische Teilchen zu simulieren [25]. Genaue Informationen darüber sind in Tab. 7 zusammengestellt.

Masse ( $GeV$ )	Generator	Events	Wirkungsquerschnitt ( $pb$ )
600	Herwig6	21493	0.8
800	Herwig6	55733	0.736
900	Herwig6	31000	0.717

Tabelle 7: Verwendete Signale mit Generator, Eventszahl und Wirkungsquerschnitt

$m_0$	$m_{1/2}$	$A_0$	$\tan(\beta)$	$sign(\mu)$
250	290	-550	12	+1

Tabelle 8: SUSY-Parameter der generierten Signal-Samples

Die Signale wurden bei folgenden SUSY-Parametern generiert (siehe Tab. 8).

Hierbei ist  $m_0$  die universelle skalare Masse,  $m_{1/2}$  die universelle Gauginomasse,  $A_0$  die universelle trilineare Kopplungskonstante,  $\tan(\beta)$  entspricht dem Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Bosonen und  $sign(\mu)$  ist das Vorzeichen des Higgs-Massenparameters[26].

### 3.2 Pile-Up-Korrekturen

Besonders wenn der LHC höhere Luminositäten erreicht passiert es, dass pro bunch crossing mehrere Proton-Proton-Kollisionen stattfinden. Dieses Problem nennt man Pile-Up. Da das Pile-Up in den Monte-Carlos nicht hinreichend simuliert wird, müssen diese nachträglich noch an die Daten angepasst werden. Die Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlos ist besonders gut in der Vertex-Verteilung zu sehen.

Diese Diskrepanz zwischen Monte-Carlos und Daten kann durch entsprechende Korrekturen ausgeglichen werden, indem man die Vertex-Verteilung der Monte-Carlo-Simulationen an die Vertex-Verteilung der Daten anpasst. Dazu verwendetet man die Verteilung, die in Abb. 13 zu sehen ist.

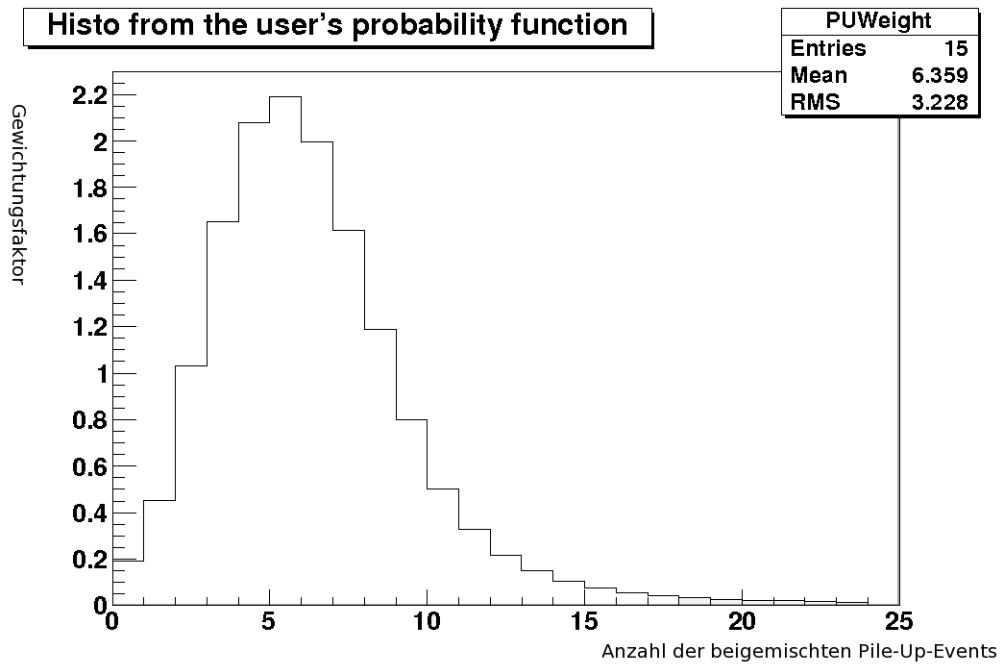


Abbildung 13: Verteilung zur Pile-Up-Korrektur.

Wendet man nun diese Gewichtung auf jeden Bin einzeln an so wird die Vertex-Verteilung um einiges besser (siehe Abb. 14).

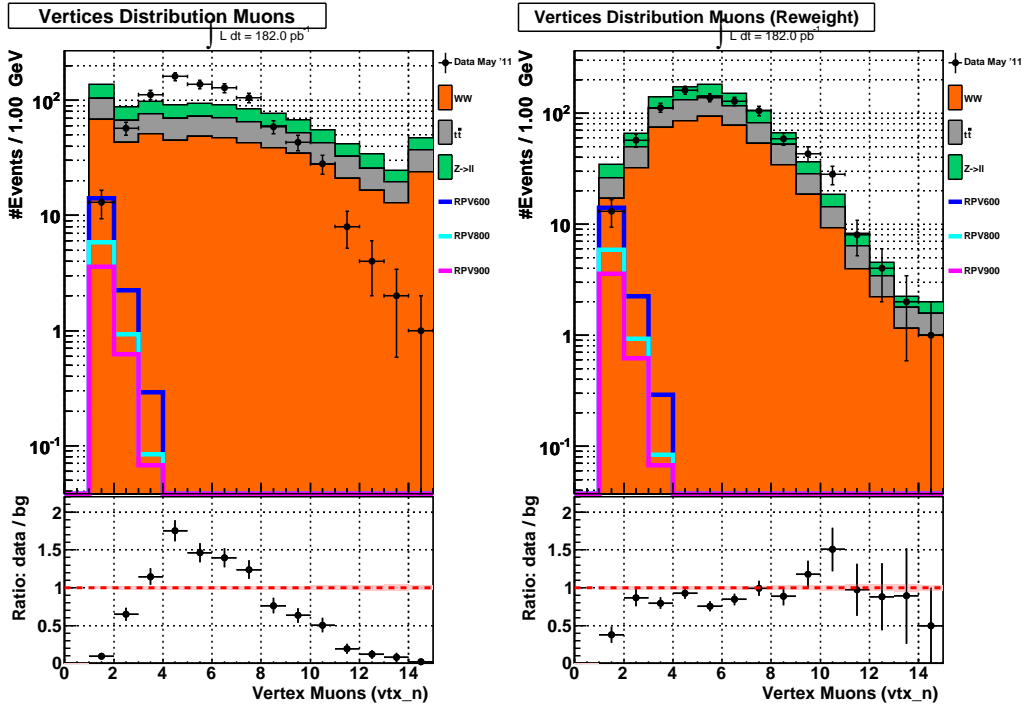


Abbildung 14: Vergleich der Vertex-Verteilungen nach allen Schnitten ohne Pile-Up-Korrektur (links) und mit Pile-Up-Korrektur (rechts).

### 3.3 Ereignis-Selektion

Um genau die Events zu bestimmen, in denen die für meine Untersuchung interessanten Prozesse stattfinden, müssen eine Reihe von Schnitten auf die Daten bzw. Monte-Carlo-Simulationen angewandt werden. Diese sind aus den Papern [27] für die Elektron-Schnitte und [28] für die Myon-Schnitte motiviert. Zusätzlich werden noch verschiedene Trigger gefordert. Für die Monte-Carlo-Simulationen und das Signal wurden jeweils der High-Level-Trigger `HLT_Mu17_Ele8_CaloIdL` oder `HLT_Mu8_Ele17_CaloIdL` gefordert. Für die Daten wurde der Trigger `Mu15_Photon20_CaloIdL_vX` verwendet, wobei das `vX` für alle in der Runrange verwendeten Versionen `X` steht. Im folgenden gehe ich speziell auf die Schnitte und ihre Funktionsweise ein.

#### 3.3.1 Myon-Schnitte

In der untersuchten Reaktion wird mindestens einem guten Myon pro Event gesucht. Wird dieses gefunden wird es im Code weggeschrieben für die spätere Berechnung der invarianten Masse. Die einzelnen Schnitte sind in Tab. 9 zusammengefasst. Im folgenden werden die einzelnen Schnitte erläutert:

- Mit einem  $p_T$ -Schnitt werden nur Myonen für die Selektion benutzt, die mindestens einen Transversalimpuls von  $p_T = 30 \text{ GeV}$  besitzen. Der Transversalimpuls wird durch  $p_T = p \cdot \sin(\theta)$  berechnet. Der Winkel  $\theta$  wird im inneren Tracker bestimmt.
- Mit einem Schnitt auf die Pseudorapidität  $|\eta| < 2,1$  werden nur Myonen in dem Bereich des Detektors zugelassen, der vom Myontrigger abgedeckt wird.
- Zudem müssen die Myonen die IDs "Tracker Myon" und "Global Myon" erfüllen. Die ID "Tracker Myon" ist nur true, wenn das Myon im kompletten Tracker gemessen wurde, also nicht im Tracker zerfallen ist. Die ID "Global Myon" ist aktiv, wenn das Myon sowohl im Tracker als auch im Myonsystem detektiert wurde.

- Eine Reihe von Qualitätsbedingungen garantieren, dass auch wirklich nur Events genommen werden, in denen auch tatsächlich Myonen gefunden wurden. So müssen im Pixel-Detektor sowie im Myon-System je mind. ein Hit gefunden werden. Im Tracker müssen sogar mindestens 11 Hits gefunden werden. Desweiteren muss die komplette rekonstruierte Spur des Myons in mindestens 2 Myon-Kammern gemessen worden sein.
- Mit dem Impact Parameter  $d_{xy}$  werden die Teilchen, die aus der kosmischen Höhenstrahlung durch den Detektor fliegen, von denen aus dem Strahl des LHC getrennt. So darf die rekonstruierte Spur des Myons im Detektor maximal 0,2 cm vom Kollisionspunkt entfernt liegen.
- Durch den Schnitt auf die relative Track Isolation  $\sum p_T/p_T$  werden Myonen unterdrückt, die aus hadronischen Jets entstehen.
- Um zu gewährleisten, dass die Spur wirklich nur die Spur eines Teilchens darstellt und nicht mehrere kombiniert muss diese ein  $\chi^2/n_{dof} < 10$  besitzen.

Variable	Cut-Wert	Beschreibung
$p_T$	$> 30 \text{ GeV}$	Schnitt auf Transversalimpuls
$ \eta $	$< 2.1$	akzeptierter Bereich
Tracker Myon	true	Tracker-Spur im Silizium-Streifen-Detektor mit zusätzlich gefundenem Myon im Myon-System
Global Myon	true	standalone Myon aus Spur im Myon-System und Tracker bestimmt
Tracker Hits	$> 10$	Qualitätsbedingung der Spur des Myons
Pixel Hits	$> 0$	
Myon System Hits	$> 0$	
Matched Stations	$> 1$	
$d_{xy}$	$< 0.2 \text{ cm}$	Impact Parameter
Rel. Track Isolation	$< 0.1$	Isolationskriterium
$\chi^2/N_{dof}$ (global Myon)	$< 10$	Qualitätsbedingung für globalen Fit

Tabelle 9: Selektionskriterien für Myonen.

### 3.3.2 Elektronen-Schnitte

Die Schnitte auf die Elektronen sind aus der HEEP Selektion V3.0 entnommen. Im folgenden werden auch diese Schnitte erläutert. Diese unterscheiden sich zum Teil, je nachdem ob man Elektronen im Barrel- bzw. Endcap-Bereich des CMS-Detektors betrachten will. Dies kommt daher, da die Detektoren in Barrel und Endcap zum Teil unterschiedlich aufgebaut sind. Eine Zusammenfassung aller Schnitt findet man in Tab. 10.

- Der Schnitt auf die transversale Energie eines Teilchens ist in Barrel und Endcap gleich bei  $E_T = 30 \text{ GeV}$ . Sie wird wie beim Transversalimpuls der Myonen durch  $E_T = E \cdot \sin(\theta)$  berechnet. Im Paper wird ein  $E_T$ -Schnitt von  $25 \text{ GeV}$  vorgeschlagen. Allerdings kann wegen der hohen Luminosität auch ein höherer Schnitt von  $30 \text{ GeV}$  genommen werden.
- Durch den  $|\eta_{SC}|$ -Schnitt werden in allen darauf folgenden Schnitten zwischen Elektronen im Barrel- und Endcap-Bereich unterschieden. Elektronen im Barrel werden durch Schnitte auf den Bereich  $|\eta_{SC}| < 1,442$  selektiert, Elektronen im Endcap durch Schnitte auf  $1,56 < |\eta_{SC}| < 2,5$ . Der Index SC steht hier für Supercluster. Der Winkel  $\eta$  wird hier also in Einheiten von Superclustern gerechnet.
- Es wird zudem vorausgesetzt, dass das Elektron im ECAL zerschauert, da die Energieauflösung des inneren Trackers bei hohen Energien deutlich schlechter ist als die des ECALs.



- Das Verhältnis von hadronischer zu elektromagnetischer Energie muss sehr klein sein ( $(H/E) < 0,15$ ). Es wird berechnet indem man die Energie im hadronischen Kalorimeter, die am nächsten zur Elektronposition deponiert wurde durch die des Superclusters des Elektrons teilt.
- $\Delta\eta_{in} = |\eta_{SC} - \eta_{in}^{extrap}|$ ,  $\eta_{SC}$  ist dabei die in  $\eta$  gewichtete Energie des Superclusters und  $\eta_{in}^{extrap}$  die Extrapolation der Spur im inneren Silizium-Streifen-Detektor in den ECAL hinein. Dieser muss für den Barrel  $\Delta\eta_{in} < 0,005$  und den Endcap  $\Delta\eta_{in} < 0,007$  erfüllen [29].
- $\Delta\phi_{in} = |\phi_{SC} - \phi_{in}^{extrap}|$ ,  $\phi_{SC}$  und  $\phi_{in}^{extrap}$  sind analog zu  $\eta_{SC}$  und  $\eta_{in}^{extrap}$  zu verstehen. Hierbei wird für Barrel sowie Endcap der selbe Schnitt angewandt:  $\Delta\phi_{in} < 0,09$ .
- $E^{2 \times 5} / E^{5 \times 5}$  bzw.  $E^{1 \times 5} / E^{5 \times 5}$  ist das Verhältnis der Energie, die in einem  $X \times 5$  großen  $\eta - \phi$ -Block des ECALs deponiert wurde. Im Fall des  $2 \times 5$ -Blockes werden die beiden Blöcke mit der höchsten Energie gewählt. Wenn man die in einem  $5 \times 5$ -Block deponierte Energie misst müssen sich bei diesem Schnitt mind. 94% dieser Energie in einem  $2 \times 5$ -Block innerhalb des  $5 \times 5$ -Blockes befinden und mind. 83% in einem  $1 \times 5$ -Block. Der um die Spur gebildete  $5 \times 5$ -Block wird als Supercluster bezeichnet.
- $\sigma_{in\eta}$  ist der gewichtete Mittelwert der Energie deponiert im Cluster in  $\eta$ -Richtung dividiert durch die Energie im gesamten  $5 \times 5$ -Cluster-Bereich. Sie wird in Einheiten von Kristallen gerechnet.
- Die letzten 3 Variablen sind Isolationskriterien, um Elektronen, die im ECAL bzw. HCAL einen Schauer erzeugen von den darin entstandenen Sekundärteilchen zu isolieren. So isoliert der erste Schnitt Elektronen, die im ECAL und im vorderen Bereich des HCAL einen Schauer erzeugt haben, indem die Energie, die sich in einem Kegel mit Radius  $\Delta R < 0.3$  um das Teilchen befindet bestimmt wird. Diese muss für den Barrel-Bereich kleiner als  $2 + 0,03 \times E_T$  sein. Dabei ist  $E_T$  die transversale Energie des Elektrons, welches sich in dem Schauer befindet. Für den Endcap-Bereich muss für Elektronen mit einer Energie bis 50 GeV ein anderer Schnitt angewandt werden wie für Elektronen mit mehr als 50 GeV transversaler Energie. Dies liegt an der unterschiedlichen Beschaffenheit der Detektoren im Barrel und im Endcap.
- Der Schnitt auf Elektronen im HCAL Depth 2, welcher sich im Endcap-Bereich des Detektors befindet (siehe Abb. 4) beträgt 0,5 GeV. Er erfolgt analog zu dem vorher genannten.
- Der letzte Schnitt ist die Summe der  $p_T$ -Werte aller Spuren, die in einem Kegelmittel mit Radius  $0,015 < \Delta R < 0,2$  liegen. Hierbei ist der Schnitt auf Elektronen im Endcap doppelt so groß, da sich dieser näher am Strahlengang befindet und dorthin deutlich mehr und höherenergetische Elektronen gestreut werden.

Variable	Barrel	Endcap
$E_T$	$> 30 \text{ GeV}$	$> 30 \text{ GeV}$
$ \eta_{SC} $	$< 1.442$	$1.56 <  \eta  < 2.5$
seed	ECAL seeded	ECAL seeded
$\Delta\eta_{in}$	$< 0.005$	$< 0.007$
$\Delta\phi_{in}$	$< 0.09$	$< 0.09$
H/E	$< 0.05$	$< 0.05$
$E^{2 \times 5} / E^{5 \times 5}$	$> 0.94$ oder $E^{1 \times 5} / E^{5 \times 5} > 0.83$	-
$\sigma_{in\eta}$	-	$< 0.03$
isol Em + Had Depth 1	$< 2 + 0.03 \times E_T \text{ GeV}$	$< 2.5 \text{ GeV}$ für $E_T < 50 \text{ GeV}$ $< 2.5 + 0.03 \times (E_T - 50) \text{ GeV}$ für $E_T > 50 \text{ GeV}$
isol Had Depth 2	-	$< 0.5 \text{ GeV}$
isol Pt Tracks	$< 7.5 \text{ GeV}$	$< 15 \text{ GeV}$

Tabelle 10: Schnitt-Kriterien für Elektronen: Im ersten Bereich befinden sich die kinematischen, geometrischen und “seeding” Schnitte, im zweiten sind die ID-Schnitte und im dritten Bereich sind die Isolations-Schnitte angegeben.

### 3.4 Cutflows

In Cutflows kann man sehen wieviele Events man pro Schnitt verliert. Im Idealfall möchte man möglichst viel des Untergrundes durch geeignete Schnitte herausselektieren wohingegen das Signal nahezu unverändert bleiben sollte. Vergleicht man nun die Cutflows für Elektronen, die im Barrel nachgewiesen wurde mit denen, die im Endcap nachgewiesen wurden sieht man, dass das Signal im Endcap komplett weggeschnitten wurde, während im Barrel noch ein paar Events alle Schnitte überlebt haben. Tabellen mit der Anzahl von Events, die die Schnitte für Myonen und Elektronen im Barrel bzw. Encap überleben mit Fehlern befinden sich im Anhang.

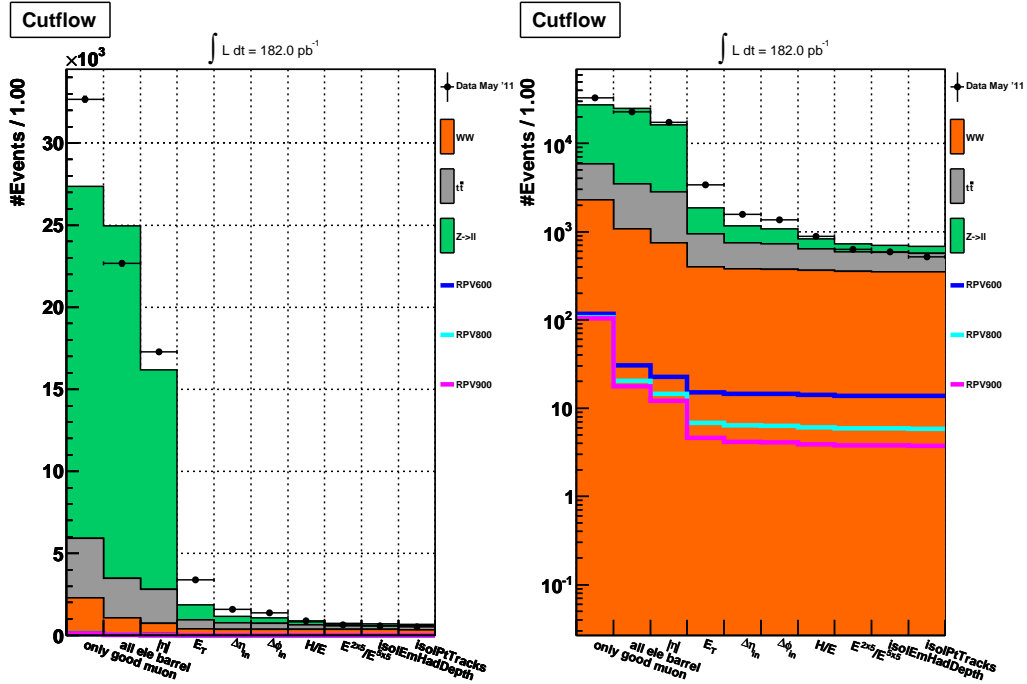


Abbildung 15: Cutflow der Elektronschnitte im Barrel unter der Voraussetzung, dass ein Myon in dem Event nachgewiesen wurde, welches alle Schnittkriterien des Myonpapers erfüllt.

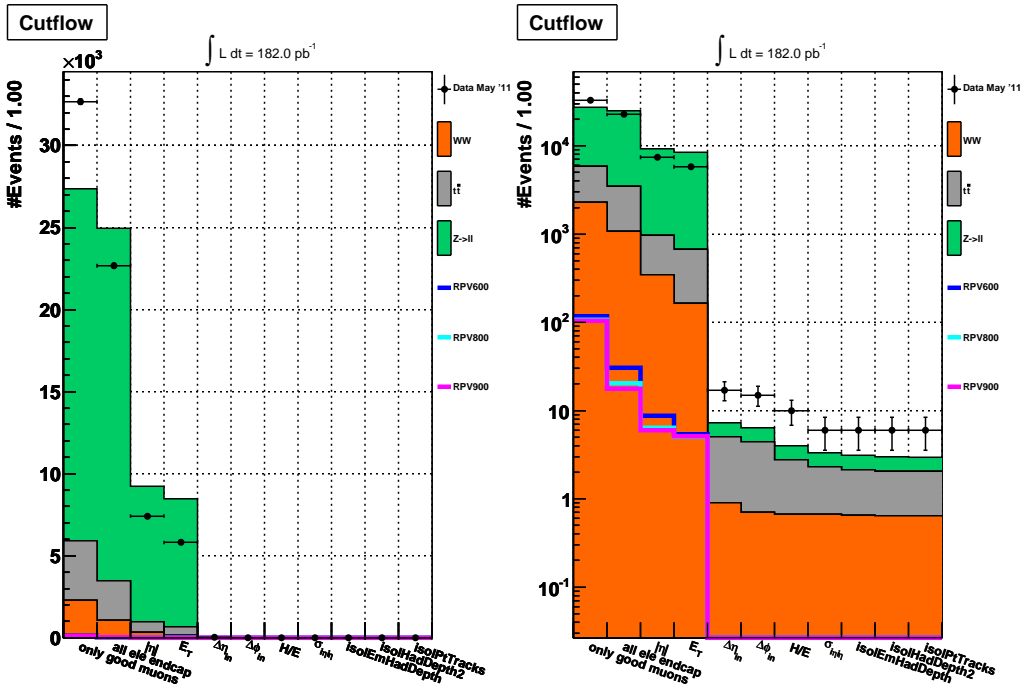


Abbildung 16: Cutflow der Elektronschnitte im Endcap unter der Bedingung, dass ein Myon in dem Event nachgewiesen wurde, welches alle Schnittkriterien des Myonpapers erfüllt.

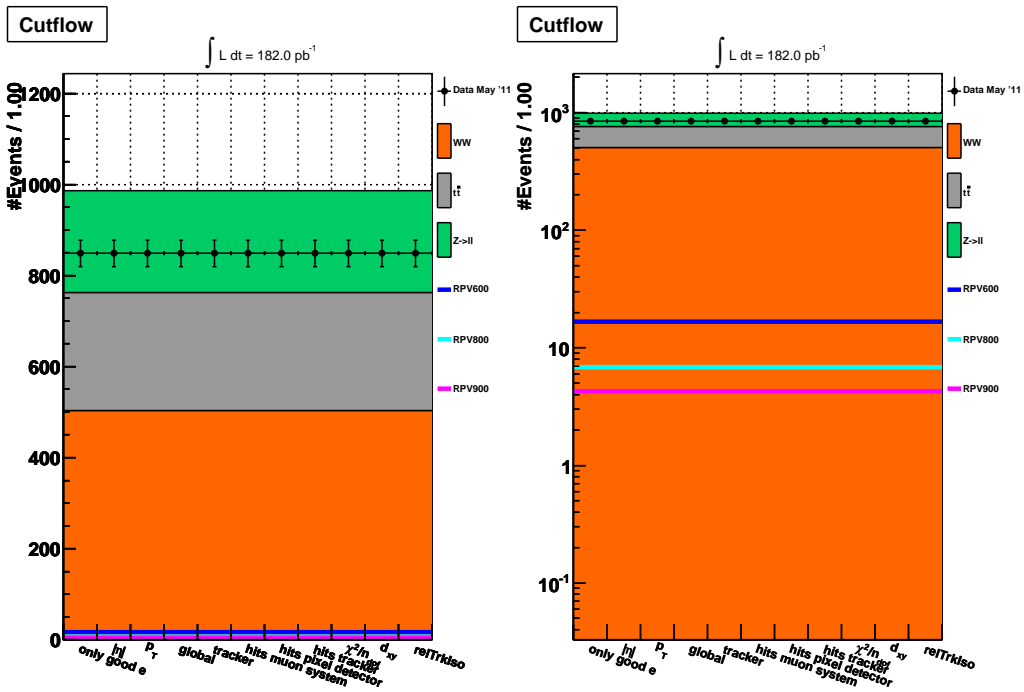


Abbildung 17: Cutflow der Myonschnitte unter der Bedingung, dass ein Elektron im Barrel oder Endcap gefunden wurde, welches alle Schnittkriterien des Elektronpapers erfüllt.

### 3.5 Invariantes Massenspektrum

Für die Bestimmung der invarianten Masse wird jeweils das Myon und das Elektron mit dem höchsten Transversalimpuls benutzt. Es wird pro Event immer nur das höchstenergetische Myon und Elektron zur Berechnung verwendet.

Aus dem gemessenen Impuls des Elektrons und des Myons lässt sich mit folgender Formel die invariante Masse des Teilchens aus denen das Elektron und das Myon entstanden ist bestimmen:

$$M_{\text{inv}} = \sqrt{2 \cdot |p_e| \cdot |p_\mu| (1 - \cos(\theta))} = \sqrt{2 \cdot |p_e| \cdot |p_\mu| (1 - \cos(2 \cdot \arctan(e^{-\eta})))}$$

$p_e$ ,  $p_\mu$  und  $\eta$  sind dabei die vom Detektor gemessenen Variablen, die zur Berechnung der invarianten Masse beitragen. Trägt man nun alle aus den Monte-Carlo-Simulationen und den Daten bestimmten invarianten Massen in ein Histogramm auf erhält man folgende Verteilung (Abb. 20). Die entsprechenden  $p_T$ -Verteilungen der Elektronen und Myonen aus denen die invariante Masse bestimmt wurde sind in Abb. 18 und Abb. 19 zu sehen. Man kann sehen, dass stets ein leichter Monte-Carlo-Überschuss vorhanden ist.

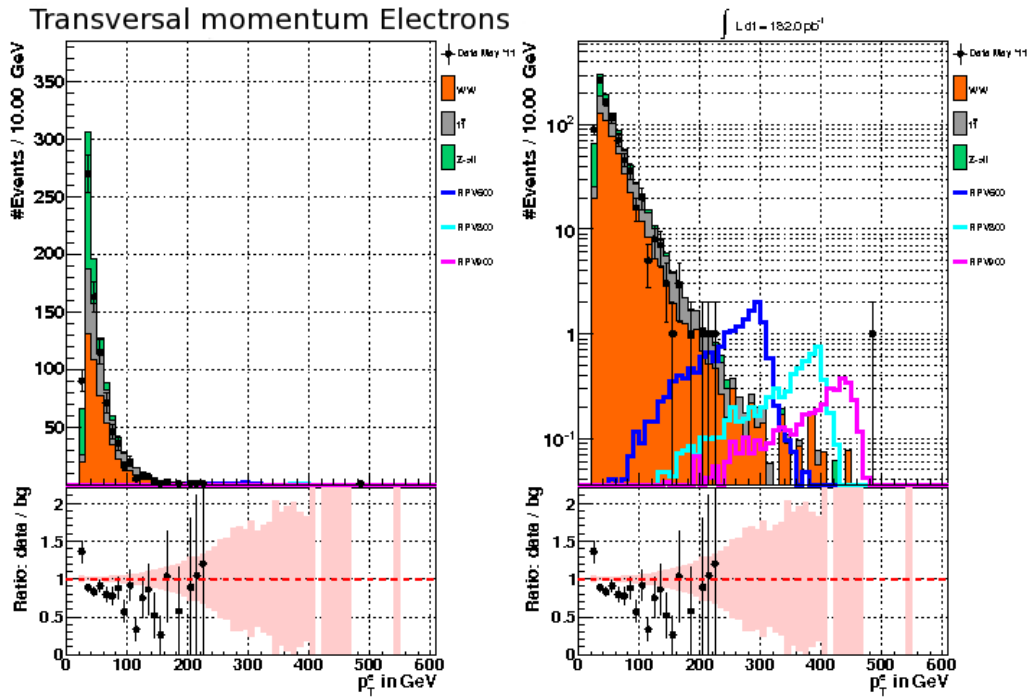


Abbildung 18:  $p_T$ -Verteilung der Elektronen für die Events, in denen mindestens ein gutes Elektron und mindestens ein gutes Myon vorkommt mit Pile-Up-Korrektur

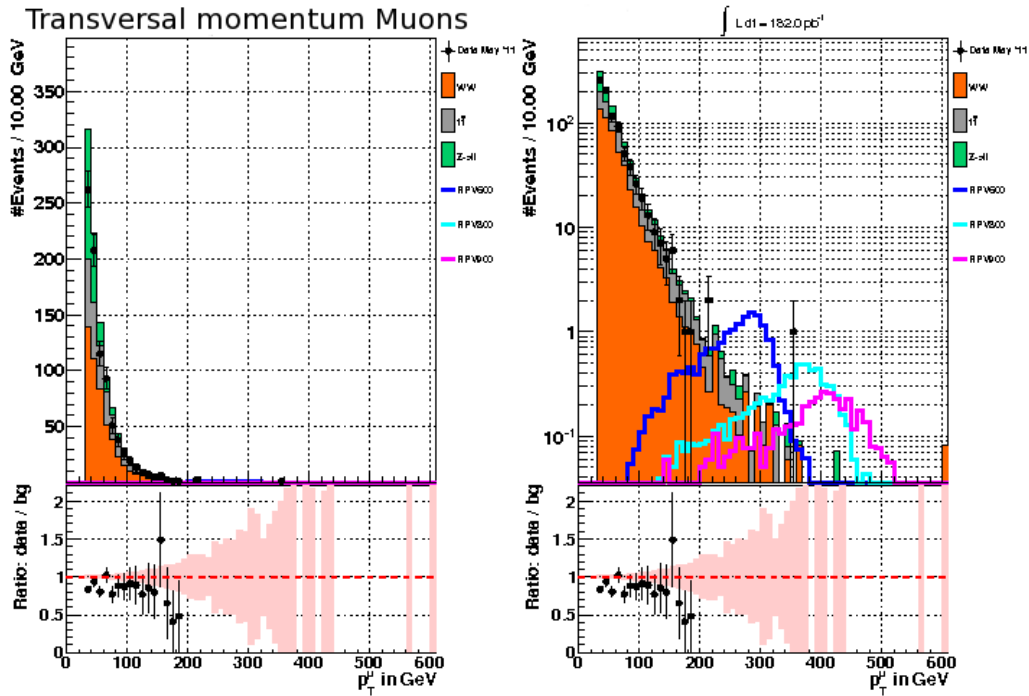


Abbildung 19:  $p_T$ -Verteilung der Myonen für die Events, in denen mindestens ein gutes Elektron und mindestens ein gutes Myon vorkommt mit Pile-Up-Korrektur

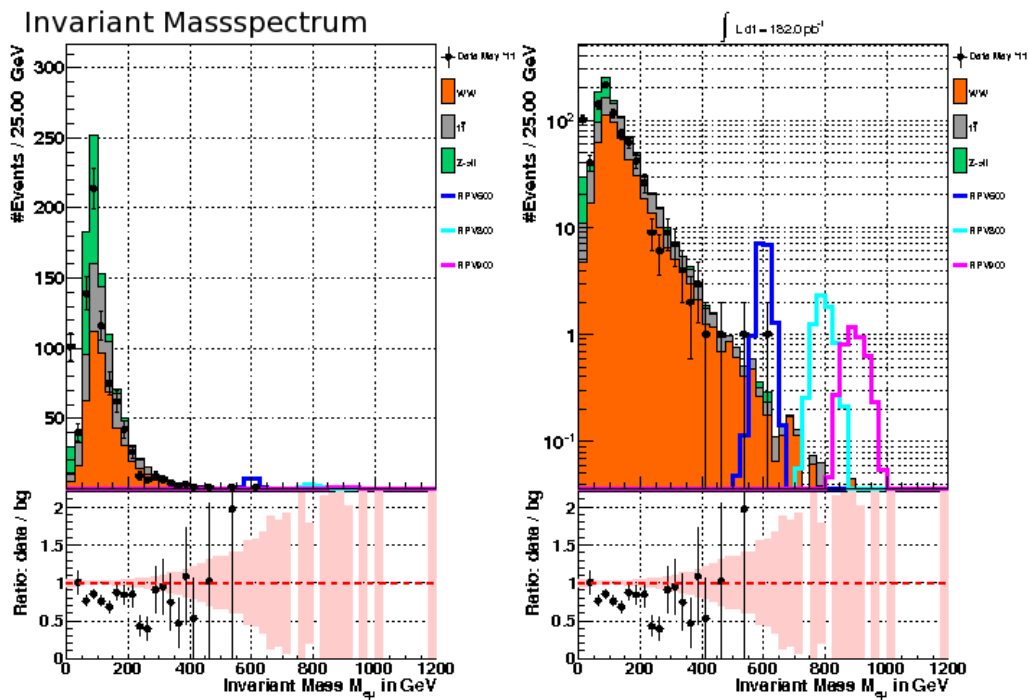


Abbildung 20: Invariantes Massenspektrum bestimmt aus dem höchstenergetischen Elektron und dem höchstenergetischen Myon, welches jeweils alle Schnittkriterien erfüllt.

### 3.6 Die Cl95-Methode

Da im invarianten Massenspektrum sowie in den beiden  $p_T$ -Verteilungen der Elektronen und der Myonen kein Hinweis auf ein supersymmetrisches Teilchen in den Daten gefunden wurde, wird nun noch bestimmt mit welcher Wahrscheinlichkeit man die Teilchen bei den verschiedenen Massen definitiv ausschließen kann. Dazu wird die invariante Massenverteilung (Abb. 20) genutzt. Zur Berechnung von oberen Grenzen für die Wirkungsquerschnitte der Signale wird das Programm Roostats [30] verwendet. Hierbei berechnet `roostats_cl95` die obere beobachtete Grenze des Wirkungsquerschnitts und `roostats_clm` die erwartete Grenze mit  $1\sigma$  und  $2\sigma$  Fehlerbändern.

Das Programm geht dabei folgendermaßen vor. Für die Berechnung der oberen Grenze benutzt das Programm eine Poisson-Verteilung [31]:

$$P(n|\mu(\sigma, L, \epsilon, \mu_{bg}, \nu_{sg})) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!},$$

$$\mu(\sigma, L, \epsilon, \mu_{bg}, \nu_{sg}) = \sigma \cdot L \cdot \epsilon \cdot \nu_{sg} + \mu_{bg}.$$

Hierbei ist  $L$  die integrierte Luminosität,  $\epsilon$  das Produkt aus Effizienz und Akzeptanz,  $\mu_{bg}$  die Anzahl der Untergrundereignisse,  $\nu_{sg}$  ein Störparameter um systematische Unsicherheiten zu simulieren,  $n$  die Zahl der beobachteten Ereignisse in den Daten und  $\sigma$  der gesuchte Wirkungsquerschnitt. Dieser wird über folgendes Integral bestimmt:

$$\int_0^{\sigma_{max}} P(n|\mu) d\sigma = 0,95.$$

$\sigma_{max}$  ist dann die obere Grenze des beobachteten Wirkungsquerschnitts.

Für die erwartete Grenze mit Fehlerbändern wird zunächst der erwartete Untergrund erzeugt und daraus dann mit Pseudoexperimenten Daten dazu erzeugt. Aus diesen wird dann wie zuvor auch eine obere Grenze bestimmt. Aus der Verteilung dieser oberen Grenzen wird dann der Median gebildet, welcher der erwarteten Grenze entspricht. Da diese wieder poisson-verteilt ist kann wie bei der beobachteten Grenze die Fehler auf die erwartete Grenze berechnen. Für die untere  $1\sigma$ -Grenze wird folgendes Integral gelöst:

$$\int_0^{\sigma_{min}} P(n|\mu) d\sigma = \frac{1-p}{2}.$$

Hier ist  $p = 68\%$ . Für die obere  $1\sigma$ -Grenze bestimmt man dann entsprechend:

$$1 - \int_0^{\sigma_{max}} P(n|\mu) d\sigma = \frac{1-p}{2}.$$

Die Bestimmung der  $2\sigma$ -Werte erfolgt analog. Dafür wird der Wert  $p$  lediglich auf  $95\%$  gesetzt.

Um eine möglichst gute Signaltrennung vom Untergrund zu erreichen, wurden nur Events aus dem invarianten Massenplot mit einer invarianten Masse von mind. 500 GeV zur Berechnung der Grenzen benutzt, da ab dieser Masse kaum noch Standardmodellteilchen erwartet werden. Die Plots für die Schnitte bei anderen Massen befinden sich im Anhang.

Zudem befinden sich in den Signalen nicht nur die gesuchte Reaktion  $\tilde{\nu}_\tau \rightarrow e\mu$ , sondern auch Zerfälle, die nicht zu einem Elektron und einem Myon führen. So muss noch der Anteil der Reaktionen mit Myon und Elektron als Endprodukt bestimmt und dieser mit dem Wirkungsquerschnitt multipliziert werden. Diese Faktoren sind in Tab. 11 aufgeführt.

Die aus dem Programm bestimmten Werte für erwartete und beobachtete Grenzen der Wirkungsquerschnitte und die angepassten Wirkungsquerschnitte befinden sich in Tab. 12. Graphisch aufgetragen sind die Werte in Abb. 21.

Signal	Anteil (%)
rpv600	11,4
rpv800	5,12
rpv900	3,29

Tabelle 11: Prozentualer Anteil von  $e\mu$ -Events in den Signalen

Signal	rpv600	rpv800	rpv900
observed limit (pb)	0.02678	0.02681	0.02687
expected limit (pb)	0.03881	0.03886	0.03894
expected limit $1\sigma$ up (pb)	0.05761	0.05768	0.05781
expected limit $2\sigma$ up (pb)	0.06092	0.06100	0.06113
expected limit $1\sigma$ down (pb)	0.02223	0.02226	0.02230
expected limit $2\sigma$ down (pb)	0.01918	0.01921	0.01925

Tabelle 12: Beobachtete und erwartete Grenzen bestimmt mit Roostats cl95 und clm

Man kann erkennen, dass besonders der Wirkungsquerschnitt des Teilchens, das bei 600 GeV simuliert wurde deutlich über dem erwarteten Wert liegt und dieses somit definitiv ausgeschlossen werden kann. Auch das 800-GeV-Masseteilchen kann ausgeschlossen werden. Nur das Teilchen, was mit 900 GeV simuliert wurde kann nicht definitiv ausgeschlossen werden, da sein tatsächlicher Wirkungsquerschnitt unter dem erwarteten liegt. So wäre es möglich, dass dieses Teilchen, wenn der LHC auf höherer Schwerpunktsenergie und höherer Luminosität läuft noch entdeckt werden kann.

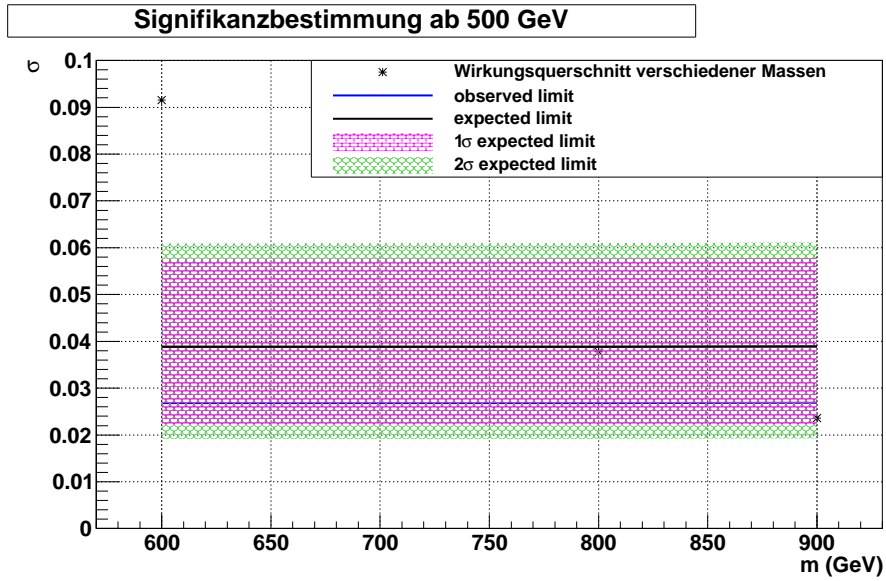


Abbildung 21: Erwartete und beobachtete Grenzen für die Wirkungsquerschnitte der für verschiedene Massen generierten Signale. Zur Berechnung der Grenzen wurden nur Teilchen mit einer invarianten Masse von mindestens 500 GeV verwendet.



## 4 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde zunächst mit Hilfe der Schnittkriterien offizieller Paper aus Monte-Carlo-Simulationen und Daten vom CMS-Detektor Elektronen und Myonen selektiert. Aus den jeweils höchstenergetischen Myonen und Elektronen wurde dann eine invariante Masse bestimmt. An den Monte-Carlo-Simulationen wurden dann Pile-Up-Korrekturen vorgenommen, um diese besser an die Daten anzupassen.

Das gesuchte supersymmetrische  $\tilde{\nu}_\tau$  konnte allerdings in den Daten, die bei einer integrierten Luminosität von  $182 \text{ pb}^{-1}$  aufgezeichnet wurden, nicht nachgewiesen werden. So konnten die Teilchen mit einer simulierten Masse von 600 und 800 GeV ausgeschlossen werden. Für das Teilchen bei 900 GeV war die Statistik zu gering um Aussagen über die Ausschlussmöglichkeit zu geben. Um auch definitive Aussagen über dieses Teilchen treffen zu können muss der LHC mit einer höheren Schwerpunktsenergie oder höherer Luminosität arbeiten.

## 5 Anhang

Barrel			
Cut	Events		
	rpv600	rpv800	rpv900
Events mit mind. einem guten Myon	116,92 ± 0,89	106,93 ± 0,51	103,78 ± 0,66
Events mit mind. einem Elektron	30,46 ± 0,45	20,38 ± 0,22	17,65 ± 0,27
$ \eta_{SC} $	22,51 ± 0,39	14,47 ± 0,19	12,16 ± 0,23
$E_T$	15,03 ± 0,32	6,80 ± 0,13	4,63 ± 0,14
$\Delta\eta_{in}$	14,52 ± 0,31	6,36 ± 0,12	4,14 ± 0,13
$\Delta\phi_{in}$	14,44 ± 0,31	6,28 ± 0,12	4,09 ± 0,13
$H/E$	14,08 ± 0,31	6,07 ± 0,12	3,91 ± 0,13
$\sigma_{in\eta}$	13,85 ± 0,31	5,93 ± 0,12	3,78 ± 0,13
<i>isolEm + HadDepth1</i>	13,80 ± 0,31	5,92 ± 0,12	3,78 ± 0,13
<i>isol Pt Tracks</i>	13,72 ± 0,30	5,86 ± 0,12	3,72 ± 0,13

Tabelle 15: Anzahl der Events der Signale, die die Elektronschnitte im Barrel überlebt haben mit statistischem Fehler.

Endcap			
Cut	Events		
	rpv600	rpv800	rpv900
Events mit mind. einem guten Myon	116,92 ± 0,89	106,93 ± 0,51	103,78 ± 0,66
Events mit mind. einem Elektron	30,46 ± 0,45	20,38 ± 0,22	17,65 ± 0,27
$ \eta_{SC} $	8,75 ± 0,24	6,38 ± 0,12	5,99 ± 0,16
$E_T$	5,39 ± 0,19	5,04 ± 0,11	5,14 ± 0,15
$\Delta\eta_{in}$	0,02 ± 0,01	0,02 ± 0,01	0,02 ± 0,01
$\Delta\phi_{in}$	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01
$H/E$	0,01 ± 0,01	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
$\sigma_{in\eta}$	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
<i>isolEm + HadDepth1</i>	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
<i>isol Had Depth 2</i>	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
<i>isol Pt Tracks</i>	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00

Tabelle 16: Anzahl der Events der Signale, die die Elektronschnitte im Endcap überlebt haben mit statistischem Fehler.

Cut		Barrel				
		WW $\rightarrow$ anything	$t\bar{t}$ +Jets	DY $\rightarrow$ ll	gesamt	
Events mit mind. einem guten Myonen		2298, 13 $\pm$ 11, 55	3603, 93 $\pm$ 6, 60	21471, 72 $\pm$ 29, 31	57563, 45 $\pm$ 47, 00	
Events mit mind. einem Elektron		1072, 43 $\pm$ 7, 89	2412, 57 $\pm$ 5, 40	21471, 72 $\pm$ 29, 31	47841, 98 $\pm$ 42, 80	
$ \eta_{SC} $		746, 67 $\pm$ 6, 59	2066, 06 $\pm$ 5, 00	13356, 14 $\pm$ 23, 12	17567, 77 $\pm$ 25, 65	
$E_T$		398, 41 $\pm$ 4, 81	544, 05 $\pm$ 2, 57	907, 89 $\pm$ 6, 06	3036, 53 $\pm$ 10, 64	
$\Delta\eta_{in}$		378, 33 $\pm$ 4, 69	372, 52 $\pm$ 2, 12	411, 29 $\pm$ 4, 07	2282, 86 $\pm$ 9, 35	
$\Delta\phi_{in}$		374, 51 $\pm$ 4, 66	353, 37 $\pm$ 2, 07	355, 40 $\pm$ 3, 78	2196, 47 $\pm$ 9, 19	
$H/E$		365, 25 $\pm$ 4, 60	272, 90 $\pm$ 1, 82	192, 87 $\pm$ 2, 78	1939, 43 $\pm$ 8, 73	
$E^{2\times 5}/E^{5\times 5} E^{1\times 5}/E^{5\times 5}$		354, 60 $\pm$ 4, 54	239, 72 $\pm$ 1, 70	130, 33 $\pm$ 2, 29	1829, 34 $\pm$ 8, 52	
$isolEm + HadDepth1$		352, 77 $\pm$ 4, 52	227, 27 $\pm$ 1, 66	124, 20 $\pm$ 2, 23	1794, 53 $\pm$ 8, 46	
$isolPtTracks$		351, 80 $\pm$ 4, 52	217, 04 $\pm$ 1, 62	113, 14 $\pm$ 2, 13	1772, 19 $\pm$ 8, 42	

Tabelle 13: Anzahl der Events der Monte-Carlo-Simulationen, die die Elektronschnitte im Barrel überlebt haben mit statistischem Fehler.

Endcap				
Cut	Events			
	WW $\rightarrow$ anything	$t\bar{t}$ +Jets	DY $\rightarrow$ ll	gesamt
Events mit mind. einem guten Myonen	2298, 13 $\pm$ 11, 55	3604, 93 $\pm$ 6, 60	21471, 72 $\pm$ 29, 31	83938, 23 $\pm$ 56, 97
Events mit mind. einem Elektron	1072, 43 $\pm$ 7, 89	2412, 57 $\pm$ 5, 40	21471, 72 $\pm$ 29, 31	72798, 70 $\pm$ 52, 75
$ \eta_{SC} $	346, 63 $\pm$ 4, 47	626, 50 $\pm$ 2, 75	8269, 77 $\pm$ 18, 17	26810, 68 $\pm$ 31, 87
$E_T$	164, 75 $\pm$ 3, 08	511, 32 $\pm$ 2, 48	7789, 18 $\pm$ 17, 62	11501, 78 $\pm$ 20, 96
$\Delta\eta_{in}$	0, 90 $\pm$ 0, 22	4, 13 $\pm$ 0, 22	2, 22 $\pm$ 0, 30	2290, 10 $\pm$ 9, 36
$\Delta\phi_{in}$	0, 70 $\pm$ 0, 19	3, 74 $\pm$ 0, 21	1, 93 $\pm$ 0, 28	2202, 85 $\pm$ 9, 20
$H/E$	0, 66 $\pm$ 0, 19	2, 09 $\pm$ 0, 16	1, 26 $\pm$ 0, 23	1943, 44 $\pm$ 8, 74
$\sigma_{imin}$	0, 66 $\pm$ 0, 19	1, 63 $\pm$ 0, 14	1, 02 $\pm$ 0, 20	1832, 65 $\pm$ 8, 52
$isolEm + HadDepth1$	0, 65 $\pm$ 0, 19	1, 49 $\pm$ 0, 14	0, 97 $\pm$ 0, 20	1797, 65 $\pm$ 8, 46
$isolHadDepth2$	0, 64 $\pm$ 0, 19	1, 42 $\pm$ 0, 13	0, 92 $\pm$ 0, 19	1775, 17 $\pm$ 8, 43
$isolPtTracks$	0, 64 $\pm$ 0, 19	1, 40 $\pm$ 0, 13	0, 91 $\pm$ 0, 19	990, 09 $\pm$ 6, 44

Tabelle 14: Anzahl der Events der Monte-Carlo-Simulationen, die die Elektronschnitte im Endcap überlebt haben mit statistischem Fehler.

Barrel	
Cuts	Events
Events mit mind. einem guten Myon	32678,00 ± 180,77
Events mit mind. einem Elektron	22668,00 ± 150,56
$ \eta_{SC} $	17275,00 ± 131,43
$E_T$	3387,00 ± 58,20
$\Delta\eta_{in}$	1574,00 ± 39,67
$\Delta\phi_{in}$	1366,00 ± 36,96
$H/E$	883,00 ± 29,72
$\sigma_{in\eta}$	631,00 ± 25,12
<i>isolEm + HadDepth1</i>	588,00 ± 24,25
<i>isol Pt Tracks</i>	518,00 ± 22,76

Tabelle 17: Anzahl der Events der Daten, die die Elektronenschnitte im Barrel überlebt haben mit statistischem Fehler.

Endcap	
Cuts	Events
Events mit mind. einem guten Myon	32678,00 ± 180,77
Events mit mind. einem Elektron	22668,00 ± 150,56
$ \eta_{SC} $	7417,00 ± 86,12
$E_T$	5809,00 ± 76,22
$\Delta\eta_{in}$	17,00 ± 4,12
$\Delta\phi_{in}$	15,00 ± 3,87
$H/E$	10,00 ± 3,16
$\sigma_{in\eta}$	6,00 ± 2,45
<i>isolEm + HadDepth1</i>	6,00 ± 2,45
<i>isol Had Depth 2</i>	6,00 ± 2,45
<i>isol Pt Tracks</i>	6,00 ± 2,45

Tabelle 18: Anzahl der Events der Daten, die die Elektronenschnitte im Endcap überlebt haben mit statistischem Fehler.

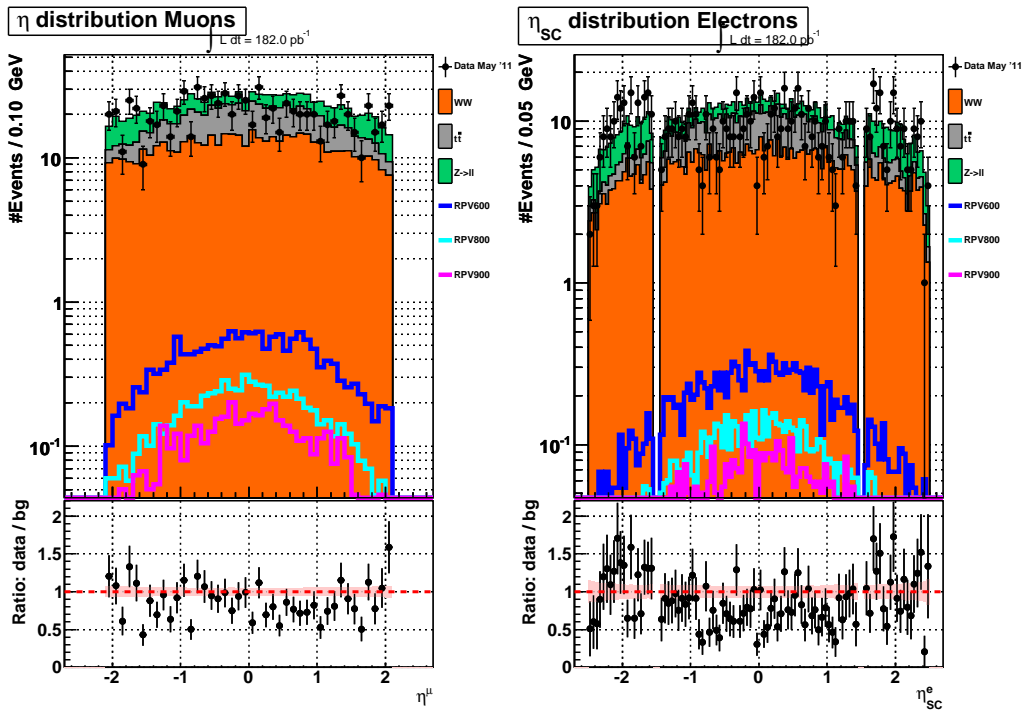


Abbildung 22:  $\eta$ -Verteilung der Myonen (links) und Elektronen (rechts) nach allen Schnitten. Im Plot der Elektronen sieht man deutlich den Bereich zwischen Barrel und Endcap zwischen  $1,442 < \eta_{SC} < 1,56$ , der herausgeschnitten wurde.

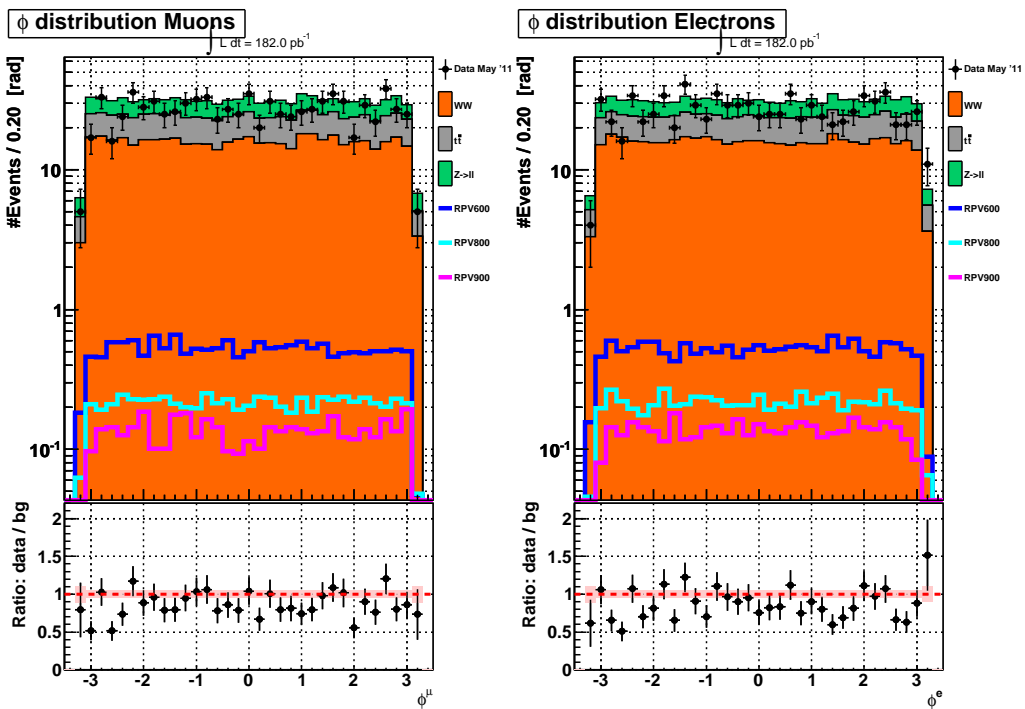
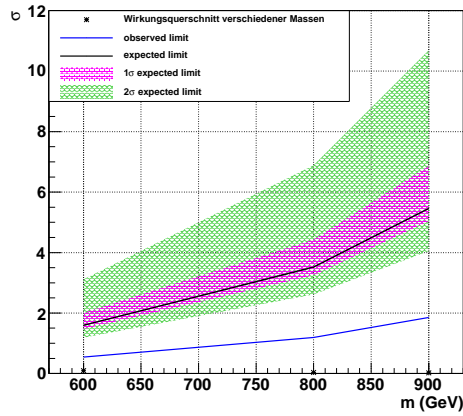
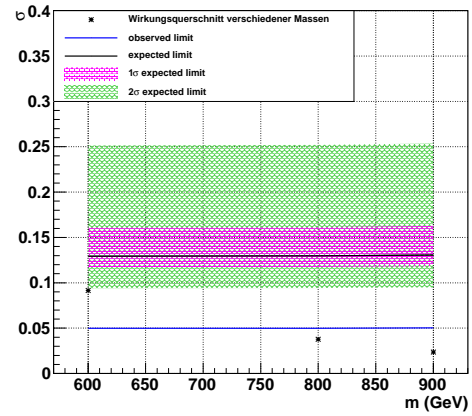


Abbildung 23:  $\phi$ -Verteilung der Myonen (links) und Elektronen (rechts) nach allen Schnitten.

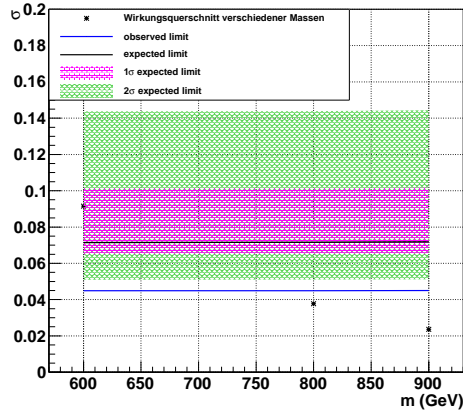
Signifikanzbestimmung



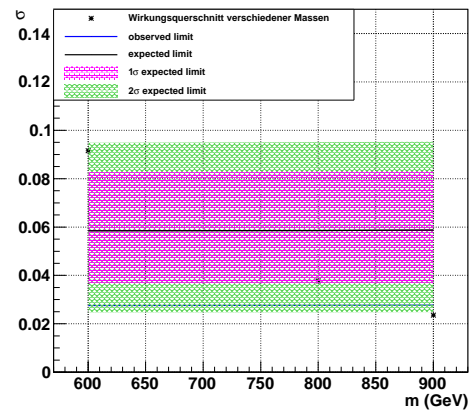
Signifikanzbestimmung ab 200 GeV



Signifikanzbestimmung ab 300 GeV



Signifikanzbestimmung ab 400 GeV



Signifikanzbestimmung ab 600 GeV

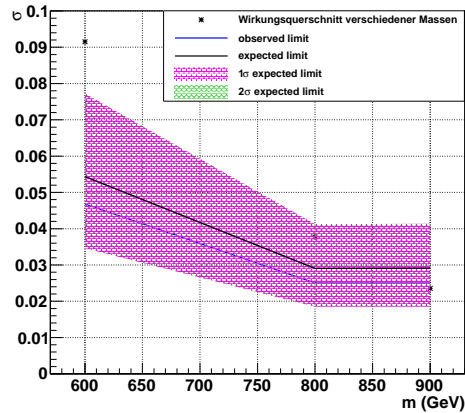


Abbildung 24: Signifikanzbestimmung aus invarianten Massenplots mit Schnitten auf die invariante Masse von 200 GeV, 300 GeV, 400 GeV, 600 GeV und ohne Schnitte. Man kann gut erkennen, dass die Massen bei 600 und 800 GeV mit dem größer werdenden Schnitt auf die invariante Masse immer besser ausgeschlossen werden können. Nur das 900 GeV-Teilchen kann selbst bei einem 600 GeV-Schnitt nicht ausgeschlossen werden.





## Literatur

- [1] Berger. *Elementarteilchenphysik*, volume 2. Springer, 2006.
- [2] Particle Data Group. Particle Physics Booklet, July 2010.
- [3] Nils Kanning. The CPT Theorem, Januar 2009.
- [4] DESY Hamburg: Bausteine der Materie.
- [5] Chris Tully. Higgs Boson Searches at the LHC. 2005.
- [6] Mark J. Hadley. Classical Dark Matter. *arXiv:gr-qc/0701100v1*, Januar 2007.
- [7] Ian J. R. Aitchison. Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction. Notes of Lectures für Graduate Students in Particle Physics, 2004 & 2005.
- [8] H. Kalka and G. Soff. *Supersymmetrie*. B. G. Teubner Stuttgart, 1997.
- [9] Gordon Kane. *Supersymmetry - Unveiling the ultimate laws of nature*. Perseus Publishing, Cambridge, Massachusetts, 2001.
- [10] Gordon Kane. *The Particle Garden*. Helix Books, 1995.
- [11] R. Barbier, C. Bérat, M. Besancon, M. Chemtob, A. Deandrea, E. Dudas, P. Fayet, S. Lavignac, G. Moreau, E. Perez, and Y. Sirois. R-Parity-violating Supersymmetry. *arXiv:hep-ph/0406039v2*, July 2005.
- [12] CMS Status. <http://cms.cern.ch/iCMS/>, Stand 23.09.2011.
- [13] ATLAS Collaboration. *ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report Volume I*, volume 1. May 1999.
- [14] ATLAS Collaboration. *ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report Volume II*, volume 2. May 1999.
- [15] ALICE Collaboration. *ALICE Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. 1995.
- [16] The LHCb Collaboration. LHCb Technical Design Report. (CERN/LHCC 2003-030):137, September 2003.
- [17] The MoEDAL Collaboration. MoEDAL TECHNICAL DESIGN REPORT OF THE MoEDAL EXPERIMENT. *CERN EUROPEAN LABORATORY FOR PARTICLE PHYSICS*, (CERN-LHC-2008-XXX), June 2009.
- [18] W.Kienzle, M.Oriunno, A.L.Perrot, and S.Weisz et al. Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC. *The TOTEM Collaboration*, (CERN/LHCC 99-7):38, March 1999.
- [19] Offizielle CMS Seite mit Erklärungen zum Detektor. <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/index.html>.
- [20] DI Markus Friedl. *The CMS Silicon Strip Tracker and its Electronic Readout*. PhD thesis, May 2001.
- [21] CMS Collaboration. *CMS Physics Technical Design Report*, volume 1. 2006.
- [22] *CMS - Tracker Technical Design Report*. CMS Collaboration, April 1998.
- [23] Erik Dietz-Laursonn. Model Unspecific Search for New Physics with b-Hadrons in CMS. Diploma phesis, RWTH Aachen, 2010.

- [24] Wirkungsquerschnitte für Monte-Carlo-Simulationen auf der aktuellen TWiki-Seite. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSections>.
- [25] Gennaro Corcella, Ian G. Knowles, Giuseppe Marchesini, Stefano Moretti, Kosuke Odagiri, Peter Richardson, Michael H. Seymour, and Bryan R. Webber. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes), Januar 2001.
- [26] Mathias Uhlenbrock. *Studie zur Rekonstruktion der  $mSUGRA$ -Parameter aus LHC-Observablen mit Fittino*. PhD thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, May 2010.
- [27] O. Charaf, b.Clerbaux, V. Dero, G. De Lentdecker, Sh. Elgammal, A. Gay, S. Harper, J. Jackson, P. Marage, Ph. Miné, D. Newbold, E. Olaiya, C. Shepherd-Themistocleous, L. Thomas, V. Timciuc, and P. Vanlaer. Search for High-Mass Resonances Decaying to Electron Pairs in the CMS Experiment. *CMS Draft Analysis Note*, page 37, November 2010.
- [28] Metin Ata, Thomas Hebbeker, Arnd Meyer, Stefan Antonius Schmitz, and Lars Sonnenschein. Search for Extra Dimensions in Dimuon Events in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *CMS Draft Note*, (CMS NOTE AN-11-003):25, January 2011.
- [29] S. Baffoni, C. Charlot, F. Fermi, D. Futyan, P. Meridiani, I. Puljak, C. Rovelli, R. Salerno, and Y. Sirois. Electron Reconstruction in CMS. *CMS Note*, (40):25, February 2006.
- [30] TWiki-Seite mit Gebrauchsanweisung des Roostats-Programms. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/RooStatsC195>.
- [31] Gena Kukartsev. Roostats upper limit calculator for a counting experiment, May 2011.

## Abbildungsverzeichnis

1	Darstellung der drei Quark- und Lepton-Familien und des Higgs-Bosons[4]. . . . .	2
2	Quark-Anti-Quark-Annihilation in ein Tau-Sneutrino was wieder in ein Elektron und ein Myon zerfällt. . . . .	4
3	Querschnitt des CMS-Detektor mit den Flugbahnen und Zerfallsorten charakteristischer Teilchen[19]. . . . .	5
4	Querschnitt des CMS-Detektors parallel zur Flugrichtung des Proton-Strahls[20]. . . . .	6
5	3D-Ansicht des Pixeldetektors. Zu sehen sind die drei Barrel-Bereiche (grün) und die zwei abschließenden Endcap-Ringe an beiden Seiten des Detektors (rosa)[21]. . . . .	7
6	Aufbau des Pixeldetektors[19]. . . . .	8
7	Querschnitt durch den inneren Tracker des CMS-Detektors. Zu sehen sind die inneren 3 Pixeldetektorschichten und die 10 Silizium-Streifen-Detektor-Schichten[19]. . . . .	9
8	Schematischer Aufbau des Elektromagnetischen Calorimeters[21]. . . . .	10
9	Ausschnitt mehrere Drift Tubes. Der Draht geht dabei in rot gezeichnet aus der Blattebene heraus[19]. . . . .	11
10	Querschnitt der Kathoden-Sreifen-Kammern[21]. . . . .	11
11	Aufbau einer Resistive Plate Chamber[19]. . . . .	12
12	Querschnitt durch die den CMS-Detektor mit Beschriftung des Myon-Systems[21]. . . . .	13
13	Verteilung zur Pile-Up-Korrektur. . . . .	16
14	Vergleich der Vertex-Verteilungen nach allen Schnitten ohne Pile-Up-Korrektur (links) und mit Pile-Up-Korrektur (rechts). . . . .	17
15	Cutflow der Elektronschnitte im Barrel unter der Voraussetzung, dass ein Myon in dem Event nachgewiesen wurde, welches alle Schnittkriterien des Myonpapers erfüllt. . . . .	20
16	Cutflow der Elektronschnitte im Endcap unter der Bedingung, dass ein Myon in dem Event nachgewiesen wurde, welches alle Schnittkriterien des Myonpapers erfüllt. . . . .	21
17	Cutflow der Myonschnitte unter der Bedingung, dass ein Elektron im Barrel oder Endcap gefunden wurde, welches alle Schnittkriterien des Elektronpapers erfüllt. . . . .	21
18	$p_T$ -Verteilung der Elektronen für die Events, in denen mindestens ein gutes Elektron und mindestens ein gutes Myon vorkommt mit Pile-Up-Korrektur . . . . .	22
19	$p_T$ -Verteilung der Myonen für die Events, in denen mindestens ein gutes Elektron und mindestens ein gutes Myon vorkommt mit Pile-Up-Korrektur . . . . .	23
20	Invariantes Massenspektrum bestimmt aus dem höchstenergetischen Elektron und dem höchstenergetischen Myon, welches jeweils alle Schnittkriterien erfüllt. . . . .	23
21	Erwartete und beobachtete Grenzen für die Wirkungsquerschnitte der für verschiedene Massen generierten Signale. Zur Berechnung der Grenzen wurden nur Teilchen mit einer invarianten Masse von mindestens 500 GeV verwendet. . . . .	26
22	$\eta$ -Verteilung der Myonen (links) und Elektronen (rechts) nach allen Schnitten. Im Plot der Elektronen sieht man deutlich den Bereich zwischen Barrel und Endcap zwischen $1,442 < \eta_{SC} < 1,56$ , der herausgeschnitten wurde. . . . .	32
23	$\phi$ -Verteilung der Myonen (links) und Elektronen (rechts) nach allen Schnitten. . . . .	32
24	Signifikanzbestimmung aus invarianten Massenplots mit Schnitten auf die invariante Masse von 200 GeV, 300 GeV, 400 GeV, 600 GeV und ohne Schnitte. Man kann gut erkennen, dass die Massen bei 600 und 800 GeV mit dem größer werdenden Schnitt auf die invariante Masse immer besser ausgeschlossen werden können. Nur das 900 GeV-Teilchen kann selbst bei einem 600 GeV-Schnitt nicht ausgeschlossen werden. . . . .	33



## Tabellenverzeichnis

1	Wechselwirkungen des Standardmodells der Teilchenphysik mit relativer Stärke bezogen auf die starke Kernkraft, ihrer Reichweite und den zugehörigen Austauscheteilchen. . . .	1
2	Verschiedene Generationen der Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik. . . .	1
3	Bosonen im Standardmodell der Teilchenphysik. . . . .	1
4	Teilchen des Standardmodells und zugehörige Superpartner im MSSM. . . . .	3
5	Energieauflösungskoeffizienten für verschiedene Bereiche des HCAL-Detektors. . . . .	9
6	Liste der verwendeten Monte-Carlo-Simulationen für die Untergründe mit Eventanzahl und Wirkungsquerschnitt. Die Wirkungsquerschnitte stammen von der offiziellen CMS-Seite[24]. . . . .	14
7	Verwendete Signale mit Generator, Eventszahl und Wirkungsquerschnitt . . . . .	15
8	SUSY-Parameter der generierten Signal-Samples . . . . .	15
9	Selektionskriterien für Myonen. . . . .	18
10	Schnitt-Kriterien für Elektronen: Im ersten Bereich befinden sich die kinematischen, geometrischen und "seeding" Schnitte, im zweiten sind die ID-Schnitte und im dritten Bereich sind die Isolations-Schnitte angegeben. . . . .	19
11	Prozentualer Anteil von $e\mu$ -Events in den Signalen . . . . .	25
12	Beobachtete und erwartete Grenzen bestimmt mit Roostats cl95 und clm . . . . .	25
15	Anzahl der Events der Signale, die die Elektronschnitte im Barrel überlebt haben mit statistischem Fehler. . . . .	28
16	Anzahl der Events der Signale, die die Elektronschnitte im Endcap überlebt haben mit statistischem Fehler. . . . .	28
13	Anzahl der Events der Monte-Carlo-Simulationen, die die Elektronschnitte im Barrel überlebt haben mit statistischem Fehler. . . . .	29
14	Anzahl der Events der Monte-Carlo-Simulationen, die die Elektronschnitte im Endcap überlebt haben mit statistischem Fehler. . . . .	30
17	Anzahl der Events der Daten, die die Elektronenschnitte im Barrel überlebt haben mit statistischem Fehler. . . . .	31
18	Anzahl der Events der Daten, die die Elektronenschnitte im Endcap überlebt haben mit statistischem Fehler. . . . .	31



## Danksagungen

Zum Abschluss bedanke ich mich bei allen, die mir diese Arbeit ermöglicht haben. Hierbei gilt mein erster Dank Prof. Dr. Thomas Hebbeker, der es mir ermöglicht hat, diese interessante Arbeit am III. Physikalischen Institut durchzuführen.

Bedanken möchte ich mich auch bei der CMS-Arbeitsgruppe am Institut 3a. Besonderen Dank gilt hier meinem Betreuer, der die Signale für mich geskimmt und meine Arbeit mehrere mal Korrektur gelesen hat und mir viele hilfreiche Tipps gegeben hat. Danken möchte ich auch Dr. Carsten Magass, der mir zu Beginn meiner Arbeit den Einstieg in ROOT erleichtert hat und vielen nützlichen Tipps weiterhelfen konnte.

Besonderer Dank gilt auch meinen Bürokollegen Matthias Endres und Deborah Duchardt, die nicht nur eine sehr angenehmen Arbeitsatmosphäre geschaffen haben, sondern mir auch bei vielen kleinen Problemchen mit ROOT oder Supersymmetrie weiterhelfen konnten.

Zuletzt danke ich noch meinen Eltern, die mich mein ganzes Studium moralisch wie finanziell unterstützt haben. Vielen Dank dafür.





## Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den 23. September 2011