
Suche nach resonanter Smyon-Produktion mit dem CMS Experiment

von

Dominique Dresen

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der RWTH Aachen

im August 2012

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A
Univ.-Prof. Dr. Hebbeker

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

Zusammenfassung

In der folgenden Arbeit werden vom CMS Detektor entnommene Daten am LHC im Hinblick auf resonante Sphynonen Produktion bei einem R-Paritätsverletzenden supersymmetrischen Prozess in einem BARYON-TRIALITY Szenario untersucht. Dabei wurden Daten mit einer integrierten Luminosität von $5,9 \text{ fb}^{-1}$, die am LHC im Jahr 2012 von Anfang April bis Ende Juni genommen wurden, mit Monte Carlo generierten Untergrund- und Signallereignissen verglichen und gegebenenfalls nach einem Überschuss gegenüber dem vom Standardmodell erwarteten Untergrund analysiert. Da kein Überschuss beobachtbar war, werden Grenzen auf die Kopplungskonstante λ'_{211} für verschiedene Punkte im Parameterraum gesetzt. Abschließend werden die Grenzen mit der Erwartung von vorläufigen Ergebnissen einer Untersuchung der Daten aus dem Jahre 2011 verglichen.

„Ob mir durch Geistes Kraft und Mund
Nicht manch Geheimnis würde kund;
Daß ich nicht mehr mit saurem Schweiß
Zu sagen brauche, was ich nicht weiß;
Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält,
Schau alle Wirkenskraft und Samen,
Und tu nicht mehr in Worten kramen.“
- Goethe, Faust I

Inhaltsverzeichnis

I. Physikalische Grundlagen	1
1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
2. Supersymmetrie	4
3. R-Paritätsverletzende Supersymmetrie	6
4. Resonante Produktion von Smyonen	9
5. CMS und der Large Hadron Collider	11
II. Datenanalyse	16
6. Suche nach neuer Physik	16
7. Daten-Vorauswahl	16
8. Schnitte zur Untergrundreduktion	19
9. Monte Carlo Skalierung	25
10. Bestimmung des Untergrundes mit Daten	27
11. Simulation von gleichzeitigen Kollisionen	29
III. Auswertung	31
12. Ereigniszahlen	31
13. Die CL_s Methode	32
14. Limits auf λ'_{211}	33
15. Zusammenfassung & Ausblick	37
A. Berechnung der Effizienzen im Wilson Intervall	38

Teil I.

Physikalische Grundlagen

1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die grundsätzliche Frage nach dem Aufbau der Materie beschäftigt den denkenden Menschen schon seit weit über 2000 Jahren [1, 2]. Die Atomisten um Leukippos und Demokrit des antiken Griechenland gingen beispielsweise davon aus, dass die Welt aus kleinsten unteilbaren Bausteinen - den Atomen aufgebaut sei. Im Gegensatz dazu vertrat unter anderem Aristoteles die Ansicht, dass Materie kontinuierlich und grundsätzlich unendlich oft teilbar sei. Diese Theorien hatten gemeinsam, dass sie auf philosophischen Überlegungen fußten.

In unserer heutigen Zeit beschreibt das Standardmodell der Teilchenphysik die innere Struktur der Materie. Zahlreiche experimentelle Ergebnisse und theoretische Überlegungen des 20. Jahrhunderts führten zu ihrer Entwicklung und ermöglichten mehrfach eine Vorhersage von bislang noch unentdeckten Teilchen. Wichtige Meilensteine in der Entwicklung des Standardmodells hierbei waren unter anderem:

- die Entdeckung des Elektrons durch J.J. Thomson 1897
- die Streuexperimente Rutherfords und die Entdeckung des Atomkerns 1911
- die Entdeckung des Positrons durch C.D. Anderson 1931
- die Postulierung des Neutrinos durch Wolfgang Pauli 1933, der Nachweis erfolgte 1955
- die Entwicklung der Quantenelektrodynamik u. a. von R. Feynman um 1940
- das Aufstellen der Quark-Hypothese von Gell-Mann und Zweig 1964
- die Entwicklung des Weinberg-Salam-Modells (elektroschwache Vereinigung) 1967
- der experimentelle Nachweis der W^\pm - und Z -Bosonen am CERN 1983.

Auch in der heutigen Zeit werden bislang unentdeckte Teilchen nachgewiesen. Anfang Juli 2012 wurde von ATLAS [3] und CMS [4] verkündet, dass ein Boson bei ≈ 125 GeV mit 5σ Signifikanz gemessen wurde¹. Dieses Boson entspricht bisher den Erwartungen an das Higgs-Boson. Ob es sich bei diesem Teilchen tatsächlich um das Higgs-Boson handelt, soll in nächster Zeit erforscht werden.

Die in diesem Zusammenhang insgesamt zu beobachtenden Teilchen, sowie deren Wechselwirkungen untereinander werden im Bereich der Quantenfeldtheorien verstanden und

¹Energien werden in der Hochenergiephysik in eV angegeben. 1 eV entspricht der kinetischen Energie die ein Elektron erhält, wenn es von einer Potentialdifferenz $U = 1$ V beschleunigt wird, also $E = e \cdot U = 1,602\,176\,487(40) \cdot 10^{-19}$ J = 1 eV [5]. Weiterhin werden natürliche Einheiten benutzt, also $\hbar = c = 1$ gesetzt.

im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst. Jenes Modell besagt in seiner minimalsten Form, dass alle bekannte Materie aus zwölf verschiedenen Elementarteilchen und deren Antiteilchen besteht und es drei fundamentale Kräfte gibt, die durch sogenannte Austauschteilchen vermittelt werden. Die Vierte in der Natur bekannte fundamentale Kraft - die Gravitation - wird vom Standardmodell nicht beschrieben, da eine Quantentheorie der Gravitation bislang nicht existiert.

Die Fundamentalkräfte werden von Austauschteilchen vermittelt. Diese sind Bosonen mit Spin 1. Das Photon vermittelt in diesem Zusammenhang die elektromagnetische Wechselwirkung, die W^\pm - und Z^0 -Bosonen wiederum die schwache Wechselwirkung und die Gluonen, welche in acht verschiedenen Varianten farbgeladen sind, vermitteln letztlich die starke Wechselwirkung. Während Photonen untereinander jedoch keine Wechselwirkung aufweisen, ist dies bei den W^\pm - und Z^0 -Bosonen bzw. den Gluonen sehr wohl der Fall.

	I	II	III	Q/e	Y	I_3
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$
	u_R	c_R	t_R	$+\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$	0
	d_R	s_R	b_R	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	0
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$
	e_R	μ_R	τ_R	-1	-2	0

Tabelle 1: Elementarteilchen des Standardmodells [6].

Die zwölf Materieteilchen, welche in Quarks und Leptonen eingeteilt sind, können nochmals in drei Familien eingeteilt werden; dies ist schematisch in Tabelle 1 dargestellt. Hierbei wird des Weiteren jeweils zwischen links- und rechtshändiger Chiralität der Elementarteilchen unterschieden. Als Elementarteilchen werden punktförmige Objekte angenommen, von denen bislang keine weitere Substruktur bekannt ist. Ihre maximale Ausdehnung ist experimentell auf kleiner als $10^{-18} \text{ m} - 10^{-19} \text{ m}$ bestimmt². Bei den zwölf Elementarteilchen handelt es sich um Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$. Es wird zwischen Quarks und Leptonen unterschieden. Die Quarks sind farbgeladen und unterliegen der starken Wechselwirkung, während die Leptonen von dieser nicht betroffen sind. Die Farbladung hat hierbei drei mögliche Werte: Rot, Grün und Blau; wobei die Anti-Teilchen jeweils die Anti-Variante der Farben tragen. In Analogie zum Farbbild verbinden sich Quarks zu beobachtbaren Hadronen, die nach außen hin farbneutral sind, bzw. die Farbe Weiß tragen. So sind die beobachtbaren Hadronen entweder zu Baryonen, also drei Quarks, oder zu Mesonen, einem Quark Anti-Quark Paar, zusammengesetzt. Denkbar sind auch Kombinationen beider Gruppen; also beispielweise eine Kombination von drei Quarks

²Die Auflösung bisheriger Experimente ist bei $\approx 1 \text{ TeV}$: $\lambda \sim \frac{hc}{E} \sim 10^{-18} \text{ m}$

und Quark Anti-Quark Paar. Solche exotischen Hadronen wurden bisher jedoch noch nicht beobachtet.

Die ersten drei Spalten in Tabelle 1 zeigen die entsprechenden drei Familien. Dabei besitzen die drei Teilchen einer Zeile, bis auf die Masse, die von links nach rechts ansteigt, jeweils dieselben Eigenschaften. Die Teilchen der ersten Familien stellen als leichteste Elementarteilchen die stabile Materie dar. Die Elementarteilchen aus der zweiten und dritten Familie zerfallen innerhalb kurzer Zeit ($< 10^{-5}$ s) in leichtere Teilchen. In der vierten Spalte ist die Ladung der Teilchen in der jeweiligen Zeile gegeben. Die fünfte Spalte gibt die schwache Hyperladung Y und die sechste Spalte wiederum den schwachen Isospin I_3 der Teilchen an. Zwischen den drei Werten gilt die Beziehung $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$. Des Weiteren gleichen sich die Antiteilchenpartner der Elementarteilchen im Standardmodell in Masse und Spin, unterscheiden sich jedoch im Vorzeichen der Ladungen. Nur der linkshändige Anteil der Fermionen wechselwirkt mit den W^\pm -Bosonen. Der rechtshändige Anteil hingegen wechselwirkt nicht mit den W^\pm -Bosonen. Die schwache Wechselwirkung erhält demzufolge nicht die Paritätssymmetrie. Dies wurde experimentell 1956 im Wu-Experiment [7] nachgewiesen.

Vom mathematischen Standpunkt aus ist das Standardmodell eine Quantenfeldtheorie, die auf der lokalen Eichsymmetrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ basiert. Hierin ist die Symmetriegruppe der starken Wechselwirkung, die $SU(3)_C$ und die Gruppe der elektroschwachen Wechselwirkung, die $SU(2)_L \times U(1)_Y$, enthalten. Die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ entspricht der Symmetriegruppe der schwachen Isospingruppe und der schwachen Hyperladungsgruppe und vereinigt die schwache mit der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Eichgruppe der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist gebrochen und die neutralen Austauschbosonen dieser, die W^0 - und B^0 -Bosonen, vermischen sich zu den bekannten Photonen und Z^0 -Bosonen als Austauscheteilchen der elektromagnetischen bzw. schwachen Wechselwirkung auf der elektroschwachen Energieskala.

Bei lokalen Eichtheorien ist die Theorie invariant unter einer von Raumzeitkoordinaten abhängigen unitären Transformation [8]

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = U(x) \cdot \Psi(x). \quad (1)$$

Die Bewegungsgleichung der Felder erhält unter solchen Transformationen ihre Form. Damit diese Invarianz für die massiven Eichbosonen erfüllbar ist, wird der Higgs-Mechanismus eingeführt, welcher eine Erklärung für die Masse liefert. Diesbezüglich wird von einem weiteren Elementarteilchen, dem Higgs-Boson, ausgegangen. Dieses hat einen Spin von 0.

Gemachte Beobachtungen - z.B. zu Neutrinooszillationen bei dem Super-Kamiokande Experiment [9] - zeigen, dass Neutrinos Masse besitzen. Aus kosmologischen Beobachtungen sind die Massen auf $\sum m_\nu < 0,47$ eV beschränkt [10]. Da die verwendeten Energien beim LHC vergleichsweise sehr groß sind kann im Folgenden das Standardmodell mit der guten Näherung beschrieben werden, dass die Neutrinomasse zu Null gesetzt ist.

Das Standardmodell besitzt insgesamt 18 freie Parameter [6], die nicht von der Theorie vorhergesagt sowie experimentell bestimmt werden. Diese können festgelegt werden durch:

- 3 Kopplungen für die $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$, z.B. g_s, g, g'
- 2 Parameter des Higgs-Potentials, z.B. Massen von Z^0 und des Higgs-Bosons
- 9 Yukawa-Kopplungen, entsprechend den Massen für sechs Quarks und drei Leptonen (bei masselosen Neutrinos)
- 4 Parameter der Quark-Mischungsmatrix (CKM-Matrix)

Die 3×3 Quark-Mischungsmatrix beschreibt die statistischen Anteile für die Umwandlung von Quarks bestimmter Flavour-Generation über den Austausch von W^\pm -Bosonen in Quarks gleicher oder anderer Flavours. Die Einträge sind untereinander abhängig, sodass hier lediglich vier freie Parameter entstehen.

Insgesamt beschreibt das Standardmodell nahezu alle bisher getätigten teilchenphysikalischen Beobachtungen. Jedoch ist bereits heute offensichtlich, dass das Standardmodell nicht gänzlich korrekt sein kann und daher erweitert bzw. durch eine andere Theorie ersetzt werden muss. Hierbei besteht ein Problem u.a. darin, dass das Standardmodell keine quantentheoretische Beschreibung der Gravitation liefert. Da sie eine relativ schwache Kraft darstellt, ist das Standardmodell in bisher experimentell erfassten Energiebereichen eine gute Näherung. Bei Betrachtung der Planckmasse $M_P = \sqrt{\frac{1}{8\pi G_{Newton}}} = 2,4 \cdot 10^{18}$ GeV wird klar, dass spätestens für sehr hohe Energien die Gravitation in einer Theorie nicht mehr vernachlässigt werden kann. Andere Mankos des Standardmodells in seiner minimalen Form sind die folgenden:

- es erfolgt keine Vereinigung der drei Grundkräfte bei hohen Energien (siehe Abschnitt 2)
- sie liefert keine Kandidaten für die im Universum beobachtete dunkle Materie
- lässt konzeptuelle Fragen offen (wie zum Beispiel die Frage nach einer Einteilung in drei Familien)
- die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie wird nicht erläutert (wieso beobachten wir mehr Materie als Antimaterie)

2. Supersymmetrie

Eine vielversprechende Erweiterung des Standardmodells (kurz: SM) ist die Supersymmetrie [11]. Hierbei wird eine Symmetrie eingeführt, die Fermionen mit Bosonen verbindet. Supersymmetrische Transformationen wandeln also einen fermionischen Zustand in einen bosonischen um und umgekehrt.

Eine große Motivation hierfür ist, dass die Masse des Higgs-Bosons, nach Messungen von Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung, in einer Größenordnung von 100 GeV erwartet wird. Das Problem in diesem Zusammenhang ist jedoch, dass die Higgs-Masse sehr große Quantenkorrekturen durch virtuelle Effekte von jedem Teilchen, das direkt

oder indirekt an das Higgs-Feld koppelt, erhält. Diese quadratischen Divergenzen führen zu einer Unnatürlichkeit in der Higgs-Masse. Innerhalb einer supersymmetrischen Theorie heben sich diese Korrekturen jedoch mit ihren supersymmetrischen Partnern in natürlicher Weise auf und die Unnatürlichkeit in der Masse des Higgs-Bosons verschwindet.

In dem minimalen supersymmetrischen Standardmodell (kurz MSSM) erweitert sich die Zahl der Elementarteilchen um jeweils einen supersymmetrischen Partner für jedes Teilchen und weiteren Higgs Bosonen. Diese supersymmetrischen Teilchen haben bis auf Spin und Masse dieselben Eigenschaften wie ihr Standardmodellpartner. Die Masse der supersymmetrischen Teilchen muss i.A. höher sein als die der SM-Partner, da in bisherigen Experimenten noch keine Supersymmetrie beobachtet werden konnte. Deshalb wird die Supersymmetrie auch als eine gebrochene Symmetrie bezeichnet. Die Superpartner der Fermionen bekommen als Bezeichnung jeweils den Namen des SM-Elementarteilchens mit einem vorangesetzten „s“. So heißen die Superpartner der Leptonen „Sleptonen“ und besitzen den Spin 0. Die „Squarks“ sind die bosonischen Superpartner der Quarks. Die Namen der Superpartner der Bosonen des Standardmodells enden mit „ino“. So nennt sich das supersymmetrische Gluon „Gluino“ oder der Superpartner des W- bzw. B-Bosons „Wino“ bzw. „Bino“. Die Elementarteilchen sind die Komponenten von Superfeldern. Die supersymmetrischen Partner besitzen zur Kennzeichnung eine Schlange über ihren Buchstaben. Der Teilcheninhalt des MSSM ist in Tabelle 2 dargestellt.

Chirale Superfelder	Komponenten
$Q_i^{a,x}$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$
\bar{D}_i^x	d_R, \tilde{d}_R^*
\bar{U}_i^x	u_R, \tilde{u}_R^*
$\mathcal{L}_\alpha^a = \{H_1^a, L_i^a\}$	$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ e_{L\alpha} \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} \tilde{h}_1^0 \\ \tilde{h}_1^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_{Li} \end{pmatrix} \right\},$
	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\alpha \\ e_{\tilde{L}\alpha} \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} h_1^0 \\ h_1^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_i \\ e_{\tilde{L}i} \end{pmatrix} \right\}$
\bar{E}_i	e_R, \tilde{e}_R^*
H_2^a	$\begin{pmatrix} \tilde{h}_2^+ \\ \tilde{h}_2^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix}$
Vektor Superfelder	Komponenten
V_1	$B_\mu, \tilde{\mathcal{B}}$
V_2	$W_\mu^{(A)}, \tilde{\mathcal{W}}^{(A)}$
V_3	$G_\mu^{(X)}, \tilde{\mathcal{G}}^{(X)}$

Tabelle 2: Teilcheninhalt des MSSM.

Die Indizes $i = 1,2,3$ geben hierbei die Familie an, zu der die Teilchen gehören und die $x = 1,2,3$ bzw. $a = 1,2$ die SU(3) bzw. SU(2) Eichparameter.

Das MSSM hat als Erweiterung des Standardmodells zudem weitere Anreize. Die Kopplungskonstanten der $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichtheorie können bei hohen Energien beispielsweise vereinigt werden. Dies ist im Standardmodell nicht möglich. Hierfür ist zum Vergleich Abbildung 1 zu betrachten. Die Energieskala, bei der diese Vereinigung erfolgt, ist $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$ und wird als Grand Unification Theory (kurz: GUT) Skala bezeichnet, da sich bei dieser Skala die starke (α_3) und elektroschwache (α_1 bzw. α_2) Kraft zu einer Kraft vereinigt.

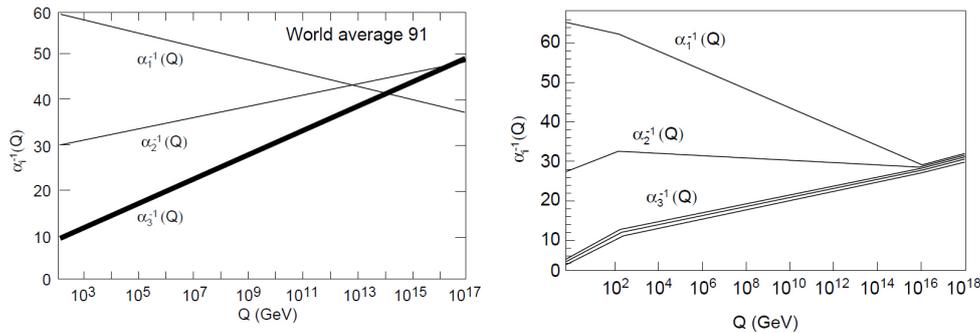


Abbildung 1: Links: Kopplungskonstanten nach Messungen am LEP, Rechts: Im MSSM Modell [12].

3. R-Paritätsverletzende Supersymmetrie

Das Superpotential, welches das Standardmodell minimal um Supersymmetrie erweitert, lautet in seiner allgemeinsten Form [13, 14]:

$$W = W_{MSSM} + W_{\mathcal{R}_p} \quad (2)$$

$$W_{MSSM} = \epsilon_{ab}(h_{ij}^e L_i^a H_1^b \bar{E}_j + h_{ij}^d Q_i^{ax} H_1^b \bar{D}_{jx} + h_{ij}^u Q_i^{ax} H_2^b \bar{U}_{jx} - \mu H_1^a H_2^b) \quad (3)$$

$$W_{\mathcal{R}_p} = \epsilon_{ab} \left(\frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i^a L_j^b \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i^a Q_j^{xb} \bar{D}_{kx} \right) + \epsilon_{xyz} \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{U}_i^x \bar{D}_j^y \bar{D}_k^z - \epsilon_{ab} \kappa_i L_i^a H_2^b. \quad (4)$$

In Supersymmetrie können weiterhin die $\epsilon_{ab} \kappa_i L_i^a H_2^b$ in (4) zu Null rotiert werden. Die $L_i^a, \bar{E}_i, Q_i^x, \bar{U}_i^x, \bar{D}_i^x, H_1^a, H_2^a$ entsprechen hierbei den chiralen Superfeldern aus Tabelle 2, $\epsilon_{ab}, \epsilon_{xyz}$ den total antisymmetrischen Tensoren und es gilt die übliche Einsteinsche Summenkonvention. Das Superpotential wird hierbei in zwei Teile aufgeteilt. Der $W_{\mathcal{R}_p}$ -Teil (4) enthält 48 Summanden. Diese verletzen die Baryonenzahl- ($9 \lambda''_{ijk}$ Terme) oder die Leptonenzahlerhaltung ($9 \lambda_{ijk}, 27 \lambda'_{ijk}$ und $3 \kappa_i$ Terme). Existieren sowohl Baryonenzahl-, als auch Leptonenzahlverletzende Prozesse, so ist ein schneller Zerfall des Protons denkbar; zum Beispiel ein Prozess über λ''_{112} , der ein Up- und Down-Quark in ein supersymmetrisches Anti-Strange-Quark umwandelt, welches dann wiederum in einem λ'_{112} -Prozess in

ein Positron, Anti-Up-Quark zerfällt. Das Anti-Up-Quark könnte dann mit dem Spectator Up-Quark des Protons ein π^0 -Meson bilden. Dies ist in Abbildung 2 illustriert.

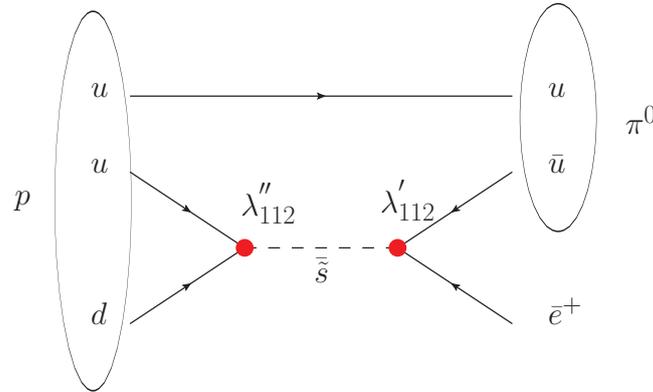


Abbildung 2: Möglicher Zerfall des Protons bei gleichzeitiger Baryonen- und Leptonenzahlverletzung.

Jedoch haben Experimente wie Super-Kamiokande gezeigt, dass Protonen eine sehr lange Lebenszeit von über 10^{33} Jahren [15] besitzen. Daher ist es üblich, im MSSM solche Prozesse zu verbieten, indem die R-Parität als diskrete multiplikative Symmetrie, als Erhaltungsgröße eingeführt wird. Sie kann berechnet werden zu

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}. \quad (5)$$

Hierbei bezeichnet B die Baryonenzahl, L die Leptonenzahl und S den Spin des Teilchens. Für Standardmodell Teilchen ist $R_p = 1$ und für supersymmetrische Teilchen ist $R_p = -1$.³ Ist die R-Parität erhalten, so sind die Kopplungskonstanten $\{\lambda_{ijk}, \lambda'_{ijk}, \lambda''_{ijk}\}$ alle Null. Weiter können Superpartner in Beschleunigerexperimenten bei einer Kollision zweier SM-Teilchen nur als Paare erzeugt werden, da die Anfangszustände $R_p = +1$ sind und die R-Parität eine multiplikative Größe darstellt. Aus der Erhaltung folgt zusätzlich, dass das LSP stabil ist, da es nicht in Standardmodell-Teilchen mit $R_p = 1$ zerfallen kann. Dies zeichnet in einer R-Paritätserhaltenden Theorie das LSP dann des Weiteren als Kandidaten für kalte dunkle Materie aus, die sich gravitativ bemerkbar macht.

Jedoch ist R-Parität sehr restriktiv und es existieren andere mögliche Symmetrien, die eingeführt werden können um den rapiden Zerfall des Protons zu verhindern, zum Beispiel BARYON-TRIALITY (B_3). Diese ist gegeben durch

$$B_3 = \exp(2\pi i[B - 2Y]/3). \quad (6)$$

³Als Rechenbeispiel: Für das Elektron ist $B = 0$, $L = 1$, $S = \frac{1}{2}$ und daher $R_p = (-1)^2 = 1$. Für das Selekttron ist hingegen $B = 0$, $L = 1$, $S = 0$ und demnach $R_p = -1$.

Die Symmetrieforderung der Baryon-Triality ist, dass das Produkt der Baryon-Trialities der Teilchen 1 beträgt. Dies hat zur Folge, dass die Baryonenzahlverletzenden Terme (λ''_{ijk}) verboten werden. B_3 -Supersymmetrie bietet den theoretischen Anreiz, dass sie in natürlicher Weise leichte Neutrinomassen beinhaltet [16]. Supersymmetrische Szenarien, die nicht die R-Parität erhalten, werden unter dem Begriff R-Paritätsverletzende (RPV) Supersymmetrie zusammengefasst. In RPV Szenarien ist das LSP nicht stabil und kann somit in Standardmodellteilchen zerfallen, die im Detektor nachweisbar sind. Dadurch kann die Produktion von supersymmetrischen Teilchen in RPV-Szenarien zu interessanten Signaturen führen, die sich von Standardmodellprozessen abheben und nach denen es sich zu suchen lohnt.

Das MSSM führt über 100 neue freie Parameter ein [11], die dem Modell eine große Freiheit geben. Im sogenannten MINIMAL SUPERGRAVITY MODEL (mSUGRA) wird diese Zahl auf fünf Parameter, die an der GUT-Skala festgelegt werden, reduziert [14]. Dabei handelt es sich um:

- m_0 : die universelle Skalarmasse
- $m_{1/2}$: die universelle Gauginomasse
- A_0 : die universelle trilineare Kopplungsstärke
- $\tan(\beta)$: der Tangens des Verhältnis der beiden Higgs-Vakuumserwartungswerte
- $\text{sign}(\mu)$: das Vorzeichen des bilinearen Higgs-Mischungsparameters

Sind diese Parameter an der GUT-Skala gegeben, kann das gesamte Massenspektrum an der elektroschwachen Skala über sogenannte Renormalization Group Equations (RGE) bestimmt werden. Abbildung 3 zeigt die Entwicklung des Massenspektrums aus den an der GUT-Skala festgelegten Parametern m_0 und $m_{1/2}$.

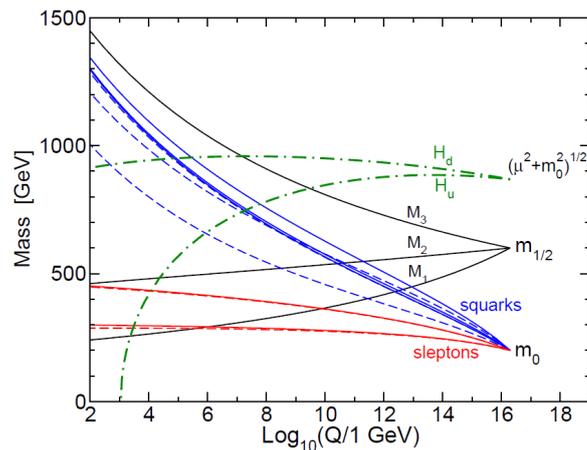


Abbildung 3: Entwicklung des Massenspektrums [11].

4. Resonante Produktion von Smyonen

In dieser Arbeit wird nach resonanter Produktion von Smyonen in einem BARYON-TRIALITY (B_3) Szenario des mSUGRA Modells gesucht. Es wird angenommen, dass nur die λ'_{211} Kopplung, also die Kopplung von $L_2 Q_1 \bar{D}_1$, an der GUT Skala wesentlich von Null verschieden ist. Alle anderen λ_{ijk} und λ'_{ijk} Kopplungen werden als vernachlässigbar zu Null angenommen. Dann existieren im Modell Prozesse, die je nach Wahl der mSUGRA Parameter am LHC beobachtbar sind. Es wird die resonante Produktion eines Smyons bei der Kollision zweier Protonen über die Kopplung λ'_{211} nach Abbildung 4 aus einem Anti-Up - welches den See-Quarks des Protons entnommen werden kann - und einem Down-Quark betrachtet. Typischerweise zerfällt dieses Smyon bei leichter Sleptonenmasse über einen R-Paritätserhaltenden Prozess in ein Myon und ein Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Aus Impulserhaltungsgründen sollten diese beiden Teilchen im Ruhesystem des Smyons ungefähr in einem Winkel von 180° auseinander fliegen. Das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ kann weiterhin in einem R-Paritätserhaltenden Prozess in ein Myon und ein virtuelles Anti-Smyon übergehen. Dieses Anti-Smyon kann dann wiederum in einem R-Paritätsverletzenden Prozess über die λ'_{211} Kopplung in zwei Quarks zerfallen, welche hadronisieren und als Jets, so wie die zwei Myonen, im Detektor nachgewiesen werden können. Die roten Punkte in der Abbildung markieren jeweils die Vertizes der λ'_{211} Kopplung.

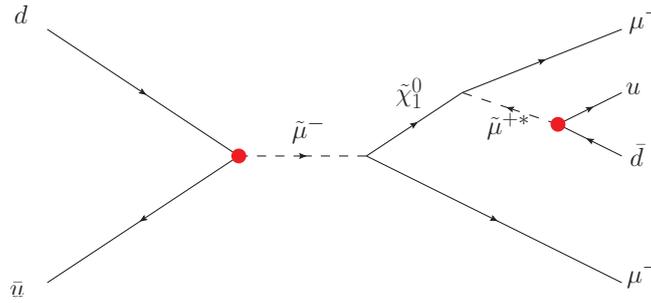


Abbildung 4: Produktion eines Smyons mit Myonen gleicher Ladung im Endzustand.

Der Zerfall in zwei Myonen gleicher Ladungsvorzeichen ist hierbei äußerst hilfreich, um den Prozess von Standardmodellprozessen unterscheiden zu können. Die entscheidenden Standardmodellprozesse, welche als Untergrund beachtet werden müssen, werden in Abschnitt 8 betrachtet. Ein alternativer Zerfall, bei dem das Neutralino in ein Anti-Myon und ein virtuelles Smyon ($\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^+ \tilde{\mu}^{-*}$) zerfällt - dargestellt in Abbildung 5 - hat nahezu dieselbe Wahrscheinlichkeit, wird jedoch bei der Filterung der Daten auf zwei Myonen gleichen Vorzeichens verworfen.

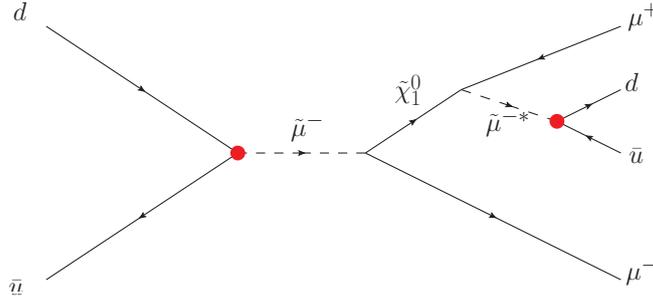


Abbildung 5: Produktion eines Smyons mit Myonen unterschiedlicher Ladung im Endzustand.

Insbesondere für höhere Sleptonenmassen sind weitere Prozesse denkbar, mit längeren Zerfallskaskaden und anderen Teilchen im Endzustand. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese jedoch nicht untersucht. Insgesamt werden bei dem betrachteten Prozess zwei Myonen und mindestens zwei Jets erwartet. Da alle Teilchen nachweisbar sind, ist nicht mit großer fehlender Energie in der transversalen Ebene zu rechnen (kurz: MET - missing transverse energy). Sollte RPV Supersymmetrie in der Natur realisiert sein, zeigt die Zahl der Ereignisse mit solch einer Signatur - je nach gewählten mSUGRA Parametern - einen Überschuss auf dem Standardmodell-Untergrund. Sollte dies nicht der Fall sein und die Zahl der beobachteten Ereignisse von der Zahl der theoretisch erwarteten Ereignisse stark abweichen, so kann für die Theorie eine Grenze bezüglich des Wertes der Kopplung λ'_{211} gesetzt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Quadrat der Kopplung

$$\sigma \sim (\lambda'_{211})^2. \quad (7)$$

Dies resultiert daraus, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Prozess proportional zum Quadrat des Matrixelement für den entsprechenden Übergang ist und das Matrixelement entsprechend proportional zur Kopplung ist. Die Anzahl der beobachteten Ereignisse berechnet sich als Produkt des totalen Wirkungsquerschnittes und der integrierten Luminosität des betrachteten Datensatzes, also

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L}_{int}. \quad (8)$$

Die integrierte Luminosität charakterisiert letztlich die vom Experiment gesammelte Datenmenge, die betrachtet wird. Hierauf wird in Abschnitt 5 näher eingegangen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird mit Monte Carlo-Methoden berechnet.

Für die Analyse wurde der Parameterraum in der $M_0 - M_{1/2}$ -Ebene bei $\tan(\beta) = 20$, $A_0 = 0$, $sgn(\mu) = +1$ betrachtet. Die Kopplungskonstante ist zu $\lambda'_{211} = 0,01$ gewählt, was in Abschnitt 14 begründet ist. Im Parameterraum wurden zehn Punkte ausgewählt, wobei der für den LHC sensitive Bereich des Raumes bei kleinen Massen genauer analysiert wird. Für diese Punkte wurden Monte Carlo Simulationen auf der Basis des B_3 mSUGRA Modells mit ungefähr 50.000 Ereignissen pro Punkt erzeugt [17]. In Tabelle 3 sind die Anzahl an generierten Signalereignissen und der Wirkungsquerschnitt dargestellt. Die

etwas niedrigere Ereigniszahl bei dem $M_0 = 600, M_{1/2} = 850$ Phasenpunkt ist auf einen Fehler im Programm zurückzuführen, der eine Monte Carlo-Datei unbrauchbar machte.

M_0	$M_{1/2}$	N_{gen}	σ/pb
200	100	49961	16,78
200	250	49952	6,84
300	500	49951	0,89
500	100	49953	0,75
500	250	49935	0,56
600	850	40000	0,076
1000	200	49940	0,038
1000	500	49913	0,027
1600	450	48893	0,0027
1600	850	49896	0,0019

Tabelle 3: Betrachtete Parameterpunkte.

Für die generierten Monte Carlo-Ereignisse erfolgt ebenfalls eine vollständige Simulation vom CMS Detektor, sodass diese simulierten Daten mit den aufgenommen Datensätzen verglichen werden können.

5. CMS und der Large Hadron Collider

Der LHC

In diesem Abschnitt wird näher auf den LARGE HADRON COLLIDER (LHC) und den COMPACT MUON SOLENOID (CMS) Detektor eingegangen [18], da die ausgewerteten Daten von CMS aufgenommen wurden. Bei dem LHC handelt es sich um einen Ringbeschleuniger, der nach dem Synchrotronprinzip arbeitet. In zwei separaten Rohren werden Protonen, welche in Vorbeschleunigern schon auf hohe Energien von 450 GeV gebracht wurden, nochmals beschleunigt und an vier Stellen zur Kollision gebracht. Im Jahre 2011 erfolgte dies bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV, im Jahre 2012 wurde jene auf 8 TeV erhöht. Damit ist diese Form von Ringbeschleuniger momentan - in Bezug auf Energie - der leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt. Insgesamt besitzt der Beschleuniger einen Umfang von 26,659 km. Ein Schema des LHC ist in Abbildung 6 dargestellt.

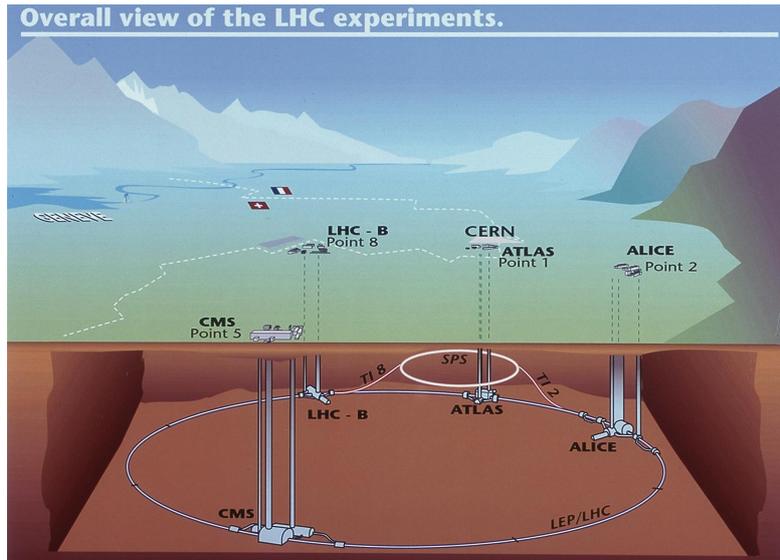


Abbildung 6: Übersicht des LHC [19].

Die sechs Detektoren und deren primären Ziele am LHC sind:

- CMS (Compact Muon Solenoid): allgemeine Suche nach neuer Physik, Messungen am Standardmodell und Studium der Kollision schwerer Ionen.
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS): untersucht Kollisionen parallel zu CMS mit einem alternativen Detektoraufbau.
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment): Ziel ist hier die Erzeugung und Vermessung von Quark-Gluon-Plasma. Dieses erlaubt die Untersuchung des Zustands der Materie unmittelbar nach dem Urknall.
- LHCb: untersucht Physik im Zusammenhang mit dem bottom-Quark, wie z.B. die CP-Verletzung mit b-Hadronen.
- TOTEM (Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement): will die Größe des Protons genauer bestimmen und beobachtet die Luminosität des LHC. Es ist in der Nähe von CMS aufgebaut.
- LHCf (f steht für forward): ist das kleinste Experiment am LHC und soll Erfahrung in der Teilchen-Detektor Kalibration liefern. Es nimmt seine Daten in der Nähe des ATLAS Detektors auf.

Das Maß, um aus dem Wirkungsquerschnitt eines Prozesses die Zahl der zu beobachtenden Ereignisse im Beschleuniger zu erhalten, ist die integrierte Luminosität. Sie bestimmt sich aus der instantanen Luminosität über:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt \quad (9)$$

Hierbei ist die instantane Luminosität bei der Kollision zweier Teilchenpakete gegeben über

$$\mathcal{L} = f \cdot n \cdot \frac{N_1 \cdot N_2}{A}, \quad (10)$$

wobei f der Synchrotronfrequenz, n der Zahl der Pakete, N_1, N_2 der Zahl der Teilchen in den Paketen und A der Überlappungsfläche der beiden Pakete entspricht. Für den LHC beträgt nach TOTEM die instantane Luminosität ungefähr $\mathcal{L} \approx 7 \cdot 10^{33} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} = 7 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{mb} \cdot \text{s}}$. Bei einem totalen Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton Kollisionen bei 8 TeV von $\sigma_{pp} \approx 70 \text{ mb}$ (vgl. Abbildung 7) bedeutet dies $\mathcal{L} \cdot \sigma_{pp} \approx 5 \cdot 10^7 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{s}}$.

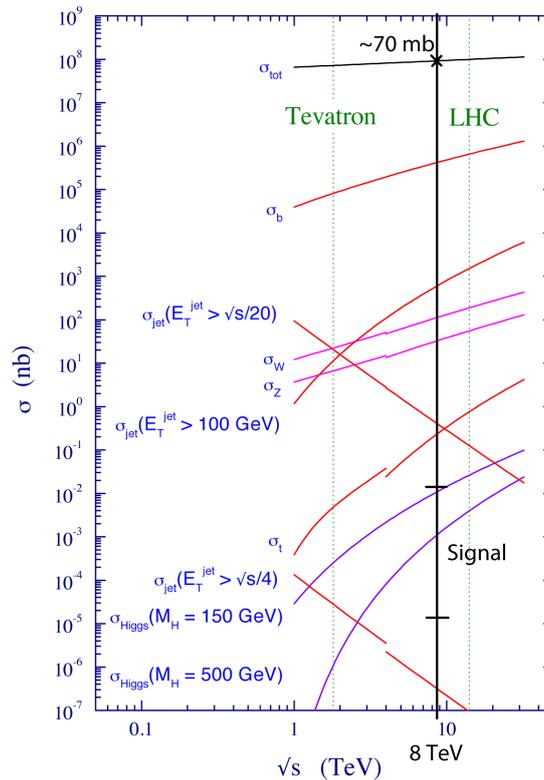


Abbildung 7: Wirkungsquerschnitte diverser Prozesse über die Energie. Die schwarze Linie markiert 8 TeV. Der erwartete RPV-Signalebereich der Analyse ist im pb Bereich angedeutet.

Diese Millionen Ereignisse, die pro Sekunde im Detektor wie CMS entstehen, werden dort durch Hardware Trigger auf einige Tausend Ereignisse reduziert. Software Trigger untersuchen diese weiterhin und reduzieren die Zahl auf einige Hundert interessante Ereignisse pro Sekunde. Dabei werden sogenannte HIGH LEVEL TRIGGER (kurz: HLT) verwendet, die den Ereignissen zugeordnet werden. Diese ungefähr 400 Ereignisse pro Sekunde bei CMS stehen dann zur weiteren Analyse zur Verfügung. Abbildung 8 zeigt

die integrierte Luminosität, die CMS im Jahr 2012 gesammelt hat. Es werden in der Arbeit diejenigen gesammelten Daten bis zum 16. Juni 2012 betrachtet.

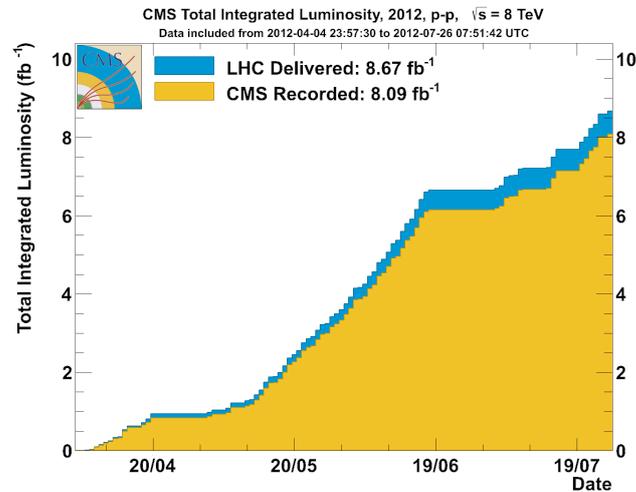


Abbildung 8: Gesammelte integrierte Luminosität von CMS im Jahr 2012 [20].

Das CMS-Experiment

CMS ist zylindrisch und aus mehreren Schichten aufgebaut, um die verschiedenen Teilchen, die während einer Kollision im Inneren entstehen und nach außen fliegen, zu identifizieren sowie zu vermessen. Dies ist schematisch in Abbildung 9 dargestellt.

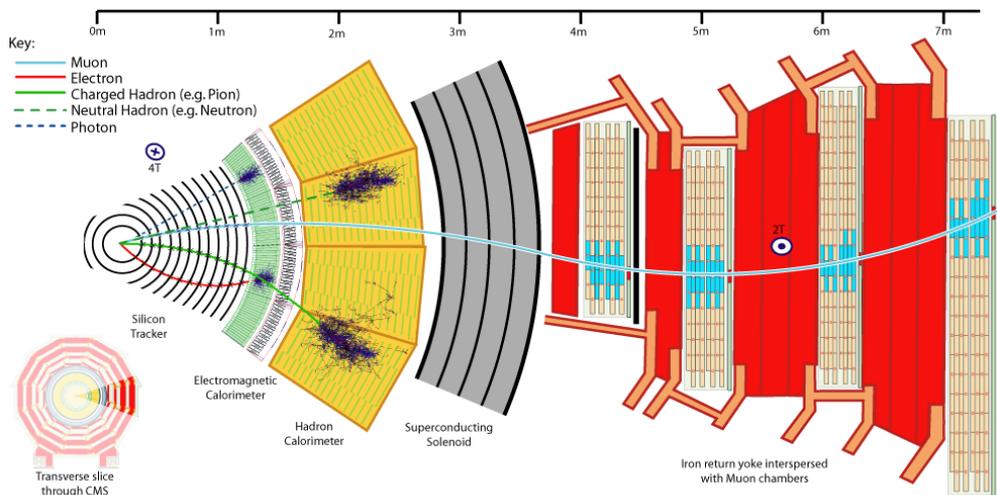


Abbildung 9: Schema vom CMS im Querschnitt [21].

Das Koordinatensystem von CMS hat seinen Ursprung im Zentrum des Zylinders

am Kollisionspunkt. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung und zwar in diejenige, die in Richtung des Jura Gebirges weist. Statt dem Polarwinkel θ wird die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ als Größe definiert. Sie beträgt 0 für $\theta = 90^\circ$ bzw. ∞ für $\theta = 0^\circ$.

Der supraleitende Magnet von CMS erzeugt im Inneren eine Feldstärke von bis zu 4 T. Nahe zur Kollisionsachse liegen der Silizium-Pixeldetektor und die Silizium-Streifensensoren, welche der genauen Vermessung der Flugbahn von geladenen Teilchen dienen. Dieser Bereich wird auch als „Tracker“ bezeichnet. Für geladene Teilchen mit einem transversalen Impuls von $p_T \approx 100$ GeV beträgt die Auflösung $2\% \sim 3\%$. Aus der Krümmung im Magnetfeld kann auf den Impuls der Teilchen in der transversalen Ebene geschlossen werden.

Um die Spurdetektoren herum befinden sich die Kalorimeter. Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) absorbiert Elektronen sowie Photonen und misst deren Energie mit hoher Genauigkeit. Bei 8 TeV beträgt die Zwei-Elektronen-Massenaufösung am Z^0 -Peak $\approx 1,61$ GeV am Barrel und $\approx 3,75$ GeV an den Endkappen. Hadronische Teilchen können das elektromagnetische Kalorimeter durchdringen und somit das größere hadronische Kalorimeter (HCAL) erreichen. Das Auflösungsvermögen für die Energie ist im HCAL schlechter als das Auflösungsvermögen im ECAL. Die Absorption der Teilchen ist nach Bethe-Bloch ein statistischer Prozess und zum größten Teil werden alle Teilchen - außer Myonen und Neutrinos - im HCAL vollständig absorbiert. Neutrinos wechselwirken grundsätzlich sehr wenig mit anderen Teilchen und verlassen den Detektor, ohne Signale zu hinterlassen. Auf sie kann zurückgeschlossen werden, wenn die Impulserhaltung in der transversalen Ebene betrachtet wird. Vor der Kollision ist der transversale Impuls Null und sollte es daher - im Rahmen der Messgenauigkeit - nach der Kollision ebenfalls noch sein. Falls dies nicht der Fall ist, lässt dies auf ein nicht gemessenes Teilchen (wie das Neutrino) schließen. Für die Myonen sind im Außenbereich des Detektors die Myon-Kammern gebaut worden. Diese vermessen die Bahn der Myonen und ermöglichen hierdurch erneut Rückschlüsse auf den Impuls. Somit kann durch Auswertung aller Signaturen in den einzelnen Bereichen des Detektors letztlich ermittelt werden, welche Endzustände nach der Kollision erzeugt wurden. Für eine detaillierte Beschreibung des CMS Experiments siehe [4].

Teil II.

Datenanalyse

Im Rahmen der Bachelorarbeit wurden Daten verwendet, die vom CMS Experiment von Anfang April bis Ende Juni 2012 aufgenommen wurden. Diese wurden analysiert und mit Monte Carlo Simulationen für SM-Untergründe und Signalprozesse verglichen. Die Ergebnisse der Analyse werden benutzt, um Grenzen auf die Kopplungskonstante λ'_{211} an zehn Punkten im Parameterraum zu setzen. Die Ergebnisse werden mit vorläufigen Ergebnissen einer Analyse [22] von Daten, die in 2011 von CMS bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgenommenen wurden, verglichen.

Im Folgenden wird zunächst die Methode bei der Suche nach neuer Physik erklärt. Diesbezüglich wird zunächst die erste Daten-Vorauswahl näher erläutert. Die Analyse-schnitte, mit welcher das Signal vom Untergrund getrennt werden soll, werden im Hinblick auf die einzelnen Standardmodell-Untergründe dargestellt. Es wird darüber hinaus erörtert, auf welche Weise mit dem Vorkommen gleichzeitiger Kollisionen in den Daten umgegangen und wie die Monte Carlo Simulationen dementsprechend behandelt werden. Die gesamte Analyse orientiert sich dabei sehr eng an einer bereits existierenden Analyse [22].

6. Suche nach neuer Physik

Der CMS Detektor nimmt während einer Datenaufnahme typischerweise 400 Ereignisse pro Sekunde auf. Durch Auswahl spezieller Ereignissignaturen, wie z. B. der Anzahl von rekonstruierten Myonen und Jets kann die Zahl der Untergrundereignisse drastisch reduziert, aber ein großer Teil des zu untersuchenden Signals beibehalten werden. Ist der Wirkungsquerschnitt der Standardmodellprozesse, die ebenso solche Ereignissignaturen hinterlassen können, bekannt, so kann mithilfe der integrierten Luminosität der Daten die Zahl an zu erwarteten SM-Untergrundereignissen berechnet werden. Wenn in den Daten mehr Ereignisse gemessen werden als vom Standardmodell erwartet, so kann dies ein Hinweis auf einen nicht beachteten Prozess und somit möglicher neuer Physik jenseits des Standardmodells sein.

7. Daten-Vorauswahl

In den gesammelten Daten von CMS werden solche Prozesse gesucht, die zwei Myonen und mindestens zwei Jets enthalten und dem Ereignis in Abbildung 4 entsprechen.

Um aus der Gesamtzahl der aufgenommenen Daten nur diejenigen zu bestimmen, die diese Kriterien erfüllen, werden die Daten mit Hilfe mehrerer Programme analysiert. Sowohl die Datensätze für die gemessenen Daten in Tabelle 4, für die Untergrund Monte Carlos, welche in Abschnitt 9 beschrieben werden, sowie für die Signal Monte Carlos, die in Abschnitt 4 beschrieben sind, werden auf dieselbe Weise gefiltert; um am Ende

einen Vergleich ziehen zu können. Die Signaldaten wurden in der RPV Gruppe [23] auf Basis des mSUGRA Modells generiert [17]. Die Untergrund Monte Carlos sind aus der offiziellen Datenbank [24] von CMS entnommen. Die ausgewählten Daten sind von CMS in der Klasse DOUBLEMU eingeordnet. Hierin sind jene Daten zusammen gefasst, die verschiedene HIGH LEVEL TRIGGER (HLT) erfüllen, die auf zwei Myonen schließen lassen können. Weiterhin sind diese Daten aus Aufnahmerunden des LHC entnommen, die von der CMS Arbeitsgruppe als gut zertifiziert wurden.

Für die Bestimmung der Luminosität dieser Datensätze wurde das Programm aus [25] herangezogen. Insgesamt wird sich mit einer integrierten Luminosität von $5,90 \pm 0,26 \text{ fb}^{-1}$ in den betrachteten Daten aus dem Jahre 2012 befasst. Der systematische Fehler, der hierbei auf die Luminosität der betrachteten Daten angenommen wird, ist von der CMS Kollaboration zu 4,4% des Wertes empfohlen worden [26].

Datensatz	Runs	$\mathcal{L}_{int}/\text{pb}^{-1}$
DoubleMu/Run2012A-PromptReco-v1	190450-193686	801
DoubleMu/Run2012A-23May2012-v2	190782-190949	99
DoubleMu/Run2012B-PromptReco-v1	193752-196531	4999
Σ	190450-196531	5899

Tabelle 4: Datenbezeichnung, Run-Nummern und integrierte Luminosität.

In der ersten Phase der Analyse wird mithilfe eines bestehenden Programms [27] eine Daten-Vorauswahl getätigt. Da mehrere Millionen Ereignisse betrachtet werden müssen, die innerhalb von vier Monaten gesammelt wurden, wird das weltweite LHC COMPUTING GRID benutzt. Dieses erlaubt, die Berechnungen auf Computern, die weltweit verstreut sind, durchzuführen. Es wird dabei jedes Ereignis betrachtet und nur diejenigen selektiert, welche die untenstehenden Kriterien erfüllen oder entsprechende Filter passieren. Die Filter sind zum großen Teil auf Hinweis aus der CMS MET Arbeitsgruppe eingebaut worden. Grundsätzlich wird ein Ereignis, wenn es den Filter nicht passiert, von dem Filter verworfen. Der gesamte Prozess dauert in der Regel bis zu einer Woche.

- Es sollen mindestens zwei Myonen gemessen worden sein, wobei eins einen transversalen Impuls $p_t > 15 \text{ GeV}$ und ein anderes ein $p_t > 7 \text{ GeV}$ besitzen sollen. Außerdem sollen sie eine Pseudorapidität $\eta < 2,4$ besitzen. Diese Forderung an den transversalen Impuls und die Pseudorapidität dient der sauberen Identifikation der Myonen im CMS Detektor.
- HBHE Noise Filter [28]: Die Photodioden im hadronischen Kalorimeter rauschen und erzeugen zeitweise hohe Ausschläge, welche nicht auf Teilchen zurückzuführen sind. Diese Ausschläge verfälschen die Ereignisse und daher werden diese Ereignisse verworfen.
- CSC Beam Halo Filter [29]: Trifft ein Proton auf das Restgas innerhalb des Vakuums oder auf die Kollimatoren, so entstehen sekundäre Teilchen. Um den Proton-

Strahl fliegt daher ein Halo geladener Teilchen. Ereignisse, bei denen der Detektor Teilchen aus dem Halo gemessen hat, sind nicht erwünscht.

- HCAL Laser Filter [30]: Das hadronische Kalorimeter wird über einen Laser kalibriert, da hier die Energie, die durch den Laser deponiert wird, wohl bekannt ist. Dies ist nötig, da das Kalorimeter auf Grund der Strahlung, die bei den Proton-Proton Kollisionen entsteht, in seinen Eigenschaften verändert wird. Dieser Laser feuert hin und wieder ungewollt auch während eines Ereignisses, weshalb diese Ereignisse verworfen werden.
- ECAL Dead Cell Filter [31]: Tote Zellen im elektromagnetischen Kalorimeter verfälschen das MET Ergebnis. Diese toten Zellen werden maskiert.
- Tracking Failure Filter [32]: Manche Ereignisse weisen bei fehlenden Tracks große Ausschläge im Kalorimeter auf. Zum Beispiel dann, wenn die harte Kollision nicht im Zentrum des Detektors, sondern am Rand der Endkappen stattfindet. Ein anderer Grund hierfür kann sein, dass der Spur Algorithmus bei einer zu großen Anzahl von getroffenen Clustern einige seiner Berechnungen aufgibt.
- Scraping Filter: Wenn die Teilchen nur in einem flachen Winkel durch den Pixel-detektor fliegen, werden Ausschläge in einer Vielzahl von Pixeln ausgelöst. Dieser Filter wurde insbesondere zu der Anfangszeit des LHC empfohlen.

Nach der Daten-Vorauswahl mit dem ersten Analyseprogramm stehen die Daten lokal in einem kompakten Datenformat zur Verfügung.

Mit Hilfe eines weiteren Programms [33] aus der Arbeitsgruppe werden die Daten weitergehend analysiert. In einem ersten Schritt wird den Ereignissen zunächst ein Gewicht, wie in Abschnitt 11 beschrieben, zugeteilt. Darüber hinaus werden die Ereignisse daraufhin geprüft, ob sie einen der folgenden DoubleMu HLT aus Tabelle 5 enthalten. Die Ereignisse müssen in den Myon-Kammern mindestens diesen transversalen Impuls besitzen. Die zusätzliche Forderung an die Tracker Myonen beinhaltet dabei, dass einem aus der Myon-Kammer gemessenen Myon eine Spur im Tracker zugeordnet werden kann, welche hier mindestens den genannten transversalen Impuls besitzt.

HLT	Forderung 1	Forderung 2
HLT_Mu17_Mu8	Myon mit 17 GeV	Myon mit 8 GeV
HLT_Mu17_TkMu8	Myon mit 17 GeV	Tracker Myon mit 8 GeV
HLT_Mu22_TkMu8	Myon mit 22 GeV	Tracker Myon mit 8 GeV
HLT_Mu22_TkMu22	Myon mit 22 GeV	Tracker Myon mit 22 GeV

Tabelle 5: Benutzte High Level Trigger.

Damit ein gemessenes Teilchen in CMS als Myon, Elektron oder als Jet identifiziert wird, müssen gewisse Spezifikationen erfüllt werden. Die Kriterien sind von der CMS Arbeitsgruppe gegeben und finden sich für Myonen in [34] unter dem Stichpunkt TIGHT MUON, für Elektronen in [35] und für Jets in [36].

Ereignisse, die Elektronen enthalten, werden verworfen. Weiter wird verlangt, dass ein gut gemessener Vertex im Ereignis vorkommt. Das heißt, dass ein Vertex weniger als 2 cm in radialer Richtung und weniger als 24 cm vom Koordinatenursprung in z-Richtung vorkommt. Ebenso wird für die saubere Identifikation verlangt, dass das gemessene Rauschen im elektromagnetischen Kalorimeter mit $p_T < 3$ GeV niedrig ausfällt (vergleichbar zum HBHE Noise Filter).

Es werden für die weitere Analyse diejenigen Ereignisse betrachtet, die nach Abschnitt 10 zwei TIGHT MYONEN enthalten, welche ein $p_T > 20$ GeV bzw. $p_T > 15$ GeV und mindestens zwei Jets, welche ein $p_T > 30$ GeV besitzen. Die höhere Anforderung an das p_T für Jets resultiert aus der schlechteren Auflösung des hadronischen Kalorimeters. Ebenfalls wird zur weiteren Analyse gefordert, dass die Myonen vom selben Vertex stammen, also in z-Richtung in einem Abstand von weniger als 0,08 cm entspringen. Außerdem sollen die Myonen einen Abstand von $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} > 0,4$ zum nächsten Jet besitzen, um als gut isoliert zu gelten. Hierdurch soll weiter sichergestellt werden, dass es sich bei den Myonen nicht um Myonen handelt, welche innerhalb eines Jets entstanden sind; wie zum Beispiel bei einem Zerfall eines Bottom Quarks innerhalb des Jets.

Die Auflösung der Kalorimeter ist für die Jets in den Daten schlechter als in den Monte Carlos simuliert wurde. Daher wird die Jet Energie verschmiert und so an die Daten angepasst. Dabei wird die Differenz zwischen einem betrachteten Jet im Monte Carlo mit seinem wahren generierten Jet in einem $\Delta R < 0,5$ betrachtet und optimal bei Variation eines Parameters k an die Daten über $E_{smear} = E + k \cdot \delta E$ angepasst. Hierbei ergab sich ein Wert von $k = 0,19$. Sollte kein passender generierter Jet gefunden worden sein, so wird auf Basis einer Breit-Wigner Verteilung eine passende Differenz zufällig bestimmt [37].

8. Schnitte zur Untergrundreduktion

Die Ereignisse, welche zwei gut gemessene Myonen und mindestens zwei Jets enthalten, umfassen noch viele Ereignisse, die aus Untergrundprozessen mit einer ähnlichen Signatur resultieren. Durch Betrachtung der unterschiedlichen Standardmodell-Untergründe können Schnitte gewählt werden, welche diese gegenüber dem Signal reduzieren.

Die zwei im Prozess geforderten Jets können bei der Hadronisierung von erzeugten Quarks entstehen. Weitere Jets entstehen durch Korrekturen höherer Ordnung, welche weniger wahrscheinlich sind, aber die Abstrahlung von Quarks und Gluonen enthalten. Somit ist durch QCD-Korrekturen stets eine Erzeugung der geforderten Jets aus Gluon-Abstrahlung der Anfangszustände möglich.

Die Erzeugung eines der geforderten Myonen kann zum Beispiel durch den Zerfall eines W -Bosons erfolgen.

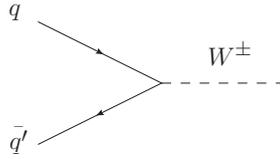


Abbildung 10: W -Produktion.

W^\pm -Bosonen können bei der Kollision zweier Protonen unter anderem durch die in Abbildung 10 gezeigten Prozesse entstehen. Dabei können W^+ -Bosonen zum Beispiel im Prozess $u\bar{d} \rightarrow W^+$ erzeugt werden, oder W^- -Bosonen im Prozess $d\bar{u} \rightarrow W^-$. Die W^+ -Produktion ist hierbei bei Proton-Proton Kollisionen wahrscheinlicher, da das Up-Quark häufiger als Valenzquark im Proton auftaucht. W -Bosonen zerfallen zu $\approx 30\%$ über den Kanal $W \rightarrow l\nu$.



Abbildung 11: W -Zerfall.

Der spezielle Zerfall über $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ findet zu $\approx 11\%$ statt. Weiterhin ist es möglich, dass andere Teilchen bei der Messung fälschlicherweise als isolierte Myonen erkannt werden. Diese Myonen können zum Beispiel beim Zerfall eines bottom Quarks in einem Jet entstehen. Alternativ kann es auch passieren, dass die Myon-Kammern fälschlicherweise ausschlagen, wenn ein anderes geladenes Teilchen, wie zum Beispiel ein Pion, die Kalorimeter des Detektors durchdringt. Dies ist möglich, da die Abbremsung ein statistischer Prozess nach Bethe-Bloch ist. Daher können letztendlich auch Ereignisse, die eigentlich kein Myon oder nur ein Myon erzeugen, ebenfalls die zwei Myonen Signatur produzieren.

Um solche Ereignisse zu reduzieren kann auf die fehlende transversale Energie (kurz: MET) geschnitten werden. Da mit einem W^\pm -Boson stets ein Neutrino mit einem Lepton entsteht, wird hier im Allgemeinen ein höheres MET erwartet, da Neutrinos im Detektor nicht gemessen werden können. Um im Rahmen von Messungenauigkeiten der Kalorimeter zu bleiben, werden daher alle Ereignisse verworfen, die ein MET größer als 50 GeV besitzen. Die MET Verteilung vor dem Schnitt ist in Abbildung 12 dargestellt.

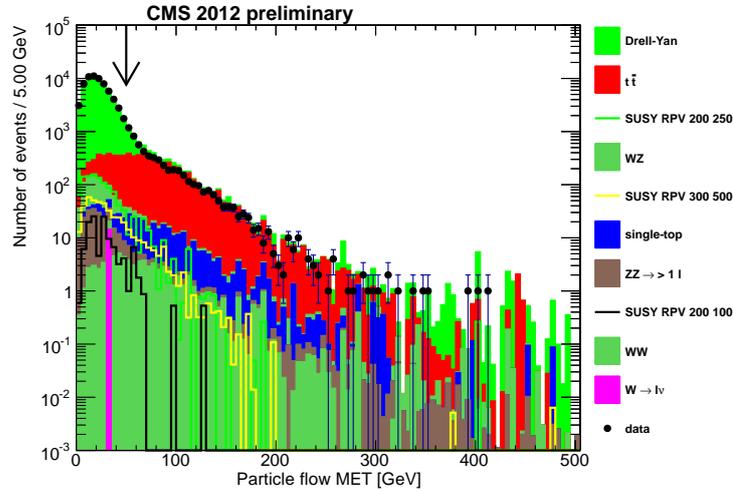


Abbildung 12: MET Verteilung vor dem 50 GeV Schnitt in logarithmischer Darstellung. Die Punkte zeigen die Daten, die durchgezogenen Striche exemplarisch drei Signalerwartungen. Die gestapelten farbigen Flächen sind die SM-Untergrunderwartung.

Weiterhin existieren Prozesse, welche Myonen in Paaren erzeugen. Der größte Beitrag kommt hierbei vom sogenannten Drell-Yan Prozess, welcher in Abbildung 13 dargestellt ist.

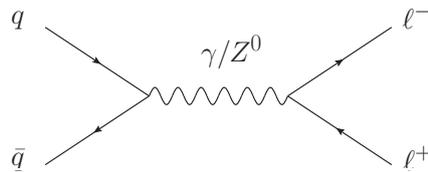


Abbildung 13: Drell-Yan Prozess.

Hierbei annihiliert ein Quark mit einem Anti-Quark bei Erzeugung eines hochenergetischen Photons oder Z^0 -Bosons. Dieses kann anschließend ein Leptonpaar erzeugen. Hier kann es sich zum Beispiel um den Prozess $u\bar{u} \rightarrow \mu^- \mu^+$ handeln, welcher zwei Myonen erzeugt. Da die Leptonen jedoch unterschiedliche Vorzeichen besitzen - im Gegensatz zum betrachteten Signal, können diese Prozesse durch die Forderung, dass beide im Ereignis gemessenen Leptonen gleiches Vorzeichen besitzen, entfernt werden. In Abbildung 20 am Ende des Abschnitts ist die rekonstruierte Smyon-Massenverteilung vor und nach dem

Ladungsschnitt dargestellt. Hierbei ist deutlich die vollständige Entfernung des Drell-Yan Untergrunds sichtbar.

Die vorhandenen Monte Carlo-Simulationen der Drell-Yan Prozesse enthalten lediglich Ereignisse, bei der die invariante Masse der Leptonen größer als 10 GeV ist. Deshalb wird, um einen Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo-Simulationen ziehen zu können, von allen Ereignissen verlangt, dass die Summe der 4-Vektoren der beiden Myonen eine invariante Masse von größer als 15 GeV ergibt.

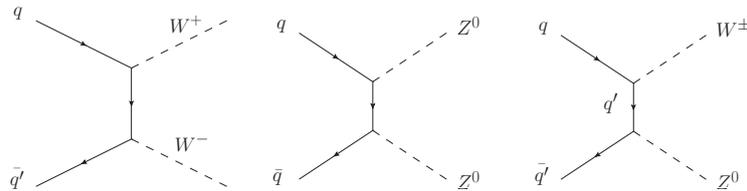


Abbildung 14: W^+W^- , Z^0Z^0 und WZ -Produktion.

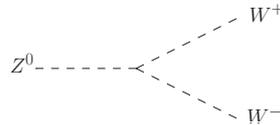


Abbildung 15: W^+W^- , Z^0Z^0 und WZ -Produktion.

Eine weitere Möglichkeit der Erzeugung von Myonenpaaren besteht in der W^+W^- , Z^0Z^0 oder WZ Paarerzeugung, wie in Abbildung 14 dargestellt. Alternativ können Vertizes, wie in Abbildung 15, genutzt werden, um zwei Bosonen zu erzeugen. Die Bosonenpaare können über Prozesse wie $W^+W^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ oder $Z^0Z^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ q\bar{q}$ ein $\mu^- \mu^+$ Paar erzeugen. Diese Ereignisse werden ebenfalls durch den MET (Abbildung 12) bzw. durch den Ladungsschnitt (Abbildung 20) entfernt.

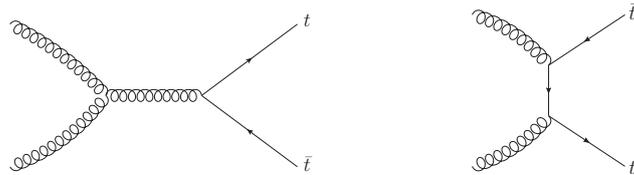


Abbildung 16: $t\bar{t}$ -Produktion.

Ein Prozess, der den dominierendsten Beitrag für den Untergrund liefert, ist die Top-Paar Produktion. Top-Paare werden zum Beispiel aus Gluon Fusion, wie in Abbildung 16, erzeugt. Das Top-Quark zerfällt mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit über den Zerfallsprozess $t \rightarrow Wb$ und das W -Boson kann dann weiter ein Myon - Neutrino Paar erzeugen. Somit ist eine mögliche Zerfallskette des Top-Paares $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \mu^+\bar{\nu}_\mu\mu^-\nu_\mu + 2\text{ Jets}$.

Der Jet des Bottom Quark kann wiederum Myonen enthalten, wodurch letztlich zwei Myonen gleichen Vorzeichens gemessen werden können. Auch dieser Untergrund wird durch den Ladungsschnitt (Abbildung 20), bzw. auf Grund der Neutrinos durch den MET Schnitt (Abbildung 12), reduziert. Dieser Untergrund besitzt somit ohne Korrekturen zwei Jets und bietet für die fälschliche Messung von Myonen mehrere Möglichkeiten, weshalb dieser letztlich den dominierenden in der finalen Verteilung darstellt.

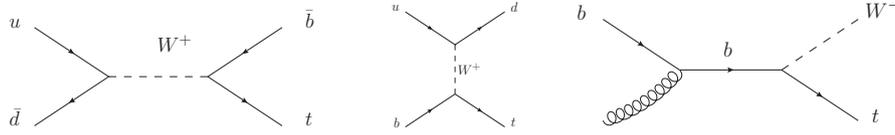


Abbildung 17: Single Top Produktion: s-, t- und tW-Kanal.

Zusätzlich zur Paar-Produktion von Top-Quarks existieren auch verschiedene Kanäle, um letztlich einzelne Top-Quarks zu produzieren. In Abbildung 17 sind von links nach rechts in einfacher Form einzelne Top-Quark Produktionen im s-Kanal, t-Kanal und tW-Kanal gezeigt. Da bei dem Top-Quark-Zerfall auch Quarks mit erzeugt werden, liefern diese Prozesse auch ohne Strahlungskorrekturen mindestens einen Jet.

Die betrachteten Ereignisse können weitergehend daraufhin betrachtet werden, ob sie dem Signal ähneln. Nach Abbildung 4 zerfällt das Smyon in ein Myon und ein Neutralino. Dieses sollte aus Impulserhaltungsgründen ungefähr in einem Winkel von π in der x-y-Ebene geschehen. Außerdem sollte es sich bei diesem Myon um das höher energetischere der beiden Myonen handeln, da sich die Energie auf das Myon und Neutralino ungefähr gleichmäßig aufteilen sollte. Daher wird das Neutralino durch Addierung der 4-Vektoren des Myons mit der geringeren Energie und den beiden Jets rekonstruiert. Um Toleranzen freizulassen, wird gefordert, dass der Winkel zwischen dem rekonstruierten Neutralino und dem hochenergetischen Myon $\Delta\phi > 2$ ist. Diese Forderung wirkt sich auf alle Untergründe aus, wie aus Abbildung 18 ersichtlich ist.

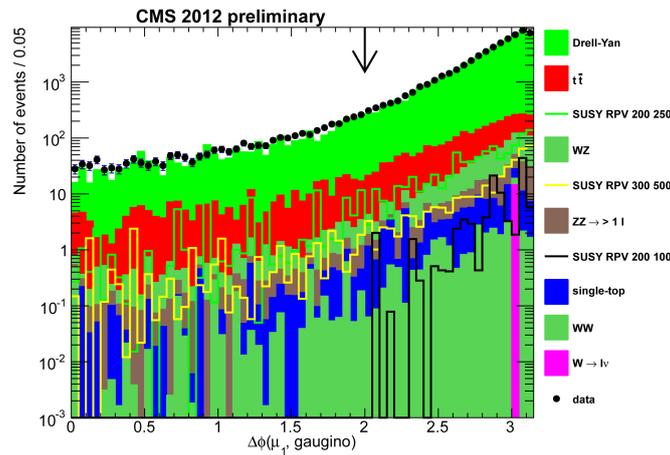


Abbildung 18: Schnitt auf den Winkel $\Delta\phi$.

Der Cutflow, zeigt die jeweilige Ereigniszahlen nach den Anwendungen der jeweiligen Schnitte. Dies ist für die Anwendung auf eine Datenmenge von $5,9 \text{ fb}^{-1}$ in Abbildung 19 dargestellt. Die Punkte zeigen hierbei wiederum die Daten und die Flächen die SM-Untergründe. Es sind ebenso die Verläufe für drei Signalprozesse bei niedrigen Massen für die mSUGRA Parameter M_0 und $M_{1/2}$ eingezeichnet. Die Bezeichnung der Signalprozesse enthält als erste Zahl M_0 und als zweite $M_{1/2}$.

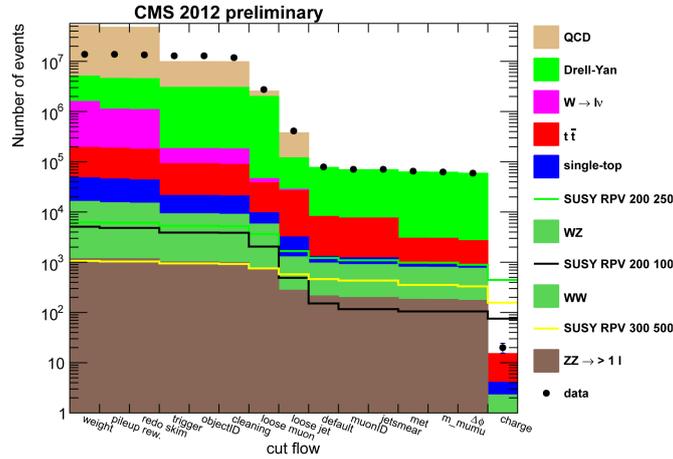


Abbildung 19: Cutflow.

Die schlechte Übereinstimmung der Daten mit den Monte Carlos am Anfang ist erwartet. Nach erfolgreichen Objektidentifikationen und ersten Schnitten gibt es eine Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo-Untergründen. Sind alle Schnitte durchgeführt, können finale Verteilungen wie die rekonstruierte Smyonen-Masse in Abbildung 20 rechts betrachtet werden.

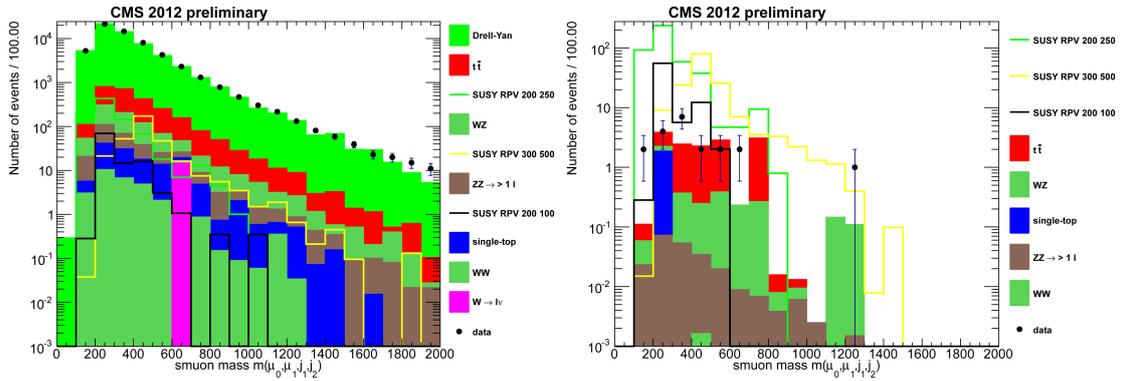


Abbildung 20: Rekonstruierte Smyonen Masse in den Ereignissen. Links vor dem Ladungsschnitt und rechts nach dem finalen Ladungsschnitt.

Die Smyonen-Masse ist durch die Addition der 4-Vektoren der Myonen und Jets re-

konstruiert. Im Histogramm kann die Zahl an Ereignissen gezählt werden. Die Zahl der beobachteten Datenpunkte gegenüber dem erwarteten Untergrund ergibt sich hierbei zu: $N_{data} = 20$ bei einem Untergrund von $N_{back} = 15,25 \pm 1,57$. Die genauen Zahlen der einzelnen Ereignisse sind in Abschnitt 12 aufgelistet. Der Untergrund von den QCD und den W -Ereignissen fällt hierbei auf Grund zu geringer Statistik mit Null Ereignissen zu niedrig aus. Darauf wird in Abschnitt 9 und 10 eingegangen.

9. Monte Carlo Skalierung

Um die Monte Carlo Simulationen mit den Daten vergleichen zu können, müssen diese entsprechend gewichtet werden. Für die Monte Carlo-Datensätze sind die Wirkungsquerschnitte σ_{MC} der entsprechenden Prozesse und die Zahl N_{MC} der erzeugten Ereignisse bekannt. Aus dem Zusammenhang für σ_{MC} und N_{MC} aus (8) kann ein Umgewichtungs-faktor f zu

$$f = \frac{\mathcal{L}_{int}}{\mathcal{L}_{int,MC}} = \frac{\sigma_{MC}}{N_{MC}} \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (11)$$

bestimmt werden. Wird f mit der Zahl der beobachteten Ereignisse aus den Monte Carlo-Simulationen multipliziert, wird die Zahl der zu erwartenden Ereignisse in den betrachteten Daten erhalten. Die Gewichtungsfaktoren für die verschieden benutzten Pakete der Untergründe sind in Tabelle 6 aufgelistet. Sie geben an, wie viele Datenereignisse einem Monte Carlo-Ereignis zugeordnet werden. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte der Monte Carlo-Simulationen sind [38] entnommen. Falls diese hier nicht vorhanden waren, wurde der Wert aus der Datenbank [39], welche die Informationen für die Generierung der Monte Carlos enthält, entnommen. In der Tabelle markieren die Sterne hinter dem Wirkungsquerschnitt, ob der störungstheoretisch berechnete Wert in niedrigster Ordnung (*), in der nächst höheren Ordnung (**) oder ob bei der Berechnung auch noch die zweite Korrektur (***) enthalten ist.

Prozess	N_{MC}	σ_{MC}/pb	f
Drell-Yan $_{(m(l)\in[10,50] \text{ GeV})}$	3.303.286	762 (*)	1,27
Drell-Yan $_{(m(l)>50 \text{ GeV})}$	30.361.028	3.503 (***)	0,550
$t\bar{t} + \text{Jets}$	6.736.135	225 (**)	0,197
t_s	259.961	3,79 (***)	0,086
\bar{t}_s	139.974	1,76 (***)	0,074
t_t	23.777	56,4 (***)	14,0
\bar{t}_t	1.935.072	30,7 (***)	0,094
tW	497.658	11,1 (***)	0,132
$\bar{t}W$	493.460	11,1 (***)	0,133
QCD $_{(p_T>20 \text{ GeV})}$	7.109.312	134,7 (*)	105,5
$W \rightarrow l\nu + \text{Jets}$	18.093.090	36,3 (***)	11,8
WW	10.000.431	57,1 (**)	0,034
WZ	9.996.622	32,3 (**)	0,019
$Z^0 Z^0 \rightarrow 2l2\nu + \text{Jets}$	961.446	0,167 (**)	0,001
$Z^0 Z^0 \rightarrow 2l2q + \text{Jets}$	1.943.948	0,583 (**)	0,002
$Z^0 Z^0 \rightarrow 4l + \text{Jets}$	5.092.282	0,0842 (**)	0,0001

Tabelle 6: Betrachtete Untergrund-Monte Carlos und Gewichtungsfaktoren.

Bei dem Drell-Yan Prozess geht noch ein weiterer Gewichtungsfaktor in f ein. Im Kern ist das Problem, dass das Programm für die Simulation der Partonenschauer nach dem harten Prozess Probleme bei mehreren Jets im Endzustand besitzt. Daher wird der Drell-Yan Monte Carlo, der einen scharfen Peak bei der Z^0 -Masse besitzt und diesen Bereich sehr stark dominiert, an die Daten über eine POISSON BINNED LIKELIHOOD Methode angepasst. Dies ergibt für den Drell-Yan Prozess im Bereich von 10 – 50 GeV einen Korrekturfaktor von 0,933 und für den Monte Carlo im Bereich von > 50 GeV einen Faktor von 0,808. Der Unterschied zwischen den Normierungsfaktoren liegt daran, dass für $M > 50 \text{ GeV}$ der Wirkungsquerschnitt in höherer Ordnung verwendet wurde, aber für $M = 10..50 \text{ GeV}$ nur in niedrigster Ordnung vorliegt. Die Betrachtung des Peaks, vor dem Cut auf Myonenladung in Abbildung 21 zeigt, dass der Drell-Yan Peak in den Daten noch breiter ist als im Monte Carlo. Da das Integral angepasst wird, ist folglich der Monte Carlo Peak höher als in den Daten. Dies liegt vermutlich daran, dass die Detektor-simulation in den Monte Carlo-Daten auf falschen Alignment-einstellungen oder anderen Kalibrierungseinstellungen des CMS Detektor basiert. Reprozessierte Daten, die zu späteren Zeiten mit korrigierten Einstellungen vorliegen werden, dürften bessere Ergebnisse liefern. Diese werden jedoch im zeitlichen Rahmen der Bachelorarbeit nicht beachtet.

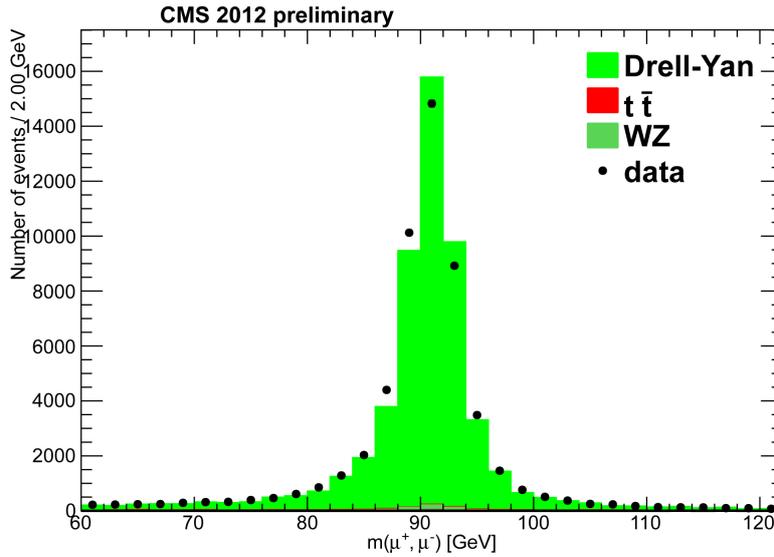


Abbildung 21: Drell Yan Peak - vor dem Ladungsschnitt.

Der Wirkungsquerschnitt für QCD und $W \rightarrow l\nu + Jets$ ist recht groß und am Gewichtungsfaktor ist zu erkennen, dass für eine gute Statistik mehr Monte Carlo-Ereignisse generiert werden müssten. Da dies jedoch sehr viel mehr Rechenzeit erfordern würde, wird, um die Zahl der Untergrundereignisse für diese beiden Monte Carlos zu bestimmen, die so genannte TIGHT-TO-LOOSE RATIO Methode angewandt. Diese wird in Abschnitt 10 näher erläutert. Die Statistik des Single-Top (t -Kanal) Monte Carlos fällt ebenfalls schlecht aus. Da hier jedoch kein großer Wirkungsquerschnitt vorliegt, wird dies vernachlässigt.

10. Bestimmung des Untergrundes mit Daten

Der Großteil des Untergrunds in der Analyse kommt von Ereignissen, welche Fake Myonen enthalten. Die QCD und $W \rightarrow l\nu + Jets$ Monte Carlos sind mitunter die Hauptquellen für den Untergrund, enthalten jedoch nicht genug Statistik, um mit den Daten adäquat verglichen werden zu können. Daher wird eine datengetriebene Methode angewandt, um diese Untergründe abschätzen zu können.

Hierbei werden die gemessenen Daten betrachtet und die Myonen in Tight und Loose unterteilt. Ein Myon kann, anders als im Zerfallskanal gefordert, auch aus einem Jet entstanden und gemessen worden sein. Daher wird als Kriterium die relative Isolation betrachtet. Diese wird definiert als Verhältnis der Energie, die im Tracker und den Kalorimetern gemessen wurde, zu dem p_T des Myons, bzw. wenn diese zu gering ausfällt zu 20 GeV.

$$Iso_{rel} = (E_{Trk} + E_{ECal} + E_{HCal}) / Max(p_T, 20 \text{ GeV}). \quad (12)$$

Es wird also die Energie in einem $\Delta R < 0,4$ Bereich um das Myon addiert und der Quotient mit dem gemessenen p_T des Myons gebildet, bzw. mit 20 GeV, wenn das Myon

niedrigeren transversalen Impuls besitzt. Wenn der Quotient $Iso_{rel} < 0,15$ ist, wird das Myon als Tight Myon klassifiziert. Für Loose Myonen ist die Forderung an die relative Isolation $Iso_{rel} < 0,4$ gelockert, sodass hier im Kegel um das Myon mehr Energie gemessen werden darf. Hierbei kann es sich dann eher um ein falsch identifiziertes Myon in einem Jet handeln.

Die TIGHT-TO-LOOSE RATIO (kurz: T/L) wird für einen Datensatz berechnet, der größtenteils nur aus QCD Ereignissen mit zwei Jets besteht, wobei ein Jet ein Loose Myon enthält. Hierfür werden auf den Datensatz Schnitte angewandt, welche die restlichen Ereignisse entfernen sollen. Es wird wiederholt gefordert, dass das MET kleiner als 50 GeV ist, um die elektroschwachen Untergründe zu unterdrücken. Weiter wird ein Mindestmaß an hadronischer Aktivität $HT > 40$ GeV im Kalorimeter gefordert, um rein leptoniche Prozesse auszusortieren. Ebenso soll das Myon- p_T sowie das Jet- p_T über der Trigger-Schwelle sein. Um die Zwei-Jet-Topologie zu erhalten, wird gefordert, dass der Winkel zwischen dem führenden Jet und dem Loose Myon $\Delta\phi > 1$ ist. Die Drell-Yan Ereignisse werden zum Großteil entfernt, indem der Massenbereich von $m(\mu^+, \mu^-)$ von 70 GeV bis 110 GeV aussortiert wird. W -Ereignisse können noch durch die Forderung an die transversale Masse $m_T(\mu, MET) < 40$ GeV reduziert werden. Nach diesen Schnitten besitzt der Datensatz größtenteils nur noch QCD Ereignisse sowie eine noch geringe Anzahl an elektroschwachen Ereignissen.

Die T/L wird aus dem Verhältnis der Ereignisse, welche genau ein Tight Myon besitzen, und denen, die genau ein Loose Myon besitzen, bestimmt. Das Verhältnis dieser beiden Zahlen ist ein Maß dafür, dass ein Fake Myon als richtiges Myon gemessen wird. Die T/L wird über der $p_t - \eta$ -Ebene histogrammiert, wie in Abbildung 22 links dargestellt. In Abbildung 22 rechts ist die Projektion auf die p_t -Achse gezeigt. Die elektroschwachen Untergründe ziehen die T/L nach oben. Daher werden diese in jedem Bin statistisch abgezogen. Sollte hierbei ein Bin einen negativen Eintrag erhalten, so wird er durch das Mittel der Nachbar-Bins gefüllt. Der subtrahierte Verlauf der Daten gibt für niedrige $p_T(\mu)$ die T/L der QCD Erwartung wieder. Für höhere $p_T(\mu)$ wäre jedoch mit einem stärkeren Absinken dieser zu rechnen. Eine nähere Untersuchung, ob hier möglicherweise noch Fehler im Programm existieren, konnte im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht gewährleistet werden.

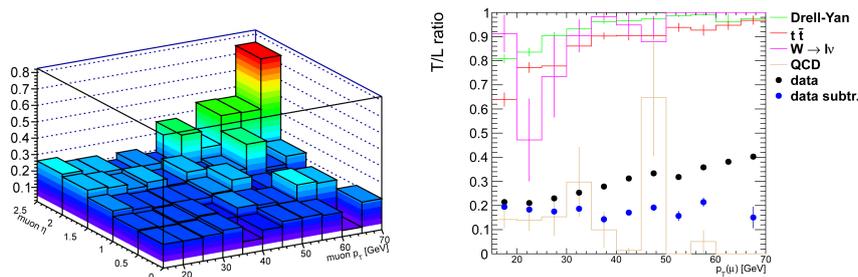


Abbildung 22: T/L in der $p_t - \eta$ -Ebene und Projektion auf p_t -Achse.

Um die Erwartung an QCD und $W \rightarrow l\nu + Jets$ Untergrundereignissen in der Endverteilung nun letztlich aus den Daten zu ermitteln, wurden dieselben Analyseschritte wie in Abschnitt 7 und 8 durchgeführt. Jedoch wurde statt zwei Tight Myonen für die Analyse zu fordern, einmal ein Tight und ein Loose Myon betrachtet, sowie einmal zwei Loose Myonen. Die Ereignisse mit zwei Loose Myonen erhielten das Gewicht $\frac{T/L}{1-T/L} \cdot \frac{T/L}{1-T/L}$, um eine Vorhersage zu treffen, zwei Myonen fälschlicherweise zu messen. Diese Zahl entspricht der QCD Erwartung. Bei einem Loose Myon wurde das Gewicht $\frac{T/L}{1-T/L}$ auf den Ereignissen angewandt, um so die Zahl an Ereignissen zu bestimmen, wo nur ein Myon fälschlicherweise erkannt wird. Hiervon muss die QCD-Erwartung abgezogen werden, um nicht doppelt zu zählen, und die $W \rightarrow l\nu + Jets$ Erwartung zu erhalten. Es wird auf Grund von systematischen Fehlerbetrachtungen bei der Variation der Iso_{rel} Forderung und dem Jet p_T Schnitt ein Fehler von etwa 30% abgeschätzt [22]. Die ermittelten Zahlen betragen:

- $N_{QCD} = 2,98 \pm 0,89$
- $N_{WJets} = 7,67 \pm 2,30$

11. Simulation von gleichzeitigen Kollisionen

Wenn zwei Protonenpakete in den Kollisionspunkten aufeinander treffen, dann kommt es in der Regel nicht nur zu einer Kollision, sondern zu meist mehreren auf einmal. Somit werden des Öfteren mehrere Kollisionen auf einmal gemessen, die aus unterschiedlichen Vertizes resultieren. Dies wird mit dem Begriff PILEUP bezeichnet. Insbesondere bei der erhöhten Schwerpunktsenergie von 8 TeV ist mit vermehrten Pileup Ereignissen zu rechnen. Aus Abbildung 7, welches die Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse zeigt, ist ersichtlich, dass die Pileup-Ereignisse zumeist für die Analyse uninteressante QCD-Ereignisse darstellen.

Das Pileup muss in den Monte Carlo-Simulationen mitsimuliert werden, wobei die Anzahl der Pileup-Ereignisse bei einem Ereignis mit einer vorgegebenen Verteilung erzeugt wird. Die real aufgenommene Verteilung in den Daten entspricht jedoch nicht unbedingt dieser zuvor angenommenen Verteilung. Daher wird die Verteilung des Monte Carlo-Pileups zu der Daten Pileup-Verteilung umgewichtet. Die Pileup-Verteilung, die für die 2012er Monte Carlo-Daten verwendet wurde, im Vergleich zum Daten-Pileup, ist in Abbildung 23 dargestellt. Das Pileup der Daten wurde nach [40] ermittelt. Die Umgewichtung wird vom Programm, welches sich unter [41] findet, durchgeführt. Dabei werden die Ereignisse mit zu geringem Pileup im Monte Carlo höher gewichtet und diejenigen mit zu hohem Pileup niedriger, sodass am Ende das Pileup größtenteils dem in den Daten entspricht.

Pileup Verteilungen

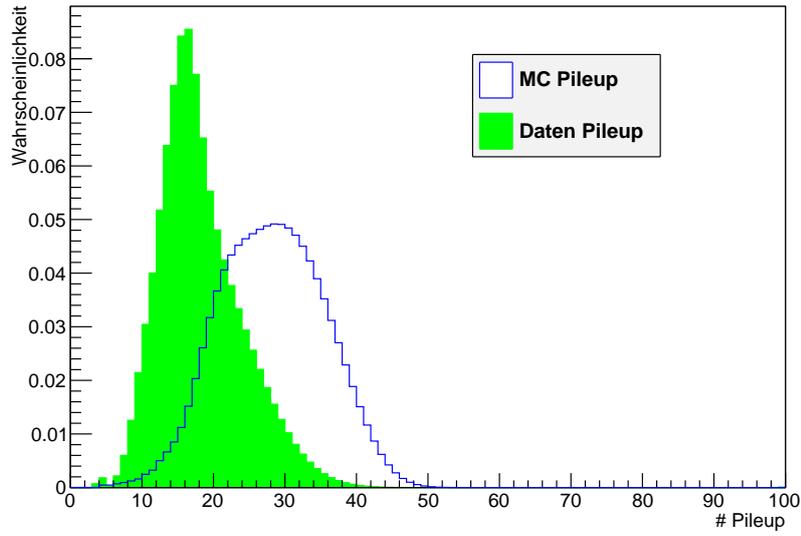


Abbildung 23: Pileup Verteilungen.

In Abbildung 24 ist die Zahl der Ereignisse der Monte Carlo-Untergründe und Daten vor dem Ladungsschnitt in der Analyse für verschiedene Vertexzahlen in logarithmischer Skalierung dargestellt. Das Pileup Reweighting hat also - bis für die Randpunkte - die Pileup-Verteilung der Monte Carlos gut an die Daten angepasst.

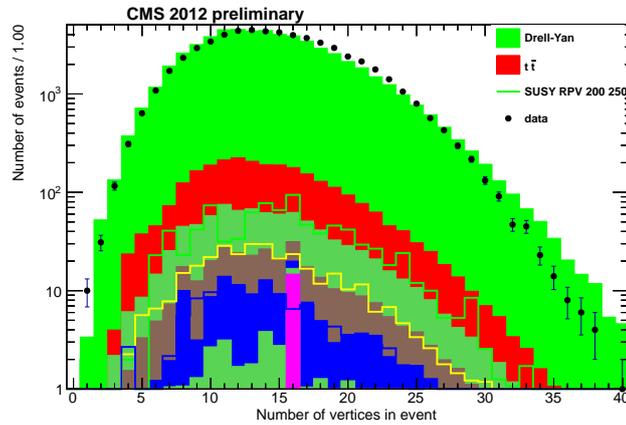


Abbildung 24: Pileup der Daten- und Untergrund-Monte Carlos.

Teil III.

Auswertung

12. Ereigniszahlen

Nach der Durchführung der Analyse steht die Zahl der beobachteten Ereignisse in den Daten, sowie die erwartete Zahl für die Untergrundereignisse zur Verfügung. Dafür wurde das Histogramm für die rekonstruierte Smyon-Masse aus Abbildung 20 in den Ereignissen betrachtet und zudem die gezählten Ereignisse bestimmt. Die bestimmten Ereigniszahlen sind in Tabelle 7 aufgelistet. Hierbei ist auch die Erwartung für alle zehn Parameterpunkte angegeben.

Typ	Bezeichnung	N
Daten	Daten April bis Juni 2012	20
Untergrund	Drell-Yan	0 ± 0
	$t\bar{t} + \text{Jets}$	$11,15 \pm 1,48$
	Single-Top	$1,80 \pm 0,49$
	$QCD_{(T/L)}$	$2,98 \pm 0,89$
	$W \rightarrow l\nu + \text{Jets}_{(T/L)}$	$7,67 \pm 2,30$
	WW	$0,00 \pm 0,01$
	WZ	$2,06 \pm 0,20$
	$Z^0 Z^0 \rightarrow \gg 1l$	$0,24 \pm 0,01$
	Σ	$25,9 \pm 2,92$
	Signal	$M_0 = 200, M_{1/2} = 100$
$M_0 = 200, M_{1/2} = 250$		389,50
$M_0 = 300, M_{1/2} = 500$		143,15
$M_0 = 500, M_{1/2} = 100$		3,63
$M_0 = 500, M_{1/2} = 250$		51,84
$M_0 = 600, M_{1/2} = 850$		19,39
$M_0 = 1000, M_{1/2} = 200$		0,76
$M_0 = 1000, M_{1/2} = 500$		4,72
$M_0 = 1600, M_{1/2} = 450$		0,18
$M_0 = 1600, M_{1/2} = 850$		0,31

Tabelle 7: Ereigniszahlen.

Die angegebenen Fehler sind hierbei systematische Fehler aufgrund von Monte Carlo-Statistik, bzw. systematische Fehler der T/L Methode. Die aus den Untergründen erhaltenen Ergebnisse bekommen ihre Fehler aus der quadratischen Addition der Fehler in den Histogrammen. Weitere systematische Fehler, z. B. aus den Wirkungsquerschnitten, wurden nicht beachtet. Die Zahlen, die für die Signal Monte Carlos angegeben werden,

sind hierbei ebenfalls, wie die Untergrund-Monte Carlos, mittels den Gewichtungsfaktor nach (11) über die Zahl der selektieren Ereignisse N_{sel} bestimmt worden.

13. Die CL_s Methode

Aus der Analyse der Daten und Monte Carlos wurde sowohl eine Zahl von beobachteten sowie möglichen supersymmetrischen Ereignissen N_{Obs} des betrachteten Kanals bestimmt als auch die vom Standardmodell her erwartete Zahl von Untergrundereignissen N_{Back} . Ebenso ist aus Analyse von Signalsimulationen bei verschiedenen Parameterpunkten ein erwartetes Signal N_{sig} bestimmt worden. Da insgesamt keine signifikante Abweichung der Daten vom Untergrund beobachtet wird, ist es sinnvoll mit diesen Messwerten Grenzen auf λ'_{211} für die Theorie zu setzen. Um Grenzen auf den Wert der Kopplung λ'_{211} zu setzen, wird ein „SINGLE BIN POISSON COUNTING EXPERIMENT“ Verfahren angewandt. Hierbei wird die CL_s Methode⁴ im LHC Stil verwendet. Dabei wird der Wert für N_{sig} solange variiert, bis er mit 95%iger Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann.

Der CL_s Wert [5] ist definiert über

$$CL_s = \frac{\text{p-Wert der Daten für Signal + Untergrund-Hypothese}}{1 - \text{p-Wert der Daten für Untergrund-Hypothese}}, \quad (13)$$

bzw. in kürzerer Schreibweise

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}. \quad (14)$$

Die Signal + Untergrund-Hypothese wird als H_1 und die Untergrunds-Hypothese als Nullhypothese H_0 bezeichnet. Der p-Wert der Daten D unter einer Hypothese H für eine gegebene Teststatistik t ist gegeben als

$$p(D|H) = Prob(t > t_0|H). \quad (15)$$

Der p-Wert gibt das Vertrauen an, dass die Daten zu einer gegebenen Hypothese passen; also die Wahrscheinlichkeit, den mit den Daten beobachteten Wert t_0 oder einen größeren für die Teststatistik zu erhalten. Die verwendete Teststatistik bei der CL_s Methode im LHC-Stil ist die PROFILE LIKELIHOOD RATIO

$$t = \frac{\mathcal{L}_{H_1}(D|\hat{\mu}, \hat{\vec{\theta}})}{\mathcal{L}_{H_0}(D|\mu = 0, \hat{\vec{\theta}})}. \quad (16)$$

In die Likelihood Funktion gehen das gemessene Signal μ , die systematischen Unsicherheiten $\vec{\theta}$ sowie der Untergrund ein. Bei der Nullhypothese wird kein Signal erwartet und daher ist hier $\mu = 0$. Da es sich um ein Zählexperiment handelt, wird für die Likelihood Funktion die Poisson Statistik verwendet.

⁴CL: CONFIDENCE LEVEL

$$P(n,\lambda) = \frac{e^{-\lambda}}{n!} \lambda^n. \quad (17)$$

Hierbei ist $\lambda = \epsilon_1 \mu + \epsilon_2 b$ der Wert für die Signale auf dem Untergrund mit gegebenenfalls eingehenden Effizienzen. Die Likelihood Funktion für H_1 wird bezüglich μ und $\vec{\theta}$ maximiert, die für H_0 nur bezüglich der systematischen Unsicherheiten $\vec{\theta}$. Zusätzlich bekannte Fehlerquellen gehen multiplikativ in die Likelihood Funktion ein. Hierbei werden üblicherweise Log-Normal Funktionen verwendet.

Es ist Konvention eine größer als 5σ gemessene Überfluktuation über der Untergrund-Hypothese als Entdeckung zu bezeichnen, d. h. falls der p-Wert für die Untergrund-Hypothese $1 - CL_b \leq 5,7 \cdot 10^{-7}$ ist. Erfolgt dies nicht, können Ausschlusskriterien gesetzt werden. Bei einem 95%igen Vertrauensintervall soll die Wahrscheinlichkeit, ein echtes Signal fälschlicherweise auszuschließen, kleiner als 5% sein, also $CL_{s+b} < 0,05$.

Es hat sich ergeben, dass Unterfluktuationen hierbei manchmal zu unphysikalischen Grenzen führen können. Daher ist es üblich, statt für den CL_{s+b} , das Kriterium für den in (14) definierten Wert zu fordern. Die Forderung $CL_s < 0,05$ ist konservativer, als die Forderung für den CL_{s+b} Wert.

14. Limits auf λ'_{211}

Es wurde im Rahmen der Bachelorarbeit ein Programm entwickelt, welches die Programme aus [42, 43] aufrufen kann, die Grenzen berechnet und anschliessend graphisch darstellen kann. Die CL_s Methode ist in beiden Programmen realisiert, so dass mit dem entwickelten Programm eine selbstkonsistente erfolgreiche Berechnung überprüft werden kann. Als Eingabeparameter für die Programme sind gegeben:

- $N_{Obs} = 20$
- $N_{Back} \pm \Delta N_{Back} = 25,9 \pm 2,92$
- $\mathcal{L}_{int} \pm \Delta \mathcal{L}_{int} = 5,90 \pm 0,29 \text{ fb}^{-1}$

Weiter werden als Eingabeparameter die Signalerwartung N_{sel} der generierten Daten N_{gen} von allen Parameterraumpunkten, sowie deren Wirkungsquerschnitte benötigt.

Zum Vergleich wurde auf vorläufige Ergebnisse einer Analyse des Datensatzes aus dem Jahr 2011 zurückgegriffen. Diese wurden innerhalb der Arbeitsgruppe [22] zur selbigen Zeit wie diese Arbeit ausgewertet. Hier betrug die Zahl der gemessenen Ereignisse $N_{obs} = 26$ bei einem erwarteten Untergrund von $N_{back} = 15,92 \pm 1,74$. Die integrierte Luminosität betrug hier $\mathcal{L}_{int} = 4,98 \pm 0,11 \text{ fb}^{-1}$ und ist somit in derselben Größenordnung wie die Luminosität in der 2012 Analyse.

In der 2011 Analyse wurde der Parameterraum in 100 GeV Schritten für $M_0 = 100..2000 \text{ GeV}$ und in 50 GeV Schritten für $M_{1/2} = 50..1000 \text{ GeV}$ unterteilt. Punkte im Parameterraum, für die keine Konvergenz der RGE oder keine elektroschwache Symmetriebrechung erfolgt, sind nicht betrachtet worden. Letztlich wurden so insgesamt 353

verschiedene Parameterpunkte betrachtet. Für alle Parameterpunkte wurden auch hier über Monte Carlo-Simulationen Signalereignisse erzeugt und der Wirkungsquerschnitt des betrachteten supersymmetrischen Prozesses ermittelt. Hierbei wurde der Wert der Kopplungskonstanten zu $\lambda'_{211} = 0,01$ gesetzt, welcher der Grenze einer vorherigen Arbeit [8] entspricht. Das entsprechende Ergebnis dieser Arbeit ist in Abbildung 25 rechts dargestellt.

Alle Informationen werden für jeden Parameterpunkt vom Programm gespeichert. Da ein Programm [42] mit der Selektionseffizienz statt mit der Zahl an Signalereignissen rechnet, wurden N_{gen} und N_{sel} über das Wilson-Intervall umgerechnet, siehe hierfür im Anhang Abschnitt A. Für das andere Programm [43] wird N_{sel} mit dem Skalierungsfaktor in (11) verrechnet und N_{sig} , wie in Tabelle 7 dargestellt, verwendet.

Es gehen noch weitere systematische Unsicherheiten in die Berechnung ein. Diese sind in Tabelle 8 aufgelistet. Die Werte sind der Analyse der 2011 Daten entnommen und wurden für die 2012 Analyse ebenfalls verwendet.

Unsicherheit	Effizienz
Trigger Effizienz	$93\% \pm 2,4\%$
Lepton ID Effizienz	$98,3\% \pm 3\%$
Relativer Fehler auf den Signalwert	14,5%

Tabelle 8: Weitere systematische Unsicherheiten [44].

Diese Fehler werden für ein Programm [42] relativ quadratisch zum Fehler des Wilson-Intervalls addiert und werden im anderen Programm [43] getrennt als relative Größen übergeben werden. In diesem Programm [43] ist, außer der Möglichkeit der getrennten Übergabe der Fehler, auch noch die Möglichkeit gegeben anzugeben, ob ein Fehler in den Signal- oder in den Untergrundwert eingeht. Entsprechend wird der Trigger und der Lepton ID Effizienzfehler, sowohl auf den Untergrund, als auch auf das Signal angewendet. Der relative Fehler auf den Signalwert hingegen wird nur auf das Signal angewandt.

Von den Programmen werden Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt σ_{95} der Prozesse bei 95% CL für jeden betrachteten Parameterraumpunkt zurückgegeben. Diese können mit (7) umgerechnet werden auf Grenzen auf die Kopplung λ'_{211} über

$$\lambda'_{211,95} = \sqrt{\frac{\sigma_{95}}{\sigma}} \cdot \lambda'_{211}. \quad (18)$$

Abbildung 25 zeigt links die erwarteten Grenzen auf die Kopplung λ'_{211} in logarithmischer Darstellung. Dies sind die Grenzen, die sich ergeben, wenn kein Überschuss vorhanden ist. Sie unterschreiten in weiten Bereichen den Wert von $\lambda'_{211} = 0,01$ und stellen somit potentiell bessere Grenzen dar, als diejenigen die in einer früheren Arbeit [8] am Tevatron ermittelt wurden. Weiterhin wird ein größerer Bereich in der $M_0 - M_{1/2}$ -Ebene betrachtet. Die in den 2011 Daten beobachteten Grenzen werden in dieser Arbeit nicht dargestellt, da die Analyse der 2011 Daten [22] noch nicht abgeschlossen ist und sich gegebenenfalls noch Werte ändern können. Zu beachten ist bei dem Vergleich in Abbildung

25, dass rechts die mSUGRA Parameter mit $\tan(\beta) = 5, \text{sign}(\mu) = -1$ leicht verschieden sind, zu denen in der Analyse betrachteten $\tan(\beta) = 20, \text{sign}(\mu) = +1$. $A_0 = 0$ ist hingegen in beiden Analysen gegeben.

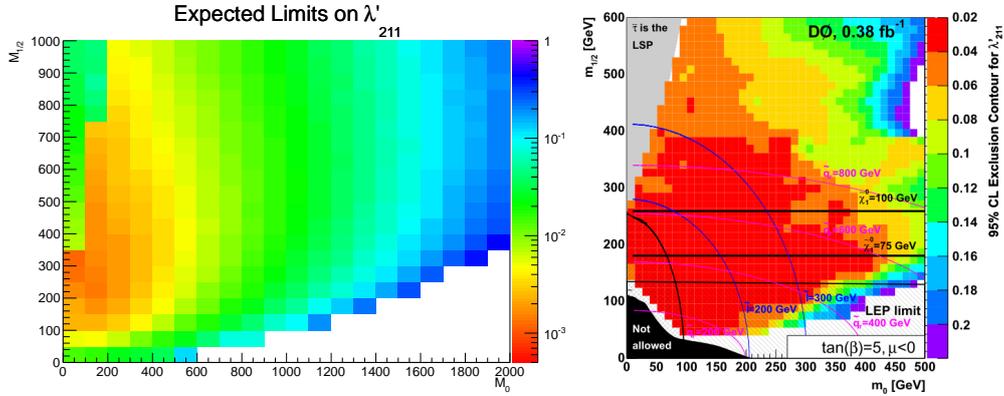


Abbildung 25: Links: Erwartete Grenzen einer vorläufigen 2011 Analyse (berechnet mit [42]). Rechts: Grenzen aus früherer Arbeit am Tevatron [8].

Abbildung 27 zeigt links nun die erwarteten Grenzen auf die Kopplung λ'_{211} und rechts die beobachteten Grenzen für die Analyse der 2012 Daten an 10 Punkten des Parameter-raums. Hierbei wird eine Übereinstimmung der beobachteten Grenzen mit den erwarteten Grenzen bei $\approx 1\sigma$ beobachtet. Hierfür wurden die Fehler, die von einem Programm [42] auf den erwarteten Wert zurückgegeben werden betrachtet und mit dem beobachteten Wert aus diesem Programm in Abbildung 26 verglichen.

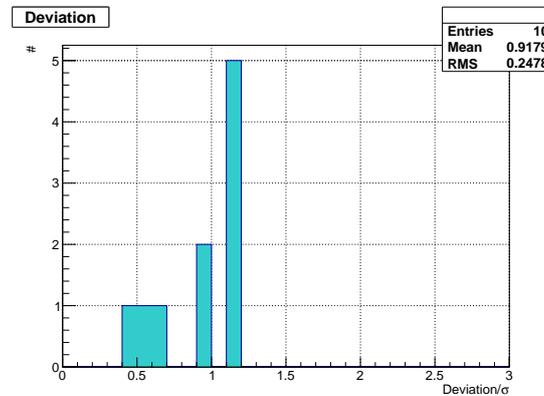


Abbildung 26: Abweichung des beobachteten Werts vom erwarteten Wert nach [42].

Dies entspricht der Beobachtung, dass in den Daten lediglich eine geringe Unterfluktuation von 20 Ereignissen bzgl. des SM-Untergrunds von $25,9 \pm 2,92$ Ereignissen beobachtet wird.

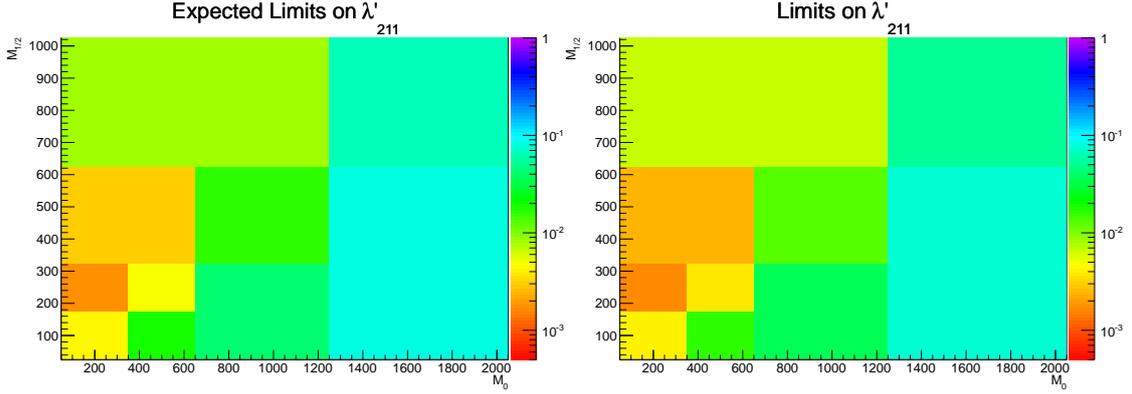


Abbildung 27: Erwartete und beobachtete Grenzen der 2012 Analyse (berechnet mit [42]).

In Tabelle 9 sind die Zahlenwerte der Grenzen für die Analyse der 2012 Daten tabelliert. Es sind die erwarteten Grenzen, sowie die beobachteten Grenzen beider Programme angegeben. Die leichten Unterschiede in den berechneten Grenzen beider Programme betragen unter 10% und werden auf die unterschiedliche interne Berechnung zurückgeführt.

M_0	$M_{1/2}$	Erwartet [42]	Programm 1 [42]	Programm 2 [43]
200	100	0,0043	0,0040	0,0038
200	250	0,0018	0,0016	0,0016
300	500	0,0029	0,0023	0,0026
500	100	0,0193	0,0161	0,0163
500	250	0,0049	0,0039	0,0042
600	850	0,0080	0,0064	0,0070
1000	200	0,0418	0,0345	0,0343
1000	500	0,0162	0,0129	0,0138
1600	450	0,0836	0,0752	0,0711
1600	850	0,0636	0,0508	0,0542

Tabelle 9: Erwartete und beobachtete Grenzen auf λ'_{211} .

Insbesondere in den Bereichen niedrigerer M_0 und $M_{1/2}$, für die der LHC sensitiv ist, sind hierbei die Grenzen auf λ'_{211} eine Größenordnung unter dem vorherig angesetzten Wert von $\lambda'_{211} = 0,01$.

15. Zusammenfassung & Ausblick

Es wurden Daten mit einer Luminosität von $5,9 \text{ fb}^{-1}$, die zwischen April und Juni 2012 von CMS bei 8 TeV Schwerpunktsenergie aufgenommen wurden analysiert. Dabei wurde durch das Setzen einfacher Schnitte nach resonanter Produktion eines Snyon im Rahmen des B_3 mSUGRA Modells gesucht, die sich in einem Kanal durch zwei Myonen gleicher Ladung und zwei Jets im Endzustand auszeichnet. Die Daten wurden mit Monte Carlo Simulationen für den Standardmodell-Untergrund und für zehn Parameterraumpunkte in der $M_0 - M_{1/2}$ -Ebene bei $\tan(\beta) = 20$, $A_0 = 0$, $\text{sgn}(\mu) = +1$ verglichen.

Insgesamt wurde in den Daten keine signifikante Abweichung von der Untergrunderwartung beobachtet. Daher werden die Ergebnisse genutzt, um Grenzen auf die λ'_{211} Kopplung zu setzen. Hierfür wird ein Single-Bin Poisson Counting Experiment durchgeführt, welches die CL_s Methode im LHC Stil benutzt. Die beobachteten Grenzen werden mit den erwarteten Grenzen aus einer Analyse im Jahr 2011 bei 7 TeV Schwerpunktsenergie aufgenommen hat, verglichen. Die ermittelten Grenzen auf λ'_{211} sind hierbei strikter über einen weiteren Parameterraumbereich als die Grenzen aus einer früheren Analyse am Tevatron.

Der LHC wird in den folgenden Monaten und Jahren noch mehr Daten sammeln und soll dabei mit der Zeit eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreichen. Mehr Daten und höhere Energien erlauben es, sensitiver einen größeren Parameter Bereich zu untersuchen. Daher ist die Untersuchung des Kanals noch nicht abgeschlossen. Mit den in der Arbeit erreichten Ergebnissen und entwickelten Methoden, wie dem Programm zum Berechnen der Grenzen, kann die weitere Auswertung unterstützt werden und in Zukunft beschleunigt durchgeführt werden. Supersymmetrie bleibt weiterhin ein vielversprechendes Modell für die Erweiterung des Standardmodells, auch wenn der Nachweis in der Natur sich als schwierig erweist.

A. Berechnung der Effizienzen im Wilson Intervall

Bei der Bestimmung der Selektionseffizienz ε_{sel} und deren Fehler bei der Bestimmung der selektierten Daten N_{sel} aus den generierten Daten N_{gen} , handelt es sich um das mathematische Problem des Konfidenzintervalls einer unbekanntes Wahrscheinlichkeit. Die Selektionseffizienz entspricht hierbei der unbekanntes Wahrscheinlichkeit eines Binomial-experiments, welches die Beobachtung von N_{sel} Treffern bei einer Stichprobe der Länge N_{gen} beschreibt. Um ε_{sel} in einem Konfidenzintervall von 68,27% zu bestimmen gibt es eine Vielzahl verschiedener Verfahren. Die einfachste Variante benutzt den zentralen Grenzwertsatz und nimmt an, dass

$$\hat{\varepsilon}_{sel} = \frac{N_{sel}}{N_{gen}} \quad (19)$$

ist. Für den binomialverteilten Parameter N_{sel} gilt $Var(N_{sel}) = N_{gen} \cdot \varepsilon_{sel} \cdot (1 - \varepsilon_{sel})$. Wird hier $\hat{\varepsilon}_{sel}$ eingesetzt ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung $\Delta\hat{\varepsilon}_{sel} = \frac{d\hat{\varepsilon}_{sel}}{dN_{sel}} \cdot \Delta N_{sel}$:

$$\Delta\hat{\varepsilon}_{sel} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{sel} \cdot (1 - \varepsilon_{sel})}{N_{gen}}}. \quad (20)$$

Dies wird als Standardintervall - oder auch Wald-Intervall⁵ - bezeichnet. Untersuchungen haben jedoch ergeben, dass die Überdeckungswahrscheinlichkeit des Standardintervalls oftmals, auch fernab der Grenzen $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = 1$, zu niedrig ausfällt [45].

Daher ist es empfohlen andere statistische Berechnungsmethoden auszuwählen, um den Binomialparameter abzuschätzen. Auf Anraten aus der CMS Arbeitsgruppe, wurde in dieser Arbeit das Wilson-Intervall⁶ benutzt [46]. Dies konvergiert für große N_{gen} zum Standardintervall, unterscheidet sich jedoch für kleine Effizienzen oder kleine N_{gen} merklich hiervon. Der große Vorteil des Wilson-Intervalls ist, dass es in einer Codezeile implementiert werden kann und schnell berechnet ist. Ist $\hat{\varepsilon}_{sel} = \frac{N_{sel}}{N_{gen}}$, so berechnet sich die Selektionseffizienz im Wilson-Intervall zu:

$$\hat{\varepsilon}_{sel}^W = \frac{\hat{\varepsilon}_{sel} + \frac{1}{2 \cdot N_{gen}}}{1 + \frac{1}{N_{gen}}}, \quad (21)$$

mit dem Fehler

$$\Delta\hat{\varepsilon}_{sel}^W = \frac{1}{1 + \frac{1}{N_{gen}}} \cdot \sqrt{\Delta\hat{\varepsilon}_{sel}^2 + \frac{1}{4 \cdot N_{gen}}}. \quad (22)$$

⁵Abraham Wald, Mathematiker (*31.10.1902 †13.12.1950)

⁶Edwin Bidwell Wilson, Mathematiker (*25.04.1879 †28.12.1964)

Auch beim Wilson-Intervall handelt es sich weiterhin um eine Gaußsche Approximation, jedoch ist die Überdeckungswahrscheinlichkeit allgemein besser als beim Standardintervall. Mathematisch wird das Wilson-Intervall erhalten, indem der niedrigste Wert des Intervalls ε_{sel}^u so gewählt wird, dass $\hat{\varepsilon}_{sel}$ gerade

$$\hat{\varepsilon}_{sel} = \varepsilon_{sel}^u + \sqrt{\frac{\varepsilon_{sel}^u \cdot (1 - \varepsilon_{sel}^u)}{N_{gen}}} \quad (23)$$

entspricht bzw. analog für den größten Wert ε_{sel}^o

$$\hat{\varepsilon}_{sel} = \varepsilon_{sel}^o - \sqrt{\frac{\varepsilon_{sel}^o \cdot (1 - \varepsilon_{sel}^o)}{N_{gen}}} \quad (24)$$

gilt. In beiden Fällen führt dies zu der quadratischen Gleichung

$$(\varepsilon_{sel} - \hat{\varepsilon}_{sel})^2 = \frac{\varepsilon_{sel}(1 - \varepsilon_{sel})}{N_{gen}}, \quad (25)$$

deren beiden Lösungen gerade dem Wilson-Intervall entsprechen.

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei Prof. Thomas Hebbecke bedanken, dass es mir erlaubt wurde unter seiner Obhut eine Bachelorarbeit über ein interessantes, modernes und forschungsnahes Thema wie die Suche nach Supersymmetrie an großen Beschleunigern zu schreiben.

Weiter danke ich vielfach Dr. Martin Weber für die großartige Betreuung in den letzten Monaten. Insbesondere für die Beantwortung der vielen Fragen, die natürlich bei der Behandlung eines Themas, das innerhalb des bisherigen Studiums noch wenig behandelt wurde, anfielen. Ebenso dafür, dass er sich viel Zeit nahm mir bei technischen Schwierigkeiten zu helfen. So konnte ich eine Menge nicht nur zum Thema lernen, sondern auch zu objekt-orientierter Programmierung in C++, Linux und zum Arbeitsalltag in einer großen Kollaboration, wie der CMS Gruppe.

Ich danke auch Matthias Endres für die mehrmalige Hilfe bei technischen Schwierigkeiten und ebenso für die Erklärungen bei Verständnisschwierigkeiten. Ihm und ebenso Lars Sonnenschein danke ich auch für die Bereitstellung von Daten und Zahlen, auf denen ich meine Auswertung basieren konnte.

Insgesamt bedanke ich mich auch bei der kompletten RPV Arbeitsgruppe für das angenehme Arbeitsklima und die interessanten Vorträge und Anregungen während der Meetings.

Natürlich danke ich an dieser Stelle auch Nils Hempelmann, Johannes Schulz, Johannes Helm und Johannes Berkholz, mit denen ich in der zweiten Hälfte der Bachelorarbeit ein Büro geteilt habe, für das angenehme Klima und dem täglichen gegenseitigen aushelfen bei kleineren Problemen.

Dank gilt an dieser Stelle insbesondere Sandra Krieger, die die Arbeit auf sprachliche Richtigkeit hin überprüfte.

Auch danke ich Thorsten Meiners, welcher mich aus dem Nachbarbüro stets mit ausgezeichnetem Kaffee zum Nulltarif versorgte. Dies hat so manche Wartezeit - wenn das Computersystem mal zur Abwechslung den Aufstand probieren wollte - recht angenehm gemacht.

Literatur

- [1] Bergmann, Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 4: Bestandteile der Materie*, Walter de Gruyter, 2003. ISBN 3-11-016800-6.
- [2] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer, 2005. ISBN 3-540-21451-8 2. Auflage.
- [3] The ATLAS Collaboration et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008. JINST 3 S08003. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08003/>
- [4] The CMS Collaboration et al, *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008. JINST 3 S08004. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08004/>
- [5] Particle Data Group, *Review of Particle Physics, Journal of Physics G Nuclear and Particle Physics*, Volume 37, Number 7A, July 2010, Article 075021.
- [6] C. Sander, *Globale Parameteranpassung im MSSM*, 2001. IEKP-KA/2002-1.
- [7] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, 1957. Phys. Rev. 105, 1413–1415.
- [8] C. Autermann, *Resonant Second Generation Slepton Production at the Tevatron*, 2006.
- [9] The official Super Kamiokande Website, <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/index-e.html>
- [10] S. A. Thomas, F. B. Abdalla, O. Lahav, *Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey*, 2010. Phys. Rev. Lett. 105, 031301.
- [11] S. Martin, *A Supersymmetry Primer*, 2011. arXiv: hep-ph/9709356v6.
- [12] K. Olive, *Introduction to Supersymmetry: Astrophysical and Phenomenological Constraints*, 1999. arXiv: hep-ph/9911307.
- [13] H. Dreiner, *An Introduction to Explicit R-parity Violation*, 1997. arXiv: hep-ph/9707435v2.
- [14] B.C. Allanach, A. Dedes, H.K. Dreiner, *The R-Parity Violating Minimal Supergravity Model*, 2005. arXiv: hep-ph/0309196v5.

- [15] The Super-Kamiokande Collaboration, *Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector*, 2009. arXiv:0903.0676v2.
- [16] H.K. Dreiner, S. Grab, T. Stefaniak, *Discovery Potential of Selectron or Smuon as the Lightest Supersymmetric Particle at the LHC*, 2011. arXiv: hep-ph/1102.3189v2.
- [17] Von Dr. L. Sonnenschein mit HERWIG 6.5 in privater Kommunikation erzeugt.
- [18] <http://www.cern.ch>
- [19] <http://www.weltmaschine.de/experimente/>
- [20] <https://cms.web.cern.ch/org/physics>
- [21] <http://cms.web.cern.ch/>
- [22] M. Endres, *Search for Resonant Slepton Production in a DiMuon + Jets Final State with CMS Data*, Master thesis in work.
- [23] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/Exo2011RPVResonantSleptonSneutrinoAnalysis>
- [24] <http://cmsweb.cern.ch/das/>
- [25] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/LumiCalc#LumiCalc2>
- [26] <https://hypernews.cern.ch/HyperNews/CMS/get/luminosity/179.html>
- [27] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/ACSusyAnalysis>
- [28] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HcalNoiseInfoLibrary>
- [29] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BeamHaloId>
- [30] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MissingETOptionalFilters#HCAL_laser_events_updated
- [31] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SusyEcalMaskedCellSummary>
- [32] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SusyRA2NJetsinData2010#Tracking_failure

- [33] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/Aachen3ARPV>
- [34] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideMuonId>
- [35] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SimpleCutBasedEleID>
- [36] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetID>
- [37] Verfahren aus privater Kommunikation. <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=195842>
- [38] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/StandardModelCrossSectionsat8TeV>
- [39] cms.cern.ch/iCMS/jsp/mcprod/admin/requestmanagement.jsp
- [40] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/PileupJSONFileforData>
- [41] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/PileupMCReweightingUtilities>
- [42] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/RooStatsCL95>
- [43] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideHiggsAnalysisCombinedLimit>
- [44] Effizienzen in privater Kommunikation mit Dr. M. Weber und M. Endres erhalten, siehe auch [22]
- [45] L. Brown, T. Cai, A. DasGupta, *Interval Estimation for a Binomial Proportion*, 2001. *Statistical Science* 16 (2), 101–133
- [46] R. Cousins, K. Hymes, J. Tucker, *Frequentist Evaluation of Intervals Estimated for a Binomial Parameter and for the Ratio of Poisson Means*, 2009 . arXiv: 0905.3831v2