

Suche nach Endzuständen mit Photonen+Jets in CMS-Daten mit dem MUSiC-Algorithmus

von:
Johannes Kirchmair

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen

im August 2012

angefertigt am

III. Physikalischen Institut A

bei

Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	2
2. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
3. LHC und CMS	6
3.1. Large Hadron Collider	6
3.2. Compact Muon Sollenoid	7
4. MUSiC	11
4.1. Skimming	11
4.2. Klassifikation	12
4.3. Suchalgorithmus	13
4.3.1. p -Wert	14
4.3.2. Look-Elsewhere Effekt	15
4.3.3. \tilde{p} -Wert	16
4.4. Systematische Unsicherheiten	17
4.5. Objekte und Schnitte	19
4.5.1. Photon	19
4.5.2. Elektron	20
4.5.3. Myon	20
4.5.4. Jets	21
4.5.5. MET	21
5. Untersuchung der Sensitivität von MUSiC auf angeregte Quarks	22
5.1. Angeregte Quarks	22
5.2. Analyse	23
6. Photon-Trigger in 2011er Daten mit MUSiC	28
6.1. Resultate	29
6.1.1. Ergebnisse in den $\sum p_T$ Verteilungen.	29
6.1.2. Ergebnisse in M_{inv}/M_T -Verteilungen	36
6.1.3. Ergebnisse in den MET -Verteilungen	38
6.1.4. Bewertung der Resultate	41
7. Zusammenfassung	42
A. Myon und Elektron Trigger	43

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit dem großen LHC-Beschleuniger (Kapitel 3.1), an dem seit 2010 [7] im Rahmen verschiedener Experimente Daten genommen werden, gibt es viele Analysen, die nach bestimmten neuen Effekten suchen. Dabei wird in verschiedenen Endzuständen nach bestimmten neuen physikalischen Effekten gesucht. Diese Vorgehensweise hat den Nachteil, dass Effekte, zu denen es noch keine Theorie und keine dedizierte Analyse gibt, möglicherweise nicht entdeckt werden. Neue physikalische Effekte können dabei übersehen werden, wenn sich diese Abweichungen in Endzuständen zeigen, die von keiner Analyse betrachtet werden oder die Effekte durch die Schnitte, die in den Analysen angewendet werden, unterdrückt werden. Aufgrund solcher Überlegungen wurde die Modellunabhängige Suche in CMS (MUSiC) entwickelt. Diese Analyse vergleicht in großem Maße die im CMS-Experiment genommenen Daten mit den Vorhersagen des Standardmodells und sucht systematisch nach Abweichungen. Dabei werden viele verschiedene Endzustände betrachtet und auch in diesen verschiedene kinematische Verteilungen betrachtet.

MUSiC betrachtet bei der Analyse nur Endzustände mit mindestens einem Elektron oder Myon, d.h. es werden nur Ereignisse betrachtet, bei denen ein Elektron- oder Myon-Trigger ausgelöst wurde. Weil MUSiC darüber hinaus auch die Möglichkeit enthält, Ereignisse zu betrachten, in denen Photon-Trigger ausgelöst wurden, soll in dieser Arbeit diese Möglichkeit anhand von 2011er Daten erprobt werden.

2. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik, das im folgenden als SM abgekürzt wird, ist die momentan am weitesten anerkannte Theorie zum Aufbau der Materie. Die Idee hinter dem SM ist, dass Materie aus winzigen Teilchen aufgebaut ist, den so genannten Elementarteilchen. Dabei wird angenommen, dass diese Teilchen wirklich elementar sind, d.h. dass diese Teilchen keine innere Struktur besitzen.

Das SM umfasst nach dem heutigen Stand zwölf Fermionen (Teilchen mit halbzahligen Spin) und 4 Bosonen (Teilchen mit ganzzahligen Spin). Die Fermionen können in drei Familien unterteilt werden. Diese Familien bestehen aus je einem up-artigen, einem down-artigen Quark, einem Lepton und dem zu dem Lepton gehörenden Neutrino. Zu den up-artigen Quarks zählen das up-Quark, das charm-Quark und das top-Quark, wohingegen zu den down-artigen Quarks das down-, das strange- und das bottom-Quark gehören. Die Leptonen umfassen das Elektron, das Myon und das Tau. Zu jedem dieser Leptonen existiert ein Neutrino. Neben diesen Teilchen gibt es noch zu jedem Teilchen ein Antiteilchen.

Um den Aufbau der Materie verstehen zu können, werden noch Wechselwirkungen zwischen den Teilchen benötigt. Im SM gibt es aus diesem Grund drei fundamentale Wechselwirkungen, die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Die Wechselwirkungen werden im SM durch den Austausch von Feldquanten beschrieben. Diese Feldquanten werden im SM als Teilchen, die bereits oben erwähnten Bosonen, beschrieben. Diese Bosonen sind neben den Fermionen des SM in der Abbildung 2.1 zu sehen. Im SM gehört zu der elektromagnetischen Wechselwirkung das Photon als Austauschteilchen, zu der starken Wechselwirkung das Gluon und zu der schwachen Wechselwirkung das Z- sowie das W-Boson. Wenn diese Bosonen mit Teilchen wechselwirken, sagt man, die Bosonen koppeln an die Teilchen. Es ist zu beachten, dass die Bosonen nur an Teilchen koppeln, welche die für die Wechselwirkung passende Ladung tragen.

Das Gluon trägt, als einziges SM Boson, seine eigene Ladung, die Farbladung. Dieser Umstand ist mit ein Grund dafür, dass Prozesse der starken Wechselwirkung nur sehr schwer zu berechnen sind. Die Quarks beteiligen sich an allen drei fundamentalen Wechselwirkungen, während die Leptonen nur an die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung koppeln. Die Neutrinos tragen weder eine elektrische, noch eine Farbladung, weswegen diese Teilchen sich nur an der schwachen Wechselwirkung beteiligen.

Trotz der Erforschung des SM in vielen Experimenten und guter Übereinstimmung der vom SM vorhergesagten Effekte und den in Experimenten gesehenen hat das SM Schwachstellen. Unter anderem gibt es noch keine Vereinigung mit der Gravitation als vierter bekannter Kraft. Ein weiteres Problem des SM ist, dass die Teilchen im SM masselos sind. Diese Tatsache steht aber im Gegensatz zu der Tatsache, dass die meisten Fermionen des SM, sowie das Z-

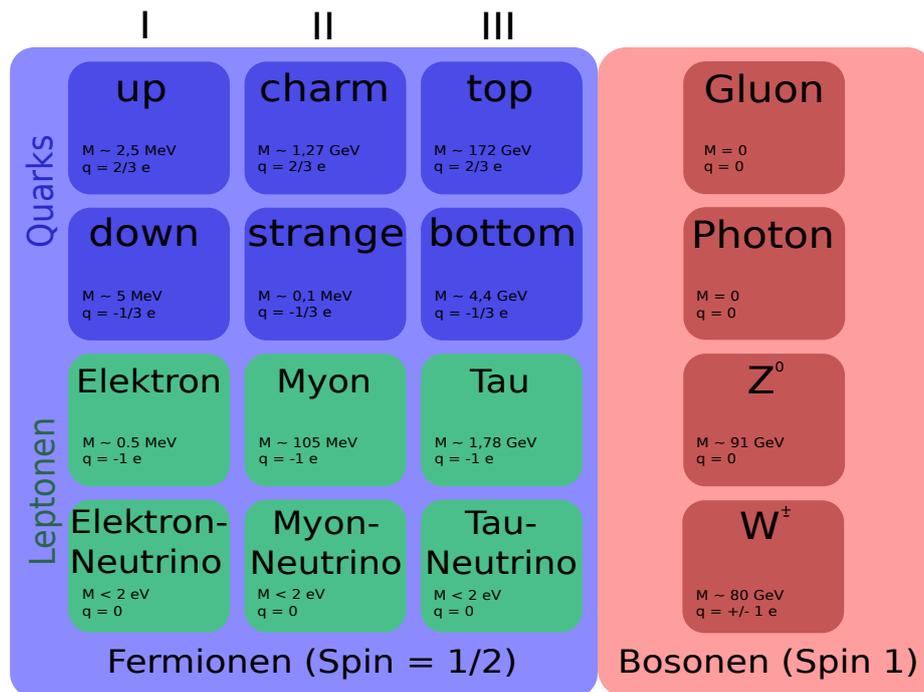


Abbildung 2.1.: Darstellung der Teilchen des SM mit ihrer Masse und elektrischen Ladung, auf der linken Seite die zwölf Fermionen, auf der rechten Seite die vier Bosonen. Durch die römischen Ziffern (I, II, III) werden die drei Familien der Fermionen gekennzeichnet.

Boson und das W-Boson eine Masse haben. Unzulänglichkeiten wie diese versucht man mit zusätzlichen Erweiterungen des SM auszugleichen. Zumindest für das Massenproblem gibt es mit dem Higgs-Mechanismus einen vielversprechenden Lösungsansatz. Dieser Mechanismus führt ein neues Wechselwirkungsteilchen ein, das Higgs-Boson, welches für die Masse der Teilchen sorgen soll. Vielversprechend ist der Ansatz, weil dieses Jahr am LHC (Kapitel 3.1) ein neues Teilchen gefunden wurde, das möglicherweise das/ein Higgs sein könnte [4].

Die Informationen aus diesem Kapitel wurden aus den Quellen [1], [3] und [2] bezogen.

3. LHC und CMS

Die MUSiC ¹ Analyse beschäftigt, wie der Name schon suggeriert, sich mit Daten, die im CMS-Experiment genommen werden. Daher soll hier kurz auf die wichtigen Aspekte des CMS und des LHC eingegangen werden. Die Informationen, die in diesem Kapitel wiedergegeben werden, stammen aus den Quellen [5], [1], [8]

3.1. Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (kurz LHC) ist der momentan größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Er befindet sich in einem 27 km langen kreisförmigen Tunnel, der ungefähr 100 m unter der Erdoberfläche liegt. Dieser Tunnel wurde früher für den LEP ² benutzt. Der LHC gehört zum CERN ³ und liegt somit geographisch gesehen in der Nähe von Genf an der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz.

Der Beschleuniger ist als ein kreisförmiger Collider konzipiert. In diesem werden Teilchen gegenläufig beschleunigt und an bestimmten Stellen zur Kollision gebracht. Die Teilchen, die für die Experimente verwendet werden, sind zum einen Protonen und zum anderen schwere Ionen. Dabei ist der LHC für Strahlenergien bis 7TeV für Protonen und 2,75TeV pro Nukleon für Ionen ausgelegt. Bei diesen Energien sollen instantane Luminositäten⁴ von $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für Protonen und $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für Ionen erreicht werden. Im CMS-Detektor (Abschnitt 3.2) werden allerdings nur Proton-Proton-Kollisionen untersucht.

Ein Kreisbeschleuniger hat gegenüber Linearbeschleunigern den Vorteil, dass einmal beschleunigte Teilchen lange gespeichert werden können, wodurch die Teilchen mehrere Möglichkeiten haben an Interaktionspunkten Wechselwirkungen einzugehen. Außerdem können bei Kreisbeschleunigern die Beschleunigungsstrecken mehrfach durchlaufen und auf diese Art und Weise mit relativ kurzen Beschleunigungsstrecken hohe Energien erreicht werden.

Ein Nachteil eines Kreisbeschleunigers ist der Verlust von Energie in Form von Synchrotronstrahlung. Diese Strahlung tritt auf, wenn elektrisch geladene Teilchen eine Beschleunigung erfahren. Für die abgestrahlte Energie E_{sync} gilt dabei an einem Kreisbeschleuniger:

$$E_{\text{sync}} \propto \frac{E^4}{Rm^4} \quad (3.1)$$

¹Modellunabhängige Suche in CMS

²Large Electron-Positron Collider

³Das CERN ist die Europäische Organisation für Kernforschung

⁴Die Luminosität ist ein Maß für die Anzahl von Interaktionen die stattgefunden haben. Dabei ist das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt und der Luminosität die erwartete Anzahl von Ereignissen. Genauer wird in dem Abschnitt über die Klassifikation auf die Luminosität eingegangen.

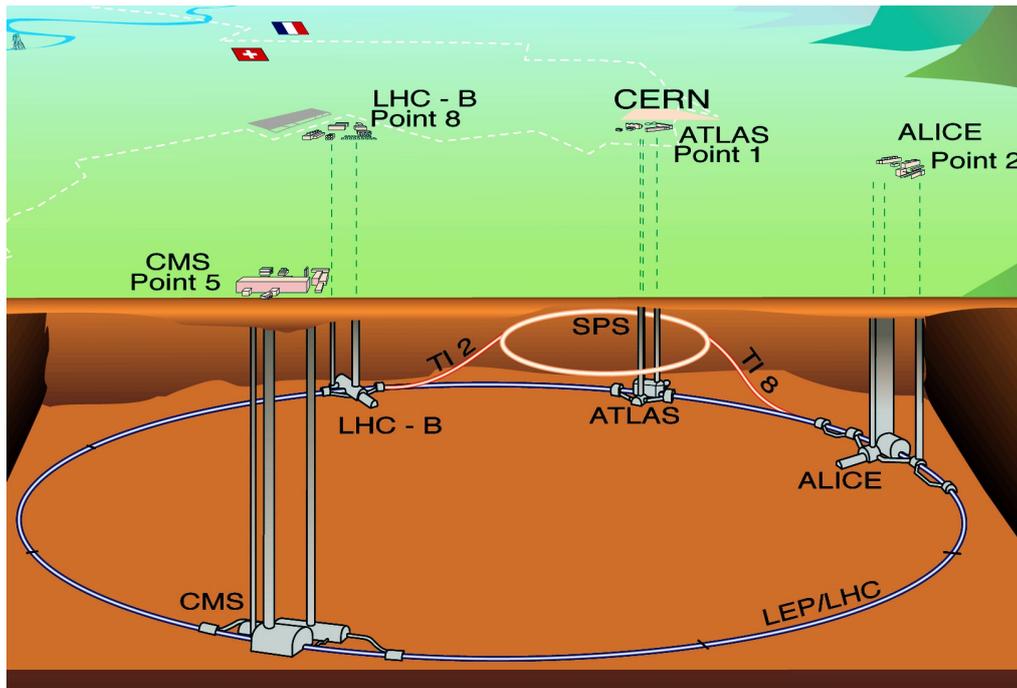


Abbildung 3.1.: In der Abbildung ist die Lage des LHC Tunnels, sowie der Vorbeschleuniger SPS (Super Proton Synchrotron) und die Lage des CMS-Detektors am LHC zu sehen. [6]

Hierbei ist E die Energie des Teilchens, m sein Masse und R der Radius des Beschleunigers. Man erkennt, dass die abgestrahlte Energie für leichte Teilchen bei gleicher Energie wesentlich höher ist, als für schwerere Teilchen. Dieses ist auch der Grund, weswegen im LHC Protonen zur Kollision gebracht werden. Das Verwenden von Protonen hat zwar den Nachteil, dass die Teilchen nicht elementar sind, wie es bei Electron-Positron Collidern wie dem LEP der Fall ist, dafür ist der Energieverlust wesentlich geringer, z.B. ist der Energieverlust für Protonen, die ungefähr um einen Faktor 2000 schwerer sind als Elektronen, um einen Faktor 10^{-13} geringer, bei gleicher Energie und gleichem Aufbau des Beschleunigers.

Wichtig zu bemerken ist noch, dass der Teilchenstrahl im LHC kein kontinuierlicher Strahl ist, sondern dass die Protonen in Paketen durch den LHC fliegen. Im Betrieb passieren im Mittel alle 25ns zwei gegenläufige Pakete den CMS-Detektor.

3.2. Compact Muon Solenoid

Der CMS-Detektor⁵ ist einer der vier großen Detektoren des LHC. Dieser Detektor ist als universeller Detektor ausgelegt, d.h. er ist nicht auf die Detektion eines bestimmten Teilchens konzipiert oder auf Detektor-Aufgaben für eine bestimmte Analyse.

In Analysen, die das CMS-Experiment betreffen, werden spezifische Koordinaten benutzt.

⁵CMS ist die Abkürzung für Compact Muon Solenoid

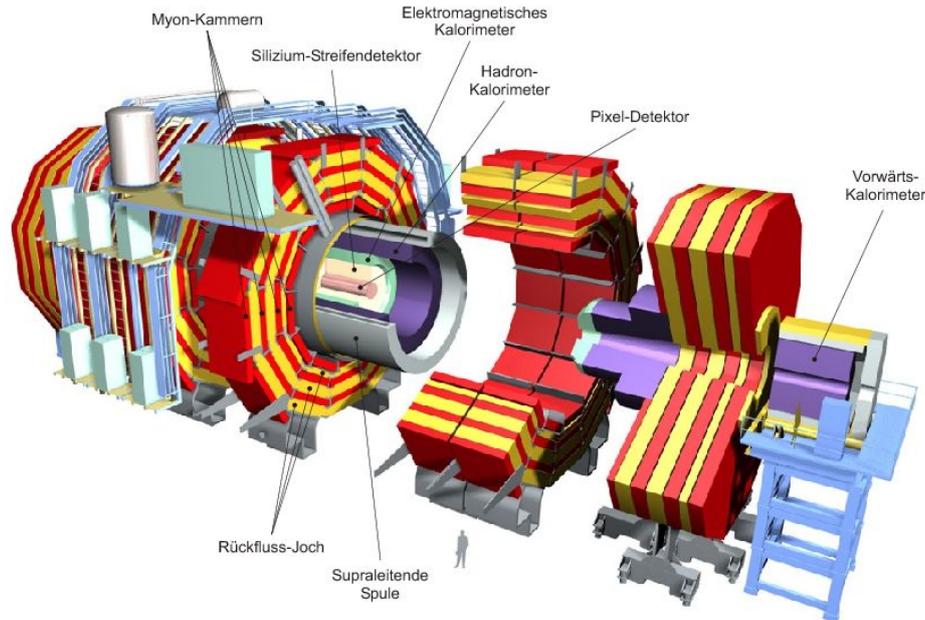


Abbildung 3.2.: Dargestellt ist der schematische Aufbau des CMS-Detektors. Hier ist der schichtweise Aufbau des Detektors gut zu erkennen.[9]

Der Koordinatenursprung liegt im Zentrum des CMS-Detektors, an der Stelle an der auch der Kollisionspunkt liegt. Die x-Achse zeigt radial in Richtung des Zentrums des LHC-Ringes und die y-Achse senkrecht nach oben. Die z-Achse liegt so in Strahlrichtung, dass sich ein rechtshändiges Koordinatensystem bildet. Zusätzlich werden oft die Winkel ϕ und θ bzw. die Pseudorapazität η benutzt. Hierbei ist ϕ der Winkel zwischen der Projektion des Ortsvektors auf die x-y-Ebene und der x-Achse. θ ist der Winkel zwischen Ortsvektor und z-Achse. Die Pseudorapazität $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ ist ein Maß für den Winkel θ . Differenzen in η sind invariant unter Lorentz-Boost, weshalb meistens η an Stelle von θ benutzt wird. Des weiteren wird die Variable $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ benutzt, die ein Maß für den Winkelabstand ist. Diese Variable wird oft für Schnitte und Isolations-Variablen benutzt.

Der CMS-Detektor hat eine zylindrische Form. Er ist 21m lang und 14,6m im Durchmesser. Die Masse des CMS-Detektors beträgt 12500t.

Wie in Abbildung 3.2 zu erkennen, ist der CMS-Detektor in Schichten aufgebaut, wobei jede Schicht grob in einen Zentralbereich und zwei äußere Bereiche unterteilt werden kann. Das Zentrum des Detektors stimmt mit der Lage des Kollisionspunkts überein.

Als innerste Schicht um den Kollisionspunkt liegt der Spurdetektor. Dieser ist dafür verantwortlich die Flugbahnen der Teilchen aufzunehmen, wobei dieser aber nur auf geladene Teilchen sensitiv ist. Die Bestimmung der Teilchenbahn ermöglicht die Messung des Impulses und die Unterscheidung zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen. Bei den Spurdetektoren ist eine gute räumliche Auflösung entscheidend, denn bei dem Durchgang eines Proton-Paketes finden viele weiche Wechselwirkungen statt, was zu vielen geladenen Partikeln führen kann. Der Spurdetektor besteht auch deshalb aus zwei verschiedenen Arten von Spurdetekto-

ren, zum einen dem inneren Pixeldetektor und zum anderen dem äußeren Silizium-Streifen-Detektor. Dabei wird der Pixel-Detektor, der eine höhere räumliche Auflösung besitzt, näher am Kollisionspunkt benutzt, da zum einen die Teilchenflussdichte mit zunehmendem Abstand vom Kollisionspunkt abnimmt und zum anderen die genaueren Daten des Pixel-Detektors zu einer besseren Rekonstruktion von sekundären Vertices führt.

Außen an den Spurdetektor schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter kurz ECAL an. Das ECAL ist dazu gedacht die Energie von Photonen und Elektronen, bzw. Positronen zu messen. Bei der Messung zerfallen diese Teilchen in dem ECAL in elektromagnetische Schauer, die dabei freiwerdende Energie wird in Form von Licht ausgesandt und anschließend von Photomultipliern ⁶ gemessen. Das ECAL besteht aus vielen PbWO₄ Kristallen. Diese Kristalle haben für die Anwendung im ECAL passende Eigenschaften. Sie sind transparent, strahlenhart und haben eine kurze Emissionszeit, was bei einer Zeit von 25ns zwischen zwei Proton-Paketen auch von Nöten ist.

Um das ECAL liegt das hadronische Kalorimeter kurz HCAL. Es ist dafür gedacht, die Energie von in hadronischen Schauern zerfallenden Teilen zu messen. Da dieser Detektor ein im Vergleich zum ECAL großes Volumen einnimmt, besteht er nicht ausschließlich aus aktivem Material. Die Hauptkomponente ist Messing. Dieses wird als Absorber verwendet. In das Messing sind Plastikszintillatoren eingearbeitet, die die eigentliche Energiemessung ermöglichen. Das Szintillationslicht wird mithilfe von Wellenlängen schiebenden Phasern zu PMs geleitet, welche das Lichtsignal verwertbar machen. Aufgrund des geringeren Anteils an aktivem Material im HCAL ist die Energieauflösung im HCAL schlechter als im ECAL.

Den Spurdetektor, das ECAL und das HCAL kann man als inneren Teil des CMS-Detektors bezeichnen, wenn man als Grenze zwischen innerem und äußerem Teil des CMS-Detektors das Solenoid ansieht. Das Solenoid ist einer der Hauptbestandteile des CMS-Detektors und ist deshalb auch Bestandteil des Namens. Das Solenoid besteht aus supraleitendem Material, wodurch ein hoher Stromfluss ermöglicht und damit ein starkes Magnetfeld realisiert wird. Im Inneren des Solenoids wird somit ein homogenes Magnetfeld von 4T erreicht. Im äußeren Bereich des CMS-Detektors wird ein 10000 t schweres Joch zurückgeführt und damit eine ähnlich hohe Magnetfeldstärke wie im Inneren des Solenoids erreicht. Dieses starke Magnetfeld ist erforderlich um den Impuls von geladenen Teilchen zu messen. Dies geschieht mithilfe des Spurdetektors, denn aus der Ablenkung der Teilchen durch die Lorentzkraft und der daraus resultierenden Krümmung der Bahn kann direkt auf die Ladung und den Impuls des Teilchens geschlossen werden.

Die äußerste Schicht des CMS-Detektors bildet der Myon-Spurdetektor. Dieser Detektor ist von besonderer Bedeutung für den CMS-Detektor, weil Myonen in dem inneren Detektorteil weniger stark durch Energieverluste in dem Material beeinflusst werden, wodurch eine gute Myon Rekonstruktion und vor allem Identifikation möglich ist. Außerdem ist eine der Hauptaufgaben des LHC und damit auch des CMS-Experiments die Existenz des Higgs-Boson zu verifizieren. Weil das Higgs in der Theorie über zwei Z-Bosonen in vier Leptonen zerfallen kann, ist der 4μ -Kanal interessant für Higgs-Analysen.

Der Myon-Spurdetektor ist in das Rückführjoch des Solenoids eingearbeitet und besteht

⁶Auf Deutsch heißen diese als PM abgekürzten Photomultiplier Sekundärelektronenvervielfacher, wobei der englische Begriff geläufiger ist.

aus verschiedenen Arten von gasbasierten Detektoren. Diese bestehen aus mit Gas gefüllten Kammern, in denen bei Durchgang eines geladenen Teilchens das Gas ionisiert wird. Diese Ionisation kann mittels elektrischen Kontakten, in den Kammern und an den Wänden der Kammern, gemessen werden.

Wegen der hohen instantanen Luminosität werden im CMS-Detektor ungefähr $4 \cdot 10^7$ Ereignisse pro Sekunde erzeugt. Es ist sinnvoll nur den interessanten Anteil der Messungen zu speichern, weil eine Verarbeitung von so hohen Raten an Ereignissen nicht realisierbar ist. Um diese erste Selektion zu bewerkstelligen verfügt der CMS-Detektor über ein zweistufiges Triggersystem. Dieses System besteht aus dem Level-1 Trigger (L1) und dem High Level Trigger (HLT). Der L1 ist komplett in Hardware realisiert und führt eine Vorselektion aufgrund der Messdaten des ECAL, HCAL und Myon-Detektors durch. Er soll die Datenrate auf 30000 Ereignisse pro Sekunde reduzieren.

Der HLT ist ein rein in Software realisierter Trigger. Der Trigger trifft seine Entscheidungen anhand von allen für ein Ereignis genommenen Messdaten und beschränkt sich dabei nicht wie der L1 auf einzelne Detektorsysteme. Dieser Trigger wird ständig weiter entwickelt. Getriggert wird dabei auf verschiedenste Objekte wie z.B. Elektronen oder Myonen. Die Auswahlkriterien sind dabei z.B. der Impuls der Teilchen und deren Isolationsvariablen.

4. Modellunabhängige Suche nach neuer Physik in CMS

Die Modellunabhängige Suche nach neuer Physik in CMS kurz MUSiC ist ein Konzept, mit dem sich nach Physik jenseits des SM suchen lässt. Die MUSiC zugrunde liegende Idee ist, die mit dem CMS-Detektor aufgenommenen Daten mit MC-Daten¹, die unter Beachtung des SM produziert wurden, zu vergleichen. Dabei werden nicht, wie in spezifischen Analysen, nur bestimmte Kanäle betrachtet und es werden auch keine speziellen Schnitte angewendet. Diese Art von Suche ermöglicht es auch Abweichungen vom SM zu entdecken, zu denen es noch keine eigenen Theorien gibt. Ein Nachteil von MUSiC ist allerdings, dass eine unspezifische Suche nach neuen Phänomenen bei weitem nicht so sensitiv ist, wie eine dedizierte Suche nach einem bestimmten neuen Effekt.

Durch die unspezifische Sicht auf die Daten eignet sich das MUSiC-Framework über die Suche nach neuer Physik hinaus auch dazu Abweichungen zu entdecken, die ihre Ursachen nicht in neuer Physik haben. Dabei ist denkbar, unbekannte Effekte im Detektor oder in den Rekonstruktionsschritten zu entdecken oder aber Abweichungen zu finden, die durch fehlerhafte oder unzureichend genaue MC-Daten entstehen.

Die MUSiC-Analyse kann in die folgenden Schritte unterteilt werden:

- Skimming
- Klassifikation
- Anwenden des Suchalgorithmus

Diese einzelnen Schritte werden in den folgenden Abschnitten genauer erläutert. Die Informationen dieses Kapitels kommen aus den Quellen [10],[12], [11].

4.1. Skimming

Die eigentliche MUSiC-Analyse beginnt mit Daten, bei denen die einzelnen Partikel bereits rekonstruiert wurden. In diesen Datensätzen sind pro Ereignis viele Informationen gespeichert. Weil diese Informationen einen recht großen Teil des Datenvolumens eines Ereignisses ausmachen und viele dieser Informationen, wie z.B. genaue Messdaten der einzelnen Detektoren, für die spätere Analyse nicht wichtig sind gibt es den Skimming-Schritt.

¹MC steht hier für Monte-Carlo-Simulation. Diese Art der Simulation wird oft in der Teilchenphysik eingesetzt um Prozesse zu simulieren.

Bei Skimming passieren zwei Dinge. Zum einen werden auf die Objekte und die Ereignisse schwache Schnitte angewendet, zum anderen werden für die Objekte, die die Schnitte erfüllen beim Skimmen nur die Informationen herausgeschrieben, die für die Objekt-Selektion im Klassifikations-Schritt und die weitere Analyse von Belang sind. Durch diese Selektion der Informationen wird eine starke Verringerung des Speicherbedarfs erzielt.

4.2. Klassifikation

In dem Klassifikations-Schritt werden die durch den Skimming-Prozess bereits vorselektierten Daten weiter verarbeitet. Dieser Schritt umfasst im wesentlichen drei Aufgaben. Zum einen werden in diesem Schritt weitere Schnitte auf die Ereignisse und deren Bestandteile angewendet, zum anderen werden die Ereignisse verschiedenen Klassen zugeteilt. Außerdem wird bei der Klassifikation auch die Normierung der MC-Daten auf die Luminosität der gemessenen Daten durchgeführt.

Die Normierung der MC-Datensätze ist wichtig, weil die Anzahl der Ereignisse im CMS-Detektor im Zeitraum der Datennahme im Allgemeinen nicht mit der Anzahl von in den MC-Datensätzen simulierten Ereignissen übereinstimmt. Die Normierung geschieht dabei über die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} . Diese ist ein Maß für die Anzahl der Ereignisse, die während des Betriebs, stattgefunden haben. Für die Anzahl der Ereignisse N eines Prozess mit einem Wirkungsquerschnitt σ gilt:

$$N = \sigma \mathcal{L}_{int} \quad (4.1)$$

Wenn für einen Prozess N_{MC} Ereignisse produziert worden sind und man anhand der Luminosität N Ereignisse erwartet, müssen diese Datensätze auf die erwartete Zahl normiert werden. Dabei gilt:

$$N = \frac{N_{MC}}{\alpha} \quad (4.2)$$

Hierbei ist α der Faktor mit dem auf die Luminosität normiert wird.

$$\alpha = \frac{N_{MC}}{\sigma \mathcal{L}_{int}} \quad (4.3)$$

Ein weiterer Teil der Klassifikation ist die Selektion von Objekten in den Ereignissen. Die Selektion erfolgt dabei durch das Anwenden von Schnitten auf die Objekte eines Ereignisses. Diese Schnitte sollen dabei nicht, wie in vielen Analysen, eine gute Trennung von Signal und Untergrund bewirken, sondern zu einer niedrigeren Wahrscheinlichkeit von falschen Identifikationen führen. Es ist nämlich möglich, dass die Messdaten der Detektoren des CMS bei der Rekonstruktion falsch interpretiert werden und auf diese Art und Weise ein Teilchen für Messdaten, die durch ein anderes Teilchen ausgelöst worden sind, rekonstruiert wird. Des weitern kommt es vor, dass im Laufe der Zeit am CMS die Trigger verbessert werden. Diese Unterschiede zwischen den Triggerversionen werden ebenfalls durch die Schnitte ausgeglichen. Alle Teilchen die nicht die Schnitte für ihren Teilchentyp erfüllen, werden aus den Ereignissen entfernt. Nach der Anwendung der Schnitte hat man also Ergebnisse mit möglichst gut rekonstruierten und identifizierten Teilchen.

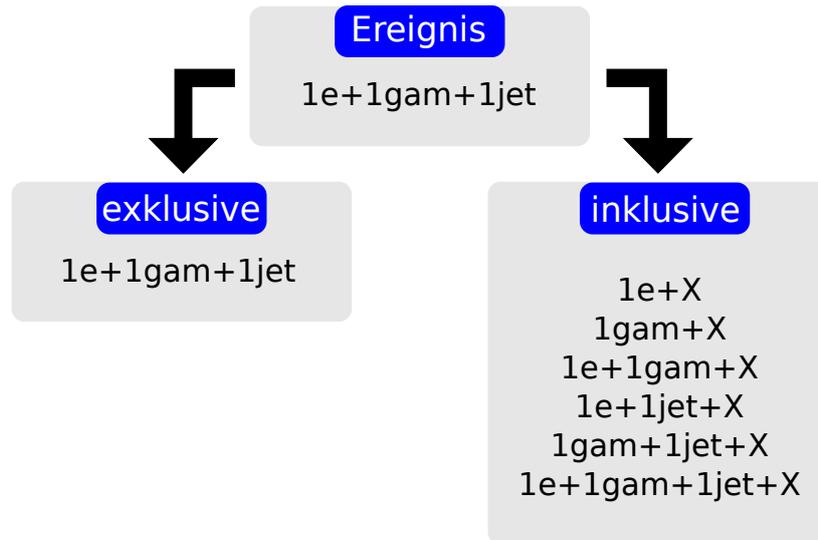


Abbildung 4.1.: Abgebildet sind die inklusiven und exklusiven Klassen, in die ein Ereignis mit Teilcheninhalt $1e + 1\gamma + 1jet$ eingeteilt wird.

Nachdem alle unsicher rekonstruierten Teilchen aus den Ereignissen entfernt wurden, können die Ereignisse in Klassen eingeteilt werden. Die Anzahl der Klassen hängt dabei von der Anzahl der in den Messungen gefundenen Endzustände ab. In MUSIC wird zwischen inklusiven und exklusiven Klassen unterschieden. Exclusive Klassen sind Klassen, deren Ereignisse nur einen ganz bestimmten Teilcheninhalt haben, z.B. enthält die Klasse $1\gamma + 3jets + MET$ ² nur Ereignisse, die genau ein Photon, drei Jets und fehlende transversale Energie beinhalten.

Die inklusiven Klassen enthalten dagegen Ereignisse, die mindestens den im Namen der Klasse angegebenen Teilcheninhalt haben. Der Name ist dabei von der Form Teilcheninhalt+X, z.B. ist die zu der exklusiven Klasse $1\gamma + 3jets + MET$ gehörende inklusive Klasse $1\gamma + 3jets + MET + X$, in welcher sich alle Ereignisse befinden, die mindestens ein Photon, drei Jets und fehlende transversale Energie enthalten. Zur Veranschaulichung wird dieses Prinzip noch in Abbildung 4.1 am Beispiel eines Ereignisses mit Teilcheninhalt $1e + 1\gamma + 1jet$ verdeutlicht.

4.3. Suchalgorithmus

Nachdem die Klassifizierung der Ereignisse durchgeführt worden ist, kann der eigentliche Suchalgorithmus angewendet werden. Dieser Algorithmus, der im folgenden beschrieben wird, sucht nach Abweichungen zwischen den gemessenen Daten und der aus Monte-Carlo-Simulationen stammenden SM-Erwartung.

²MET die Abkürzung für missing transverse energy, also fehlende transversale Energie.

Für die einzelnen Klassen können in MUSIC die folgenden kinematischen Verteilungen der folgenden kinematischen Variablen auf Abweichungen untersucht werden.

1. $\sum p_T$: die Summe aller transversalen Impulse
2. M_{inv} : die invariante Masse
3. MET : der Betrag der fehlenden transversalen Energie

Dabei ist zu beachten, dass im Falle von Klassen mit MET nicht die invariante Masse betrachtet wird, sondern die transversale invariante Masse M_T . Wobei die invariante Masse wie folgt berechnet wird:

$$M_{inv} = \sqrt{E^2 - P_x^2 - P_y^2 - P_z^2} \quad (4.4)$$

und die transversale invariante Masse nach

$$M_T = \sqrt{E_T^2 - P_x^2 - P_y^2} \quad (4.5)$$

Hierbei sind die P_i die Summen der Impulse in i -Richtung der im Ereignis enthaltenen Teilchen und E bzw. E_T die Summe der Energien bzw. der transversalen Energien der Teilchen des Ereignisses. Diese Unterscheidung zwischen M_{inv} und M_T ist nötig, weil man der fehlenden Transversalenergie keinen Impuls entlang der Strahlrichtung zusprechen kann. Theoretisch könnte der im folgenden beschriebenen Suchalgorithmus auch in Verteilungen anderer kinematischer Variablen angewendet werden.

Bei der Suche nach Abweichungen wird in den kinematischen Verteilungen durch den Algorithmus die sogenannten "Region of Interest" (kurz RoI) bestimmt. Diese Region ist der Abschnitt in der Verteilung an der die Daten die größte Abweichung von der MC-Erwartung zeigen. Weil für diesen Schritt das Verständnis des sogenannten p -Wertes entscheidend ist, wird dieser in einem kurzen Abschnitt eingeführt.

4.3.1. p -Wert

Der p -Wert ist ein Maß für die Abweichung zwischen den gemessenen Daten (in der weiter unten behandelten Sensitivitätsstudie auch Pseudo-Daten) und der Vorhersage. Der p -Wert ist dabei die Wahrscheinlichkeit, eine so große oder eine größere Abweichung zu messen unter der Annahme, dass das SM die korrekte Beschreibung der Physik ist. Der p -Wert berechnet sich dabei folgendermaßen:

$$p = \begin{cases} \sum_{N_d}^{\infty} A \int_0^{\infty} dx \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{2\sigma}\right)^2\right) \frac{e^x x^i}{i!} & , \text{ falls } N_d > x_0 \\ \sum_0^{N_d} A \int_0^{\infty} dx \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{2\sigma}\right)^2\right) \frac{e^x x^i}{i!} & , \text{ falls } N_d < x_0 \end{cases} \quad (4.6)$$

In dieser Formel ist A ein Faktor der die Normierung der Gesamtwahrscheinlichkeit sicherstellen soll. N_d ist die Anzahl der Daten Ereignisse in dem untersuchten Bereich und x_0 die Anzahl der MC Ereignisse. Weil Zählexperimente der Poisson-Statistik folgen, werden bei dieser Formel für den p -Wert die Messdaten als poisson-verteilt um den Erwartungswert x

angenommen. Weil die Verteilungen aus den MC-Simulationen mit x_0 nur einen Estimator für den Erwartungswert x liefern, wird der Erwartungswert als gauß-verteilt um den Estimator x_0 angenommen. Das σ in der Formel ist die Gesamtheit der statistischen und der systematischen Unsicherheiten des Untergrundes.

Zur Bestimmung der RoI werden für alle zusammenhängenden Gebiete, die mindestens eine bestimmte Breite besitzen, der p -Wert bestimmt. Die minimale Breite für die Regionen sind in den $\sum p_T$ - und MET -Verteilungen 3 Bins und in der M_{inv} -Verteilung 1 Bin. Diese Unterscheidung zwischen den Verteilungen wird damit begründet, dass man erwartet, dass sich neue Physik durch sehr schmale Resonanzen in der invarianten Masse bemerkbar macht, wohingegen sich diese in den $\sum p_T$ - und MET -Verteilungen Abweichungen über eine größere Breite zeigt. Die Breite der Bins einer Verteilung ist in MUSIC durch die Auflösung des Detektors festgelegt.

Die Region mit dem minimalen p -Wert p_{min} , d.h. die Region, die am stärksten abweicht, ist die RoI. Sie ist beispielhaft in Abbildung 4.2 dargestellt.

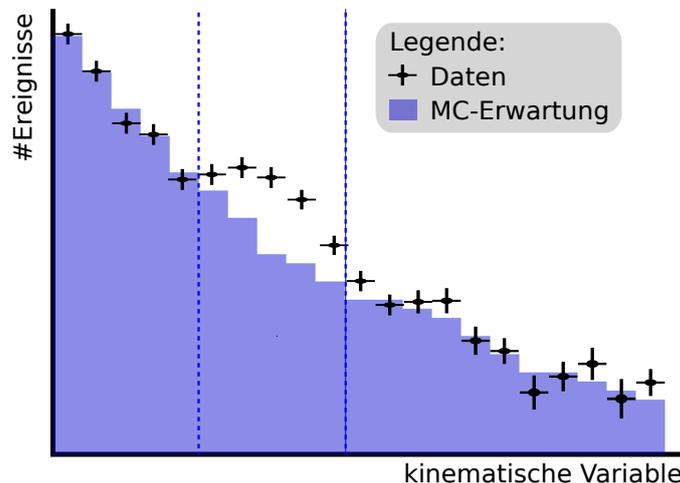


Abbildung 4.2.: Dargestellt ist eine kinematische Verteilung mit MC-Erwartung und in schwarz die Verteilung der Daten. Die RoI als Region der höchsten Abweichung ist begrenzt von zwei gestrichelten blauen Linien.

4.3.2. Look-Elsewhere Effekt

Bei der Betrachtung vieler Regionen wäre es eine Überschätzung der Signifikanz, wenn man den p -Wert der RoI als Signifikanz der gesamten Klasse benutzen würde. Dieser Überschätzung liegt der sogenannte Look-Elsewhere Effect (LEE) zugrunde. Dieser Effekt soll mithilfe des folgenden Beispiels veranschaulicht werden.

Betrachten wir ein Lottospiel, bei dem 6 Kugeln aus 49 gezogen werden. Um den Hauptgewinn abzuräumen, muss man genau diese sechs gezogenen Kugeln tippen. Die Wahrscheinlichkeit dieses zu schaffen liegt bei:

$$p = \frac{1}{\binom{49}{6}} = \frac{1}{13983816} \quad (4.7)$$

Nun gehen wir davon aus, dass 82 Mio. Menschen bei diesem Spiel mitmachen und dass genau einer dieser 82 Mio. die erforderlichen sechs richtigen Kugeln tippt. Doch trotz der Tatsache, dass für diese Person die Wahrscheinlichkeit zu gewinnen p ist, ist die Wahrscheinlichkeit, dass genau einer gewinnt deutlich größer. Diese Wahrscheinlichkeit kann man einfach berechnen, indem man die Binomialverteilung, die man an sich benutzen müsste, als Poisson-Verteilung nähert. Der Mittelwert μ der Poisson-Verteilung ist dann $\mu = 82 \cdot 10^6 \cdot p \approx 5,864$ und die Wahrscheinlichkeit, dass genau einer gewinnt ist:

$$P(1) = \frac{\mu^1 e^{-\mu}}{1!} = 0,0167 \quad (4.8)$$

Man erkennt also, dass die Wahrscheinlichkeit einen Gewinner zu haben deutlich größer ist als die Wahrscheinlichkeit, dass eine bestimmte Person gewinnt. In einer gewissen Analogie wäre die Wahrscheinlichkeit p vergleichbar mit dem p -Wert, also der Signifikanz der RoI und die Wahrscheinlichkeit $P(1)$ mit der Signifikanz der Klasse, die für uns eigentlich von Interesse ist. Diese Signifikanz der Klasse wird in MUSiC durch die Berechnung des \tilde{p} -Werts bestimmt. Auf diesen \tilde{p} -Wert wird in dem folgenden Abschnitt genauer eingegangen. Für weitere Informationen zum LEE sei auf die Quelle [13] verwiesen.

4.3.3. \tilde{p} -Wert

Um die Überschätzung einer gefundenen Abweichung durch den LEE zu berücksichtigen, muss man die Signifikanz der Abweichung in der gesamten Klasse bestimmen. Weil diese Bestimmung analytisch aufgrund der korrelierten Fehler und den nicht trivialen, zugrunde liegenden Verteilungen im allgemeinen nicht möglich ist, wird diese Signifikanz mithilfe von vielen Pseudo-Experimenten abgeschätzt. Dazu werden viele Pseudo-Experimente erzeugt, indem die durch das SM vorhergesagten Verteilungen zufällig unter Berücksichtigungen der Fehler und der Korrelationen variiert werden. Auf die so erzeugten Pseudo-Daten wird wiederum der Suchalgorithmus angewendet und ein minimaler p -Wert bestimmt. Die Signifikanz der Klasse wird dann in dem \tilde{p} -Wert ausgedrückt. Dieser Wert ist das Verhältnis der Anzahl der Pseudo-Experimente mit einem p_{min} , der kleiner ist als der in den Daten gefundene und der gesamten Zahl von Pseudo-Experimenten. Der \tilde{p} -Wert ist somit ein Estimator für die Wahrscheinlichkeit, eine gleich große oder größere Abweichung als die in den Daten gefundene, in der Klasse zu finden. Sollte bei dieser Methode kein p -Wert in den Pseudo-Daten kleiner als der p_{min} -Wert der tatsächlichen Daten sein, so wird für den \tilde{p} -Wert eine obere Schranke angegeben. Im Falle von N Pseudo-Experimenten wird als obere Schranke $\frac{1}{N}$ angegeben.

Diese Methode zur Bestimmung der Signifikanz einer von der Vorhersage abweichenden Klasse ist eine gute Art und Weise den LEE in den Klassen zu berücksichtigen. In der MUSiC-Analyse werden allerdings auch mehrere hundert Klassen und dadurch auch mehrere hundert

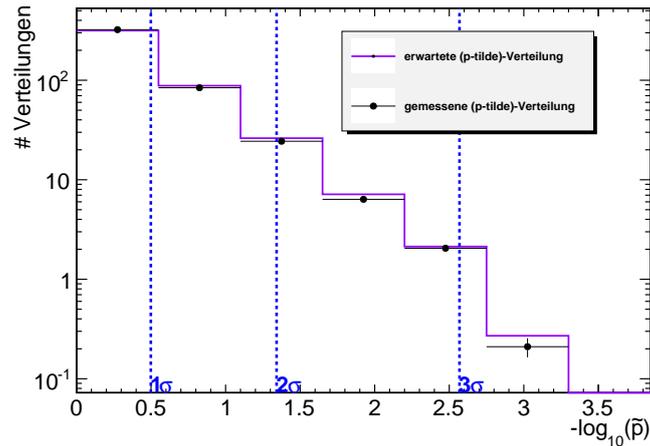


Abbildung 4.3.: Diese Abbildung zeigt eine typische \tilde{p} -Verteilung. In schwarz ist die Anzahl der Verteilungen aus den Daten gegen deren \tilde{p} -Wert aufgetragen. In violett ist die erwartete Verteilung dargestellt. Die blauen Linien zeigen die Stellen an, bei denen die \tilde{p} -Werte den p -Werten einer Gauß-Verteilung bei dem jeweiligen Sigma entspricht.

Verteilungen betrachtet, weshalb auch hierbei der LEE beachtet werden muss. Diese Berücksichtigung könnte theoretisch zwar durch den gleichen Ansatz wie in den Klassen geschehen, doch ist ein Würfeln von klassenübergreifenden Pseudo-Experimenten schwierig zu realisieren. Daher wird der LEE hier mithilfe von \tilde{p} -Plots berücksichtigt. Ein solcher Plot ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Eingetragen in den Plot sind die Verteilung der \tilde{p} -Werte, die aus Pseudo-Experimenten stammen und die Verteilung der \tilde{p} -Werte, die aus den gemessenen Daten stammen. Im Idealfall und in Abwesenheit neuer physikalischer Effekte sollte dieser Plot wie in Abbildung 4.3 aussehen. Es sollten keine nicht durch die Unsicherheiten erkläraren Differenzen zwischen den Verteilungen vorliegen.

4.4. Systematische Unsicherheiten

In der MUSiC-Analyse werden bei der Ermittlung von Abweichungen systematische und statistische Unsicherheiten berücksichtigt. Die in MUSiC betrachteten Unsicherheiten sind:

- die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt, der einzelnen Hintergrundprozesse
- die Unsicherheit auf die Wahrscheinlichkeit von Fehlidentifikationen: es kommt vor, dass Partikel fälschlicherweise als andere identifiziert werden. Die Rate mit der dieses geschieht wird in MUSiC anhand der MC-Simulationen, durch Vergleich der generierten und der rekonstruierten Ereignisse, ermittelt. Auf diese Raten werden für Elektronen ein relativer Fehler von 100%, für Myonen von 50% und für Photonen von 30 % angenommen.
- die Unsicherheit auf die Effizienz für den Nachweis einzelner Objekte

Fehlidentifikation	
Elektron	100 %
Myon	50 %
Photon	30 %
Wirkungsquerschnitte	
QCD	0,5
Y	0,3
Di- γ	0,1
V+ γ	0,5
DY	0,05 - 0,2
Di-Boson	0,1
$t\bar{t}$	0,1
Effizienz	
Elektron	0,03
Myon	0,04
Photon	0,03
Jet	0,01
Luminosität	0,045

Tabelle 4.1.: Die Tabelle umfasst die relativen systematischen Unsicherheiten mit Ausnahme der Unsicherheit auf die PDF und die JES.

- die Unsicherheit auf die Luminosität
- die Unsicherheit auf die Jet Energie Skaler (JES), diese hängt von η und p_T des Jets ab und bewegt sich im Bereich weniger Prozent
- die Unsicherheit auf die Partonverteilungsfunktion (PDF)
- die statistische Unsicherheit des MC-Datensatzes

Im Zusammenhang mit den Unsicherheiten sollte noch die Auffüll-Prozedur erklärt werden, die MUSIC benutzt um auf Regionen, in denen es keine MC-Erwartung gibt eine Unsicherheit anzugeben. Wenn in einer Verteilung eine MC-Erwartung bis zu dem n -ten Bin geht, dann wird auf die n Bins hinter dem letzten Bin, in dem es noch MC-Erwartung gab, ein Fehler von $\frac{1}{\alpha n}$ angegeben. Hierbei ist α der Faktor, mit dem die MC-Daten auf die Luminosität normiert werden. Auch unterhalb von mit MC-Daten gefüllten Bins gibt es eine ähnliche Prozedur um eine Unsicherheit auf die leeren Bins anzugeben. Hierbei wird bis zu dem niedrigsten sinnvollen Bin aufgefüllt. Sinnvoll bedeutet, dass hier nicht unterhalb der Schwelle auf z.B. p_T aufgefüllt wird.

4.5. Objekte und Schnitte

In der MUSIC-Analyse werden fünf Objekte betrachtet. Die Liste der Teilchen umfasst Elektronen, Myonen, Photonen, Jets und MET. Im Folgenden soll auf diese Objekte und die zugehörigen Schnitte eingegangen werden.

4.5.1. Photon

Die Messung von Photonen geschieht im CMS-Detektor zum größten Teil über das ECAL. Beim Durchgang eines Teilchens durch das ECAL, deponiert dieses Energie in den Kristallen des ECAL. Diese Energien werden bei der Rekonstruktion zu Anhäufungen, den Clustern, zusammengefasst. Für jedes dieser Cluster wird anschließend ein Photon-Kandidat erzeugt. Durch die hohe Dichte des Spurdetektors besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon beim Durchgang in ein Elektron-Positron Paar zerfällt. Aus diesem Grund wird bei der Rekonstruktion von Photonen nach solchen Umwandlungen im Spurdetektor gesucht. Für diese Suche nach Spuren wird eine Prozedur benutzt, die von dem Cluster aus in dem Spurdetektor nach innen gehend nach Spuren sucht. Falls Elektron-Positron Spuren gefunden werden, wird versucht den zu dem Zerfall passenden Vertex zu bestimmen. Für in Positron-Elektron Paare zerfallene Photonen wird die gesamte Energie des korrigierten ECAL-Clusters als Energie des Photons angenommen, wohingegen für nicht zerfallene Photonen die Energie in dem 5x5 Kristall-Matrix um den höchstenergetischsten Kristall als Photon-Energie angenommen wird. [14]

Die in der MUSIC-Analyse verwendeten Photonen sollen die folgenden Kriterien erfüllen:

- Der Transversalimpuls soll größer als 25 GeV sein, im Falle von Photonen, die einen Trigger ausgelöst haben, soll p_T größer als 150 GeV sein.
- Das Photon soll in dem Zentralbereich des ECAL liegen, also soll $|\eta| < 1,442$ gelten.
- Das Photon soll die folgenden Isolationskriterien erfüllen:
 - $\text{TrackIso} < 2,0 \text{ GeV} + 0,001 p_T$
 - $\text{ECALIso} < 4,2 \text{ GeV} + 0,006 p_T$
 - $\text{HCALIso} < 2,2 \text{ GeV} + 0,0025 p_T$
- Das Verhältnis HoEM von Energie im HCAL in dem Bereich des ECAL-Clusters und der Energie in dem entsprechenden ECAL-Cluster soll geringer sein als 0,05.
- Die Variable $\sigma_{i\eta i\eta}$, die ein Maß für die Breite des Clusters in η -Richtung ist, soll kleiner sein als 0,011.
- Es soll keine Treffer im Pixeldetektor geben, die mit dem ECAL-Cluster verträglich wären.
- Das Verhältnis aus der Energie des Photons und der Energie des unkorrigierten ECAL-Cluster soll kleiner als 3 sein, um Probleme mit der Kalibration des ECAL zu umgehen.

- Zur Bereinigung von Spikes sollen die folgenden Kriterien zutreffen:
 - $\sigma_{i\eta i\eta}$ soll größer als 0.001 sein.
 - Das Verhältnis der Energien in den zwei energetischsten Kristalle und den 3x3 Kristallen um den Cluster-Seed soll kleiner als 0,95 sein.
 - Die SwissCross-Variable soll kleiner als 0.95 sein.

4.5.2. Elektron

Das Elektron wird aus der im ECAL deponierten Energie und den Treffern im Spurdetektor rekonstruiert. Die wichtigsten auf das Elektron angewandten Schnitte sind im folgenden aufgelistet:

- Der Transversalimpuls soll größer als 25 GeV und für Elektronen, die einen Trigger ausgelöst haben, 82 GeV sein.
- Die Elektronen sollen weder nah an der Lücke zwischen dem zentralen und den äußeren Bereichen, noch nah am äußeren Rand des äußeren Bereichs des ECAL liegen, weswegen $|\eta| < 1,442$ oder $1,5 < |\eta| < 2,5$ sein soll.
- $\Delta\phi$, der Winkel in ϕ -Richtung zwischen der Richtung des Impulses und dem Seed des ECAL-Clusters soll kleiner sein als 0,06.
- $\Delta\eta$, der Winkel in η -Richtung zwischen der Richtung des Impulses und dem Seed des ECAL-Clusters soll für Elektronen im Winkelbereich $|\eta| < 1,442$ kleiner als 0.005 und im Winkelbereich $1,5 < |\eta| < 2,5$ kleiner als 0,007 sein.
- HoEM soll kleiner als 0,05 sein.

Neben den oben angegebenen Schnitten gibt es noch Schnitte auf die Form des ECAL-Clusters und auf Isolations-Variablen.

4.5.3. Myon

In MUSiC werden globale Myonen benutzt, die aus Treffern im Spurdetektor und in dem Myon-Spurdetektor rekonstruiert werden. Die wichtigsten Schnitte auf die Myonen sind unten aufgelistet:

- Der Transversalimpuls des Myon soll größer als 20 GeV, im Falle eines Myons, das einen Trigger ausgelöst hat, größer als 32 GeV sein.
- Es werden nur Myonen aus dem Bereich $|\eta| < 2,1$ akzeptiert.
- Es werden 11 Treffer im Spur-Detektor, davon einer im Pixeldetektor und 1 Treffer im Myon-System vorausgesetzt.
- Das χ^2/NDF der rekonstruierten Spur soll kleiner als 10 sein.

Neben diesen Schnitten gibt es noch weitere Variablen, wie z.B. Schnitte auf Isolations-Variablen, die die Güte der Myonen erhöhen sollen.

4.5.4. Jets

Die in der MUSiC-Analyse verwendeten Jets sind mit dem Partical Flow anti-k Algorithmus rekonstruiert. Die Jets müssen dabei die folgenden Kriterien erfüllen. Der transversale Impuls soll größer als 50 GeV sein. Der Betrag von η soll kleiner als 2,5 sein. Neben diesen zwei Kriterien muss der Jet noch die "loose" Jet ID erfüllen.

4.5.5. MET

Die fehlende transversale Energie ergibt sich aus der negativen Vektorsumme der transversalen Energie aller Partikel im Ereignis. Damit MET von MUSiC als tatsächlich vorhanden angenommen wird, muss die fehlende transversale Energie mindestens 50 GeV betragen.

5. Untersuchung der Sensitivität von MUSiC auf angeregte Quarks

Der MUSiC-Ansatz bietet zwar vom Konzept her theoretisch die Möglichkeit auf mannigfaltige Entdeckungen im Bereich neuer Physik, doch bis jetzt wurden noch keine Entdeckungen mit dem MUSiC-Algorithmus erzielt. Um das Entdeckungspotenzial von MUSiC abschätzen zu können, werden Sensitivitäts-Studien durchgeführt. Zu diesem Zweck werden Signal-MC von Theorien zu neuen physikalischen Effekten benutzt. In diesem Kapitel wird eine solche Studie beschrieben und deren Ergebnisse besprochen. Die Studie beschäftigt sich dabei mit angeregten Quarks. Die Theorie hinter diesen Quarks wird im folgenden Kapitel kurz beschrieben.

5.1. Angeregte Quarks

Die Theorie zu angeregten Quarks geht davon aus, dass die Quarks nicht, wie im SM angenommen, punktförmig sind, sondern eine innere Struktur besitzen. Die Entdeckung von angeregten Quarks könnte also bedeuten, dass Quarks aus noch kleineren Elementarteilchen bestehen und damit nicht elementar sind. Ähnlich wie bei Atomen, Atomkernen, Baryonen und Mesonen könnte eine innere Struktur zu vielen angeregten Quarkzuständen führen. Diese angenommenen angeregten Zustände werden in der Theorie als eigene Teilchen beschrieben. Hierbei hat sich auch die Bezeichnung QStar oder auch q^* durchgesetzt wobei das q für Quark steht und das Sternchen wie bei Atomen den angeregten Zustand signalisiert.

Zur Beschreibung der Wechselwirkung von q^* mit dem SM ist die Lagrange-Dichte \mathcal{L} gegeben [15]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\Lambda} \bar{f}_R^* \left(g_s f_s \frac{\lambda^a}{2} G_{\mu\nu}^a + g f \frac{\tau}{2} W_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} \right) f_L + H.c. \quad (5.1)$$

In dieser Formel sind g_s , g und g' die Kopplungen an die Felder. $G_{\mu\nu}^a$, $W_{\mu\nu}$ und $B_{\mu\nu}$ sind die Feldstärke-Tensoren der SU(3), SU(2) und U(1). Die Werte f_s , f und f' sind hier Faktoren, die durch die Dynamik der Substruktur bestimmt sind. Die "Compositeness Scale" Λ ist die Energie, ab der die Substruktur des Quarks auflösbar ist.

Durch die höheren Energieskalen am LHC bietet der CMS die Chance, niedrige angeregte Quarkzustände zu entdecken, falls diese denn existieren. Im Bezug auf die Photon + Jet Klassen sind angeregte Quarks insofern interessant, als angeregte Quarks unter Aussendung eines Photons von dem angeregten Zustand in den Grundzustand übergehen können. Diese Quarks im Grundzustand würden sich dann als Jets im Detektor bemerkbar machen.

5.2. Analyse

Zur Durchführung der Untersuchung der Sensitivität werden Signale benötigt. Diese Signale sind Monte-Carlo-Simulationen, in denen die zu untersuchende neue Theorie implementiert ist. Im Fall dieser Analyse sind es Datensätze, die Ereignisse enthalten, in denen angeregte Quarks entstehen und anschließend in ein Photon und ein Quark zerfallen. Die Signale die in der Studie benutzt werden sind in der Tabelle 5.1 aufgeführt. Diese sind, wie auch die Untergründe, Fall 11 Datensätze. Die Signal- und Untergrund-Datensätze sind für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ produziert. Die hier benutzte integrierte Luminosität beträgt 5fb^{-1} ; diese entspricht der Luminosität der in 2011 aufgenommenen Daten. Der Prozess, der in den Datensätzen produziert wurde ist, dass ein Quark durch Interaktion mit einem Gluon angeregt wird. Dieses angeregte Quark geht anschließend unter Aussendung eines Photons wieder in seinen Grundzustand über. Das Feynman Diagramm zu diesem Prozess ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Parameter für die Prozesse sind dabei: $\Lambda = M(q^*)$ und $f = f_s = f' = 1$.

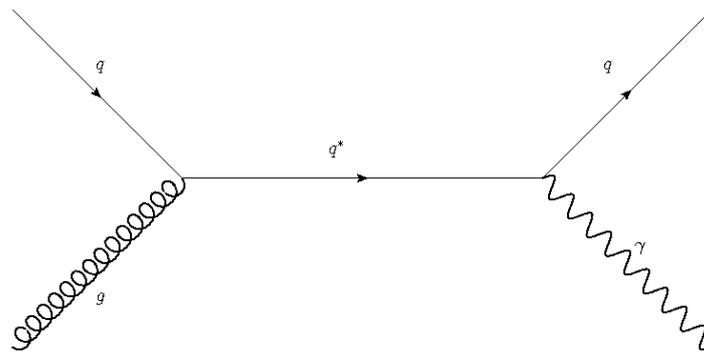


Abbildung 5.1.: Dargestellt ist der Prozess, der in den verwendeten Signalen simuliert wurde.

Datensatz	Wirkungsquerschnitt in pb
QstarToGJ_M-1000	2.74
QstarToGJ_M-1200	0.9536
QstarToGJ_M-1500	0.2323

Tabelle 5.1.: Die Signal Datensätze die in der Studie benutzt wurden.

Zur Durchführung der Analyse werden die Signale zunächst geskimmt und klassifiziert, wobei die gleichen Schnitte wie für Daten und Untergrund-MC verwendet werden. Nachdem die Signale durch das Skimmen und das Klassifizieren auf die eigentliche Analyse vorbereitet sind, kann mit der Bestimmung der zu erwartenden Signifikanz begonnen werden. Um eine höhere Anzahl an möglichen Messdaten zu haben, wird nicht einfach der Suchalgorithmus auf das Signal angewendet. Statt dessen werden wie bei der Bestimmung des \tilde{p} -Wertes viele Pseudo-Experimente erzeugt. Auf diese Pseudo-Daten wird anschließend der Suchalgorithmus angewendet um einen minimalen p -Wert zu bestimmen. Für die Vorhersage der

Signifikanz in einer bestimmten Klasse wird für einen der bestimmten minimalen p -Werte, der zugehörige \tilde{p} -Wert bestimmt. Dabei wird das Pseudo-Experiment mit dem mittleren minimalen p -Wert, verwendet. Wir gehen davon aus, dass dieser der p -Wert ist, den man am wahrscheinlichsten bei einem echten Effekt sehen würden.

Zur Erstellung der \tilde{p} -Plots werden die \tilde{p} -Werte aller Pseudo-Experimente benutzt und nicht nur die \tilde{p} -Werte, die zur Bestimmung der Signifikanz der einzelnen Klassen ermittelt wurden. Durch diese Vorgehensweise ergibt sich eine Verteilung mit einer wesentlich höheren Statistik.

Die Klasse, die das Signal am stärksten zeigt ist $1\gamma + 1jet$. Vor allem in dieser Klasse ist die Abweichung sowohl in der $\sum p_T$ -, als auch in der M_{inv} -Verteilung gut zu erkennen. Diese Verteilungen sind in den Abbildungen 5.2 für ein angeregtes Quark mit einer Masse von $M = 1200$ GeV dargestellt. In beiden Verteilungen ist das Signal gut vom Untergrund zu unterscheiden. Man erkennt, dass sowohl in der $\sum p_T$ -, als auch in der M_{inv} -Verteilung das Signal wie erwartet um 1200 GeV liegt. In der $\sum p_T$ -Verteilung ist das Signal im Vergleich zu der M_{inv} -Verteilung verschmiert. Es zeigt sich, dass in der $\sum p_T$ -Verteilung ein Großteil des Signals als RoI erkannt wurde. In der M_{inv} -Verteilung liegt die RoI auch an der Stelle, an der das Signal außerhalb der Unsicherheiten des Untergrunds liegt. Allerdings ist hier auffällig, dass das Bin unterhalb der RoI eine ungewöhnlich hohe Erwartung von QCD-EM hat. Diese hohe Erwartung ist wahrscheinlich eine Fluktuation des QCD-EM Datensatzes. Ohne diese Fluktuation wäre die M_{inv} -Verteilung hier möglicherweise noch signifikanter. Andererseits würde man auch so in diesen beiden Verteilungen ein angeregtes Quark entdecken.

Es zeigt sich, dass man das Signal auch in der Klasse $1\gamma + 1jet + MET$ sehen kann. Diese Tatsache ist merkwürdig, weil in dem Signalprozess kein MET erzeugt werden sollte. Beim Blick in die MET Verteilung der Klasse zeigt sich aber, dass der Großteil der Signal-Ereignisse MET um die 50 GeV haben, also den MET Schnitt gerade erfüllen. Es ist wahrscheinlich, dass diese fehlende transversale Energie entweder aus den Unsicherheiten auf die Energiemessung der Jets oder von Jets, die aus Abstrahlung des Endzustands entstehen, aber aufgrund der Akzeptanz des Detektors nicht gemessen wurden, resultiert.

Um abschätzen zu können, bei welchen Qstar Massen MUSiC eine Entdeckung erzielt wird, werden hier die \tilde{p} -Plots zu Rate gezogen. Hier wird dabei davon ausgegangen, dass MUSiC ab einer Verteilung, die mit mehr als 4σ abweicht, etwas entdeckt hat. Die Begründung dafür, dass hier 4σ statt der üblichen 5σ als Grenze für eine Entdeckung festgelegt wird, ist, dass bei der MUSiC Analyse der LEE berücksichtigt wird, was im Allgemeinen bei der 5σ Grenze nicht der Fall ist.

In den Abbildungen 5.3 bis 5.5 sind die \tilde{p} -Plots der $\sum p_T$ - und M_{inv}/M_T -Verteilungen für alle drei Massen dargestellt. Die entsprechenden Plots zu den MET -Verteilungen sind hier nicht abgebildet, weil sich in den MET -Distributionen keine signifikanten Abweichungen zeigen.

An den \tilde{p} -Plots ist abzulesen, dass das Signal besser in den $\sum p_T$ -Verteilungen als in den M_{inv}/M_T -Verteilungen zu sehen ist. Für eine Masse von 1000 GeV zeigt sich, dass sowohl in den $\sum p_T$ -, als auch in den M_{inv}/M_T -Verteilungen deutlich mehr als eine Klasse mit mehr als 4σ Abweichung zu erwarten ist. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass ein angeregtes Quark mit einer Masse von 1000 GeV entdeckt werden würde. Für ein angeregtes Quark mit einer Masse von 1200 GeV zeigt sich, dass für die $\sum p_T$ -Verteilungen im Bereich mit mehr als 4σ die Erwartung bei etwas mehr als einer Klasse liegt. Dadurch kann man davon ausgehen, dass angeregte Quarks, die in Photonen und Jets zerfallen, gesehen würden. In den

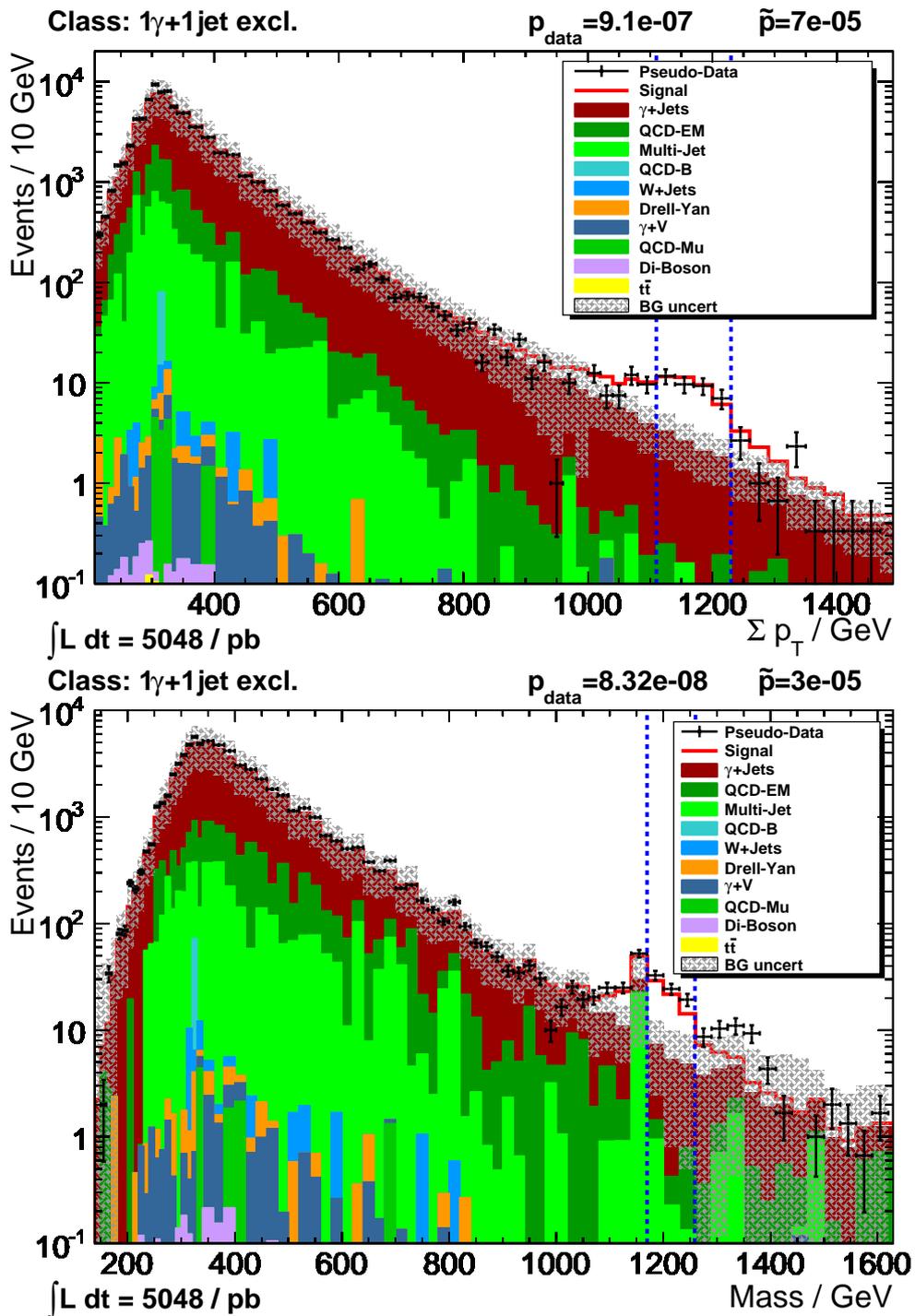


Abbildung 5.2.: Das Signal eines angeregten Quarks der Masse $M = 1200$ GeV in der Σp_T - und der M_{inv} -Verteilung der Klasse $1 + 1jet$: es sind die Untergründe, der Verlauf des Signals in Rot und die Pseudo-Daten in Schwarz zu erkennen.

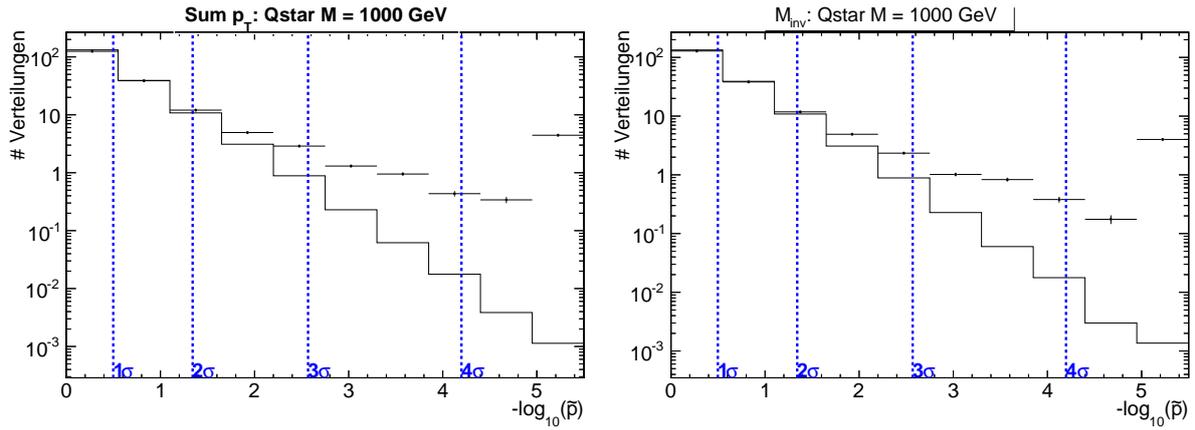


Abbildung 5.3.: Die \tilde{p} -Plots der $\sum p_T$ - und M_{inv}/M_T -Verteilungen für ein angeregtes Quark der Masse $M = 1000$ GeV.

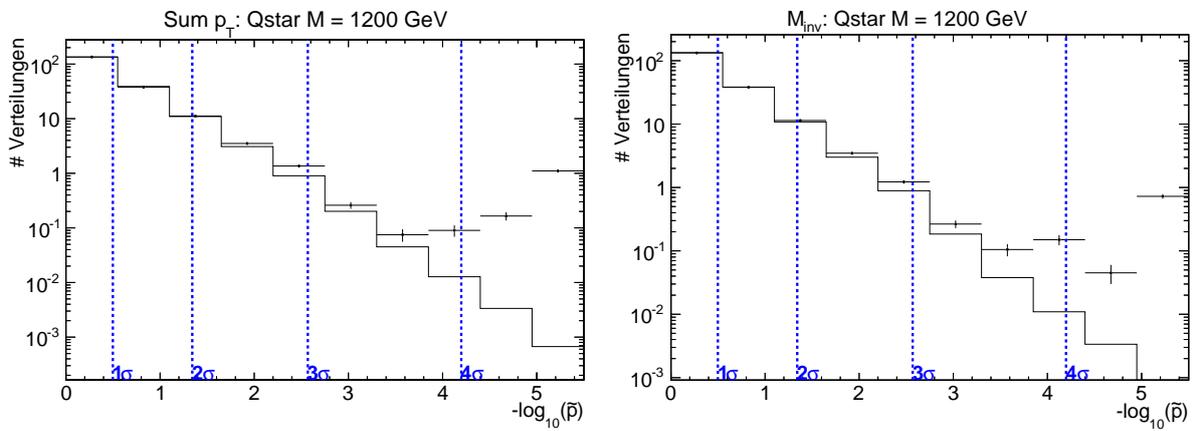


Abbildung 5.4.: Die \tilde{p} -Plots der $\sum p_T$ - und M_{inv}/M_T -Verteilungen für ein angeregtes Quark der Masse $M = 1200$ GeV.

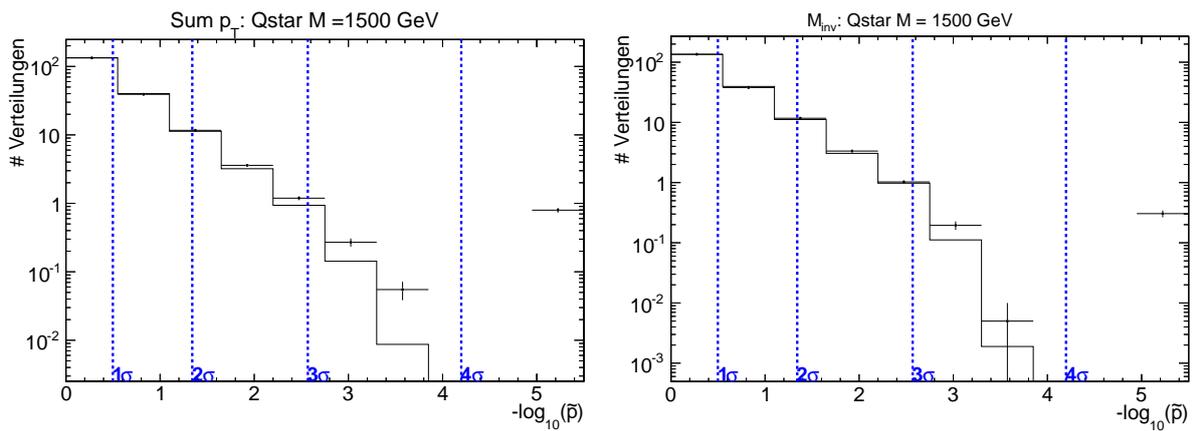


Abbildung 5.5.: Die \tilde{p} -Plots der $\sum p_T$ - und M_{inv}/M_T -Verteilungen für ein angeregtes Quark der Masse $M = 1500$ GeV.

anderen \tilde{p} -Plots, dem zu den M_{inv}/M_T -Verteilungen für eine Masse von 1200 GeV und denen für eine Masse von 1500 GeV zeigt sich, dass im Bereich mit mehr als 4σ die Erwartung bei weniger als einer Verteilung liegt. Dieses bedeutet, dass ein angeregtes Quark mit einer Masse von 1500 GeV wahrscheinlich nicht mehr entdeckt würde.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine Entdeckung von angeregten Quarks in Photon + Jet Endzuständen bis zu einer Masse von 1200 GeV durchaus möglich ist. Zu den hier untersuchten Endzuständen gibt es noch keine Ergebnisse vom CMS. Doch in einer dedizierten Suche nach angeregten Quarks im zwei Myon Kanal wurde anhand von 2011er Daten auf einem 95% Konfidenzlevel ein angeregtes Quark mit eine Masse von weniger als 1,94 TeV ausgeschlossen [16]. Aus diesem Grund ist es unwahrscheinlich, ein angeregtes Quark in den 2011er Daten mit MUSiC zu entdecken.

6. Photon-Trigger in 2011er Daten mit MUSiC

Im Folgenden sollen die Resultate der Analyse von den gesamten 2011 Daten besprochen werden. Die Ergebnisse werden insbesondere im Bezug auf Photon getriebene Klassen untersucht. Dabei wird zuerst ein Blick auf die \tilde{p} -Plots geworfen, um den globalen Stand zu erfassen, und danach genauer auf einzelne Klassen und Verteilungen eingegangen. Die Daten, die für die Analyse verwendet werden, sind Daten aus LHC-Läufen mit Nummern zwischen 160329 und 180296. Hierbei wird die neueste Rekonstruktion der Daten und der MC-Simulationen verwendet, die Fall 11 Datensätze. Diese Daten entsprechen einer Luminosität von $5,05 \text{ fb}^{-1}$ und sind bei einer Schwerpunktenenergie von 7 TeV aufgenommen worden. Die zur Selektion der Ereignisse benutzten Photon-Trigger sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die Myon- und Elektron-Trigger, die für die Analyse nicht ausgeschaltet wurden, sind im Anhang zu finden. Die Hinzunahme der photon-getriggerten Ereignisse erhöht die Anzahl der Klassen von 370 auf 412 Klassen. Es werden also durch die Triggerung auf Photonen 42 neue Klassen zu der MUSiC-Analyse hinzugefügt. Zu beachten ist, dass in dieser Analyse nur die exklusiven Klassen berücksichtigt werden.

Tigger	LHC-Lauf
HLT_Photon75_CaloIdVL_IsoL_v1	160329-161176
HLT_Photon20_CaloIdVL_IsoL_v1	161177-161216
HLT_Photon50_CaloIdVL_IsoL_v1	161217-163261
HLT_Photon75_CaloIdVL_IsoL_v3	163262-163869
HLT_Photon75_CaloIdVL_IsoL_v4	163870-165633
HLT_Photon90_CaloIdVL_IsoL_v2	165634-166967
HLT_Photon90_CaloIdVL_IsoL_v3	166968-168437
HLT_Photon135_v1	168438-173198
HLT_Photon90_CaloIdVL_IsoL_v5	173199-175837
HLT_Photon135_v2	175838-177053
HLT_Photon90_CaloIdVL_IsoL_v5	177054-178380
HLT_Photon135_v2	178381-180296

Tabelle 6.1.: Die Trigger, die für die jeweiligen LHC-Läufe benutzt wurden.

Klasse	\tilde{p}	N_{Daten}	N_{MC}
$1\gamma + 4jet + MET$	$< 10^{-5}$	108	$17,4 \pm 7,5$
$1\gamma + 5jet + MET$	$< 10^{-5}$	15	$0,91 \pm 0,54$
$2\gamma + 1jet + MET$	$< 10^{-5}$	6	$0,0073 \pm 0,0724$
$3\gamma + 2jet$	$< 10^{-5}$	1	$0,0 \pm 3,95 \cdot 10^{-7}$
$2\gamma + 6jet$	$2 \cdot 10^{-5}$	1	$0,0 \pm 1,79$
$1\gamma + 6jet$	$5 \cdot 10^{-5}$	9	$0,580 \pm 0,342$
$1\gamma + 3jet + MET$	10^{-4}	802	254 ± 110
$1\gamma + 4jet$	$21 \cdot 10^{-5}$	33	$4,07 \pm 4,12$
$2\gamma + 2jet + MET$	$29 \cdot 10^{-5}$	18	$2,74 \pm 1,43$
$2\gamma + 5jet$	$49 \cdot 10^{-5}$	2	$0,00899 \pm 0,00722$
$2\gamma + 2jet$	$50 \cdot 10^{-5}$	74	$18,4 \pm 9,89$

Tabelle 6.2.: Die signifikantesten Klassen der $\sum p_T$ -Verteilungen, mit ihrem \tilde{p} -Werten, der Anzahl der Ereignisse aus Daten N_{Daten} und der erwarteten Anzahl N_{MC}

6.1. Resultate

Wie in Kapitel 4 beschrieben, ist das wichtigste und für die Analyse globalste Resultat der \tilde{p} -Plot. Dieser Plot stellt die Häufigkeit dar, in der Klassen mit einer bestimmten Signifikanz auftreten und darüber hinaus die Häufigkeit, mit der wir eine solche Abweichung bezüglich Fluktuationen erwarten würden. In den Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 sind die drei \tilde{p} -Plots, für die $\sum p_T$ -, die M_{inv}/M_T - und MET -Verteilungen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass es in viel mehr Klassen eine hohe Signifikanz ($> 3\sigma$) gibt, als von Fluktuationen erwartet wird. Dieser Überschuss ist ein Resultat, das auf starke Abweichungen in vielen Verteilungen unabhängig der kinematischen Variable schließen lässt. Um dieses Resultat richtig einschätzen zu können, ist eine Betrachtung der einzelnen Klassen, in denen sehr große Abweichungen auftreten vonnöten. Diese Betrachtung wird hier in drei Unterkapitel geteilt, die jeweils die Ergebnisse in den drei verschiedenen Verteilungen beschreiben.

6.1.1. Ergebnisse in den $\sum p_T$ Verteilungen.

Um einen Ausgangspunkt zu haben, an dem man mit der Betrachtung ansetzen kann, sind in Tabelle 6.2 die am stärksten abweichenden Photon + Jet Klassen mit den dazu gehörenden \tilde{p} -Werten angegeben und darüber hinaus die Anzahl der Ereignisse in der RoI, die aus Daten kommen, und die Anzahl der Ereignisse die vom SM vorhergesagt werden.

Anhand der Tabelle erkennt man, dass vor allen anderen Klassen, Klassen mit MET und höheren Jet-Multiplizitäten signifikant sind. In den Abbildungen 6.4 und 6.5 sind die $\sum p_T$ -Verteilungen der zwei am stärksten abweichenden Klassen $1\gamma + 4jet + MET$ und $1\gamma + 5jet + MET$ und darüber hinaus die $\sum p_T$ -Verteilung der $1\gamma + 4jet$ und $1\gamma + 3jet + MET$ Klasse abgebildet. Bei allen drei Verteilungen mit MET ist zu erkennen, dass über einen weiten Bereich die Daten systematisch über der MC-Erwartung liegt. Diese Abweichung zeigt sich in

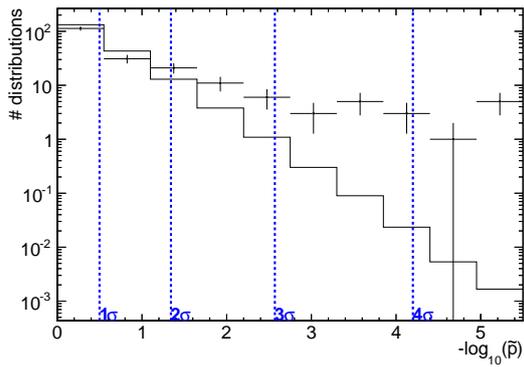


Abbildung 6.1.: Die \tilde{p} -Verteilung der $\sum p_T$ -Verteilung.

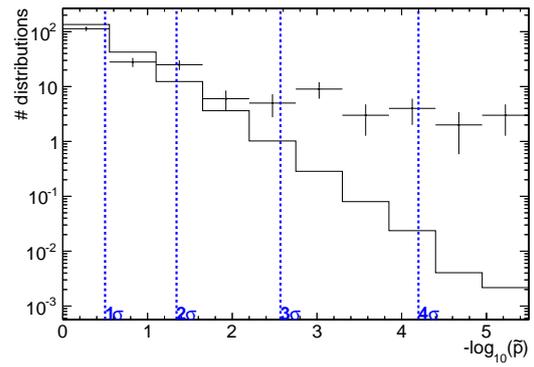


Abbildung 6.2.: Die \tilde{p} -Verteilung der M_{inv}/M_T -Verteilung

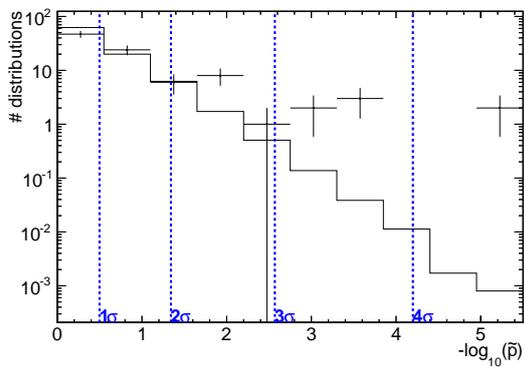


Abbildung 6.3.: Die \tilde{p} -Verteilung der MET -Verteilung

In allen drei \tilde{p} -Verteilungen ist eine klare Abweichung zwischen Erwartung und Daten zu erkennen. Es sind wesentlich mehr Klassen mit einer hohen Signifikanz vorhanden als von statistischen Fluktuationen erwartet werden.

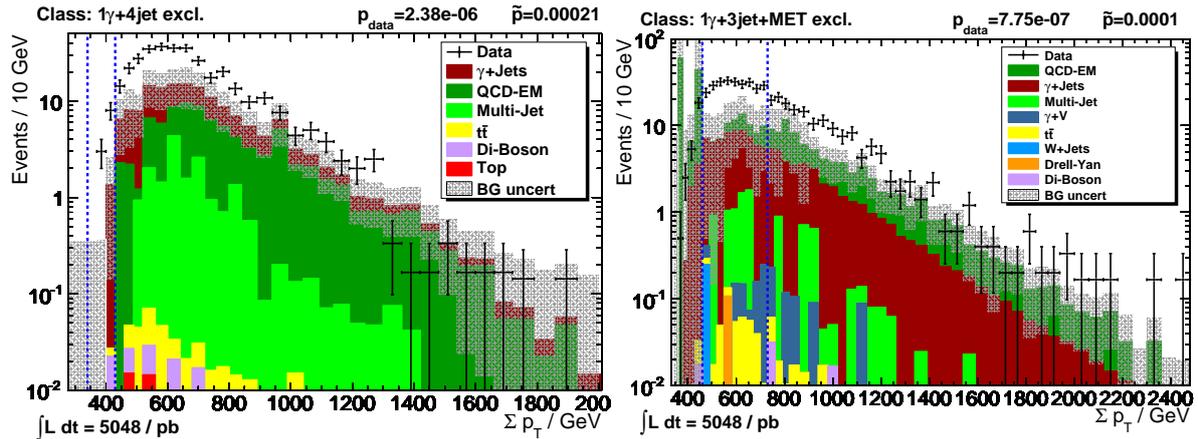


Abbildung 6.4.: Die $\sum p_T$ -Verteilungen der $1\gamma + 4jet$ und der $1\gamma + 3jet + MET$ zeigen Abweichungen von der Erwartung. Es ist zu erkennen, dass die Daten systematisch über der Erwartung liegen.

der $1\gamma + 3jet + MET$ -Verteilung im Bereich mit $\sum p_T < 1500$ GeV. Oberhalb des erwähnten Bereichs, ist dagegen eine recht gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC gegeben. Der Untergrund der Verteilungen ist zu großen Teilen durch QCD-Prozesse (auch $\gamma + Jet$) bestimmt. Vor allem der QCD-EM Anteil des Untergrundes variiert, wie in Abbildung der Klasse $1\gamma + 3jet + MET$ zu erkennen, sehr stark von Bin zu Bin, diese Tatsache lässt auf eine eher geringe Statistik des QCD-EM Monte-Carlo schließen. Auch in der Klasse $1\gamma + 1jet + MET$ die hier nicht abgebildet wurde zeigt sich oberhalb der 1500 GeV eine gute Übereinstimmung der Daten und der Erwartung. Unterhalb der 1500 GeV zeigt sich aber auch hier, dass die Daten systematisch über der Erwartung liegen. Die Signifikanz der Abweichung wird allerdings in dieser Klasse durch die hohe Unsicherheit, die hauptsächlich aus der Unsicherheit auf die Wirkungsquerschnitte der QCD-Prozesse kommen, auf $\tilde{p} = 0,043$ verkleinert.

Wie in Tabelle 6.2 aufgeführt ist, zeigen auch die Klassen ohne MET, wie hier z.B. $1\gamma + 6jets$ oder $1\gamma + 4jets$ große Differenzen zwischen der Erwartung und den gemessenen Daten. Die Abweichungen, die sich hier zeigen, sind ähnlich denen in den Klassen mit $1\gamma + njet + MET$. In Abbildung 6.4 ist die $\sum p_T$ -Verteilung einer solchen Klasse abgebildet. Diese Verteilung zeigt, wie schon die Klassen mit MET, eine im niederenergetischen Bereich starke Abweichung zwischen Daten und Untergrund. Im höherenergetischen Bereich zeigt sich auch hier die Tendenz, dass die Daten besser zu dem Untergrund passen. Bei der Betrachtung von $1\gamma + njet$ zeigt sich, dass für kleiner werdende n , d.h. weniger Jets, die Differenzen zwischen Daten und MC stärker zurück gehen, als es bei den $1\gamma + njet + MET$ Klassen der Fall ist. Tatsächlich findet man in der Klasse $1\gamma + 1jet$ eine relativ zu den bisher gezeigten Klassen gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC. Die $1\gamma + 1jet$ Verteilung ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Allerdings zeigen sich im Bereich $\sum p_T < 300$ GeV systematische Erhöhungen gegenüber der Erwartung.

Des Weiteren zeigen sich starke Abweichungen auch in Klassen mit zwei Photonen, wie der Klasse $2\gamma + 1jet + MET$ und $2\gamma + 2jet$. Die $\sum p_T$ -Verteilungen dieser beiden Klassen sind in Abbildung 6.7 abgebildet. In der Verteilung der Klasse $2\gamma + 1jet + MET$ wird eine Stelle

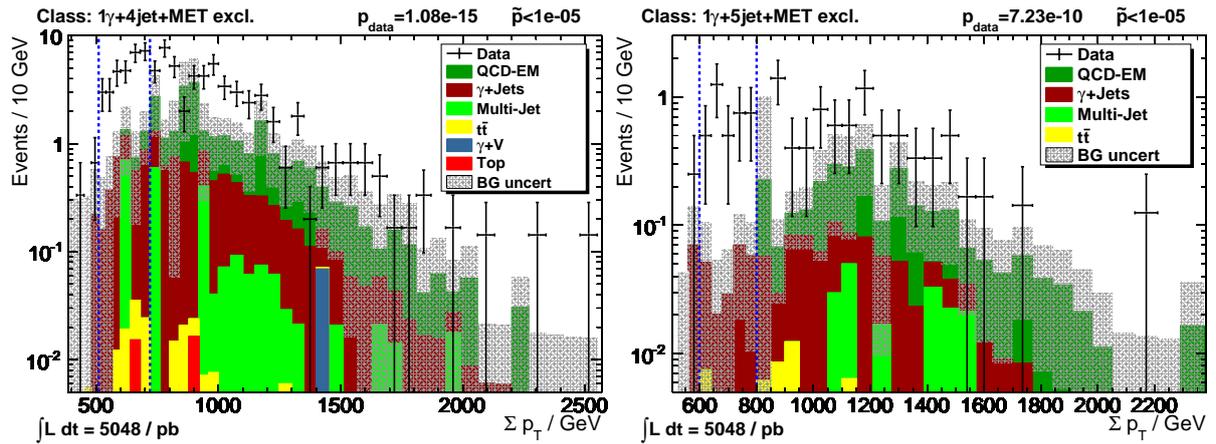


Abbildung 6.5.: Abgebildet sind die Σp_T -Verteilungen der Klassen $1\gamma + 4jet + MET$ und $1\gamma + 5jet + MET$. Es ist klar zu erkennen, weshalb $1\gamma + 4jet + MET$ und $1\gamma + 5jet + MET$ die signifikantesten Klassen sind. Vor allem im vorderen Teil der Verteilung zeigen sich deutliche Differenzen zwischen den Daten und der SM-Erwartung.

als RoI ausgewählt, die eine Lücke im Untergrund aufweist. Diese Lücke kommt wahrscheinlich von einer zu geringen Statistik. Weil diese Lücke im Untergrund an einer Stelle liegt, an der die Daten hoch fluktuieren, kommt es hier zu einer sehr hohen Signifikanz. In der Klasse $2\gamma + 2jet$ zeigen sich wieder ähnliche Effekte wie bei den entsprechenden Klassen mit nur einem Photon. Vor allem im niederenergetischen Bereich sind viel mehr Daten-Ereignisse vorhanden, als es unter Berücksichtigung des SM erwartet wird. Dieser Überschuss an Daten könnte auch damit zusammen hängen, dass der QCD-EM Untergrund zu wenig Statistik aufweist, weshalb in dem Bereich der Abweichung auch keine Erwartung aus diesen Prozessen zu finden ist. Diese Abweichung kann möglicherweise die gleichen Ursachen haben, wie in den Klassen mit einem Photon. Diese Annahme wird gestützt durch die Tatsache, dass auch hier mit zunehmender Anzahl von Jets die Abweichung größer wird.

Eine gut zu der Erwartung passende Klasse sei hier auch erwähnt. In der Klasse 2γ , die in Abbildung 6.8 zu sehen ist, gibt es trotz niedriger Statistik eine gute Übereinstimmung der Daten und der Erwartung. Interessant ist dabei, dass der größere Anteil des Untergrundes von Photon+Jets Prozessen und nicht wie man erwarten würde von Di-Photon Prozessen gestellt wird.

Für höhere Anzahlen von Photonen gibt es nur in den 3γ und der $3\gamma + 2jet$ Klassen Daten-einträge, diese beiden Klassen sind in der Abbildung 6.9 gezeigt. In der Klasse mit nur drei Photonen gibt es keine Abweichungen vom SM. Die $3\gamma + 2jet$ Klasse hat dagegen eine recht hohe Signifikanz, wobei hier allerdings auch so gut wie keine MC-Erwartung vorhanden ist.

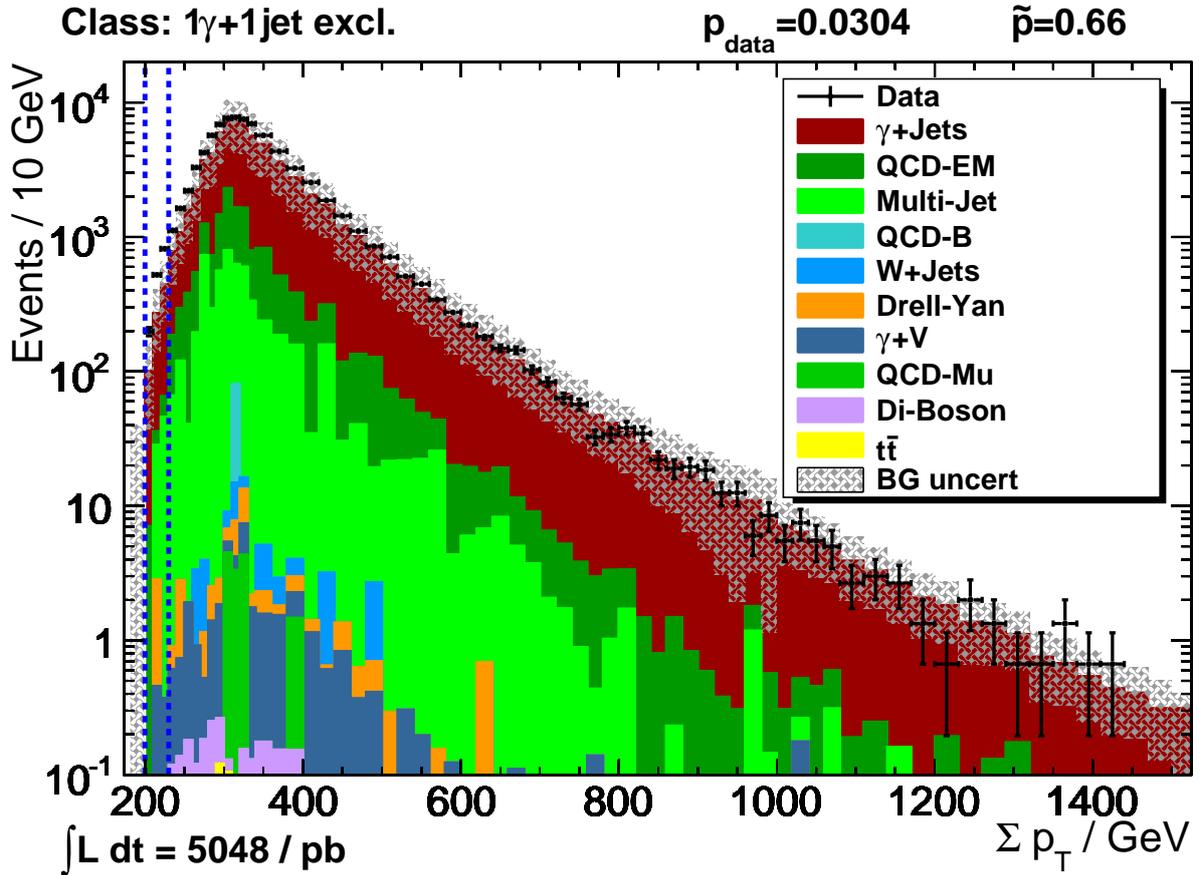


Abbildung 6.6.: In der Abbildung sind die Σp_T -Verteilungen der Klassen $1gam + 4jet$ und $1gam + 1jet$. In der Klasse $1gam + 4jet$ zeigen sich starke Abweichungen. In Verteilung der $1gam + 1jet$ Klasse passt gut zu der Erwartung, allerdings liegen auch hier im Bereich unter 300 GeV die Daten systematisch über der Erwartung.

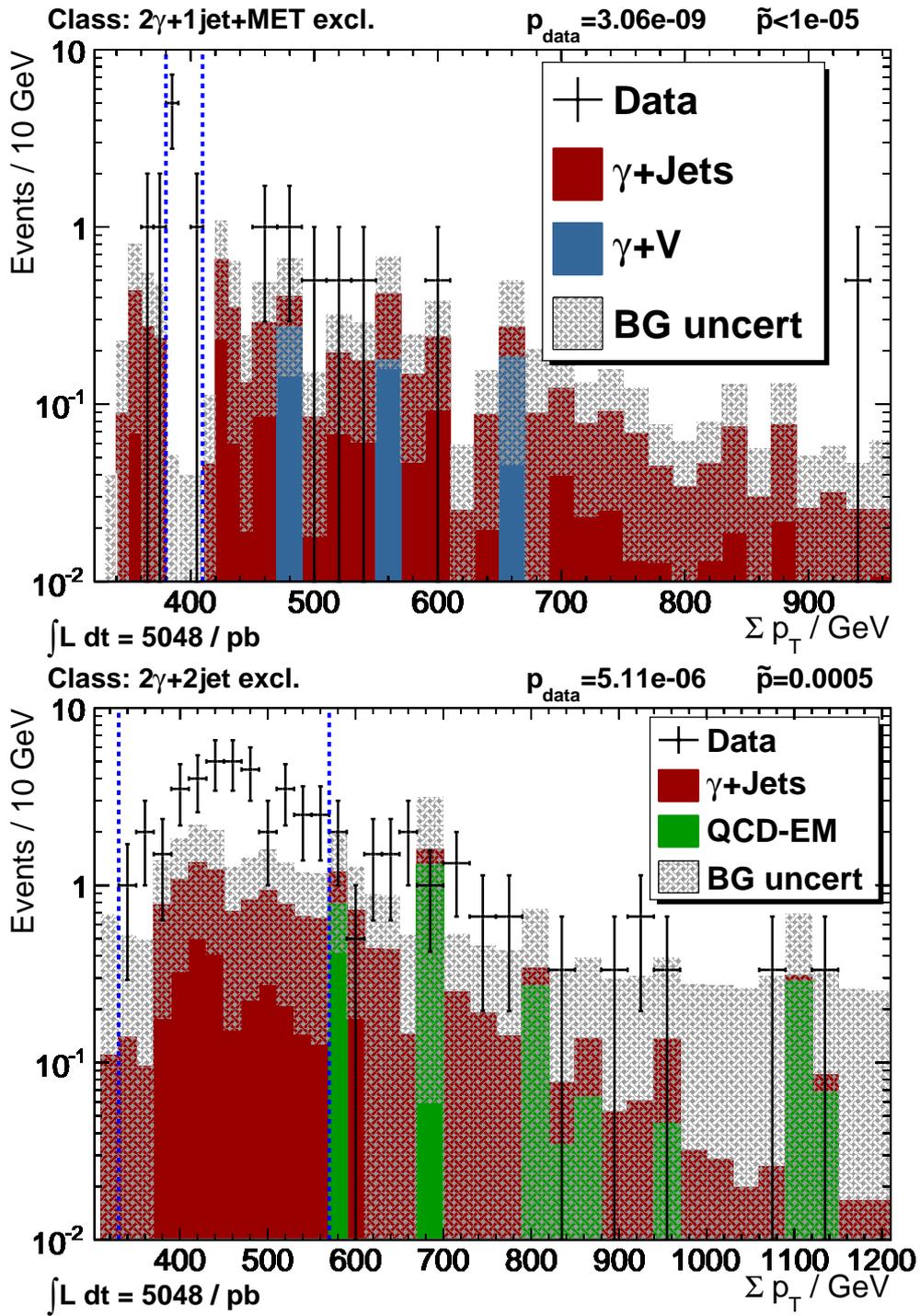


Abbildung 6.7.: Abgebildet sind die Σp_T -Verteilungen der Klassen $2\gamma + 1jet + MET$ und $2\gamma + 2jet$.

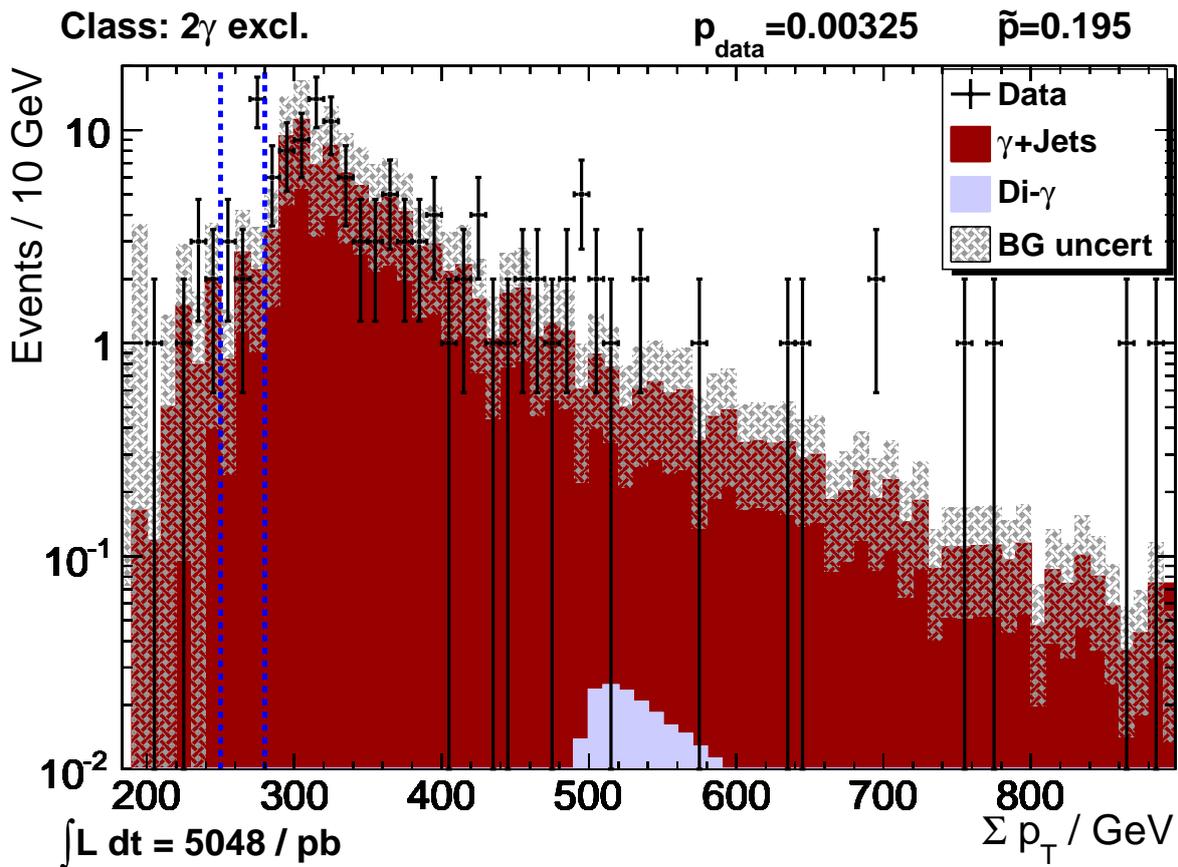


Abbildung 6.8.: Die Σp_T -Verteilung der Klasse 2γ

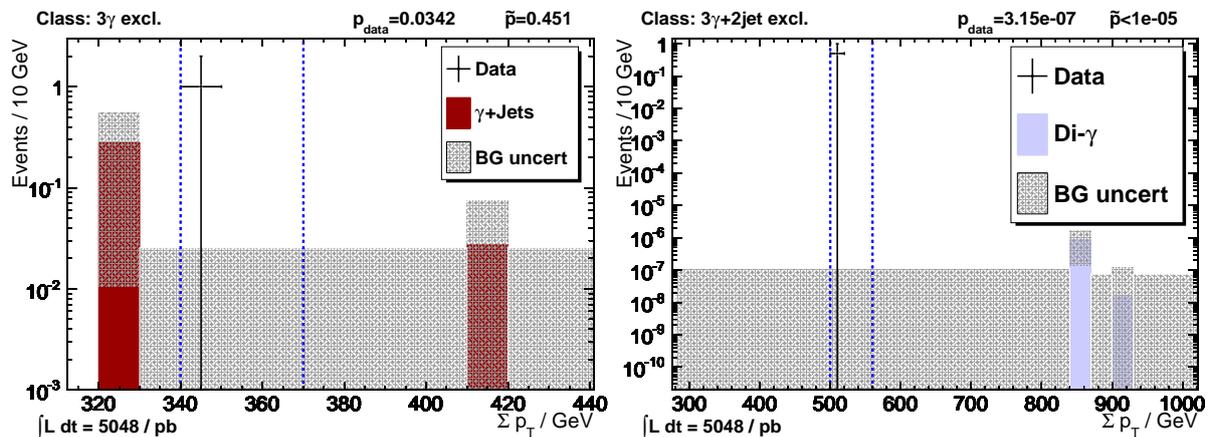


Abbildung 6.9.: Die Klassen mit drei Photonen ($3\gamma+2jet$ und 3γ) und gemessenen Ereignissen enthalten jeweils nur ein gemessenes Ereignis. Man erkennt auch, dass es hier nur in einzelnen Bins MC-Erwartung gibt. Diese Tatsache legt die Vermutung nahe, dass die starke Abweichung in der $3\gamma+2jet$ Klasse ihre Ursache in der fehlenden Statistik der MC-Daten hat.

Klasse	\tilde{p}	N_{Daten}	N_{MC}
$1\gamma + 4jet + MET$	$< 10^{-5}$	108	$17,38 \pm 7,45$
$1\gamma + 5jet + MET$	$< 10^{-5}$	15	$0,91 \pm 0,53$
$3\gamma + 2jet$	$2 \cdot 10^{-5}$	1	$0,0 \pm 1,9 \cdot 10^{-7}$
$2\gamma + 6jet$	$2 \cdot 10^{-5}$	1	$0,0 \pm 8,3 \cdot 10^{-7}$
$1\gamma + 3jet + MET$	$4 \cdot 10^{-5}$	801	251 ± 104
$2\gamma + 5jet$	$7 \cdot 10^{-5}$	2	$0,00461 \pm 0,00458$
$1\gamma + 4jet$	$12 \cdot 10^{-5}$	113	$29,1 \pm 14,3$
$1\gamma + 5jet$	$17 \cdot 10^{-5}$	64	$16,6 \pm 6,9$
$2\gamma + 2jet$	$22 \cdot 10^{-5}$	64	$13,6 \pm 7,4$
$2\gamma + 2jet + MET$	$41 \cdot 10^{-5}$	18	$2,74 \pm 1,42$

Tabelle 6.3.: Die signifikantesten Klassen der M_{inv}/M_T -Verteilungen, mit ihrem \tilde{p} -Wert, der Anzahl der Ereignisse aus Daten N_{Daten} und der erwarteten Anzahl N_{MC}

6.1.2. Ergebnisse in M_{inv}/M_T -Verteilungen

In diesem Abschnitt soll kurz auf die M_{inv}/M_T -Verteilungen eingegangen werden. Hier soll wie im Abschnitt über die $\sum p_T$ -Verteilungen verfahren werden. In Tabelle 6.3 sind aus diesem Grund die Photon + Jet Klassen aufgelistet, die in den M_{inv}/M_T -Verteilungen die stärksten Abweichungen zeigen. Wie schon im vorangegangenen Abschnitt sind auch hier zusätzlich die Anzahl der Ereignisse aus Daten und die erwartete Anzahl mit angegeben. Auch hier zeigt sich, dass vor allen anderen die Klassen mit mehreren Jets und mit MET stark von der Erwartung abweichen.

In Abbildung 6.10 ist die M_T -Verteilung der Klasse $1\gamma + 4jet + MET$ zu sehen. Diese zeigt die gleichen Abweichungen wie schon die $\sum p_T$ -Verteilung. Es ist zu erkennen, dass besonders im vorderen Bereich der Verteilung eine große Differenz zwischen den erwarteten und gemessenen Ereignissen besteht. Wie unschwer zu erkennen ist, zeigen sich auch hier wieder die starken Fluktuationen des dominanten QCD-EM Untergrundes im Bereich der Abweichung. Ähnliche Abweichungen sind auch in den $1\gamma + njet + MET$ Klassen zu erkennen, wobei auch hier mit zunehmender Zahl der Jets in den Klassen die Differenzen größer werden. Auch bei $1\gamma + njet$ Klassen findet man in den M_{inv} -Verteilungen ähnlich Abweichungen wie schon bei den $\sum p_T$ -Verteilungen.

Eine Übereinstimmung zwischen den Daten und der Erwartung findet man auch hier wieder in den Klassen $1\gamma + 1jet$ und 2γ . Wie in Abbildung 6.11 deutlich zu erkennen ist, zeigt sich hier, dass auch die $1\gamma + 1jet$ im Anfangsbereich eine gewisse Systematik hat. Im niederen Massenbereich liegen die Daten systematisch höher als vom SM erwartet. Diese Abweichung wird allerdings von den systematischen Unsicherheiten mit abgedeckt, weswegen diese Klasse keine hohe Signifikanz zeigt. Abgesehen davon zeigt sich, dass die gemessene und erwartete Verteilung den gleichen Verlauf zeigen.

Auch die Klassen mit mehreren Photonen, wie $2\gamma + njet$ und $2\gamma + njet + MET$ zeigen bei höheren Jet Multiplizitäten starke Abweichungen. Diese sind aber von einer ähnlichen Gestalt wie in dem Abschnitt über die $\sum p_T$ -Verteilungen gezeigt, weswegen hier davon abgesehen

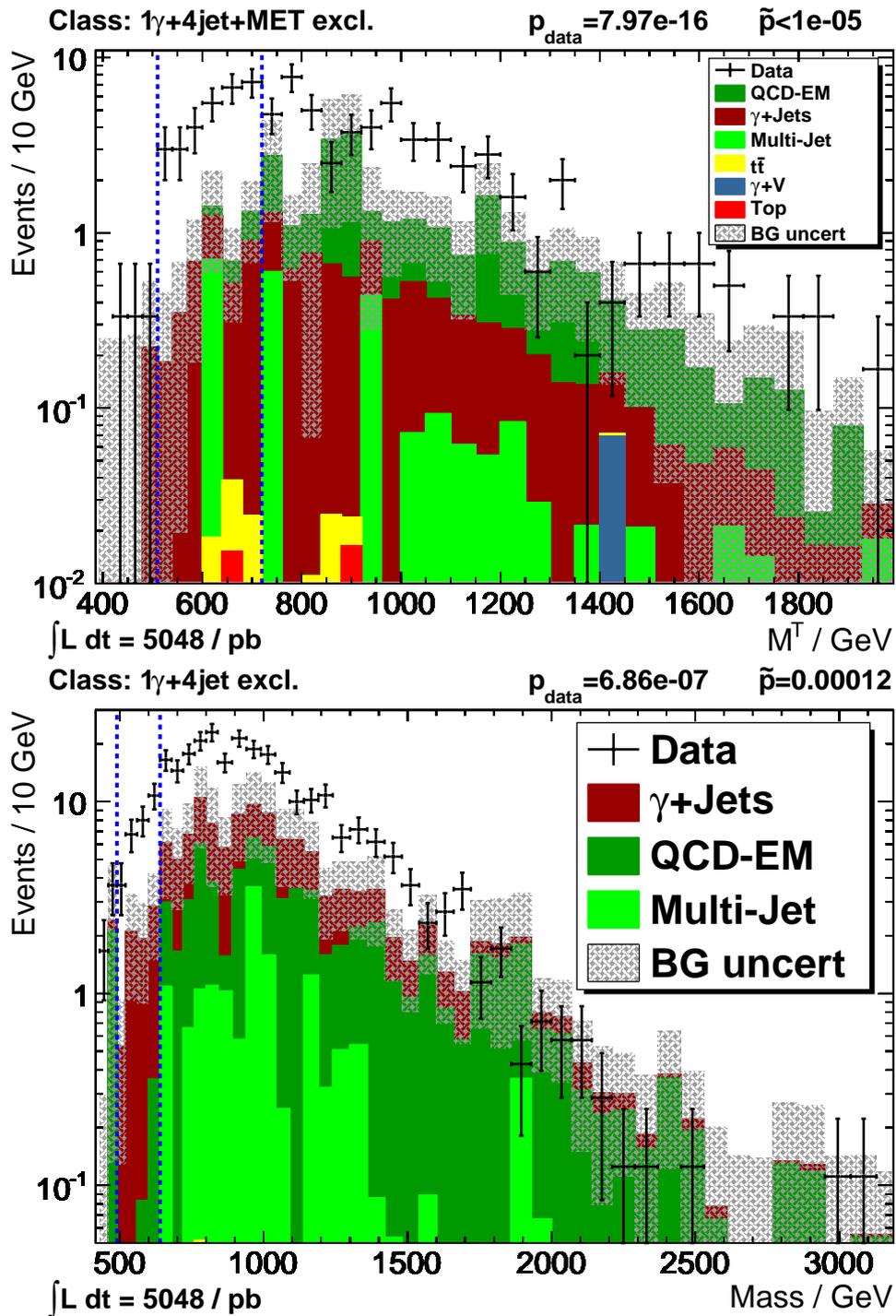
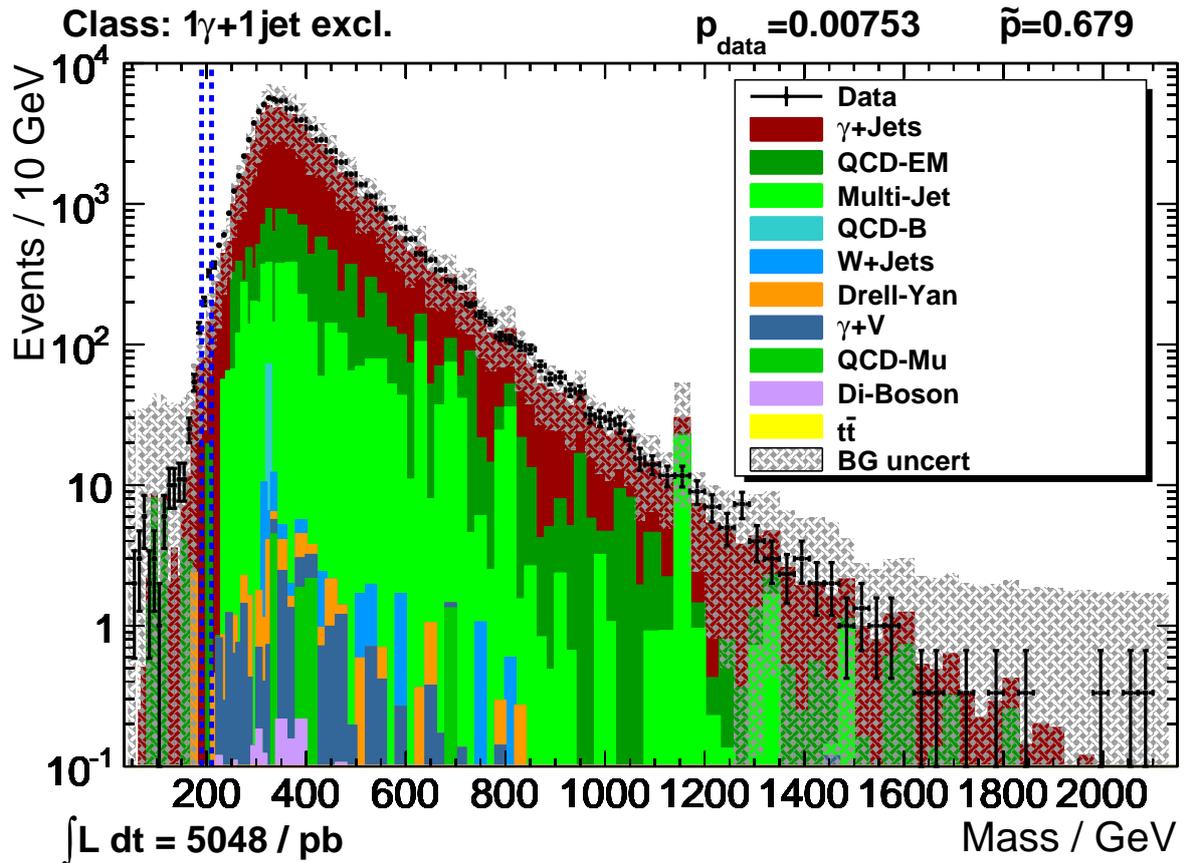


Abbildung 6.10.: Die M_{inv}/M_T -Verteilungen der Klassen $1\gamma+4jet+MET$ und $1\gamma+4jet$.

wird, Verteilungen dieser Klasse zu zeigen. Auch die Klasse $3\gamma+2jet$, zeigt in der M_{inv} -Verteilung eine Abweichung die aber in der $\sum p_T$ -Verteilung gleich, sofern man davon absieht, dass das Ereignis in $\sum p_T$ bei 510 GeV und in M_{inv} bei 550 GeV liegt.

Abbildung 6.11.: Die M_T -Verteilung der $1\gamma+1jet$ Klasse.

6.1.3. Ergebnisse in den MET -Verteilungen

In diesem Abschnitt sollen nun noch die MET -Verteilungen besprochen werden. Auch in den MET -Verteilungen werfen wir zuerst einen Blick auf die Liste der am stärksten abweichenden Photon + Jet Klassen. Diese Liste ist wie in den Abschnitten über die $\sum p_T$ - und M_{inv}/M_T -Verteilungen aufgebaut und in der Tabelle 6.4 zu sehen.

Hier findet man wieder, dass Klassen mit vielen Jets stark abweichen. Die am stärksten abweichenden Klassen sind auch in diesen Verteilungen $1\gamma+4jet+MET$ und $1\gamma+5jet+MET$. Die MET -Verteilung der Klasse $1\gamma+4jet+MET$ ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass auch hier wie schon in der $\sum p_T$ und der M_{inv}/M_T -Verteilung die Daten systematisch oberhalb der Erwartung liegt. Diese Abweichung zeigt sich in einem breiten Bereich. Es ist zu erkennen, dass die Daten um mehr als einen Faktor 2 oberhalb der Erwartung liegen. Auch für weniger als vier Jets zeigen sich in den MET -Verteilungen der $1\gamma+njet+MET$ Klassen Abweichungen, bei denen die Daten deutlich oberhalb der Erwartung liegen. Allerdings sind in diesen Verteilungen die Differenzen durch die hohen Unsicherheit auf den Untergrund weniger signifikant.

Neben der MET -Verteilung der Klasse $1\gamma+4jet+MET$ in Abbildung 6.12 ist die MET -Verteilung der $2\gamma+2jet+MET$ Klasse zu sehen. In dieser wurde der gesamte Bereich, der

Klasse	\tilde{p}	N_{Daten}	N_{MC}
$1\gamma + 4jet + MET$	$< 10^{-5}$	146	$42,9 \pm 16,5$
$1\gamma + 5jet + MET$	$< 10^{-5}$	46	$10,8 \pm 4,6$
$2\gamma + 2jet + MET$	$38 \cdot 10^{-5}$	18	$3,50 \pm 1,57$
$1\gamma + MET$	$45 \cdot 10^{-5}$	325	$79,8 \pm 52,1$

Tabelle 6.4.: Die signifikantesten Klassen der MET -Verteilungen, mit ihrem \tilde{p} -Werten, der Anzahl der Ereignisse aus Daten N_{Daten} und der Erwarteten Anzahl N_{MC}

Ereignisse aus Daten enthält, als RoI ausgewählt. Es zeigt sich, dass auch hier wesentlich mehr Daten Ereignisse vorliegen als erwartet werden. Wie Tabelle 6.4 zu entnehmen ist, sind in der RoI 18 gemessene Ereignisse, wohingegen die Erwartung bei $3,50 \pm 1,57$ liegt. Diese Differenz zwischen der Anzahl der Ereignisse und der Erwartung ist eine deutliche Abweichung. Auch in den MET -Verteilungen der anderen $2\gamma + njet + MET$ Klassen findet sich Abweichungen, die durch einen Überschuss an gemessenen Ereignissen hervorgerufen wird, doch sind diese Abweichungen in den anderen Klassen weniger signifikant.

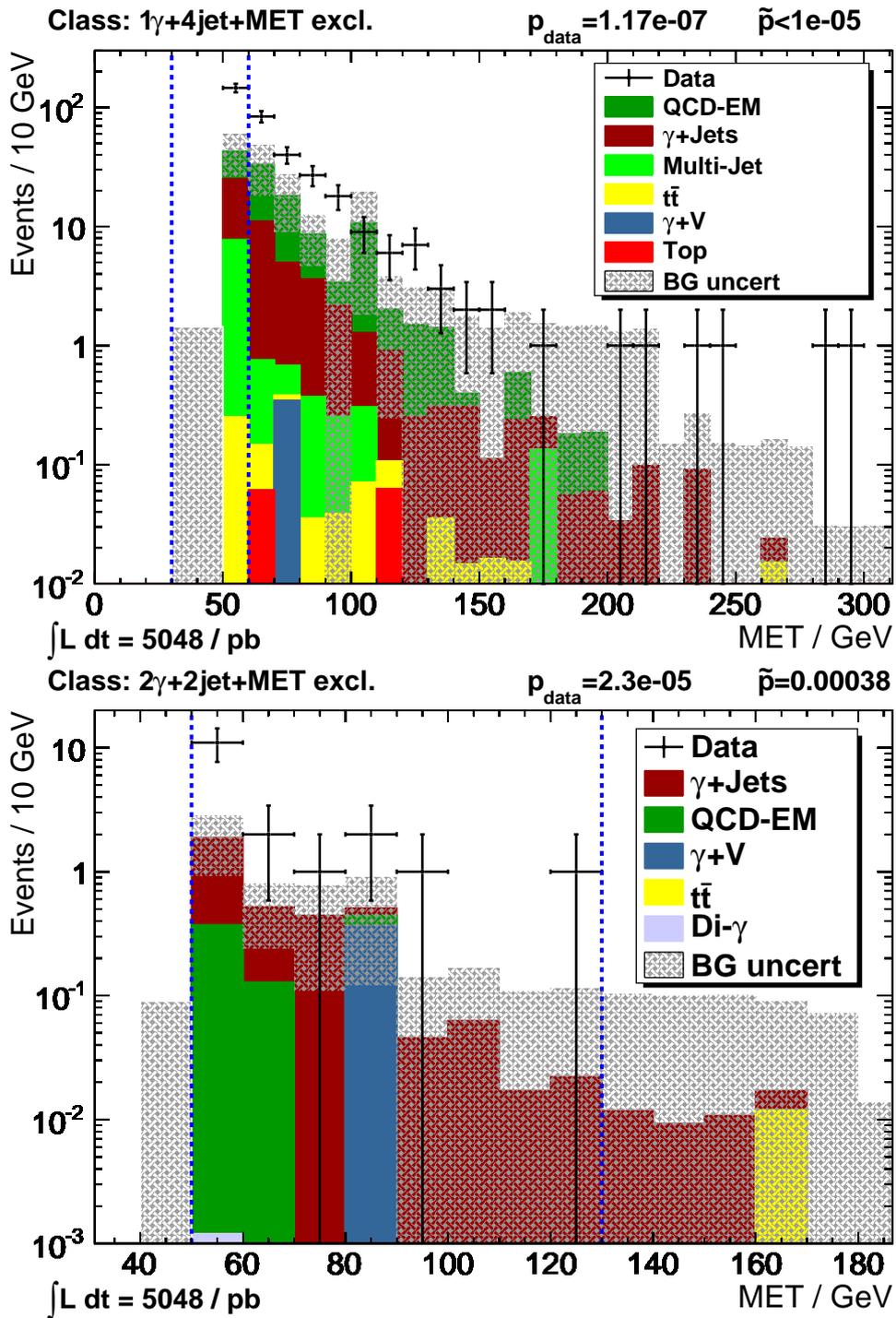


Abbildung 6.12.: Zu sehen sind die MET -Verteilungen der Klassen $1\gamma+4jet+MET$ und $2\gamma+2jet+MET$. In beiden Verteilungen ist zu erkennen, dass wesentlich mehr Ereignisse gemessen wurden als zu erwarten war.

6.1.4. Bewertung der Resultate

Es wurde eine vollständige MUSIC-Analyse mit den 2011er Daten durchgeführt, dabei wurde zum ersten mal die Triggerung auf Photonen benutzt. Durch diese Triggerung kommen 42 Klassen zu den bereits existierenden 370 Klassen hinzu, d.h. dass die Analyse um etwas mehr als 10% vergrößert wird.

Bei der Auswertung der Analyse ist zu erkennen, dass man in Photon + Jet Klassen mit wenigen Jets gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Erwartung findet. Daraus lässt sich schließen, dass die Nutzung der Photonen-Trigger in MUSIC grundsätzlich funktioniert.

In einigen Klassen mit Photonen und mehreren Jets zeigen sich zum Teil starke Abweichungen. Die Tatsache, dass die Untergründe in diesen Klassen stets von den Prozessen QCD-EM und Photon+Jets dominiert werden und dass die Abweichungen in den verschiedenen Endzuständen untereinander ähnliche Formen annehmen, legt die Vermutung nahe, dass die Abweichung mit den MC-Simulationen dieser Prozesse zusammenhängen. Drei mögliche Gründe für die Abweichungen werden im Folgenden beschreiben.

Eine mögliche Erklärung ist, dass einige der Untergrund-Datensätze die Physik des SM, vor allem im Zusammenhang mit hohen Jet Multiplizitäten, nicht genau genug wiedergeben. Hierbei ist zu bedenken, dass in einem großen Teil der abweichenden Klassen der Untergrund aus Photon + Jet und QCD-EM Prozessen besteht. Diese Prozesse sind beide QCD Prozesse, deren korrekte Simulation aufgrund der Komplexität der QCD nicht einfach ist. Des Weiteren könnte eine zu niedrige Statistik in diesen Datensätzen dazu führen, dass in manchen Bereichen keine oder eine zu ungenaue Vorhersage durch diese Prozesse möglich ist.

Eine weitere Ursache für die Abweichungen könnte das in den MC-Simulationen nicht ausreichend genau berücksichtigte PileUp sein. PileUp ist dabei das Auftreten von vielen weichen Wechselwirkungen während des Durchgangs eines Proton-Pakets durch den CMS-Detektor. Diese zusätzlichen Ereignisse können zu Abweichungen zwischen den Simulationen und den Daten führen.

Neben anderen ist eine Möglichkeit, dass in der Analyse ein Untergrund Prozess nicht beachtet wurde. Eine der größeren Herausforderungen von MUSIC ist die richtige Komposition der Untergründe. Die Probleme, die dabei auftreten, sind, dass es zwar viele MC-Datensätze gibt, es aber zwischen diesen oft Überschneidungen gibt, d.h. Prozesse von mehreren MC-Simulationen eingeschlossen werden. Diese Überschneidungen führen dazu, dass man, wenn man solche Datensätze in die Analyse aufnimmt, Prozesse doppelt berücksichtigt und wenn man Prozesse, die Überschneidungen zeigen, nicht beachtet, eventuell wichtige Prozesse fehlen.

Dieses sind drei mögliche Erklärungen für die gesehenen Abweichungen. Welche Ursache hier wirklich zu den Abweichungen führt, kann erst mit Gewissheit gesagt werden, wenn eine Lösung für die Probleme gefunden wurde.

Grundsätzlich ist eine Erweiterung der MUSIC-Analyse um Photon getriggerte Ereignisse mit einem vertretbaren Mehraufwand möglich.

7. Zusammenfassung

Diese Arbeit sollte vor allem die Möglichkeit erproben, Photon-Trigger in MUSiC, im Hinblick auf Endzustände mit Photonen und Jets, zu benutzen.

Um zu sehen, ob sich durch die Triggerung auf Photonen neue physikalische Effekte finden lassen, wurde in einer Studie die Sensitivität des MUSiC-Algorithmus auf angeregte Quarks, die in Photonen und Jets zerfallen, untersucht. Das Resultat dieser Studie ist, dass MUSiC wahrscheinlich die von einem angeregten Quark mit einer Masse von bis zu 1200 GeV verursachten Abweichungen vom SM als signifikante Abweichungen erkennen würde.

Desweiteren wurde eine Analyse der 2011er Daten durchgeführt und in Bezug auf Endzustände mit Photonen und Jets untersucht. Hierbei zeigten sich in einigen Klassen Abweichungen der Daten von der SM-Erwartung. Die Tatsache, dass diese Abweichungen in verschiedenen Endzuständen die gleiche Form haben und dass in den abweichenden Klassen die Hauptuntergründe die gleichen sind, ist vereinbar mit der Vermutung, dass es sich bei diesen Abweichungen um Probleme der MC-Datensätze handelt und um keinen neuen physikalischen Effekt.

Abgesehen von den Problemen zeigen sich in Photon + Jet Klassen mit wenigen Jets teilweise gute Übereinstimmungen zwischen Daten und Erwartung.

Es ist daher denkbar, dass MUSiC, sobald die Probleme gelöst sind, effektiv nach neuer Physik in Photon + Jet Klassen suchen kann.

A. Myon und Elektron Trigger

Trigger	LHC-Lauf
HLT_IsoMu12_v1	160329-163261
HLT_IsoMu17_v6	163262-163869
HLT_IsoMu17_v8	163870-165633
HLT_IsoMu24_v5	165634-166967
HLT_IsoMu20_eta2p1_v1	166968-167913
HLT_IsoMu24_v8	167914-173198
HLT_IsoMu30_eta2p1_v3	173199-175837
HLT_IsoMu30_eta2p1_v6	178381-179889
HLT_IsoMu30_eta2p1_v7	179890-180296

Tabelle A.1.: Die Tabelle gibt an, welche Myon Trigger in der Analyse verwendet wurden.

Trigger	LHC-Lauf
HLT_Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_v1	160329-161176
HLT_Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_v2	161177-163261
HLT_Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_v3	163262-163869
HLT_Ele52_CaloIdVT_TrkIdT_v1	163870-165633
HLT_Ele42_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_v1	165634-166967
HLT_Ele52_CaloIdVT_TrkIdT_v3	166968-167913
HLT_Ele65_CaloIdVT_TrkIdT_v3	167914-173198
HLT_Ele65_CaloIdVT_TrkIdT_v4	173199-178380
HLT_Ele80_CaloIdVT_TrkIdT_v2	178381-179889
HLT_Ele80_CaloIdVT_TrkIdT_v3	179890-180296

Tabelle A.2.: Die Tabelle gibt an, welche Elektron Trigger in der Analyse verwendet wurden.

Literaturverzeichnis

- [1] Oliver Pooth, *Experimentalphysik V Einführung in die Teilchen- und Astroteilchenphysik*, Skript zur Vorlesung Experimental Physik 5, 10/2011
- [2] C. Berger, *Elementarteilchenphysik: Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*, Springer Verlag, 2006
- [3] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, 7/2010
- [4] Seite des CMS-Experiments, *Observation of a New Particle with a Mass of 125 GeV*, 07/2012, <http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>
- [5] The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08004, 08/2008
- [6] CERN Document Server, 08/2012, <http://cdsweb.cern.ch/record/842700/files/LHC-PHO-1997-237.jpg>
- [7] CERN Press Release, 03/2010, <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2010/PR07.10E.html>
- [8] Seiten des CERN, *SPS – the Super Proton Synchrotron*, 08/2012, <http://public.web.cern.ch/public/en/research/SPS-en.html>
- [9] Seite des Instituts für Hochenergiephysik der Österreichische Akademie der Wissenschaften, <http://www.hephy.at/typo3temp/pics/d6c84dd753.jpg>, 08/2012
- [10] T. Hebbeker, S. Mathotra, A. Meyer, Md Naimuddin, M. Olschewski, P. Papacz, H. Pieta, S. A. Schmitz *MUSiC - A model independent search with 2010 data*, CMS AN-11-42, 02/2011
- [11] Stefan Antonius Schmitz, *Model Unspecific Search for New Physics with High p_T Photons in CMS*, Diplomarbeit RWTH, 10/2009
- [12] Mark Olschewski, *Study of Alternative Statistical Methods for a Model Unspecific Search in CMS*, Diplomarbeit RWTH, 7/2011
- [13] Louis Lyons, *Comments on 'Look Elsewhere Effect'*, 02/2010, http://www.physics.ox.ac.uk/users/lyons/LEE_feb7_2010.pdf

-
- [14] Nancy Marinelli, *Photon Reconstruction*, Twiki , 8/2012 , <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuidePhotonReco>
- [15] U. Baur, M. Spira and P. M. Zerwas, *Excited-quark and -lepton production at hadron colliders*, Phys. Rev. D42 (1990) 815–824 , 08/1990
- [16] The CMS Collaboration, *Updated Search for New Physics in Highly Boosted Z0 Decays to Dimuon in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV* , CMS PAS EXO-11-025, 05/2012

Danksagung

Als erstes möchte ich Prof. Dr. Thomas Hebbeker dafür danken, dass er mir ermöglicht hat, meine Bachelorarbeit im III. Physikalischen Institut der RWTH zu verfassen. Außerdem danke ich Dr. Arnd Meyer, der die Arbeit betreut hat und jederzeit bereit war bei auftretenden Fragen zu helfen. Desweiteren danke ich den MUSiCern, Deborah Duchardt, Holger Pieta, Paul Papacz und insbesondere Michael Brodski, welche mir stets bei der Lösung auftretender Fragen und Probleme behilflich waren. Bedanken möchte ich mich auch bei den Kollegen aus dem Bachelor Büro, besonders bei Johannes Schulz und Johannes Hellmund, die für eine gute Arbeitsatmosphäre gesorgt haben.

Zu guter letzt bedanke ich mich noch bei meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichen. Meinen Eltern und Geschwistern danke ich auch dafür, dass sie mir immer einen guten Rückhalt gegeben haben.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst, zu diesem Zweck nur die angegebenen Quellen benutzt und alle Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, im August 2012