Studien zu systematischen Unsicherheiten in der modellunabhängigen Suche bei CMS

von
Hans Michael Eichler

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
an der

am 30.09.2011

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

bei

Prof. Dr. Thomas Hebbeker

CERN-THESIS-2011-408

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt habe. Ich habe alle Stellen, die ich aus den Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommen habe, als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Stolberg, den 30.09.2011

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Unsicherheit in der Analyse-Software MUSiC für die modellunabhängige Suche nach neuer Physik studiert. Dabei wird die Unsicherheit, welche durch die Parton-Dichte-Funktionen entsteht, nach neuesten Empfehlungen neu implementiert und genauer betrachtet. Im Anschluss wird diese Optimierung untersucht und an einigen Beispielen die Relevanz der PDF-Unsicherheit für den Gesamtfehler gezeigt.

Abstract

In this work, the uncertainty of the analysis software MUSiC for the model independent search for new physics is studied. Therefore, the uncertainty arising from parton density functions is implemented according to the latest recommendations and is reviewed more precisely. Afterwards, the relevance of this optimization for the total error is investigated and shown in some examples.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **6**

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik **7**

3 LHC und CMS Detektor **10**
3.1 LHC 10
3.2 CMS 12

4 MUSiC **14**
4.1 Das Konzept 15
4.1.1 Ereignisklassen 15
4.1.2 Suchalgorithmus 16
4.1.3 Region des größten Interesses 17
4.1.4 „Look Elsewhere Effect“ und Signifikanz 17

4.2 Objektselektion 18
4.2.1 Myonen 19
4.2.2 Elektronen 19
4.2.3 Photonen 20
4.2.4 Jets 21
4.2.5 Fehlende transversale Energie 21

5 Parton-Dichte-Funktionen **22**
5.1 Unsicherheiten 28
5.1.1 CTEQ und MSTW 28
5.1.2 NNPDF 29

6 Überarbeitete PDF-Unsicherheiten **31**
6.1 Vergleich der Ereignisklassen 32
6.2 Auswirkung auf den Gesamtfehler 37
6.3 $\tilde{p}$-Verteilung 38

7 Zusammenfassung der Ergebnisse **39**

8 Abbildungsverzeichnis **I**

9 Literaturverzeichnis **II**

10 Danksagung **III**

1 Einleitung

Seit der Mensch denken kann, beschäftigt er sich mit der Frage, woher er kommt und warum er existiert. Neben der Religion oder der Philosophie versucht auch die Physik, Antworten auf diese Fragen zu finden, verlangt jedoch strenge Beweisbarkeit aller Aussagen und ein Übereinstimmen mit den Beobachtungen. Auf der Suche nach den Antworten, finden sich schnell viele untergeordnete Fragen, wie zum Beispiel: „Woraus bestehen wir?“. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik, welches im letzten Jahrhundert entwickelt wurde, versucht Aufschluss darüber zu geben, wie die elementaren Bausteine der Materie aussehen und wie sie miteinander wechselwirken.

Um diese kleinsten Teilchen „sehen“ zu können, reicht das sichtbare Licht jedoch bei weitem nicht mehr aus, da seine Wellenlänge um ein vielfaches größer ist. Damit solche Teilchen trotzdem nachgewiesen werden können, sind heutzutage aufwändige Detektoren gebaut worden, wie zum Beispiel der CMS-Detektor. CMS steht für „Compact Muon Solenoid“[1]. Mit dessen Hilfe und geeigneter Analyse-Software – wie in diesem Fall MUSiC[2] – wird untersucht, ob und wie weit das Standardmodell der Realität entspricht.

Trotz einer guten experimentellen Übereinstimmung zur Theorie weiß man, dass das Standardmodell nicht vollständig ist. So wird unter anderem die Gravitation nicht berücksichtigt, und die Masse von Teilchen kann nicht ohne weiteres erklärt werden. Da das Standardmodell durch seine 18 experimentell zu bestimmenden Parameter und derer Unsicherheiten „biegsam“ wird und die beobachteten Phänomene statistischer Natur sind, werden Abweichungen zwischen Theorie und Experiment aufgrund neuer Physik schwer erkennbar.

Um die qualitative Aussage über die Abweichung zur Theorie in der modellunabhängigen Suche nach neuer Physik bei CMS zu verbessern, wird im Rahmen dieser Arbeit die Behandlung der Unsicherheit, die durch die Parton-Dichte-Funktionen zustande kommt, in der Software MUSiC optimiert und diskutiert.

[1] besondere Konzentration auf: kompakt, Myonen und Spulenmagnet

[2] „Model Unspecific Search in CMS“ bedeutet „modellunspezifische Suche bei CMS“

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Informationen und speziellen Angaben dieses Kapitels stammen aus den Quellen [1, 2, 3] und werden dort ausführlich behandelt. Da das Standardmodell der Elementarteilchen die physikalische Basis in der modellunabhängigen Suche nach neuer Physik darstellt und um später genauer auf die Partondichten eingehen zu können, wird zuvor eine grobe Zusammenfassung der wichtigsten Aussagen des Standardmodells gegeben.

Die Idee von kleinsten unteilbaren Teilchen ist weitaus älter als das Standardmodell. So ist der Name des Atoms vor mehr als 2000 Jahren aus philosophischen Überlegungen entstanden, wurde im 19. Jahrhundert von der Chemie übernommen und findet bis heute in diesem Bereich der Wissenschaft Gültigkeit. Abgeleitet von átomos bedeutet Atom im griechischen „das Unzerschneidbare“ und bezieht sich heutzutage auf die kleinste Einheit an Materie, die noch als Element identifiziert werden kann. Um die Substruktur der Atome aufzudecken und später die Theorie des Standardmodells zu entwickeln, waren Versuchsanordnungen nötig, die mit entsprechend kurzen Wellenlängen bzw. damit zusammenhängend hohen Energien arbeiten konnten. Der Zusammenhang zwischen Ortsauflösung und der Energie wird auch durch die Heisenbergsche Unschärferelation beschrieben: Bei hohen Energien gilt im Grenzfall: „Impuls ≈ Energie“, und damit lässt sich die Unschärferelation wie folgt umformulieren:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \quad \rightarrow \quad \Delta x = \frac{\hbar}{E}$$

Nach der Quantenfeldtheorie sieht man heute die kleinsten Teilchen viel mehr als diskrete Energieabstufungen entsprechender Felder in der Raumzeit. Diese Energieabstufungen können dann als Teilchen interpretiert werden. Im Standardmodell werden die Elementarteilchen zunächst in 2 Gruppen unterteilt:

- Teilchen, die einen halbzahligen Spin besitzen: Sie werden Fermionen genannt und genügen der Fermi-Dirac-Statistik. Sie machen die uns bekannte Materie aus.

- Teilchen, die einen ganzzahligen Spin besitzen: Sie tragen den Namen Boson und gehorchen dagegen der Bose-Einstein-Statistik.

Heute sind 12 verschiedene Eichbosonen bekannt, welche für die drei Wechselwirkungen des Standardmodells verantwortlich sind. In Tabelle 1 wird ein kleiner Überblick über die Kräfte und einige ihrer Eigenschaften gegeben, unter anderem auch, welcher Symmetriegruppe die Teilchen im Sinne der Gruppentheorie entspringen.

Kraft	**Reichweite**	**Eichboson**	**Symmetriegruppe**
stark	10^{-15} m	8 Gluonen	$SU(3)_C$
schwach	10^{-18} m	W^+, W^-, Z^0	$SU(2)_L \times U(1)_Y$
elektromagnetisch	∞	Photon	
gravitativ	∞	Graviton (?)	?

Tabelle 1 Übersicht über die Kräfte des Standardmodells. Quelle [2]

Zu jedem Kraftfeld existiert eine Ladung, die ein Teilchen tragen kann, um an der jeweiligen Wechselwirkung teilnehmen zu können. Statt einer genauen Auflistung der Teilchenladungen wird in Abbildung 1 ein grober Überblick darüber gegeben, an welcher Wechselwirkung die Elementarteilchen teilnehmen. Zusätzlich nehmen alle bekannten Teilchen an der Gravitation teil. Diese ist bisher einzig in der Relativitätstheorie beschrieben und ist im Rahmen des Standardmodells eine der noch zu füllenden Lücken, vor allem, da noch keines der erwarteten Teilchen gefunden wurde. Die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung konnten in einer vereinheitlichten Theorie zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammengefasst werden. Die Vereinigung mit der starken Wechselwirkung, auch unter „Große vereinheitlichte Theorie“ bekannt, oder gar die Fusion der Quantentheorie mit der Relativitätstheorie zur Quantengravitation stellen unter anderem die Ziele der heutigen Physik dar.

Zu allen uns bekannten und bereits entdeckten Teilchen existieren zudem Antiteilchen, die umgekehrte Ladungen tragen. Fermionen werden nun erneut anhand der Eigenschaft der Farbladung unterteilt: Quarks tragen eine solche, Leptonen hingegen nicht. Quarks und Leptonen werden in drei Generationen unterteilt. Die Generationen – oder auch Familien genannt – unterscheiden sich im Wesentlichen durch die unterschiedlichen Massen ihrer Teilnehmer sowie ihrer Stabiliät und bestehen aus jeweils zwei Teilchen, die unter anderem unterschiedlich an der elektroschwachen Wechselwirkung teilnehmen.

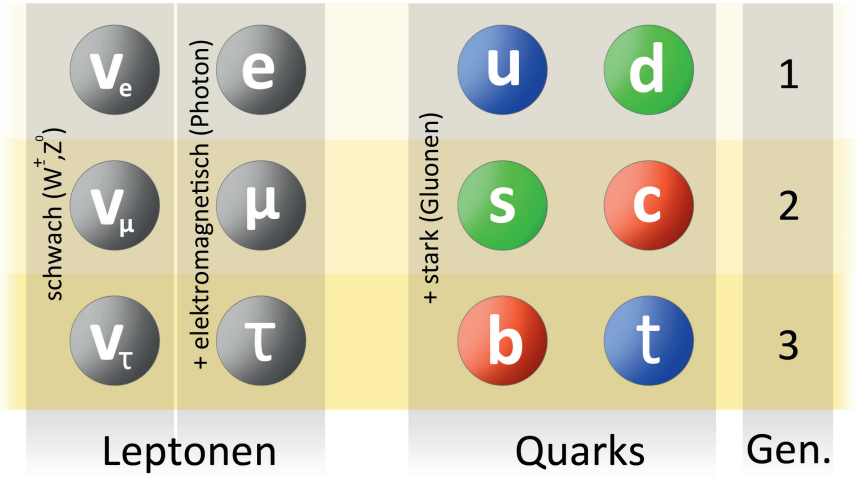

Abb. 1 Die Elementarteilchen des Standardmodells:
Fermionen werden als Kugeln dargestellt. Vektorbosonen stehen in Klammern hinter den jeweiligen Kräften. Alle Fermionen, die rechts von einer Kraft (schwach, elektromagnetisch, stark) stehen, nehmen an dieser teil. So nimmt das Topquark „t“ zum Beispiel gleichzeitig an der schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkung teil.

Die Einführung einer Farbladung war bei Quarks als weitere Quantenzahl notwendig, da ansonsten bei bereits beobachteten Zusammensetzungen von Quarks (Baryonen) das Pauliprinzip verletzt worden wäre, welches die Bindung von Fermionen gleicher Quantenzahlen verbietet. Teilchen, die eine Farbladung besitzen, nehmen außerdem an der starken Wechselwirkung teil. Anders als bei allen anderen Wechselwirkungen besitzt die starke Wechselwirkung ein ab einem bestimmten Punkt linear ansteigendes Potential. Diese Besonderheit hat zur Folge, dass die Energie zur Trennung von zwei Quarks ebenfalls linear mit dem Abstand ansteigt und sich bereits ab wenigen Femtometern [3] genügend Energie angesammelt hat, um weitere Quark-Antiquark Paare und damit Hadronen zu bilden. Dieser Effekt wird Quarkeinschluss („confinement“) genannt. Demnach dürfen nur „weiße“ bzw. im Sinne der Farbladung neutrale Teilchen aus Quarks zusammengesetzt werden und werden unter dem Überbegriff Hadronen in Mesonen und Baryonen unterteilt. Auch nach den Regeln der Farbladung können Quarks niemals einzeln existieren, da sie als Teilchen eine der drei Farben Rot, Grün oder Blau – bzw. als Antiteilchen Antirot (Cyan), Antigrün (Magenta) oder Antiblau (Gelb) besitzen. Im Sinne der additiven Farbsynthese (Abb. 2) ist nun eine Quark-Antiquark-Bindung gleicher Farbe (Meson) und eine 3-fach-Quark- bzw. Antiquark-Bindung (Baryon) erlaubt. Zu letzterer Gruppe gehören auch die schon früher bekannten Nukleonen eines Atomkerns.

Abb. 2
Additive Farbsynthese

Ein Teilchen, welches bisher nicht angesprochen wurde, da es noch nicht entdeckt wurde, ist das Higgs-Boson. Dieses Teilchen soll zu einem Higgs-Feld gehören, welches an andere Austauschteilchen koppelt und ihnen dadurch eine Masse gibt. Ohne diesen Mechanismus könnte man die Masse der Vektorbosonen nicht erklären. Die gesamte elektroschwache Theorie baut auf masselose Eichbosonen auf.

3 LHC und CMS-Detektor

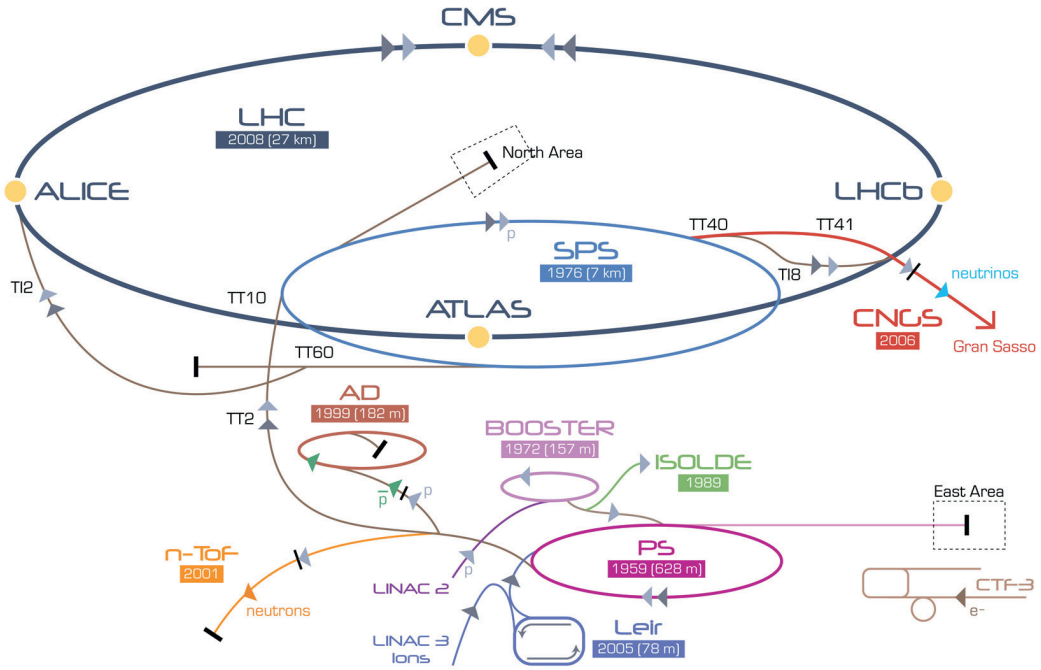

Abb. 3 Schematische Darstellung des LHC und seiner Vorbeschleuniger.
Quelle: siehe Abbildungsverzeichnis

In den nächsten Abschnitten wird die grundlegende Struktur und Funktionsweise des CMS-Detektors und LHC-Beschleunigers beleuchtet.

3.1 LHC

Das Experiment findet am CERN in Genf statt. Dort ist der LHC, ein Teilchenbeschleuniger und Speicherring von knapp 26,7 km Umfang, in einem 50-175 m tiefen Tunnel installiert worden, der zuvor für den LEP[1]-Beschleuniger konzipiert war. Der CMS-Detektor selbst befindet sich in einem 100 m tiefen Raum auf französischem Territorium. Die Namensgebung des LHC stammt aus einem seiner zwei Betriebsmodi: Die meiste Zeit über beschleunigt der LHC Protonen, also Hadronen, und lässt diese kollidieren. Dies ist auch der für die modellunabhängige Suche wichtige Vorgang. Zeitweise werden jedoch im Rahmen des ALICE-Experiments auch Bleiionen beschleunigt, die bei einer Schwerpunktsenergie von 1146 TeV zur Kollision gebracht werden und Quark-Gluon-Plasma erzeugen sollen. Die Wahl der zu beschleunigenden Teilchen ist auf das Proton gefallen, da der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung gegenüber leichteren Teilchen geringer ist und somit eine höhere Schwerpunktsenergie erreicht werden kann.

[1] LEP steht für „large electron positron“ - Collider

Der LHC besitzt nicht nur mehrere Detektoren, sondern auch einige Vorbeschleuniger, wie zum Beispiel den SPS[1]. Die gesamte Vernetzung der Vorbeschleuniger ist in Abbildung 3 gezeigt. Nachdem der Teilchenstrahl dort auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt wurde, wird er in den LHC injiziert. Diese Energie ist grade klein genug, sodass bei einem kompletten Verlust des Teilchenstrahls der LHC nicht beschädigt wird. Mit einer Energie von 7 TeV pro Teilchen setzt der LHC neue Maßstäbe in der Welt der Teilchenbeschleuniger. Einen neuen Rekordwert soll er auch mit einer Luminosität von 10^{34} cm^{-2} s^{-1} aufstellen. Zu den für heutige Ziele wichtigsten Eckdaten eines Teilchenbeschleunigerexperiments gehört neben der Luminosität auch die Schwerpunktsenergie. Zur Untersuchung des Standardmodells müssen Ereignisse im TeV-Bereich untersucht werden, deren Wahrscheinlichkeit bzw. Wirkungsquerschnitt relativ gering ist. Damit dennoch eine hohe Statistik für die Untersuchungen bereitgestellt werden kann, ist es wichtig, mit einer hohen Ereignisrate R und im Weiteren mit einer hohen Luminosität arbeiten zu können. Der Wirkungsquerschnitt für einen Prozess i wird mit σ_i bezeichnet.

$$R = \sigma_i \cdot \mathcal{L}$$

Die Luminosität setzt sich in guter Näherung wiederum aus der Breite der Strahlprofile $\sigma_{x,y}$ sowie der Anzahl der Teilchen pro Paket $N_{1,2}$ und der Pakete insgesamt N_P und der Umlauffrequenz der Pakete f_U zusammen.

$$\mathcal{L} \approx \frac{N_P f_U N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

[1] SPS steht für „Super Proton Synchrotron“

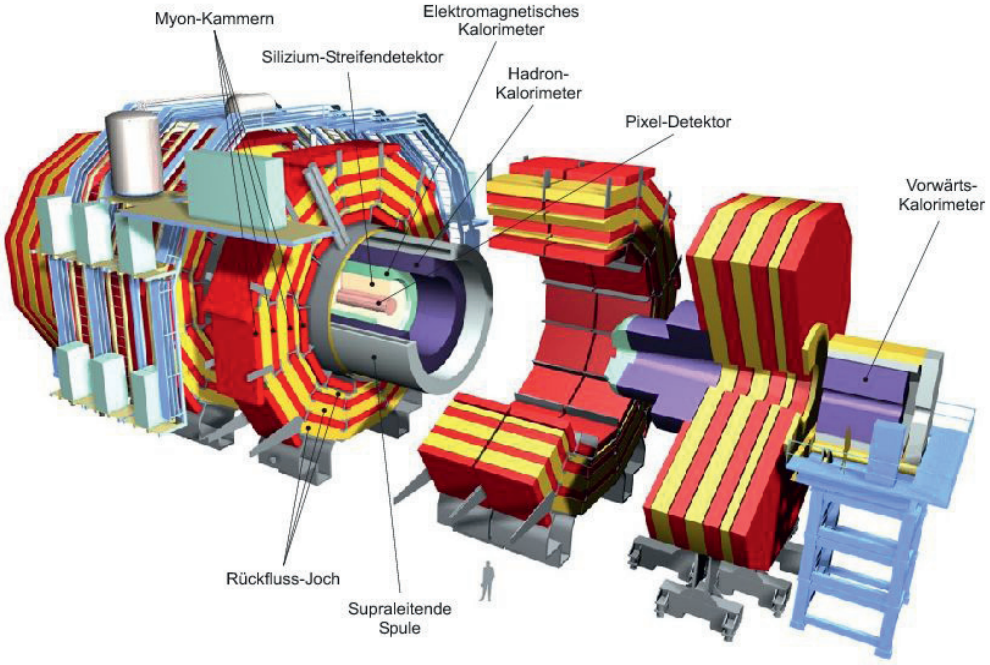

Abb. 4 Explosionsbild des CMS-Detektors.
Quelle: www.hephy.at

3.2 CMS

Der Vielzweck-Detektor CMS ist ein Zylinder mit enormen Ausmaßen. Mit ca. 16 m Durchmesser und 25 m Länge ist er zwar der zweitgrößte Detektor seiner Art, kann aber mit einem Gewicht von 12.500 t als „kompakt“ angesehen werden. Sein Inneres ist Schalenförmig aufgebaut. Von der Strahlachse aus radial nach aussen, müssen die in transversale Richtung gestreuten Teilchen als erstes den Siliziumspurdetektor durchqueren. Dieser ist aufgeteilt in einen Pixel- und einen Streifendetektor. Der geringe Abstand zum Kollisionspunkt von nur 4 cm ist unter anderem für eine Messung von Teilchen mit geringer Lebensdauer notwendig. Der Spurdetektor erfasst die gekrümmten Bahnen von geladenen Teilchen in einem Winkelbereich über $|\eta| < 2{,}5$ (Die Definition von η erfolgt später). Im Anschluss folgt ein elektromagnetisches Kalorimeter, welches die Energie von Elektronen und Photonen misst und ein hadronisches Kalorimeter, welches die Aufgabe der Energiebestimmung stark wechselwirkender Teilchen übernimmt. Jede dieser Schichten endet in zwei Endkappen an den Abschlussflächen des Detektors. Die Detektorschichten sind von einem 3,8 T starken Magnetfeld durchsetzt, das die geladenen Teilchen über die Lorentzkraft für eine Impulsbestimmung auf eine Kreisbahn zwingen soll. Der Impuls wird letztlich über die Sagitta bestimmt, welche Aufschluss über den Krümmungsradius der Teilchenbahn gibt. Die zylinderförmige Spule, die diesen Effekt bewerkstelligt, ist ein Solenoid. Hinter dem Magneten befindet sich dann das Myonsystem, welches abwechselnd aus Eisenjoch und Myonkammern besteht. Dieses wird von Teilchen durchquert, die von den Kalorimetern nicht absorbiert werden. Dazu gehören Neutrinos, welche mit hoher Wahr-

scheinlichkeit auch mit diesem Detektor nicht wechselwirken und Myonen. Die Detektorkammern des Myonsystems sind radial in mehreren Schichten angebracht und sind ebenfalls von dem geschwächten Magnetfeld der Solenoid-Spule durchsetzt. In Abbildung 5 ist ein Durchgang mehrerer Teilchen durch den Detektor und ihre Wechselwirkung mit den Detektorschichten gezeigt:

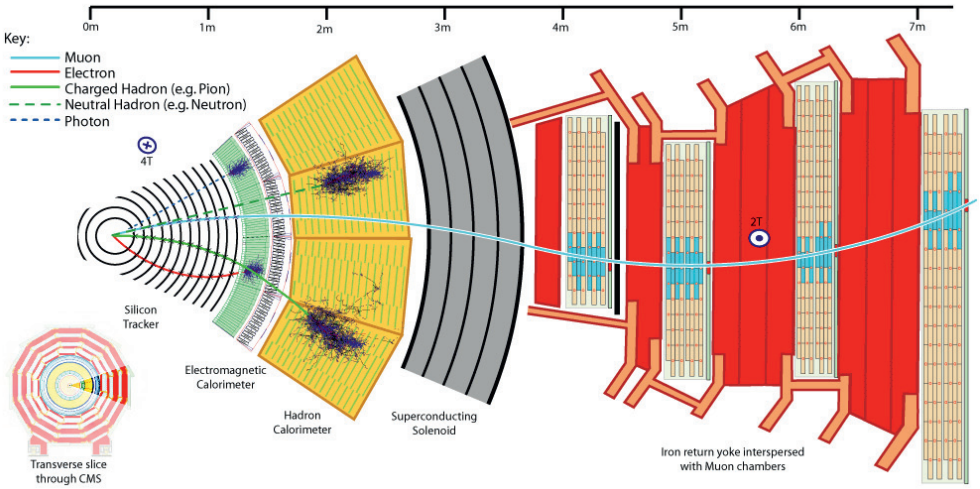

Abb. 5 Teilchen im Detektor. Quelle: www.hephy.at

Zur Berücksichtigung der Zylindergeometrie des Detektors und relativistischer Effekte müssen geeignete Koordinaten gewählt werden. Die z-Achse stimmt mit der Strahlachse überein. Der Winkel Φ fährt die zur Strahlachse transversale Ebene ab. Der Polarwinkel θ, welcher den Richtungsunterschied zur Strahlachse beschreibt, wird durch die Pseudorapidität η ersetzt, da Differenzen dieser in guter Näherung invariant unter Lorentzboosts[1] sind. Sie berechnet sich unter Verwendung des Polarwinkels wie folgt:

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

Die Winkel beziehen sich auf den Ursprung des Koordinatensystems, welcher in die Mitte des Detektors gelegt wurde. Der gesamte Winkelabstand zwischen zwei Punkten in Bezug auf den Ursprung des Koordinatensystems wird durch die Größe ΔR beschrieben:

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

Die physikalischen Größen, die bei der Analyse der Ereignisse eine besonders große Rolle spielen, sind die fehlende transversale Energie und der transversale Impuls. Diese Größen folgen grundlegenden Erhaltungssätzen der Physik, so muss zum Beispiel die Summe aller Impulse vor einer Kollision gleich der Summe aller Impulse nach einer solchen sein. Dies gilt ebenfalls für die einzelnen Impulskomponenten. Daraus folgt, dass sich die Transversalimpulse in der vektoriellen Summe zu Null addieren, da vor der Kollision ebenfalls keine Transversalkomponente des Impulses existierte. Da jedoch die Impulse der nicht detektierten Teilchen in der Summe fehlen, kann dies Aufschluss über solche Teilchen geben.

[1] Spezielle Lorentztransformation

4 MUSiC

Bei der Suche nach neuen physikalischen Phänomenen und Regeln arbeiten die theoretische Physik und die Experimentalphysik Hand in Hand. Es werden in der Regel einige Theorien über noch nicht bekannte Bereiche der Physik aufgestellt, bis diese durch ein Experiment widerlegt oder bestätigt werden. Im Laufe des letzten Jahrhunderts wurden die benötigten Experimente jedoch so aufwändig und die Physik so vielfältig, dass sich eine fast unüberschaubare Menge an zu überprüfenden Theorien entwickelt hat. Am LHC sollen diese Theorien überprüft werden, da es zum ersten Mal möglich ist, das Standardmodell bei Energien jenseits der 2 TeV Marke zu überprüfen. Für eine spezifische Überprüfung – also eine modellabhängige Suche – sind modellspezifische Vorgehensweisen, zum Beispiel gezielte Selektionskriterien der Daten notwendig. Dabei wird eine Suche nach solch einer Vorgehensweise im Allgemeinen weniger sensitiv oder unbrauchbar für die Überprüfung aller anderer Theorien. Die modellunabhängige Suche nach neuer Physik soll genau diesen Nachteil vermeiden. In dieser Analyse wird ein möglichst großes Spektrum an Daten, ohne Ausrichtung auf eine der Theorien, auf Abweichungen vom Standardmodell untersucht. Dabei soll diese Methode die modellabhängigen Suchen nicht ersetzen, sondern vielmehr ergänzen.

Dabei wird nach folgenden Richtlinien vorgegangen [11]:

- Das Standardmodell wird anhand gut verstandener Objekte untersucht, das sind Teilchen, die mit hoher Sicherheit bestimmt werden können, damit das Ergebnis der Analyse eine große Aussagekraft besitzt: Z.B. hoher Transversalimpuls, niedrige Pseudorapidität und solide Objektidentifikation.

- Keine modellspezifische Selektion der Daten um eine große „Sichtweite“ für neue Physik zu gewährleisten.

- Alle bekannten systematischen Unsicherheiten sollen mit einbezogen werden.

- Man sollte offen für alle Arten von Abweichungen sein: Abweichungen in kleinen Bereichen sowie großflächige Abweichungen in vielen Zerfallskanälen können auftreten.

4.1 Das Konzept

4.1.1 Ereignisklassen

Es werden die Ereignisse nach den physikalischen Objekten sortiert, die in den jeweiligen Endzuständen enthalten sind und anschliessend mit Monte-Carlo-Simulationen des Standardmodells verglichen. Den Richtlinien folgend sind für MUSiC fünf Objekte relevant:

- Myonen (μ)
- Photonen (γ)
- fehlende transversale Energie (E_T^{miss})
- Elektronen (e)
- hadronische Jets (Jet)

Jedes Ereignis, welches mindestens ein geladenes Lepton, also Elektron oder Myon, oder ein Photon mit jeweils einem Mindestimpuls enthält, wird in so-genannte Ereignisklassen einsortiert. Es existieren exklusive Ereignisklassen, die Ereignisse beinhalten, deren Endzustände exakt durch die Klassennamen beschrieben werden und inklusive Ereignisklassen, deren Ereignisse neben den geforderten Endzuständen auch andere zusätzliche Objekte enthalten dürfen, die im Namen einer solchen Ereignisklasse mit einem „+X“ bezeichnet werden.

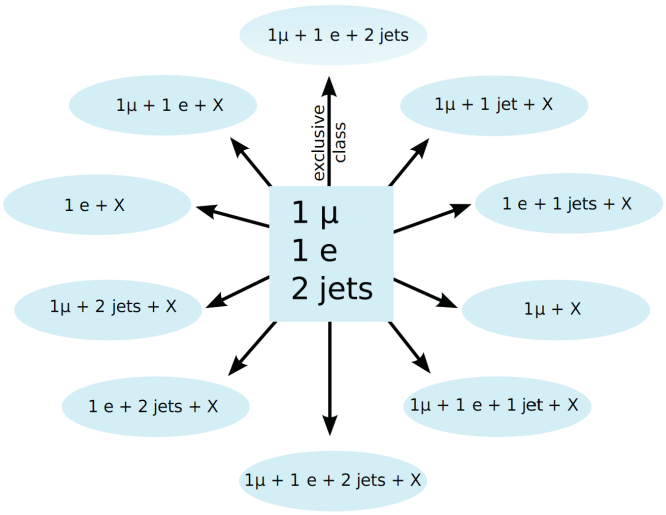

Abb. 6 Klassifizierung eines Ereignisses mit einem Myon, Elektron und 2 Jets. Quelle: [11]

Wie in Abbildung 6 gezeigt, wird ein Ereignis mit den Endprodukten 1 Myon, 1 Elektron und 2 Jets nicht nur in eine exklusive Klasse, sondern in neun weitere inklusive Klassen sortiert. Insgesamt fallen für die betrachteten Objekte 500 bis 600 verschiedene Ereignisklassen an. In der Analyse der Daten, die im Jahr 2010 mit dem CMS-Detektor aufgenommen wurden, werden allerdings nur exklusive Klassen betrachtet, von denen ca. 100 existieren.

4.1.2 Suchalgorithmus

Nachdem die Ereignisse vollständig klassifiziert worden sind, werden für jede Ereignisklasse drei kinematische Distributionen untersucht:

- $\sum P_T$ Die Summe der Transversalimpulse aller beinhalteten Objekte.
- M^{inv} Die kombinierte invariante Masse aller Objekte.
  Für Klassen mit E_T^{miss} wird die transversale invariante Masse M_T benutzt.
- E_T^{miss} Die fehlende transversale Energie.

Diese Verteilungen können unterschiedliche Hinweise auf neue Physik geben. Im nächsten Schritt wird ein Suchalgorithmus angewendet, der eventuelle Abweichungen zum Standardmodell finden soll. Dafür werden die Verteilungen in Regionen unterteilt. Die Regionen werden aus unterschiedlichen Anzahlen von Bins zusammengefasst. Die kleinste Region ist gerade einen Bin breit, die größte Region umfasst das gesamte Histogramm. Die Monte-Carlo-Simulation des Standardmodells wird ebenfalls auf diese Weise in Regionen unterteilt.

Anschliessend wird für jede Region mittels der Anzahl der erwarteten Einträge B aus der Monte-Carlo-Simulation sowie deren Fehler σ_B und der Anzahl der aufgenommenen Einträge N_{data} der Daten für jede Region ein p-Wert bestimmt, der die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass die gefundene Abweichung für diese Region durch eine statistische Fluktuation zustande kommt. Zur Berechnung des p-Wertes wird die statistische Unsicherheit der Ereigniszahl der Monte-Carlo-Simulation in Form einer Poissonverteilung und der gesamte systematische Fehler, zu dem unter Anderen auch die PDF-Unsicherheit beiträgt (siehe Kapitel 6.1), in Form einer Gaussverteilung berücksichtigt.

$$p = \begin{cases} \sum_{i=N_{\text{data}}}^{\infty} A \cdot \int_0^{\infty} \mathrm{d}x \exp\left(\frac{-(x-B)^2}{2\sigma_B^2}\right) \cdot \frac{e^{-x}x^i}{i!} & \text{für } N_{\text{data}} \geq B \\ \sum_{i=0}^{N_{\text{data}}} A \cdot \int_0^{\infty} \mathrm{d}x \exp\left(\frac{-(x-B)^2}{2\sigma_B^2}\right) \cdot \frac{e^{-x}x^i}{i!} & \text{für } N_{\text{data}} < B \end{cases}$$

Da die Gaussverteilung bei x = 0 abgeschnitten wird, um Unsicherheiten im Bereich negativer Ereigniszahlen zu vermeiden, muss ein Renormierungsfaktor A berücksichtigt werden.

4.1.3 Region des größten Interesses

Der p-Wert ist ein Maß für die Signifikanz einer Abweichung. Je kleiner der p-Wert einer Region ist, desto signifikanter ist diese. Die Region einer Verteilung mit dem kleinsten p-Wert (p_{min}) wird als „Region des größten Interesses“ bezeichnet. Zur Optimierung der Rechenzeit werden leere Bins sowie Bins, die nicht mehr als drei Standardabweichungen abweichen, nicht in die Berechnung von p einbezogen.

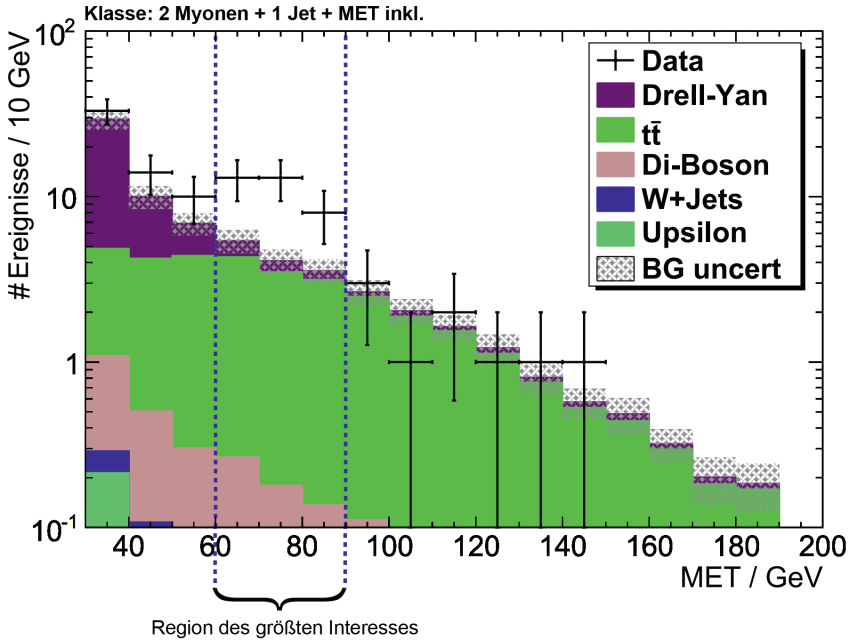

Abb. 7 Beispiel für eine Region des größten Interesses. Quelle: [11]

4.1.4 „Look Elsewhere Effect“ und Signifikanz

Für die Bestimmung der tatsächlichen Signifikanz reicht die Region des größten Interesses alleine nicht aus. Da sehr viele Regionen betrachtet werden, ist die Wahrscheinlichkeit groß, eine signifikante Abweichung zu finden. Dies kann man mit der Wahrscheinlichkeit vergleichen, dass irgendjemand im Lotto gewinnt, welche relativ gesehen sehr groß ist, obwohl die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, dass eine spezielle Person im Lotto gewinnt. Zu diesem Zweck werden Pseudoexperimente in Form von Monte-Carlo-Simulationen gewürfelt und eine erneute Bestimmung von p_{min} für jedes dieser Experimente vorgenommen. Daraus wird eine Verteilung erstellt, die beschreibt, wie viele der Pseudoexperimente eine höhere Signifikanz besitzen als die realen Daten, die analysiert werden sollen. Auf diese Weise wird die tatsächliche Signifikanz $\tilde{p}$ einer Verteilung berechnet. In Abbildung 8 wird die Vorgehensweise anhand eines Beispiels gezeigt.

$$\tilde{p} = \frac{\text{Nummer der Pseudoexperimente mit } p_{min}^{SM} \leq p_{min}^{data}}{\text{Gesamtzahl an Pseudoexperimenten}}$$

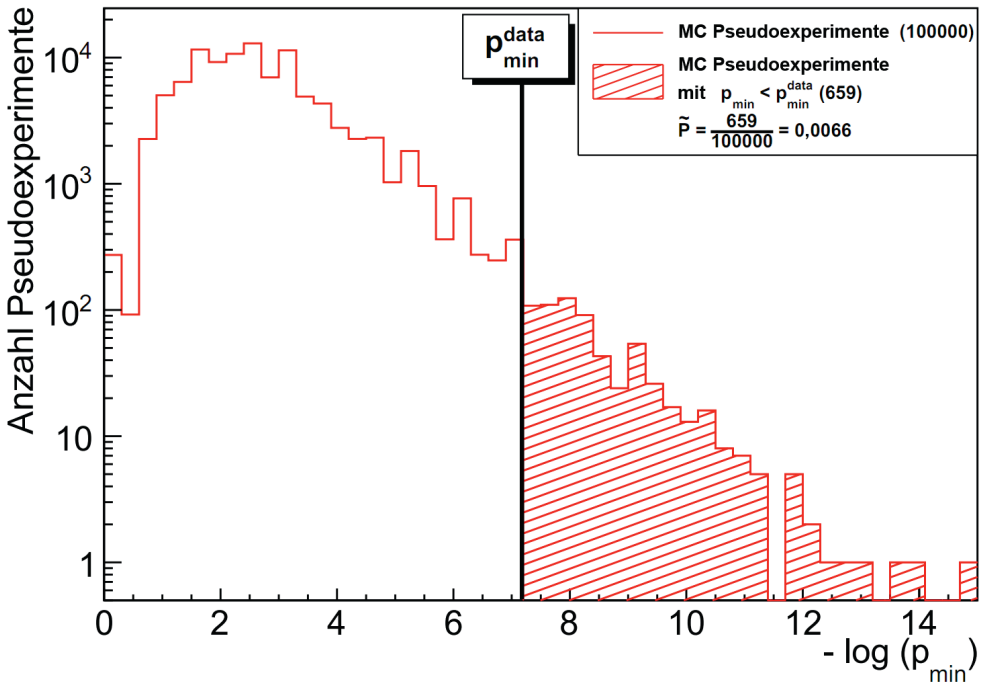

Abb. 8 Bestimmung des $\tilde{p}$-Wertes. Quelle: [11]

Die in Abbildung 8 zeigt die Bestimmung der tatsächlichen Signifikanz anhand einer anderen Region des größten Interesses, als jene, die in Abbildung 7 gezeigt wird. Der gleiche Effekt tritt nicht nur innerhalb einer Verteilung auf, sondern auch innerhalb der ganzen Analyse, da hier viele Klassen untersucht werden. Dazu wird eine Verteilung aller $\tilde{p}$-Werte mit einer Verteilung aus mittels Pseudoexperimenten bestimmten $\tilde{p}$-Werten verglichen.

4.2 Objektselektion

Obwohl für MUSiC keine Schnitte in Bezug auf modellabhängige Parameter vorgenommen werden, muss dennoch darauf geachtet werden, nur wohlbekannte und gut identifizierte Objekte zu selektieren. Um weitere Effekte ausschließen zu können, wie zum Beispiel „ghost objects“, welche fehlerhafte Doppelrekonstruktionen des selben Teilchens sind, oder kosmische Myonen, werden weitere Schnitte auf die Daten angewendet. Die einzelnen Maßnahmen zur Säuberung der Datensätze werden von spezialisierten Untergruppen empfohlen und im folgenden dargestellt.

4.2.1 Myonen

Nachdem ein Myon im Myonsystem detektiert wurde, kann eine Spur rekonstruiert werden, die mit dem Kollisionspunkt vereinbar ist. Diese Spuranpassung geschieht mit Hilfe eines Kalman-Filters, der die Störungen bei der Messung beseitigen soll, und wird „standalone muon“ [10] genannt. Da das erfasste Myon ebenfalls eine Spur im inneren Spurdetektor hinterlassen haben muss, können diese beiden abgeglichen werden. Nachdem die Spur anhand beider Detektoren rekonstruiert wurde, wird sie als „globales Myon“ bezeichnet. Um sicher zu gehen, dass das Myon nicht aus einem Jet entstanden ist, wird ein Isolationskriterium angewendet, welches Myonen verwirft, die in ihrer Nähe einen hohen Fremdanteil an Transversalimpuls mit sich führen. Dafür werden auch Informationen aus den Kalorimetern geprüft. Das Myon muss zudem einen Transversalimpuls von mindestens 18 GeV besitzen. Die Pseudorapidität ist auf einen Betrag von 2,1 beschränkt, da die Trigger des Myonsystems nicht weiter ausgebaut sind. Für eine gelungene Identifikation sind ausserdem mindestens 11 Treffer im Spurdetektor zum Rekonstruieren der Flugbahn notwendig sowie eine gute Anpassung dieser mit einer Qualität von einem χ^2/n.d.F < 10. Zusammengefasst lauten die Kriterien:

- $P_T(\mu) > 18$ GeV
- $|\eta(\mu)| < 2{,}1$
- $R_{\text{Isolation}} = \frac{\sum p_T \text{ innerhalb Winkelabstand von } 0.3 - p_T(\mu)}{p_T} < 0{,}1$
- $N_{\text{Detektor Treffer}} \geq 11$
- Entfernung zum Kollisionspunkt: |d| < 2 mm
- Übereinstimmung von Kalorimeter, Spurdetektor und Myonsystem

4.2.2 Elektronen

Für die Rekonstruktion der Elektronflugbahn wird zunächst eine passende Spur des Siliziumdetektors zur gemessenen Position und Energie des elektromagnetischen Kalorimeters gesucht. Dabei wird eine Ladung von ± 1 berücksichtigt, da zwischen Elektron und Positron zunächst nicht unterschieden werden kann. Zur Energiemessung werden sogenannte Supercluster (Cluster von Clustern) benutzt, welche die Energie umliegender Zellen erfasst, um die zusätzliche Energie der Bremsstrahlung aufzufangen. Zusammen mit den Treffern im Pixeldetektor muss die Bremsstrahlung ebenfalls bei der Rekonstruktion der Flugbahn berücksichtigt werden. Dazu wird ein abgeänderter Kalman-Filter namens „Gaussian Sum Filter“ genutzt. Wie bei den Myonen

wird eine Spurisolation benutzt, die in einem Winkelabstand von R = 0,3 den übrigen Impuls analysiert und anhand dieses Kriteriums eine Selektion vornimmt. Auch hier wird zusätzlich die Information aus dem hadronischen Kalorimeter zur Isolation hinzugezogen. Es wird ein Transversalimpuls von über 25 GeV verlangt und eine Übereinstimmung der rekonstruierten Flugbahn mit dem Kollisionspunkt von weniger als 2 mm. Es muss eine Pseudorapidität < 2,5 eingehalten werden, da bis zu diesem Wert eine volle Funktionsbereitschaft des elektromagnetischen Kalorimeters garantiert wird.

- $P_T(e) > 25$ GeV
- $|\eta(e)| < 2.5$
- $R_{Isolation} = \frac{\sum p_T \text{ innerhalb Winkelabstand von } 0.3 - p_T(\mathbf{e})}{p_T} < 0{,}1$
- Entfernung zum Kollisionspunkt: $|d| < 2$ mm
- $E_{had.} / E_{tot.} < 0{,}05$

4.2.3 Photonen

Zunächst wird zwischen Elektronen und Photonen nicht unterschieden. Es kommen hier die gleichen Rekonstruktionsalgorithmen zum Einsatz. Um die Photonen von den Elektronen abheben zu können, wird der Pixeldetektor benötigt. Alle rekonstruierten Teilchenbahnen, die mit Treffern im Pixeldetektor übereinstimmen, können ihren Ursprung nicht in Photonen haben und werden somit durch einen „Pixel-Seed-Veto“ aussortiert. Photonen werden genauso wie Elektronen in Identifikationsklassen unterteilt. Für MUSiC kommen nur Photonen der Klasse „tight“ in Frage. Zusätzlich muss bei Photonen die Wahrscheinlichkeit zur Konvertierung berücksichtigt werden. Damit ist die Bildung eines e^+e^--Paares aus einem Photon gemeint. Diese ist zwar im Pixeldetektor

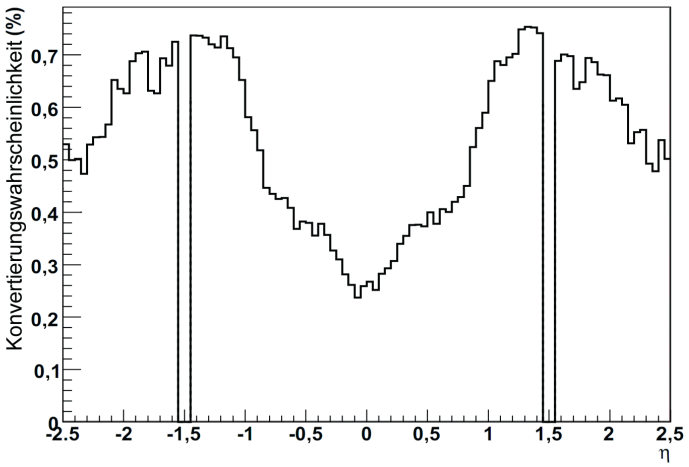

Abb. 9 Wahrscheinlichkeit zur Konvertierung eines Photons mit einer Energie von 20 - 150 GeV vor dem Erreichen des ECAL. Quelle: [2]

vernachlässigbar klein, im Streifendetektor jedoch mit 30% - 70% nicht vernachlässigbar. In Abbildung 9 ist die Wahrscheinlichkeit einer Konversion vor Erreichen des elektromagnetischen Kalorimeters in Abhängigkeit von der Pseudorapidität dargestellt. Die Schnittkriterien für Photonen ähneln denen der Elektronen.

- $P_T(\gamma) > 25$ GeV
- $|\eta(\gamma)| < 2{,}5$
- $R_{\text{Isolation}} = \frac{\sum p_T \text{ innerhalb Winkelabstand von } 0.3 - p_T(\gamma)}{p_T} < 0{,}1$
- Pixel-Seed-Veto

4.2.4 Jets

Die Rekonstruktion von Jets geschieht mit Hilfe mehrerer Algorithmen. Die Informationen für eine Rekonstruktion werden dabei aus allen Subdetektoren des CMS-Detektors entnommen. Die dort gemessenen Energien müssen aufgrund von unterschiedlichem Detektorverhalten für verschiedene Winkelbereiche korrigiert werden. Die von MUSiC verwendeten Jets werden mit einem „Particle Flow Jets“ Algorithmus rekonstruiert. Die verwendeten Selektionskriterien sichern eine ausreichende Energieauflösung und die Möglichkeit, Jets von anderen elektromagnetischen Objekten zu trennen.

- $P_T(\text{Jet}) > 50$ GeV
- $|\eta(\text{Jet})| < 2{,}5$
- $E_{\text{had.}} / E_{\text{tot.}} > 0{,}05$
- anti-k_t Jets

4.2.5 Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie wird durch die Messungen aller im CMS-Detektor beinhalteten einzelnen Detektoren bestimmt und muss daher mit einer großen Unsicherheit behandelt werden. Die fehlende tranversale Energie wird als ein Objekt betrachtet und wird ab einer vom Rekonstruktionsalgorithmus „Particle Flow“ rekonstruierten Energie von mindestens 30 GeV berücksichtigt.

5 Parton-Dichte-Funktionen

Dieses Kapitel bezieht sich auf die themenbezogenen Veröffentlichungen [4, 5, 6, 7, 8, 9] und beinhaltet ebenfalls Bilder aus diesen Quellen. Die mit dem CMS-Detektor aufgenommenen und später analysierten Daten beschreiben Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von derzeit maximal 7 TeV am Large Hadron Collider. Da bei dieser Energie eine derart hohe Ortsauflösung erreicht wird, sodass nicht etwa die Protonen miteinander wechselwirken, sondern ihre Bestandteile – die Partonen – benötigt man zunächst einen Formalismus, um eben deren Verhalten zu beschreiben. Mit Partonen sind hier nicht nur die bekannten drei Quarks als direkte Bestandteile der Protonen (auch Valenzquarks genannt) gemeint, sondern auch deren Wechselwirkungsteilchen, die Gluonen und weitere Quark-Antiquark-Paare, die man Seequarks nennt. Da auch Gluonen eine Farbladung und eine Antifarbe tragen und somit an andere Gluonen koppeln können, wird die Vorstellung über den Aufbau eines Protons schnell sehr komplex. In den 60er Jahren wurden erstmals am Stanford Linear Accelerator Center genügend große Energien erreicht, um diese Strukturen erforschen zu können. Aus diesem Wissen entstand das Quark-Parton-Modell und dies wurde später durch die Quantenchromodynamik verbessert. Demnach wird die Streuung an Partonen Tiefinelastische Streuung genannt. Inelastisch, da das Proton durch die hohe Energie „aufbricht“. Am Hera-Beschleuniger in Hamburg wurde um 1992 erstmals an einem Collider Elektron-Proton-Streuung durchgeführt.

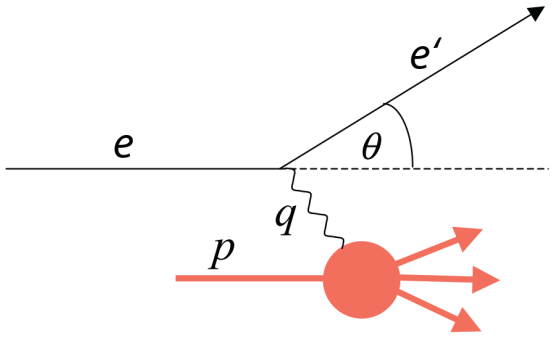

Abb. 10 Inelastische Elektron (e) - Proton (p) - Streuung:
Der Viererimpulsübertrag $-q^2$ führt zu einer Richtungsänderung der Elektronflugbahn von e nach e‘, welche über den Streuwinkel θ gemessen wird.
Quelle: Lutz Feld, Seminar Teilchenphysik und Kosmologie, 6. November 2001, http://web.physik.rwth-aachen.de/~feld/talks/Teilchenphysik.pdf

Die Wechselwirkung mit dem Proton und der damit verbundene Viererimpulsübertrag $-q^2 = Q^2$ kann über den Streuquerschnitt des Elektrons analysiert werden. In diesen Experimenten konnte festgestellt werden, dass sich der inelastische Teil der Streuung aus einer Überlagerung elastischer Streuvorgänge punktförmiger Bestandteile des Protons zusammensetzt. Der Wirkungsquerschnitt erhielt neben seiner Form für elastische Streuvorgänge Formfaktoren, welche sich als abhängig vom Impulsanteil x des Protons herausstellten. Die „Bjorken‘sche Skalenvariable“ x ist neben dem Protonimpulsanteil auch ein Maß für die Inelastizität einer Kollision, mehr dazu jedoch später.

Bjorken'sche Skalenvariable: $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$

Die Parton-Dichte-Funktionen (PDFs) sind nun die Antwort auf die Formfaktoren im Wirkungsquerschnitt. Sie geben eine Impulsanteilwahrscheinlichkeitsdichte des Gesamtimpulses des Protons für ein bestimmtes Parton an. Die Überlagerung der PDFs aller Partonen geben die Stukturform an. Bei einer Proton-Proton-Kollision muss die Information dieser Wahrscheinlichkeitsdichte ebenfalls berücksichtigt werden, siehe dazu Abbildung 11 und Gleichung (1).

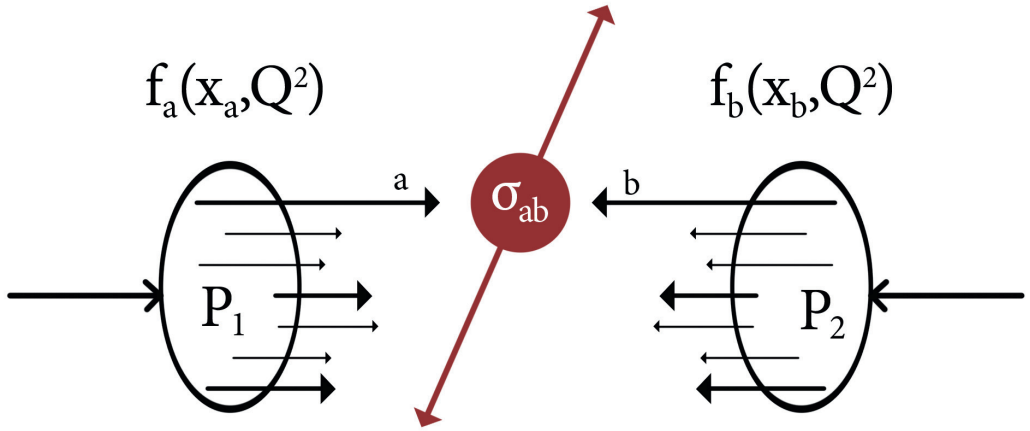

Abb. 11 Rolle der PDFs bei einer Kollision von Proton 1 mit Proton 2: Die Funktionen $f_{a,b}$ geben die Wahrscheinlichkeitsdichten für den Impulsanteil der Partonen a bzw. b an und gewichten dadurch die direkten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{ab\to X}$ der Kollision. Der Index a bzw. b durchläuft die vorhandenen Partonen des Protons 1 bzw. Proton 2.

Bei einer Kollision zweier Protonen in den Endzustand X setzt sich der gesamte Wirkungsquerschnitt σ_X demnach aus dem direkten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ab\to X}$ für diese Reaktion (in Abhängigkeit der Impulsanteile) und zusätzlich aus der Wahrscheinlichkeitsdichte für diese Impulsanteile zusammen, welche sich in den PDFs $f_i(x_i,Q^2)$ widerspiegelt.

$$\sigma_X = \sum_{a,b} \int_a^b dx_a\, dx_b\; f_a(x_a, Q^2)\, f_b(x_b, Q^2) \cdot \sigma_{ab\to X}(x_a, x_b, Q^2) \qquad (1)$$

Die Bestimmung einer solchen PDF gestaltet sich aufgrund der Natur der QCD (Quantenchromodynamik) nicht sehr einfach. Die Wahrscheinlichkeitsdichte besitzt eine zusätzliche Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2. Während die Entwicklung der Dichte nach dieser Abhängigkeit berechenbar ist, kann die Entwicklung nach dem Impulsanteil nicht pertubativ bestimmt werden. Das liegt zuletzt an der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung. Diese ist abhängig von der Bindungsenergie eines Zustandes. Je niedriger diese ist, desto stärker wird die Kopplung. Bei niederenergetischen Zuständen wird α_s sogar > 1. In der störungstheoretischen Berechnung bekommen damit Terme höherer Ordnung, in denen also α_s mit größeren Exponenten eingeht, eine zunehmend größere Bedeutung als die führende Ordnung.

Diese Terme höherer Ordnung stehen im physikalischen Sinne für die Berücksichtigung der von Quarks abgestrahlten Gluonen und auch für neue Quark-Antiquark-Bindungen (Seequarks), welche aufgrund der Heisenberg'schen Unschärfe im Vakuum entstehen und sich im zugehörigen Zeitbereich der Unschärfe wieder selbst vernichten. Die übergeordneten Eigenschaften des Zustandes werden durch diese Effekte stark beeinflusst. Um ein Beispiel zu nennen: Die Masse eines Protons wird zum Großteil durch die Seequarks statt durch Valenzquarks bestimmt. Eine pertubative Berechnung ist damit nur in Spezialfällen möglich. Die steigende Relevanz der Terme höherer Ordnung kann man sich bildlich so vorstellen, dass die Anzahl an niederenergetischen Bindungen (Seequarks) bei immer niedrigeren Energien zunimmt und somit die Vorstellung eines Protons als eine Quark-Gluon-Wolke sehr zutreffend ist.

Bei einer Kollision ist die Information wichtig, wie sich der Impuls des Protons auf die Partonen verteilt. Dies ist nun abhängig davon, wie gut die Wolke aufgelöst werden kann, was wiederum durch die Abhängigkeit des Impulsübertrags bei der betrachteten Kollision beschrieben wird. Wird ein Proton (oder auch Parton) also als Ganzes aufgelöst, existiert nur ein einziger Impulsanteil. Für die Skalenvariable bedeutet das: $x = 1$. Es findet eine elastische Streuung statt. Berücksichtigt man in diesem Gedankenbeispiel den Aufbau durch Quarks, also durch nur drei Bestandteile, erhält man ein diskretes x von einem Drittel. Dieser Streuprozess wird durch das eben erwähnte Aufbrechen der Einheit des Protons inelastischer, da das Proton nicht mehr als einzeln angesehen werden kann. Werden nun Gluonen und Seequarks mit einbezogen, wird aus der diskreten Verteilung eine kontinuierliche.

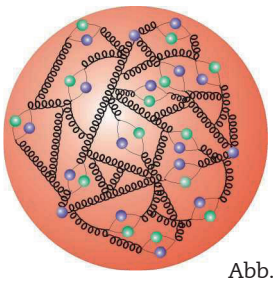

Abb. 12
Quark-Gluon-Wolke.
Quelle: www.desy.de

Findet bei einer Kollision ein großer Impulsübertrag statt (zum Beispiel: Größenordnung $Q^2 = 10^4$ GeV^2), dann wächst der Anteil an Partonen mit niedrigem Impulsanteil im Vergleich zu Kollisionen mit kleinen Impulsüberträgen (zum Beispiel: Größenordnung $Q^2 = 10$ GeV^2) an. Ebenso wird die Wahrscheinlichkeit für Partonen mit hohen Impulsanteilen niedriger. Der Effekt wird „Verletzung des Bjorken'schen Skalenverhaltens" [8] genannt und ist in Abbildung 13 für die genannten Impulsüberträge zu sehen.

In den letzten Jahren haben sich einige Forschungsgruppen zusammengeschlossen, die auf die Bestimmung der PDFs spezialisiert sind. Die Vorgehensweise liegt im Allgemeinen darin, die PDFs bei einer initialen Größe Q_0^2 von ca. 1 GeV^2 nach einer Funktion der Form [5]

$$x \cdot f_i(x, Q_0) = a_0 x^{a_1} (1-x)^{a_2} \cdot F_i(a_3, a_4, ...)$$

zu parametrisieren. Dabei sind die Variablen a_i anzupassen. Der unbekannte Funktionsterm F_i in dieser Gleichung variiert von Forschungsgruppe zu Forschungsgruppe und hat je nach Parton unterschiedliche Gestalt. So verwendet CTEQ[1] folgende Funktion für Quark-Dichten: [6]

$$x \cdot f_i(x, Q_0) = a_0 x^{a_1} (1-x)^{a_2} \cdot e^{a_3 x} (1 + a_4 x)^{a_5}$$

und für Gluon-Dichten:

$$x \cdot f_i(x, Q_0) = a_0 x^{a_1} (1-x)^{a_2} \cdot e^{a_3 \sqrt{x} + a_4 x + a_5 x^2}$$

[1] CTEQ steht für „The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD".
Dies bedeutet übersetzt „Das koordinierte theoretisch-experimentelle Projekt der QCD"

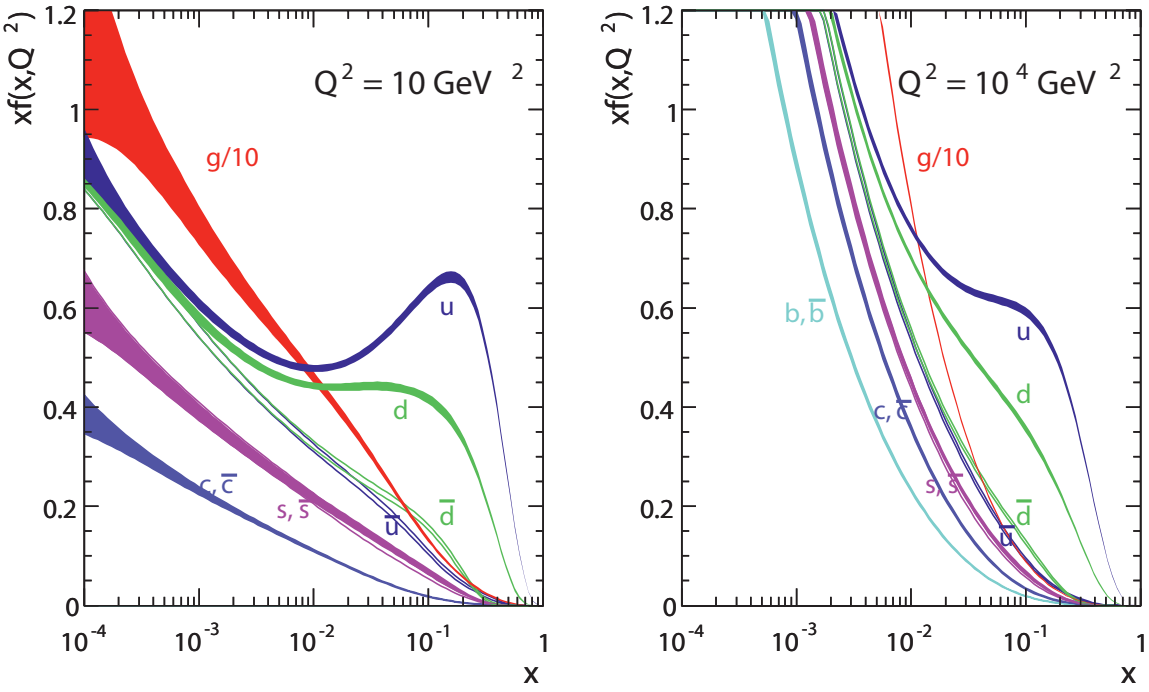

Abb. 13 Parton-Dichte-Funktionen eines Protons der Gruppe MSTW
links: bei $Q^2 = 10\ \text{GeV}^2$, rechts bei $Q^2 = 10^4\ \text{GeV}^2$
im Vergleich erkennbar: „Verletzung der Bjorken Skala“ [8]
Quelle: siehe Abbildungsverzeichnis

Die bereits angepassten Funktionen sind in Abbildung 13 zu sehen. Die PDFs der unterschiedlichen Quarks sind in verschiedenen Farben dargestellt. Man kann auch an der deutlich höheren Wahrscheinlichkeitsdichte des Up-Quarks erkennen, dass es sich in der Grafik um die Wahrscheinlichkeiten innerhalb eines Protons handelt. Die Gluondichte wird mit einem Faktor 1/10 dargestellt, da diese, wie auf der Vorseite beschrieben, bei kleinen Impulsen sehr stark zunimmt. Die Wahrscheinlichkeit der Strange- und Charm-Quarks, welche man in einem Proton normalerweise nicht erwartet, steigt durch die Bildung von Seequarks in Form von Teilchen-Antiteilchen-Paaren.

Diese Parametrisierungen der Impulsanteil-Abhängigkeit haben sich über die letzten Jahre für einige Forschungsgruppen bewährt und lassen sich gut anhand von Monte-Carlo-Simulationen an die aufgenommenen Detektordaten (des Hera-Beschleunigers und anderer Experimente) anpassen. Die Forschungsgruppe NNPDF[1] bevorzugt an dieser Stelle einen eigenen Ansatz, auf den im Kapitel PDF-Unsicherheiten detaillierter eingegangen wird. Die Entwicklung der PDFs bei größeren Impulsüberträgen kann durch die DGLAP[2]-Funktionen bestimmt werden (die Bezeichnungen werden auf der nächsten Seite erläutert) [4]:

$$\frac{d}{d\ln Q^2}\begin{pmatrix} q_i(x,Q^2) \\ g(x,Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\sum_j \int_x^1 \frac{dy}{y} \times \begin{pmatrix} P_{q_iq_j}\left(\frac{x}{y}\right) & P_{q_ig}\left(\frac{x}{y}\right) \\ P_{gq_j}\left(\frac{x}{y}\right) & P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_j(y,Q^2) \\ g(y,Q^2) \end{pmatrix}$$

[1] NNPDF (Neural Network Parton Density Function)

[2] DGLAP (Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi)

Wie bereits beschrieben, werden bei größeren Impulsüberträgen größere Teile von Seequarks und Gluonen für die Kollision sichtbar. Um dies berücksichtigen zu können, müssen weitere Faktoren mit einbezogen werden: Die Impulswahrscheinlichkeitsdichte der Partonen wird in eine Quark- und Gluondichte [$q_i(x,Q^2)$ und $g(x,Q^2)$] aufgeteilt. Außerdem werden Terme eingeführt, die die Wahrscheinlichkeit für den Übergang zwischen den Quark- und Gluonimpulswahrscheinlichkeitsdichten darstellen und damit die Veränderung dieser beschreiben. So wird die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Gluons und die damit verbundene Impulsanteilabnahme z von y auf x des betroffenen Quarks mit $\alpha_s \cdot P_{qq}$ (x/y) bezeichnet [4]. Der Vorgang ist in Abbildung 14 oben links dargestellt. Dies kann bei allen Quarks mit Impulsanteil von X bis 1 geschehen, was durch das Integral in der DGLAP-Gleichung beschrieben ist. Für die drei weiteren denkbaren Prozesse zwischen Quarks und Gluonen existieren analoge Wahrscheinlichkeitsterme, welche ebenfalls in der folgenden Abbildung visualisiert sind.

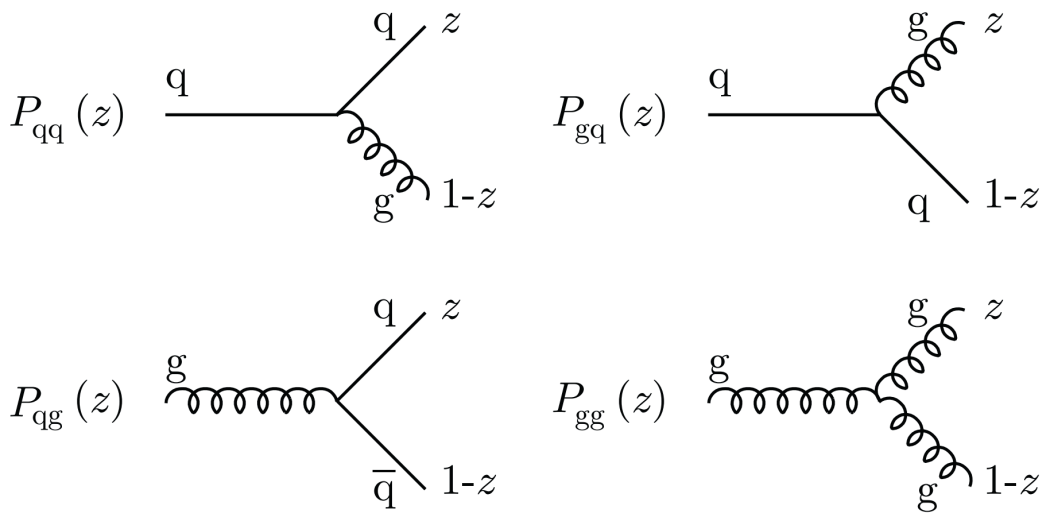

Abb. 14 Mögliche Übergänge zwischen Quark- und Gluondichten bei Impulsanteilüberträgen z. Quelle: [4]

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3}\left[\frac{1+z^2}{1-z}\right]$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}\left(z^2 + (1-z)^2\right)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3}\left[\frac{1+(1-z)^2}{z}\right] = P_{qq}(1-z)$$

$$P_{gg}(z) = 6\left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z)\right]$$

Die theoretische Berechnung der Entwickling der PDFs bei großen Impulsüberträgen ist für die Analyse der Daten des CMS-Detektors wichtig, da bisher keine Elektron-Proton-Streuung zur Untersuchung der PDFs bei solch großen Energien möglich war.

5.1 PDF-Unsicherheiten

Da ein großer Teil der PDFs mittels einer Anpassung einer Funktion an Detektordaten bestimmt wird, ist die Unsicherheit auf eine solche PDF ebenfalls eine wichtige Größe und darf bei Analysen, die eine hohe Genauigkeit und Präzision verlangen nicht vernachlässigt werden. In der Analyse-Software MUSiC soll die korrekte Behandlung von PDFs der drei Gruppen CTEQ, MSTW[1] und NNPDF berücksichtigt werden. Dazu wird im Folgenden die Vorgehensweise der Forschungsgruppen und die vorgeschlagene Behandlung für ihre Unsicherheiten vorgestellt.

5.1.1 CTEQ und MSTW

Diese beiden Gruppen gehen im Wesentlichen sehr ähnlich bei der Bestimmung der PDFs und deren Unsicherheiten vor, was man auch bei der Implementierung in die Software MUSiC merkt. Die Fitfunktionen besitzen ca. N = 20 Parameter zur bestmöglichen Anpassung an die experimentellen Daten. Dazu wird das χ^2 der Anpassung minimiert. Für die Unsicherheiten werden nun mittels der Hesse-Matrix-Methode [2]

$$\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min} = \sum_{i,j}^{n} H_{ij}(a_i - a_i^0) \cdot (a_j - a_j^0)$$

die Parameter a_i entlang der Eigenvektoren der Hesse-Matrix H_{ij} jeweils von der Position der besten Anpassung χ_{min} in positive und negative Richtung verschoben und für jede dieser Verschiebungen eine Fehler-PDF erstellt, welche die Information der ursprünglichen PDF nach Veränderung des jeweiligen Parameters enthält. Ein PDF-Satz enthält demnach eine PDF der besten Anpassung und 2N Fehler-PDFs. Um nun einen Gesamtfehler für eine PDF konstruieren zu können, wird folgende Formel verwendet [9]:

$$\sigma^{\mathrm{PDF}+} = \alpha \sqrt{\sum_{i}^{N/2} [\ \max\left(\mathcal{O}(q^{2i-1}) - \mathcal{O}(q^0)\ ,\ \mathcal{O}(q^{2i}) - \mathcal{O}(q^0)\ ,\ 0\right)]^2}$$

$$\sigma^{\mathrm{PDF}-} = \alpha \sqrt{\sum_{i}^{N/2} [\ \max\left(\mathcal{O}(q^0) - \mathcal{O}(q^{2i-1})\ ,\ \mathcal{O}(q^0) - \mathcal{O}(q^{2i})\ ,\ 0\right)]^2}$$

Dabei stellt die Observable $\mathcal{O}$ im Fall der Software MUSiC die Anzahl der Ereignisse in einem Bin[2] in den Histogrammen für Ereignishäufigkeiten der Monte-Carlo-Berechnungen dar. $\mathcal{O}(q^0)$ ist also die Anzahl der Ereignisse in einem Bin für eine Berechnung mit der am besten passenden PDF. Die Differenzen in der Summe stellen die Abweichungen der Observable bei Variationen der Parameter dar. Da der Fehler einer PDF asymmetrisch ist, wird die Abweichung in positive und negative Abweichung unterteilt und separat berechnet.

[1] MSTW (Martin-Stirling-Thorne-Watt)

[2] Mit Bin ist eine Klasse eines Histogramms gemeint. Es wird im Folgenden die Bezeichnung Bin fortgeführt, da das Wort „Klasse“ zu Verwechslungen führen kann.

Ein weiterer Parameter, der in der Fehlerbetrachtung berücksichtigt werden muss, ist die starke Kopplungskonstante α_s. Es wird ein weiterer PDF-Satz angelegt, welcher PDFs für unterschiedliche Werte von α_s enthält [9].

$$\sigma^{\alpha_s,\pm} = \beta(\mathcal{O}^{\pm}_{\alpha_s} - \mathcal{O}_0)$$

Nachdem analog die Observablen für eine größere bzw. kleinere Kopplungskonstante bestimmt werden, können beide Fehler wie folgt zusammengefasst werden [9]:

$$\sigma^{ges,\pm} = \sqrt{(\sigma^{\mathrm{PDF},\pm})^2 + (\sigma^{\alpha_s,\pm})^2}$$

Die beiden Gruppen CTEQ und MSTW unterscheiden sich bei der Vorgehensweise nur in Kleinigkeiten (wie zum Beispiel das Konfidenzintervall), die sich bei der Konstruktion des Gesamtfehlers anhand von unterschiedlichen Faktoren (α, β) bemerkbar machen.

5.1.2 NNPDF

Diese Forschungsgruppe versucht, durch ein spezielles Verfahren den Nachteil der fehlenden theoretischen Grundlage für die Anpassungs-Funktion zu beseitigen: neuronale Netzwerke. Dies sind Funktionen, die eine sehr hohe Anzahl an Parametern besitzen, sodass sie sich an jeden funktionalen Zusammenhang anpassen können. Außerdem sind sie von einem System umgeben, welches diese Funktionen „trainiert“. Bei diesem Prozess wird die Anzahl an Parametern einer solchen Funktion intelligent reduziert, sodass als Resultat die gewünschte Anpassung an die experimentellen Daten mit möglichst wenig Parametern ausgegeben wird. Die ideale Anzahl an Parametern wird durch eine spezielle Form von χ^2-Minimierung bestimmt. Ist die Anzahl an Parametern einer Funktion zu hoch, beschreibt diese im Extremfall nicht nur den gesuchten physikalischen Zusammenhang, sondern auch die statistische Fluktuation der Detektordaten. Dieser Effekt wird „Übertraining“ genannt. Für eine Anpassung wird auf diese Weise ein Satz von 100 Funktionen bestimmt. Die mit diesen Funktionen ermittelten Observablen werden über das arithmetische Mittel und Standardabweichung zusammengefasst [9]. Es gibt also keine bevorzugte PDF der besten Anpassung, die PDFs sind alle gleichberechtigt.

$$\mathcal{O}_0 = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N_\alpha}\sum_{k_j=1}^{N^{\alpha_s^j}} \mathcal{O}(\mathrm{PDF}^{k_j,j}, \alpha_s^j)$$

$$\sigma^{ges} = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{j=1}^{N_\alpha}\sum_{k_j=1}^{N^{\alpha_s^j}} (\mathcal{O}(\mathrm{PDF}^{k_j,j}, \alpha_s^j) - \mathcal{O}_0)^2}$$

Auch hier muss die Berücksichtigung der Unsicherheit der Kopplungskonstanten separat behandelt werden. Dazu wird ein weiterer PDF-Satz erstellt, in dem insgesamt 50 PDFs enthalten sind. Diese gehören zu unterschiedlich großen Teilzahlen verschiedenen Kopplungskonstanten an. Die Teilzahlen folgen einer diskreten Gaußverteilung, sodass der wahrscheinlichste Wert für α_s durch eine hohe PDF-Zahl am höchsten gewichtet wird. Die enthaltenen PDFs werden in der Fehlerkonstruktion ebenfalls gleichberechtigt wie die übrigen PDFs behandelt, werden also in die Formel für Mittelwert und Standardabweichung integriert.

Für die Bestimmung von Mittelwert und Gesamtfehler für alle Gruppen werden die Einzelergebnisse nach den unteren Formeln zusammengefasst [7]. Dabei bezeichnen $\Delta^{+,-}$ die gesamte Abweichung der Gruppen und M steht für den gesamten Mittelwert.

$$\Delta^+ = \max_i(\mathcal{O}_0^i + \sigma^{i,ges,+})$$

$$\Delta^- = \min_i(\mathcal{O}_0^i + \sigma^{i,ges,-})$$

$$M = \frac{\Delta^+ + \Delta^-}{2}$$

6 Überarbeitete PDF-Unsicherheiten

Für den verbesserten Umgang mit den Parton-Dichte-Funktionen wurde für die Analyse-Software MUSiC ein Programm geschrieben [12], welches die Ereignisanzahl eines jeden Bins der Histogramme für die Ereignisklassen durch eine Umgewichtung an den Wert anpasst, der durch die Verwendung einer anderen PDF (PDF_i) zustande gekommen wäre. PDF_0 ist die ursprüngliche PDF, mit der die Daten produziert worden sind. Die Umgewichtung geschieht nach folgender Formel:

$$w_i = \frac{PDF_i(f1, x1, Q) \cdot PDF_i(f2, x2, Q)}{PDF_0(f1, x1, Q) \cdot PDF_0(f2, x2, Q)}$$

Dies wird dann für alle PDFs der PDF-Sätze der Gruppen CTEQ, MSTW und NNPDF durchgeführt. Die umgewichteten Werte der jeweiligen Gruppen werden im nächsten Schritt nach individuell für die Gruppen geeigneten Formeln zu einem Erwartungswert und seiner Unsicherheit zusammengefasst. Die Vorgehensweise für die einzelnen Gruppen wurde in Kapitel 5.1 „PDF Unsicherheiten“ behandelt. Die Umgewichtung der Ereigniszahlen und anschließende Zusammenfassung wurde zwar bislang ebenfalls vorgenommen, allerdings konnte lediglich der bereits etwas veraltete PDF-Satz „CTEQ61“ der Gruppe CTEQ verwendet werden, welcher aus 41 PDFs bestand. Außerdem wurde für die Berechnung der Unsicherheit eine quadratische Addition der Differenzen zwischen der Binhöhe für die PDF der besten Anpassung und der für die Fehler-PDFs durchgeführt.

Die neue Implementierung behandelt die Berechnung der Unsicherheiten der drei Gruppen inklusive der Berücksichtigung der α_s-Unsicherheit bis zur Zusammenfassung eines Gesamtfehlers und Mittelwertes aller Gruppen separat. Dazu kann auf die PDF-Informationen aller Gruppen mit Hilfe des LHAPDF[1]-Interfaces einheitlich zugegriffen werden. Die verwendeten PDF-Sätze der Gruppen sind in der neuen Version von MUSiC: CTEQ66, NNPDF2.0_100 und MSTW2008nlo68cl sowie die dazugehörigen PDF-Sätze für die Unsicherheit der Kopplungskonstanten α_s. Diese Informationen liegen in Form von LHGRID[2]-Dateien vor, welche eigens für die Verwendung mit dem LHAPDF-Interface gedacht sind. Für die α_s-Unsicherheit der Gruppe NNPDF wurde eine LHGRID-Datei, also ein Satz von PDFs, aus den wichtigsten Teilen mehrerer empfohlener LHGRID-Dateien zusammengesetzt [12], um die Größe der Dateien zu minimieren. Die neue Gestalt der Implementierung ermöglicht es, auf einfache Weise die PDF-Sätze anderer Gruppen zu integrieren oder Neuerungen der vorhandenen Sätze vornehmen zu können.

[1] Les Houches Accord Parton Density Function

[2] LH bedeutet Les Houches, GRID steht für das Interpolationsgitter der Anpassung

6.1 Vergleich der Ereignisklassen

Im Vergleich zwischen der alten Version und der aktuellen Version mit der neuen Behandlung der PDF-Unsicherheiten werden als erstes die Verteilungen einzelner Ereignisklassen betrachtet. Dazu werden die vom CMS-Detektor im Jahr 2010 aufgenommenen Daten mit einer integrierten Luminosität von 36,1 /pb analysiert.

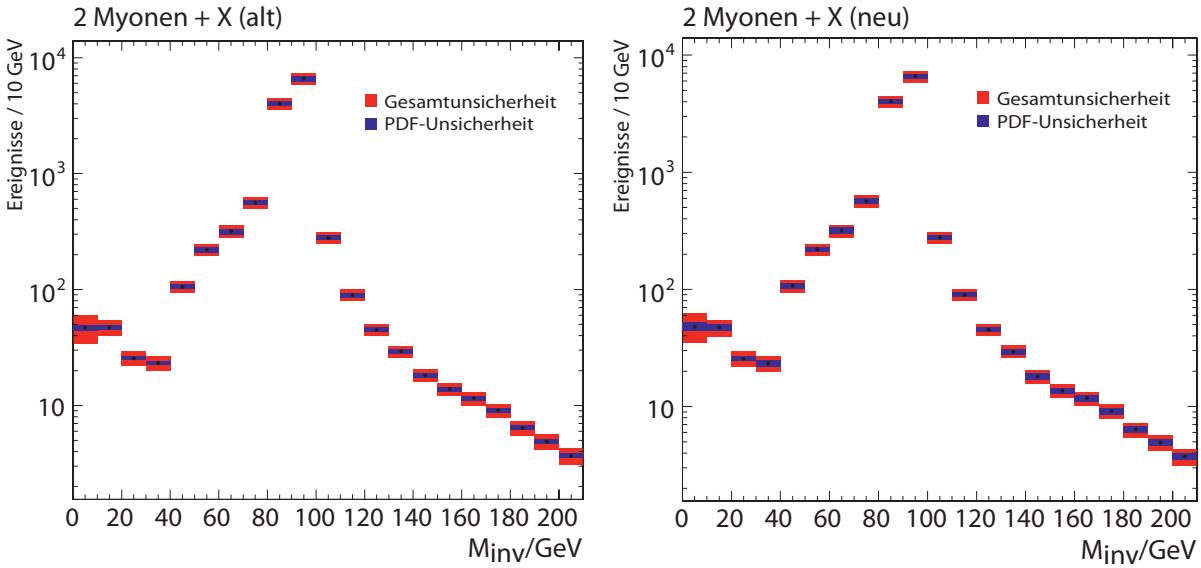

Abb. 15 Vergleich zwischen einer Ereignisklasse der alten und neuen Version von MUSiC: links: alt, rechts neu. In rot wird der Gesamtfehler, in blau die PDF-Unsicherheit gezeigt Ereignisklasse: inklusiv, 2 Myonen + X ; Verteilung: Invariante Masse

In Abbildung 15 wird die Verteilung der invarianten Masse für die Klasse „2 Myonen + X“ im Bereich von 0 bis 200 GeV dargestellt. Auf der Y-Achse wird die Anzahl der Ereignisse für die entsprechende Energie logarithmisch aufgetragen. Dies ist eine inklusive Klasse, was bedeutet, dass weitere enthaltene Objekte durch „+X“ dargestellt werden. Die Verteilung ist vom Drell-Yan-Spektrum mit der charakteristischen Z-Resonanz dominiert. Die linke Verteilung ist ein Ergebnis der alten Version, die rechte zeigt das Ergebnis mit der neuen Version. Der rote Balken zeigt die systematische Gesamtunsicherheit auf die Ereigniszahl an, welcher sich aus allen in MUSiC betrachteten, systematischen Unsicherheiten der folgenden Größen zusammensetzt:

- Luminosität 4%

- Wirkungsquerschnitt 5% - 50% (abhängig vom Prozess)

- PDF-Unsicherheit der neuen Version: Größenordnung 5% (kann stark abweichen)

- Jet-Energie-Korrektur ~ einige Prozent (variiert mit Jet-p_T und η)

- Unsicherheit auf Rekonstruktionseffizienz 1% - 3% (abhängig vom Objekt)

- Fehlrekonstruktionswahrscheinlichkeit 100% (Elektron, Myon, Photon)

Der blaue Balken zeigt im Gegensatz dazu nur den PDF-Beitrag an. Man darf den roten und blauen Fehlerbalken eines Punktes also nur mit Bedacht in Verbindung bringen und muss berücksichtigen, dass der blaue Fehlerbalken als PDF-Unsicherheit quadratisch in den roten Fehlerbalken eingeht. Der Vergleich der beiden Verteilungen zeigt jedoch, dass die PDF-Unsicherheit vor allem bei den höheren Ereigniszahlen in der neuen Version kleiner geworden ist. Der Quotient aus neuer und alter Unsicherheit beträgt im Bereich zwischen 80 und 100 GeV im Mittel ca. 0,8. Im nächsten Vergleich wird die ebenfalls inklusive Ereignisklasse „1 Elektron + fehlende transversale Energie + X“ untersucht. Diese ist von W-Produktion mit dem Zerfall „W → e,ν“ dominiert.

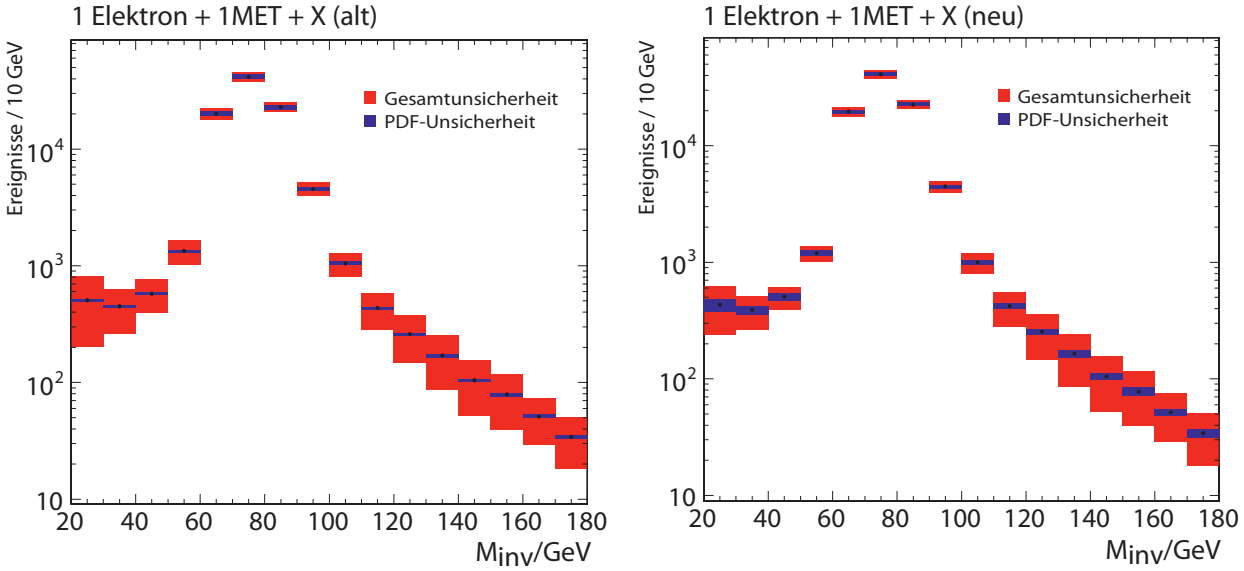

Abb. 16 Vergleich zwischen einer Ereignisklasse der alten und neuen Version von MUSiC: links: alt, rechts neu. In rot wird der Gesamtfehler, in blau die PDF-Unsicherheit gezeigt Ereignisklasse: inklusiv, 1 Elektron + fehlende trans. Energie + X ; Verteilung: Invariante Masse

Die hohen Ereigniszahlen im Energiebereich des W-Bosons tragen in der neuen Version ebenfalls kleinere Unsicherheiten als zuvor. Der Quotient zwischen den PDF-Unsicherheiten der alten und neuen Version beträgt hier ebenfalls ca. 0,8.

Ein weiterer Prozess, bei dem das Z-Boson dominiert, ist die inklusive Klasse „2 Elektronen + X“. Diese ist in der nächsten Grafik (Abb. 17) gezeigt. Man kann auch hier eine Verkleinerung der Unsicherheit im Peakbereich erkennen. Die PDF-Unsicherheit reduziert sich, wie man sieht, in einigen Bereichen trotz der Einbeziehung mehrerer Forschungsgruppen deutlich. Das liegt daran, dass zuvor für die Berechnung der Gewichte ein älterer PDF-Satz (CTEQ61) verwendet wurde, und die nun verwendeten neueren PDF-Sätze weiter verbessert wurden und der Energiebereich um 100 GeV mit aktuellen Experimenten gut untersucht werden kann. Die Aussage über eine reduzierte PDF-Unsicherheit trifft jedoch nicht für alle Verteilungen pauschal zu. In anderen Energiebereichen (zum Beispiel kleine Energien zwischen 20 GeV und 60 GeV in Abbildung 16) ist zu erkennen, dass die PDF-Unsicherheit anwächst. In den meisten Verteilungen ist sogar eine Vergrößerung der Unsicherheit über den gesamten Energiebereich zu beobachten.

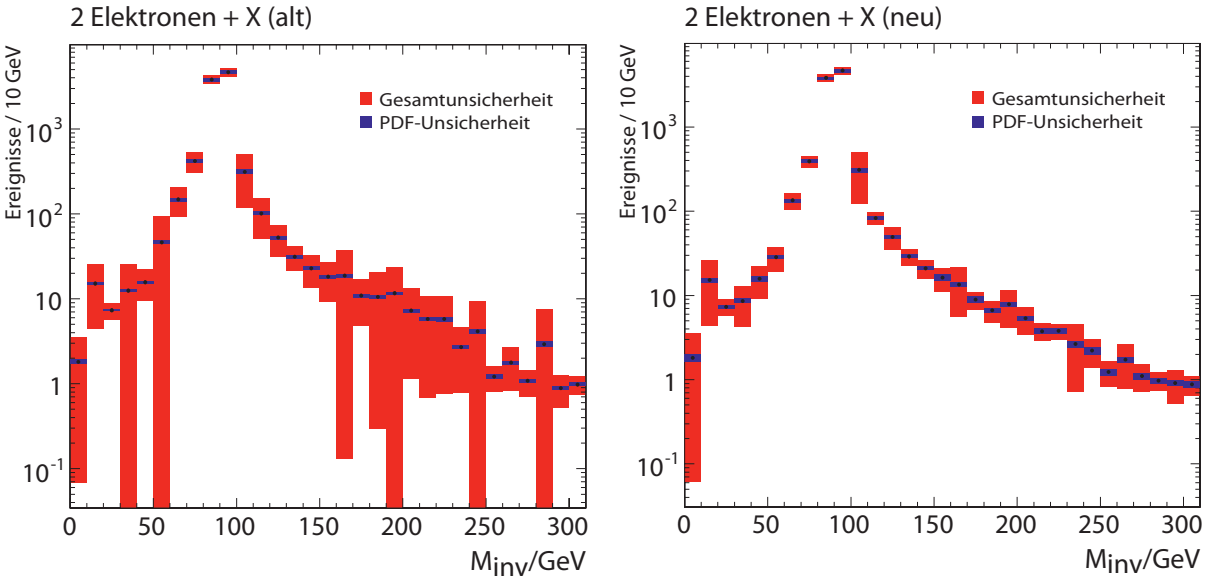

Abb. 17 Vergleich zwischen einer Ereignisklasse der alten und neuen Version von MUSiC: links: alt, rechts neu. In rot wird der Gesamtfehler, in blau die PDF-Unsicherheit gezeigt Ereignisklasse: inklusiv, 2 Elektronen + X ; Verteilung: Invariante Masse

Anhand der linken Verteilung in Abbildung 17 kann man (wegen der logarithmischen Darstellung) erahnen, dass die symmetrischen Unsicherheiten einiger Bins größer sind, als die absoluten Ereigniszahlen in diesen Energiebereichen. Das hat zur Folge, dass im Rahmen der Unsicherheit laut der Verteilung eine negative Ereigniszahl angenommen werden könnte. In Abbildung 18 ist der Effekt deutlich zu sehen. Diese Annahme ist natürlich falsch, da eine negative Ereignisanzahl keinen Sinn macht. Die falsche Darstellung kommt dadurch zustande, dass die Annahme einer symmetrischen Unsicherheit auf die Ereigniszahl nicht korrekt ist, und stattdessen eine asymmetrische Unsicherheit verlangt wird. Die Behandlung von asymmetrischen Unsicherheiten wird jedoch bislang von MUSiC nicht unterstützt.

Ein Beispiel dafür, dass die Unsicherheiten im Allgemeinen bei der neuen Version größer geworden sind, ist die „$\Sigma\, p_T$“-Verteilung der Ereignisklasse „1 Elektron + 1 Myon + 3 Jets + X“. Auch hier ist links die alte und rechts die neue Version dargestellt.

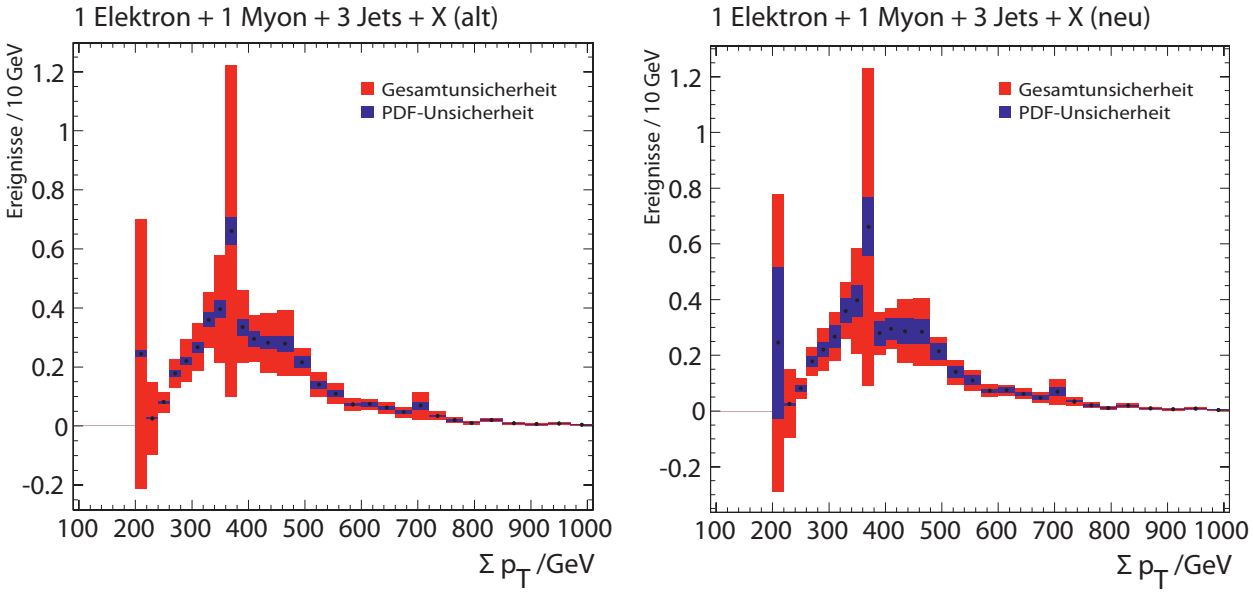

Abb. 18 Vergleich zwischen einer Ereignisklasse der alten und neuen Version von MUSiC: links: alt, rechts neu. In rot wird der Gesamtfehler, in blau die PDF-Unsicherheit gezeigt Ereignisklasse: inklusiv, 1 Elektron + 1 Myonen + 3 Jets + X ; Verteilung: $\sum p_T$

Bei dieser Darstellung wurde auf eine Logarithmisierung der Y-Achse verzichtet. Die Verteilung ist Top-Antitop-Quark dominiert und gehört ausserdem zu den signifikantesten Klassen der Daten des Jahres 2010.

Bis auf u. a. weiter oben gezeigten Verteilungen liegt eine Erklärung für die durchweg größere Unsicherheit in der Kombination der Unsicherheiten von mehreren Gruppen. Während die alte Version nur die Gruppe CTEQ betrachtet, werden bei der neuen Version zusätzlich MSTW und NNPDF mit unterschiedlichen Ergebnissen berücksichtigt. Daraus resultierend wird sich der gesamte Fehler, sofern die Differenz der Erwartungswerte aller Gruppen in der Größenordnung der jeweiligen PDF-Unsicherheiten liegt, über den gesamt möglichen Bereich aller Gruppen erstrecken (siehe Abb. 18). Wird nur der Fehler einer einzelnen Gruppe betrachtet, gibt es nur einen Mittelwert, und die resultierende PDF-Unsicherheit bleibt im Bereich der Unsicherheit einer einzigen Gruppe. Der Effekt soll anhand der folgenden Skizze beispielhaft dargestellt werden:

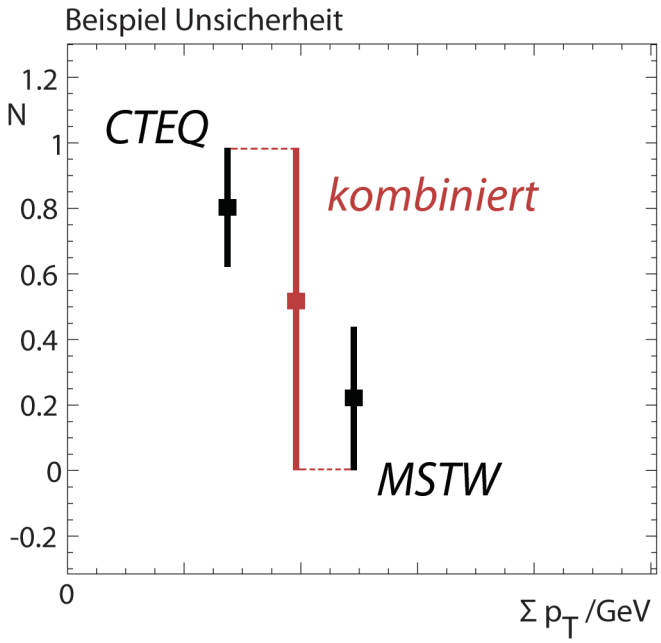

Abb. 19 Beispiel für eine Kombination des Gesamtfehlers (in rot) aus dem Fehler von CTEQ und MSTW (jeweils in schwarz).

Wie man an den Formeln für die Zusammenfassung der PDF-Unsicherheiten der einzelnen Forschungsgruppen sehen kann und ebenfalls in Abbildung 19 beispielhaft verdeutlicht wird, setzt sich die resultierende PDF-Unsicherheit aus der maximalen Abweichungen aller Gruppen zusammen. In manchen Bins, wie zum Beispiel der erste gefüllte Bin in Abbildung 18 bei 200 GeV, steigt die PDF-Unsicherheit um einiges stärker an als in den umliegenden Energiebereichen. Dies ist höchstwahrscheinlich auf einzelne Monte-Carlo-Ereignisse mit großen Gewichten zurückzuführen, die nur in dem jeweiligen Bin vorhanden sind. Eine genauere Aussage kann hier jedoch nicht getroffen werden, da die Beiträge der einzelnen Prozesse für die Unsicherheit in den Graphen nicht gezeigt werden.

6.2 Auswirkung auf den Gesamtfehler

Wie man in den Plots aus dem vorherigen Kapitel bereits sehen kann, ist der Einfluss der PDF-Unsicherheit auf den Gesamtfehler durch den kleinen Anteil von im Mittel 4% oft nicht der dominante systematische Fehler. In der folgenden Grafik wird die Verteilung der invarianten Masse der Ereignisklasse „1 Myon + 1 Photon + 1 Jet + X“ der alten und neuen Version in einem Plot gezeigt, um die PDF-Unsicherheiten untereinander und die Gesamtfehler untereinander vergleichen zu können. In diesem Vergleich ist der Einfluss der PDF-Unsicherheiten auf den Gesamtfehler gut zu erkennen. Es sei hier ein weiteres Mal darauf hingewiesen, dass PDF-Unsicherheit und Gesamtfehler hier nicht direkt verglichen werden können.

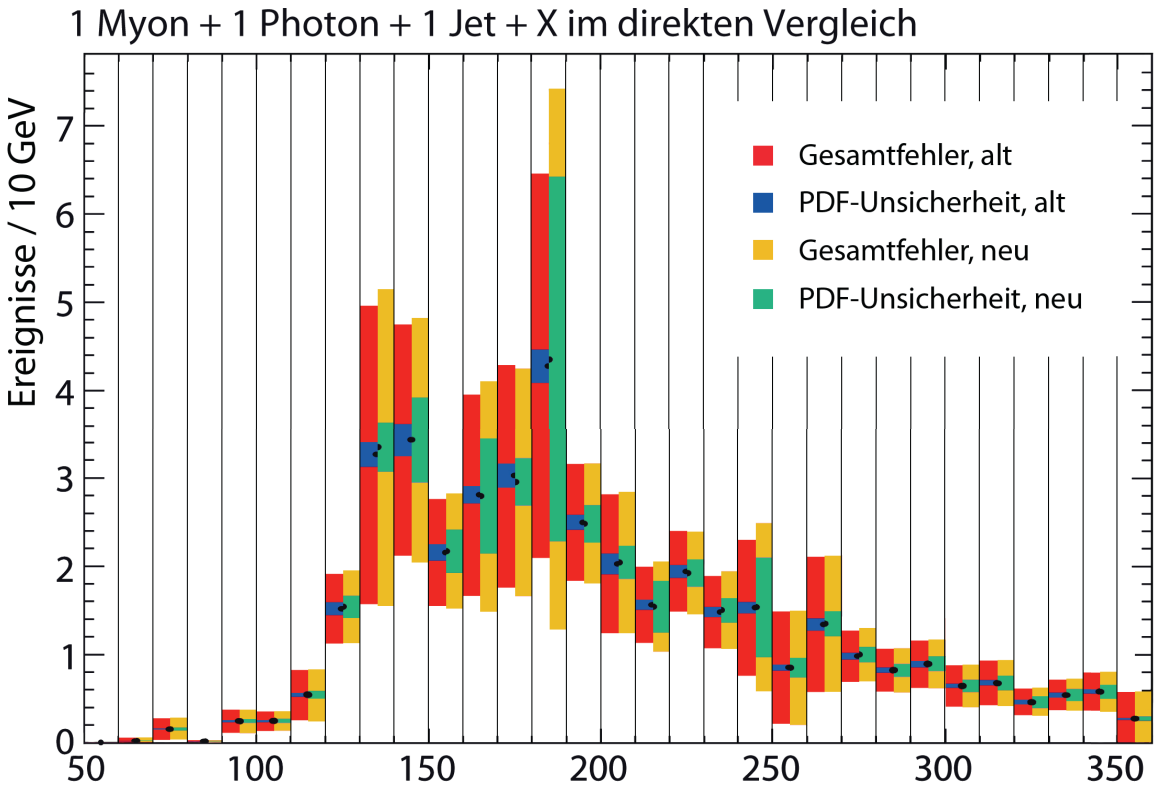

Abb. 20 Verteilung der invarianten Masse der Ereignisklasse „1 Myon + 1 Photon + 1 Jet + X“ der neuen und alten Version von MUSiC in einem Plot. Die Bins sind in „alte Version“ und „neue Version“ aufgeteilt und farblich gekennzeichnet.

Hier wird jeder Bin in „alte Version“ und „neue Version“ aufgeteilt. Links wird die alte PDF-Unsicherheit mit altem Gesamtfehler angezeigt. Für den direkten Vergleich wird auf der rechten Seite eines jeden Bins in grün und gelb PDF-Unsicherheit und Gesamtfehler der neuen Version gegenübergestellt. Im Vergleich zur alten Version sieht man auch hier neben einer leichten Verschiebung der Erwartungswerte in manchen Bins eine zum Teil deutlich größere PDF-Unsicherheit auf allen Bins. Man sieht mit Hilfe dieser Gegenüberstellung, dass der Gesamtfehler um wenige Prozente, in Extremfällen bis zu ca. 35%

anwächst, während die PDF-Unsicherheit in der neuen Version zum Teil den 8-fachen Wert im Vergleich zur alten Version annimmt. Das ist durch den geringen Anteil der PDF-Unsicherheit am Gesamtfehler zu erklären und durch die Zusammenfassung der einzelnen systematischen Unsicherheiten. Während einige systematische Unsicherheiten unkorreliert sind und deswegen quadratisch in den Gesamtfehler eingehen, müssen korrelierte Unsicherheiten auf eine andere Weise behandelt werden.

6.3 $\tilde{p}$ - Verteilung

Eine aussagekräftige Verteilung in MUSiC ist die $\tilde{p}$-Verteilung. In dieser Verteilung wird die Anzahl an Ereignisklassen über die Stärke ihrer Abweichung zum Standardmodell aufgetragen. Ausserdem wird eine große Anzahl N (typisch im Bereich von 10^5) an Pseudoexperimenten nach den Regeln des Standardmodells gewürfelt. Diese werden ebenfalls nach der Stärke ihrer (in dem Fall statistischen) Abweichung aufgetragen. Im Vergleich sieht man anhand dieser beiden Graphen eine statistisch ungewöhnliche Anzahl an Abweichungen einer bestimmten Stärke. Eine besonders hohe Abweichung in einem Bereich ohne große statistische Schwankungen kann so leicht gefunden werden.

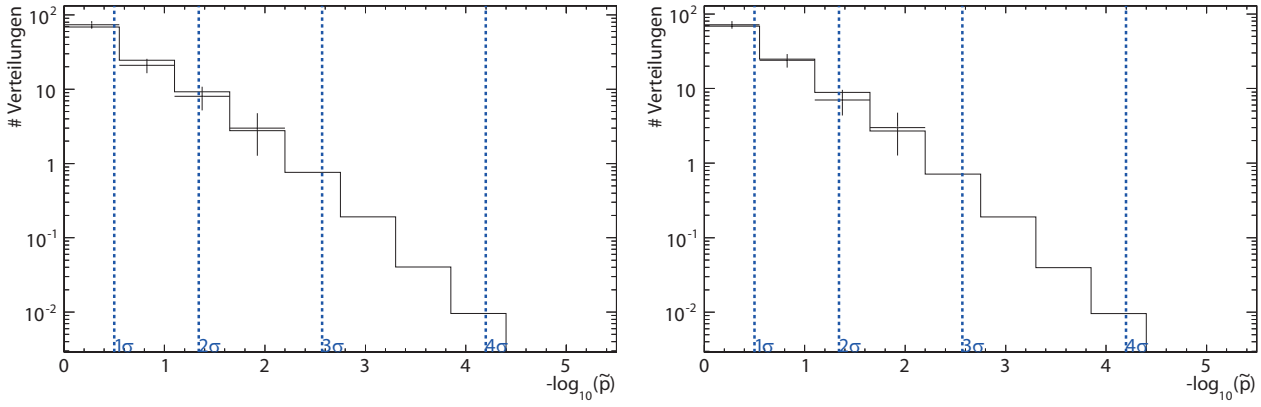

Abb. 21 $\tilde{p}$-Verteilungen der beiden Versionen alt und neu von MUSiC für die invariante Masse der exklusiven Klassen.

Im Vergleich der $\tilde{p}$-Verteilungen für die invariante Masse der exklusiven Klassen der beiden Versionen bestätigt sich die Aussage über den Gesamtfehler. Nach dem Suchalgorithmus hat sich durch die geänderten Fehler keine sichtbare Änderung ergeben. Die Unterschiede in der $\tilde{p}$-Verteilung sind wahrscheinlich statistischer Natur und entstehen durch den Würfelprozess der Pseudoexperimente. Auch hier kann man keine genaue Aussage über den Beitrag spezieller Ereignisklassen machen, da diese Grafik lediglich die Verteilung aller Ereignisklassen zeigt.

7 Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wird eine neue Implementierung der systematischen Unsicherheit aufgrund von Parton-Dichte-Funktionen diskutiert. Während für diese Unsicherheit bisher nur die bereits überholten Ergebnisse einer Forschungsgruppe mit einer unflexiblen Implementierung in der Analyse-Software MUSiC berücksichtigt wurde, fliessen nun die Ergebnisse der drei Gruppen CTEQ, MSTW und NNPDF mit neuesten Resultaten in die neue Implementierung stattdessen ein.

Die Überarbeitung der PDF-Unsicherheit in der Software MUSiC hat das Ergebnis bei der Suche nach neuer Physik nicht beträchtlich beeinflusst. Die in der alten Version angenommenen Unsicherheiten und Methoden zur Bestimmung dieser haben bei der Analyse der im Jahr 2010 aufgenommenen Daten zu einem ähnlichen Endergebnis geführt, welches im Rahmen der statistischen und systematischen Unsicherheiten mit dem Ergebnis der neuen Version verträglich ist.

Die Behandlung der PDF-Unsicherheit in der neuen Version geschieht nach aktuellen Empfehlungen der einzelnen Gruppen und beinhaltet verschiedene Vorgehensweisen unterschiedlicher und voneinander unabhängiger Gruppen. Die Bestimmung der Gewichte für den Prozess der Umgewichtung der Ereigniszahlen für unterschiedliche PDFs findet in einem ausgelagerten Programmteil statt, was für eine bei Bedarf flexible Umgestaltung der Berechnungsmethoden führt. Sollten neue Aktualisierungen der Gruppen bereitgestellt werden, wird für eine Anpassung an diese keine größere Umstrukturierung notwendig sein, da die Implementierung eine leicht erweiterbare Struktur aufweist. Eine Analyse der im Jahr 2011 vom CMS-Detektor aufgenommenen Daten wird von der neuen Implementierung profitieren und im Bereich der PDF-Unsicherheiten auf einen fundierten Hintergrund rückschliessen können.

8 Abbildungsverzeichnis:

Abb. 1: Die Elementarteilchen des Standardmodells.

Abb. 2: Additive Farbsynthese.

Abb. 3: Schematische Darstellung des LHC und seiner Vorbeschleuniger. http://te-epc-lpc.web.cern.ch/te-epc-lpc/machines/pagesources/Cern-Accelerator-Complex.jpg

Abb. 4: Explosionsbild des CMS-Detektors. http://www.hephy.at/typo3temp/pics/d6c84dd753.jpg

Abb. 5: Teilchen im Detektor, http://www.hephy.at/project/cmstracker/gallery/.slide_Spur_durch_CMS_Slice.gif

Abb. 6: Klassifizierung eines Ereignisses mit einem Myon, Elektron und 2 Jets. CMS Draft Analysis Note. Quelle: [11]

Abb. 7: Beispiel für eine Region des größten Interesses. Quelle: [11]

Abb. 8: Bestimmung des p-Wertes. Quelle: [11]

Abb. 9: Wahrscheinlichkeit zur Konvertierung eines Photons mit einer Energie von 20 - 150 GeV vor dem Erreichen des ECAL. Quelle: [2]

Abb. 10: Inelastische Elektron (e) - Proton (p) - Streuung. Entnommen aus: Lutz Feld, Seminar Teilchenphysik und Kosmologie. 6. November 2001 http://web.physik.rwth-aachen.de/~feld/talks/Teilchenphysik.pdf

Abb. 11: Motivation der PDFs bei einer Kollision von Proton 1 mit Proton 2.

Abb. 12: Quark-Gluon-Wolke. http://www.desy.de/aktuelles/news/archiv_vor_2010/2004/teilphys_0710/index_ger.html

Abb. 13: Parton-Dichte-Funktionen eines Protons der Gruppe MSTW. http://projects.hepforge.org/mstwpdf/plots/mstw2008nlo68cl_allpdfs.eps

Abb. 14: Mögliche Übergänge zwischen Quark und Gluon bei Impulsanteil-Überträgen z, entnommen aus: QCD Evolutionsgleichungen. M. A. Thaler, TU München

Abb. 15-21: Vergleich zwischen alter und neuer MUSiC-Version.

9 Literaturverzeichnis:

[1] Christoph Berger, Elementarteilchenphysik: Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten, 6. April 2006

[2] Doktorarbeit „Implementation of a Model-Independent Search for New Physics with the CMS Detector Exploiting the World-Wide LHC Computing Grid“ von Carsten Hof, Oktober 2009

[3] Hilmar Vogel, Die starke Wechselwirkung, http://www.solstice.de/grundl_d_tph/sm_ww/sm_ww_sta2.html, 30. April 1999

[4] M. A. Thaler, QCD Evolutionsgleichungen, TU München, www.e18.physik.tu-muenchen.de/teaching/structure-functions/DGLAP.pdf kein Datum vorhanden

[5] Pavel Nadolsky, Michigan State University, Parton distribution functions for the LHC era, 6. Juni 2008

[6] J. Huston, Michigan State University, W theory workshop, PDF tools and uncertainties, 11. Juni 2003

[7] Alessandro Vicini, Practical implementation of the PDF4LHC recipe, http://www.hep.ucl.ac.uk/pdf4lhc/PDF4LHC_practical_guide.pdf kein Datum vorhanden

[8] Graf Kaspar, Universität München, Die dynamische Struktur des Protons, http://homepages.physik.uni-muenchen.de/~Otmar.Biebel/hep-seminar/KGraf.pdf, 17. Juni 2004

[9] The PDF4LHC Working Group Interim Report, 3. Januar 2011

[10] CMS Physics TDR: Volume I, CERN-LHCC-2006-001, 2. Februar 2006

[11] CMS Analysis Note, 8 Februar 2011

[12] Mit freundlicher Unterstützung von Holger Pieta, III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen

10 Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei all denjenigen, die mich bei der Anfertigung dieser Bachelorarbeit unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gilt meinen beiden Korrektoren, Dr. Arnd Meyer und Paul Papacz, die mich mit hilfreichen Anregungen und Geduld unterstützt haben.

Des weiteren möchte ich mich bei Holger Pieta bedanken, der mir bei der Erstellung der benötigten Software jederzeit hilfreich zur Seite stand.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir das Studium ermöglicht haben und mir moralischen Rückhalt gegeben haben.