



Jens Damaske

Eine neue Methode zur azimutalen Interkalibration
des Tile-Kalorimeters am ATLAS-Detektor

Diplomarbeit

HD-KIP-10-73

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Jens Damaske

geboren in Darmstadt

2010

**Eine neue Methode
zur azimuthalen Interkalibration
des Tile-Kalorimeters
am ATLAS-Detektor**

Die Diplomarbeit wurde von Jens Damaske

ausgeführt am

Kirchhoff-Institut für Physik

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Inhaltsverzeichnis

Einführung	1
1 Physik an der TeV-Skala	3
1.1 Das Standardmodell	3
1.2 Physik jenseits des Standardmodells	4
1.3 Quarks mit Substruktur	7
2 Kalorimeter & Jets	9
2.1 Kalorimeter	9
2.2 Jets bei ATLAS	16
2.3 Jet-Energie-Skala	19
3 Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider	22
3.1 Der Large Hadron Collider	22
3.2 Der ATLAS-Detektor	24
3.3 Das Trigger-System	31
4 Das TileCal	36
4.1 Allgemeine Beschreibung	37
4.2 Der Detektor-Status	39
4.3 Kalibrations- und Überwachungssysteme	40
4.4 Gegenprobe der Kalibration durch kosmische Myonen	44
5 Phi-Interkalibration	47
5.1 Die Ratenkalibration	47
5.2 Sensitivität der Methode auf falsch kalibriertes Kalorimeter- Ansprechverhalten	51
5.3 Berechnung der Kalibrationskonstanten	53
5.4 Präzision der Methode	54
6 Systematische Fehler der Ratenkalibration	57
6.1 Triggerbedingter Systematischer Fehler	57
6.2 „tag-and-probe“-Methode	60
6.3 Zusammenfassung der systematischen Fehler	65

7 Implementierung	67
7.1 Die Vorkalierung der Trigger	67
7.2 Benötigte Laufzeit	68
7.3 Diskussion und Ausblick	70
Zusammenfassung	71
Literaturverzeichnis	III

Einführung

Ende März 2010 kam es am **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC) am CERN¹ zu ersten Proton-Proton-Kollisionen bei einer bisher unerreichten Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Die am besten etablierte Theorie zur Beschreibung der elementaren Teilchen und ihrer Wechselwirkungen ist das Standardmodell der Teilchenphysik. Aufgabe des LHCs ist es zum Einen die Parameter dieses Modells, wie z.B. die Massen der Elementarteilchen und die Wirkungsquerschnitte, präziser zu vermessen; zum Anderen soll nach Signaturen von über das Standardmodell hinausgehenden Phänomenen gesucht werden. Als vielversprechende Theorien neuer Physik gelten Supersymmetrie und Modelle mit Extra-Dimensionen wie z.B. die Stringtheorie. Kapitel 1 dieser Arbeit wird das Standardmodell kurz zusammenfassen und Theorien jenseits dieses Modells erläutern.

Der ATLAS-Detektor ist eines der vier großen Experimente am LHC und wurde als Universaldetektor konzipiert. Dieses Konzept ist dadurch motiviert, dass man sowohl Präzisionsmessungen durchführen als auch eine hohe Sensitivität und Flexibilität im Hinblick auf die Beobachtung von Signaturen neuer Physik erreichen möchte. Zur Umsetzung dieser Aufgabe sind verschiedene Untersysteme notwendig. Spurkammern, Kalorimeter und Myonen-System werden zur Messungen von Energie und Impuls und zur Teilchenidentifikation verwendet. Da es sich bei Protonen um zusammengesetzte Teilchen handelt, findet die Wechselwirkung bei Kollisionen zwischen deren Konstituenten statt. Bei diesen Prozessen dominiert die starke Wechselwirkung, was zur Folge hat, dass die Reaktionsprodukte als Teilchen-Jets im Detektor nachgewiesen werden. Aufgabe des Kalorimetersystems, welches fast den ganzen Raumwinkel abdeckt, ist es die Energie dieser Jets zu bestimmen. In Kapitel 2 ist die Entstehung von Jets und die Messung ihrer Energie mit Hilfe von Kalorimetern erläutert. Im darauf folgenden Kapitel 3 werden der LHC und das ATLAS-Experiment beschrieben.

Im zentralen Bereich des Kalorimetersystems befindet sich das sogenannte Tile-Kalorimeter, dessen Aufbau in Kapitel 4 beschrieben ist.

¹Das CERN:(franz. **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire)

Des Weiteren wird dort erläutert, wie die einzelnen Segmente, aus denen das Tile-Kalorimeter aufgebaut ist, vor dessen Zusammensetzung mit Teststrahlen kalibriert wurden. Darüber hinaus wird die Überprüfung der Kalibration durch kosmische Myonen am fertig aufgebauten Detektor behandelt.

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Kalibration basierend auf Daten aus ersten Proton-Proton-Kollisionen entwickelt. Die Methode macht sich zunutze, dass die erwarteten Jet-Raten in jeder Richtung um die Strahlachse gleichverteilt sind. Abweichung von dieser Gleichverteilung deuten auf eine fehlerhafte Kalibration in bestimmten Kalorimeterbereichen hin. In Kapitel 5 wird diese Methode vorgestellt und ihre Präzision untersucht. Im darauffolgenden Kapitel werden die systematischen Fehler diskutiert. Abschließend in Kapitel 7 wird die konkrete Implementierung beschrieben und die benötigte Laufzeit für eine zuverlässige Kalibrierung abgeschätzt.

Kapitel 1

Physik an der TeV-Skala

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den fundamentalen Bestandteilen der Materie und den fundamentalen Wechselwirkungskräften. Die vier Kräfte sind die schwache, starke, elektromagnetische Kraft und die Gravitation. Dieses Kapitel beschreibt das Standardmodell der Elementarteilchenphysik und dessen Probleme. Des Weiteren werden einige Theorien jenseits des Standardmodells beschrieben. Allerdings werden diese Themen nur kurz angesprochen. Für weiterführende Literatur zum Standardmodell siehe [1], zur Supersymmetrie (SUSY) siehe [2] und zu Extra-Dimensionen und Schwarzen Löchern siehe [3].

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell ist eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der fundamentalen Teilchen und dreier der oben genannten Kräfte. Diese sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Die Vorhersagen, welche anhand des Standardmodells getroffen wurden, konnten mit hoher Präzision experimentell verifiziert werden. Die Teilchen des Standardmodells können anhand ihres Spins in zwei Kategorien unterteilt werden. Teilchen mit halbzahligem Spin nennt man Fermionen und solche mit ganzzahligem Spin bezeichnet man als Bosonen.

Sowohl Leptonen als auch Quarks fallen in die Kategorie der Fermionen und unterliegen dem Pauli-Ausschlussprinzip. Fermionen können in drei Familien gegliedert werden, geordnet nach aufsteigender Masse. Die uns umgebende Materie ist, abgesehen von Neutrinos, aus den Teilchen der ersten Familie aufgebaut. Die Fermionen und das Schema der Familien sind in Abbildung 1.1 zu sehen.

Die Wechselwirkungen von Teilchen werden im Standardmodell durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Diese sind Photon (γ), Gluonen

(g), W^\pm - und Z_0 -Boson. Photonen sind die Vermittler der elektromagnetischen Kraft und vermitteln zwischen Teilchen mit elektrischer Ladung. Das Konzept der Ladungen lässt sich auf die anderen Wechselwirkungen verallgemeinern. Gluonen-Austausch findet zwischen Teilchen mit Farbladung statt. Dies sind Quarks und Gluonen. Die schwache Wechselwirkung wird über den Austausch von W^\pm - und Z_0 -Boson beschrieben, welche an die schwache Ladung koppeln. Quarks, Leptonen, W^\pm - und Z_0 -Boson tragen schwache Ladung, was somit impliziert, dass die genannten Bosonen mit sich selbst wechselwirken können.

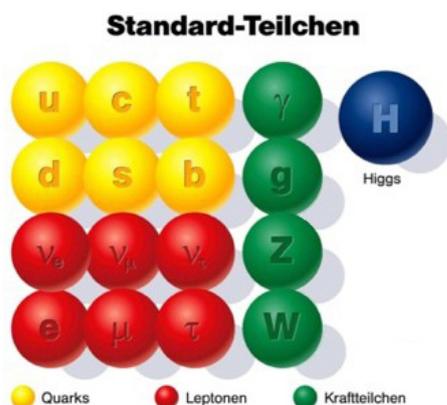


Abbildung 1.1: Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells. Die zwölf Fermionen sind sechs Quarks und sechs Leptonen, welche in Familien angeordnet werden. Die linke Spalte enthält die erste Familie und mit zunehmender Teilchenmasse folgen spaltenweise die zweite und dritte Familie. Die Spin-1-Bosonen sind grün und das Higgs-Boson ist blau dargestellt.

1.2 Physik jenseits des Standardmodells

Obwohl das Standardmodell eine gute Beschreibung der Teilchen und Kräfte ist, sind die vielen freien Parameter¹ ein Hinweis auf mögliche Erweiterungen der Theorie. Außerdem lässt das Modell noch viele Fragen unbeantwortet. Zum Beispiel liefert es keine Erklärung, warum genau drei Fermionenfamilien existieren sollen. Ebenso ist die Gravitation als vierte fundamentale Wechselwirkung vom Standardmodell ausgeschlossen und die ihre relative Schwäche gegenüber der anderen Kräfte kann nicht erklärt werden. Diese Limitierungen führten zur Entwicklung weitergehender Modelle, die im Folgenden diskutiert werden.

¹Je nach Zählweise ergeben sich mindestens 18 solcher freien Parameter.

Supersymmetrie

Bei der Supersymmetrie (SUSY) haben alle Fermionen einen bosonischen Partner und umgekehrt. Das Minimale Supersymmetrische Modell ist eine Umsetzung dieser Idee mit der minimal möglichen Anzahl an Teilchen (siehe Abb. 1.2). Bisher hat man noch kein SUSY-Teilchen beobachtet. Die vorhergesagte Masse des leichtesten supersymmetrischen Teilchens beträgt ~ 100 GeV und liegt leicht über dem Energiebereich, den man mit Hilfe des Tevatron ausschließen konnte. Folglich sind SUSY-Teilchen schwer im Vergleich zu Teilchen des Standardmodells.

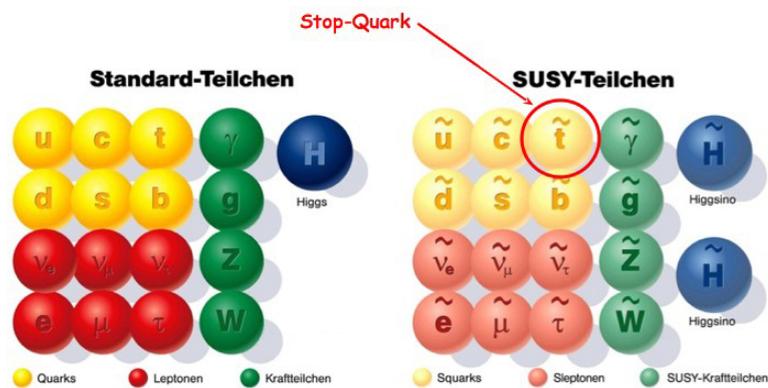


Abbildung 1.2: Die Teilchen des Minimalen Supersymmetrischen Modells.

Eine typische Signatur für SUSY wären z.B. Ereignisse mit vielen Jets, sogenannte Multijet-Ereignisse (siehe Abb. 1.3). Bei Proton-Proton-Kollisionen können hochenergetische Quarks erzeugt werden. Diese können nicht als freie Teilchen existieren und bilden sogenannte Jets, was in Kapitel 2.2 genauer erläutert wird. Da SUSY-Teilchen (supersymmetrische Quarks - Squarks) schwer sind, können diese kaskadenförmig in viele leichtere Teilchen zerfallen, die wiederum als Jet im Detektor enden. Hohe fehlende Energie von Neutralinos, die im Detektor nicht nachweisbar sind, könnte ein weiterer Hinweis auf SUSY sein.

Extra-Dimensionen und Schwarze Löcher

Eine andere Erweiterung des Standardmodells ist die Theorie der Großen Extra-Dimensionen. Hierbei nimmt man an, dass es neben den vier bekannten noch weitere, sogenannte Extra-Dimensionen, gibt. Das Modell liefert eine mögliche Erklärung für die relative Schwäche der Gravitation gegenüber den anderen drei fundamentalen Kräften, da nur Gravitonen, die Austauschpartikel der Gravitation, Zugang zu Extra-Dimensionen haben. Dies hat zur Folge, dass die Planck-Skala um mehrerer Größenordnungen reduziert wird. Die Planck-Skala gibt die Grenzenergie an, oberhalb derer

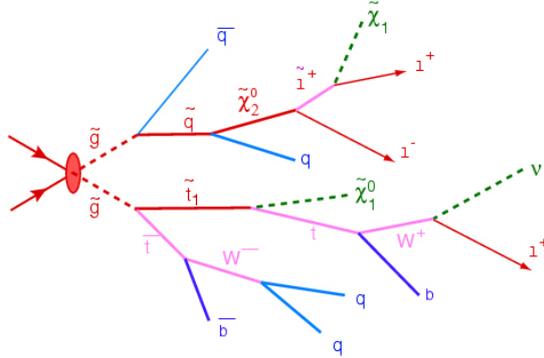


Abbildung 1.3: Proton-Proton-Kollision mit Erzeugung zweier Gluinos und deren kaskadenartiger Zerfall. Das Resultat sind drei isolierte Leptonen, zwei B-Jets, vier Jets und fehlende Energie durch Neutralinos.

eine Quantentheorie der Gravitation benötigt wird. In diesem Kontext ergibt sich, dass es durchaus möglich wäre mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern, wie dem LHC, Schwarze Löcher zu erzeugen.

Schwarze Löcher sind Objekte sehr hoher Dichte, deren Gravitation so stark ist, dass weder Licht noch Materie ihnen entkommen kann. Ihre Ausdehnung ist begrenzt durch den Schwarzschildradius²

$$R_S = \frac{1}{\sqrt{\pi}m_{Pl}} \left(\frac{m_{sl}}{m_{Pl}} \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}} . \quad (1.1)$$

Hier ist m_{sl} die Masse des Schwarzen Loches, n die Anzahl der Extra-Dimensionen und m_{Pl} die reduzierte Planck-Masse. Semiklassisch betrachtet können Schwarze Löcher erzeugt werden, falls sich zwei kollidierende Teilchen bis auf einen Abstand kleiner als der Schwarzschildradius R_S annähern. Diese mikroskopisch kleinen Schwarzen Löcher haben nur eine kurze Lebensdauer von 10^{-26} s. Ihr Nachweis kann deshalb nur indirekt über deren Zerfallsprodukte erfolgen. Beim thermischen Zerfall Schwarzer Löcher durch Hawking-Strahlung wird eine große Anzahl hochenergetischer Teilchen im Endzustand erzeugt. Hierbei entstehen alle Teilchen des Standardmodells mit gleicher Wahrscheinlichkeit, wobei der Anteil von Quarks und Gluonen 72 % beträgt, welche im Detektor Jets bilden. Die entstehenden Teilchen haben keine bevorzugte Propagationsrichtung und man erwartet zusätzlich eine hohe fehlende Energie. Dies rührt daher, dass Gravitonen und Neutrinos von Detektoren nicht nachgewiesen werden können. Der Nachweis von Schwarzen Löchern wird durch einen hohen Signaluntergrund erhebliche erschwert. Mit Untergrund bezeichnet man Ereignisse ähnlicher Signalcharakteristik, die das eigentliche Signal überlagern und somit die

²Die Formel gilt für einen 4+n-dimensionalen Raum.

Identifikation erschweren. Der Untergrund für Schwarze Löcher besteht aus Prozessen hoher Energie und überwiegend Jets im Endzustand.

1.3 Quarks mit Substruktur

Die Existenz von angeregten Fermionzuständen von Elementarteilchen wäre ein eindeutiger Hinweis darauf, dass diese Fermionen keine fundamentalen Teilchen sind, sondern aus anderen Teilchen aufgebaut sind. Die Massen m^* dieser angeregten Fermionen sind oberhalb 1 TeV zu erwarten. Kleinere Massen wurden schon von Tevatron- und LHC-Experimenten ausgeschlossen [4]. Falls solche Zustände überhaupt existieren, so können sie durch verschiedene Prozesse in Proton-Proton-Kollisionen erzeugt werden. Mögliche Prozesse sind zum Beispiel $q^*\bar{q}^*$ -Paarbildung durch $q\bar{q}$ -Annihilation ($q\bar{q} \rightarrow q^*\bar{q}^*$) oder Gluonanregung von Quarks ($g + q \rightarrow q^*$). Der Zerfall dieser angeregten Quarkzustände führt zu Ereignissen mit Jets, aus denen ein Spektrum invarianter Massen rekonstruiert werden kann.

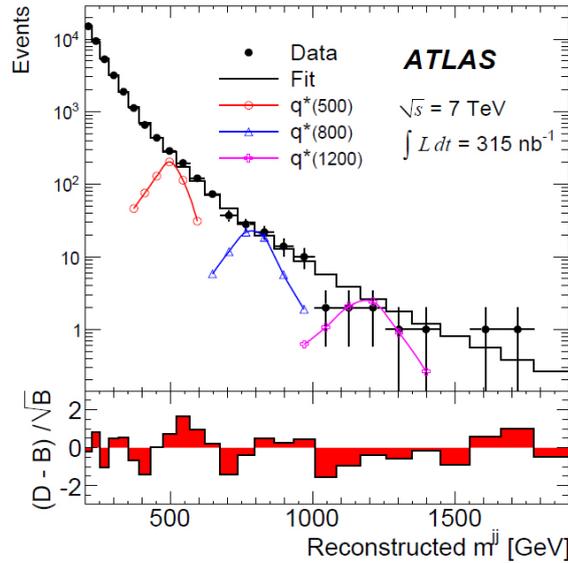


Abbildung 1.4: Spektrum invarianter Massen aus Dijet-Ereignissen durch Proton-Proton-Kollisionen des LHC mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV. Die aus theoretischen Modellen [4] vorhergesagten Signale angeregter Fermionzustände sind für verschiedene Massen farbig hervorgehoben. Bei bisher vom LHC erreichbaren Energien sind keine Resonanzen im Spektrum erkennbar.

In Abbildung 1.4 sieht man das Spektrum invarianter Massen aus Dijet-Ereignissen. Die simulierten Signale angeregter Quarkzustände mit Massen bei 0,5 TeV, 0,8 TeV und bei 1,2 TeV sind farbig eingezeichnet. Um

solche Resonanzen vom Untergrund unterscheiden zu können, benötigt man eine sehr genaue Jet-Energieauflösung.

Bei allen zuvor beschriebenen Effekten neuer Physik spielen Jets eine wichtige Rolle. Da der QCD-Untergrund, der größtenteils aus Jets besteht, die Signaturen neuer Physik überlagert, ist es von großer Bedeutung die Signatur vom Untergrund unterscheiden zu können. Für eine präzise Jet-Energieauflösung ist eine gute Kalorimeter-Kalibration unerlässlich. Die vorliegende Arbeit wird sich mit der Kalibration des hadronischen Kalorimeters am ATLAS³-Detektor beschäftigen.

³A Toroidal LHC Apparatus

Kapitel 2

Kalorimeter & Jets

2.1 Kalorimeter

In Kollisions-Experimenten dienen Kalorimeter dazu, die Energie der entstehenden Teilchen zu messen. Zusätzlich messen Kalorimeter globale Größen wie gesamten Energiefluss und fehlende Energie. In Kombination mit einer Impulsmessung der einlaufenden Teilchen dienen Kalorimeter auch der Teilchenidentifikation. Die Energiemessung ist ein destruktiver Prozess, d.h. der Teilchenzustand wird während des Messprozesses verändert. Deshalb sind Kalorimeter weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt angebracht. Generell gibt es zwei Typen von Kalorimetern: elektromagnetische und hadronische. Man unterscheidet außerdem zwischen homogenen Kalorimetern aus z.B. Szintillationskristallen und Sampling-Kalorimetern, die aus einer Mischstruktur aus Absorber- und Detektormaterialien aufgebaut sind. Am ATLAS-Detektor werden nur Sampling-Kalorimeter eingesetzt.

Elektromagnetische Kalorimetrie

Die elektromagnetische Kalorimetrie befasst sich mit der Energiemessung von Photonen, Elektronen und Positronen. Diese Teilchen werden im elektromagnetischen Kalorimeter vollständig absorbiert und erzeugen beim Durchgang durch das Kalorimetermaterial elektromagnetische Schauer aus Sekundärteilchen. Photonen wechselwirken mit dem Kalorimetermaterial vor Allem über Paarbildung. Der photoelektrische Effekt und die Compton-Streuung spielen erst bei einer geringen Energie des Photons eine Rolle. Elektronen und Positronen können das Detektormaterial ionisieren und für hohe Energien erzeugen sie vor Allem Bremsstrahlung. Das elektromagnetische Kalorimeter misst die im Kalorimetermaterial durch diese Schauer deponierte Energie.

Ein einfaches von Heitler entwickeltes Modell beschreibt diese Schauerentwicklung quantitativ [5]. Hierbei nimmt man an, dass Elektron oder

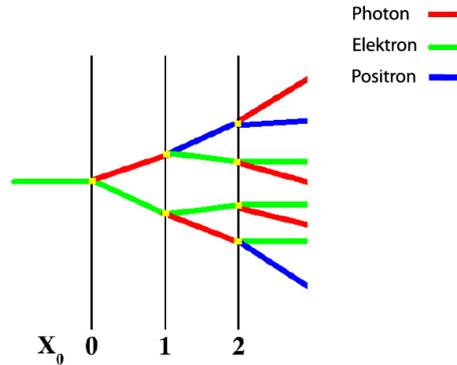


Abbildung 2.1: Illustration des Heitler-Modells. Das Schauermaximum wird nach drei Strahlungslängen X_0 mit 2^3 Sekundärteilchen im letzten Schritt erreicht.

Positron nach einer Strahlungslänge X_0 ein hartes Photon durch Bremsstrahlung emittieren. Dieses Photon zerfällt nach Zurücklegen des Weges X_0 durch Paarbildung in ein Elektron und ein Positron, welche wiederum harte Photonen abstrahlen. Dieser Prozess setzt sich fort. Hierbei nimmt die mittlere Energie der Sekundärteilchen exponentiell ab. Unterhalb einer Energieschwelle ϵ_0 verlieren Elektronen und Positronen ihre verbleibende Energie aufgrund der Bremsstrahlungscharakteristik durch Ionisation der Atomen und Photonen mit Energien kleiner der Paarbildungsschwelle ϵ_1 verlieren ihre Restenergie durch photoelektrischen Effekt oder Compton-Streuung. Der elektromagnetische Schauer hat somit ein Schauermaximum, nachdem keine weitere Aufsplittung mehr möglich ist. Eine Illustration des Heitler Modells ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die meiste Energie wird nach Erreichen des Schauermaximums von Teilchen mit kinetischen Energien kleiner 4 MeV im Kalorimeter deponiert [6]. Die Schauertiefe ist $\propto \log(E)$ des einlaufenden Teilchens. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung weitet der Schauer sich durch Streuprozesse mit Atomen und durch Bremsstrahlung auf. Die Breite ist durch den Molière-Radius

$$R_M = 0,0265X_0(Z + 1,2) \quad (2.1)$$

mit der Kernladungszahl Z des Detektor-Materials und der Strahlungslänge X_0 gegeben.

Hadronische Kalorimetrie

Die hadronische Kalorimetrie beschäftigt sich mit der Energiebestimmung von Hadronen, welche ebenfalls einen Schauer aus Sekundärteilchen erzeugen, wenn sie ins Kalorimeter einlaufen. Hier ist allerdings die Schauerentwicklung viel komplizierter als im elektromagnetischen Fall, da Hadronen vor Allem stark mit den Kernen des Detektor-Materials wechselwirken. Hierbei werden viele Sekundärteilchen erzeugt. Die wahrscheinlichste

Reaktion, die eintritt, wenn ein hochenergetisches Hadron auf einen Kern trifft, ist die Kernspallation [6]. Die Spallation läuft zweistufig ab und der Atomkern wird dabei zertrümmert. Zunächst wechselwirkt das einlaufende Hadron mit den Nukleonen des Kerns und manche dieser Nukleonen treten aus dem Kern aus. Der Restkern ist hochangeregt und im Zweiten Schritt folgt ein langsames „Abdampfen“ weiterer Nukleonen aus dem Kern mit einer isotropen Winkelverteilung.

Elektromagnetische und hadronische Schauer bestehen beide aus einer Kaskade von Teilchen. Sie unterscheiden sich einerseits darin, dass hadronische Schauer durch die vielen verschiedenen Wechselwirkungsprozesse mit dem Kalorimetermaterial von Ereignis zu Ereignis sehr unterschiedlich aussehen können. Außerdem gibt es signifikante Anteile von elektromagnetischer Energiedeposition in hadronischen Schauern, z.B. durch $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Somit können in einem hadronischen Schauer mehrere elektromagnetische Schauer entstehen. Andererseits kann nicht die gesamte Energie des hadronischen Schauers detektiert werden. Durch inelastische Stöße zwischen Hadronen und Detektormaterial geht, unter anderem wegen Spaltung und Spallation von Kernen, Energie verloren. Diese wird als „unsichtbare Energie“ bezeichnet. Erzeugte Myonen entkommen dem Kalorimeter mit minimaler Energiedeposition und Neutrinos entkommen dem Kalorimeter ohne jede Wechselwirkung. Dies ist die sogenannte „entkommene Energie“. Die

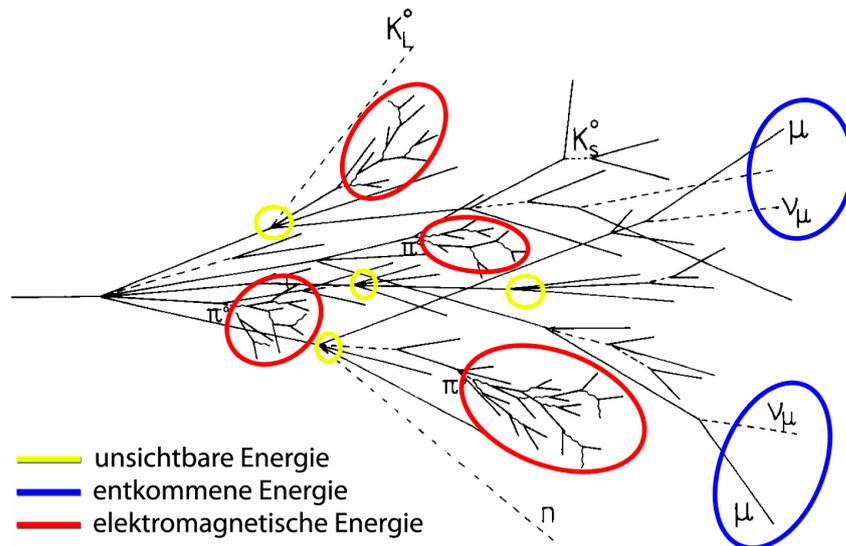


Abbildung 2.2: Beispiel eines hadronischen Schauers. Der elektromagnetische Anteil beträgt 50% durch e^\pm , γ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Hadronische Energiedeposition beträgt etwa 25% durch π^\pm , p und n . Der Anteil der unsichtbaren Energie ist 25% und durch Myonen und Neutrinos geht Energie von 2% verloren.

longitudinale Ausdehnung der hadronischen Schauer ist größer als die der elektromagnetischen Schauer, da die Wechselwirkungslänge λ aufgrund eines geringen Wirkungsquerschnittes größer ist als die Strahlungslänge. Insofern müssen hadronische Kalorimeter im Vergleich zu elektromagnetischen größer gebaut werden.

Kompensation

Ein wichtiger Unterschied zwischen beiden zuvor behandelten Schauerabläufen sind unsichtbare und entkommene Energie bei hadronischen Schauern. Das Kalorimeter muss die verlorene Energie durch eine Erhöhung seines Ansprechverhaltens ausgleichen. Als Ansprechverhalten bezeichnet man das Verhältnis von gemessener Schauerenergie zur tatsächlichen Energie des Teilchens, welches den Schauer auslöst, also $\frac{E_{gemessen}}{E_{wahr}}$. Um die unsichtbare Energie auszugleichen, kann das Kalorimeter kompensierend gebaut werden. Diese Kompensation wird durch die Benutzung von Uran oder anderen neutronenreichen Materialien erreicht. Trifft ein schnelles Neutron auf dieses Material, so kann es weitere Kernspaltungen in Nachbarkernen erzeugen, was zu einer Erhöhung des Ansprechverhaltens führt. Ist ein Kalorimeter nicht-kompensierend, wie beim ATLAS-Experiment, kann die Kompensation durch offline-Softwaretechniken erfolgen.

Da innerhalb hadronischer auch elektromagnetische Schauer entstehen, muss man zwischen rein hadronischer Energiedeposition mit Ansprechverhalten h und elektromagnetischer Energiedeposition mit Ansprechverhalten e unterscheiden, denn nur der rein hadronische Schaueranteil muss kompensiert werden. Bei nicht-kompensierenden Kalorimetern muss die Kalibration des hadronischen Schauers von Ereignis zu Ereignis durch offline-Softwaretechniken angepasst werden, da der elektromagnetische Anteil des hadronischen Schauers f_{em} stark fluktuiert. Die Auflösung des Kalorimeters wird hierdurch signifikant beeinflusst [6].

Die Kalibration nicht-kompensierender Kalorimeter geschieht in zwei Schritten: Zuerst kalibriert man das Kalorimeter so, dass das Ansprechverhalten für rein elektromagnetische Schauer $e = 1$ ist. Dies kann man erreichen, indem man das Kalorimeter einem Teststrahl aus Elektronen aussetzt. Um nun im zweiten Schritt das gewünschte Verhältnis $e/h = 1$ zu erhalten, werden die nicht-elektromagnetischen Bereiche des Schauers mit einem materialabhängigen Faktor gewichtet. Dies erhöht Linearität und Auflösung des Kalorimeters.

Linearität

Der über viele Ereignisse gemittelte Anteil elektromagnetischer Energie in hadronischen Schauern f_{em} wächst mit der Energie des einlaufenden Teilchens E_0 . Er ist gegeben durch

$$f_{em}(E_0) = \alpha_0 \ln \frac{E_0}{E_{skala}} \quad (2.2)$$

mit $E_{skala} \approx 1 \text{ GeV}$ und α_0 , einer leicht energieabhängigen Variable, die meist als konstant angenommen wird. Die Formel kann durch ein einfaches Modell motiviert werden. Hierzu nimmt man an, dass bei hadronischen Wechselwirkungen mit Kernen nur π^+ s, π^- s und π^0 s in gleichen Anteilen erzeugt werden, wobei π^\pm s weiter in den Schauer propagieren und weitere π^0 s und π^\pm s erzeugen, während π^0 s in zwei Photonen $\gamma\gamma$ zerfallen. Folglich nimmt der relative Anteil der elektromagnetischen Energie f_{em} mit der Schauertiefe, und somit mit wachsender Energie des einlaufenden Teilchens, zu. Auch der Anteil der unsichtbaren Energie nimmt mit wachsendem E_0 zu. Man nennt nun die Energiemessung des hadronischen Schauers linear, falls sie unabhängig von E_0 ist. Die Linearität nimmt also durch Kompensation zu. Das Ansprechverhalten des gesamten hadronischen Schauers ist gegeben durch

$$\begin{aligned} r &= (1 - f_{em})h + f_{em}e \\ &= (e - h)f_{em} + h \end{aligned} \quad (2.3)$$

und nur bei $e/h \neq 1$ bleibt der nicht-lineare Term f_{em} noch erhalten.

Sampling-Kalorimeter

Sampling-Kalorimeter bestehen aus Mischstrukturen von aktiven und passiven Materialien, diese können z.B. in alternierenden Ebenen angeordnet sein. Das passive Medium, auch Absorber genannt, hat eine hohe Dichte (und hohe Kernladungszahl Z) und ist für die Schauerentwicklung verantwortlich, denn hier werden die Sekundärteilchen erzeugt. Im aktiven Medium wird die Energie der Schauerteilchen gemessen, wobei nur ein kleiner Prozentsatz der Schauerenergie, die „sampling fraction“, im aktiven Material deponiert wird (siehe Abbildung 2.3). Für flüssiges Argon (LAr) beispielsweise beträgt die „sampling fraction“ $10^{-3} \%$.

ATLAS verwendet zwei verschiedene Arten von Sampling-Kalorimetern. Einmal wird LAr als aktives Medium genutzt. Die geladenen Sekundärteilchen ionisieren das LAr, und die entstehende Ladung ist proportional zur Energie des einlaufenden Teilchens. Zum Zweiten werden Plastiksziintillatoren als aktives Medium eingesetzt. Die Sekundärteilchen erzeugen Szintillationslicht im Plastiksziintillator, das von Photoelektronenvervielfachern (PMT) verstärkt wird. Das Szintillationslicht wird vom PMT in

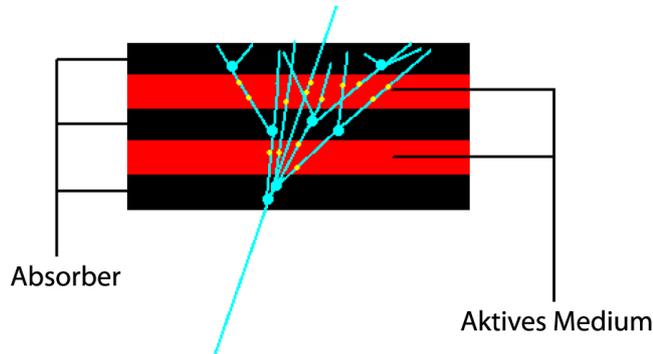


Abbildung 2.3: Schema eines Sampling-Kalorimeters. Im Absorber kommt es zur Schauerausbildung. Die gelben Punkte im aktiven Medium symbolisieren Messungen der Teilchenenergien durch Ionisation oder Szintillationslicht.

ein elektrisches Signal umgewandelt, welches proportional zur Energie des einlaufenden Teilchens ist.

Bei der Kompensation wird nur der Energieverlust durch unsichtbare Energie ausgeglichen. Bisher wurde nicht weiter auf die entkommene Energie und deren Kompensation eingegangen. Dies wird durch offline-Softwaretechniken ausgeglichen.

Energieauflösung der Kalorimeter

Die Energiemessung von Kalorimetern basiert auf dem Prinzip, dass die Energie des ursprünglichen Teilchens proportional zur Anzahl der Sekundärteilchen (N) im Schauer ist. Fluktuationen in N folgen der Poisson-Statistik und führen zu einer begrenzten Energieauflösung. Dies kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{\Delta N}{N} \sim \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.4)$$

Somit wird die relative Auflösung eines Kalorimeters mit steigender Energie gemäß $\frac{1}{\sqrt{E}}$ besser. Neben statistischen Einflüssen der Energieauflösung gibt es noch weitere Faktoren. Im Allgemeinen ist die relative Energieauflösung von Kalorimetern gegeben durch¹

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.5)$$

a/\sqrt{E} ist der **statistische Term**, der aufgrund von Fluktuation bei Schauerentwicklung und Fluktuation der „sampling fraction“ zustande

¹ \oplus ist eine Kurzschreibweise der quadratischen Summe mit: $a \oplus b \equiv \sqrt{a^2 + b^2}$.

kommt. Homogene Kalorimeter haben einen sehr kleinen statistischen Term, da sie nur aus aktivem Material bestehen und der gesamte Schauer hier absorbiert wird. Bei Sampling-Kalorimetern ist der statistische Term durch starke Fluktuation der „sampling fraction“ deutlich größer.

b/E ist der **noise-Term**, der aufgrund von elektronischem Rauschen der Ausleseelektronik auftritt. Bei Kalorimetern, die auf Szintillationslicht basieren (wie dem hadronischen Kalorimeter bei ATLAS, welches im Folgenden als TileCal bezeichnet wird) kann dieser noise-Term sehr klein werden, falls lichtempfindliche Auslesegeräte wie z.B. PMT verwendet werden. Andererseits ist der noise-Term bei Kalorimetern, die auf Ionisation beruhen (wie dem elektromagnetischen LAr-Kalorimeter bei ATLAS), deutlich höher, da hier meist ein Vorverstärker als erstes Element der Ausleseelektronik verwendet werden muss. Für hohe Teilchenenergien kann b/E vernachlässigt werden.

Schließlich ist c der **konstante Term**, der Granularität, nicht homogenes Material, Strahlungsschäden, Temperaturgradienten und Kalibrationseffekte berücksichtigt. Dieser Term dominiert die relative Energieauflösung bei hohen Energien, bei modernen Detektoren liegt er bei $\sim 1\%$.

2.2 Jets bei ATLAS

Jet-Produktion

Bei einem Hadronen-Beschleuniger wie dem LHC sollen vor allem Wechselwirkungen der Protonkonstituenten (Quarks und Gluonen) studiert werden. Eine Streuung dieser sogenannten Partonen kann hierbei als hart oder weich klassifiziert werden. Beides wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben.

Harte Wechselwirkungen sind Wechselwirkungen mit hohem Impulsübertrag, weshalb sie aufgrund eines geringeren Wirkungsquerschnittes selten auftreten. Bei harten Kollisionen hat man die Möglichkeit, Materie bei sehr kleinen Distanzen zu untersuchen. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist gegeben durch

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N_c - 2N_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} (1 + \mathcal{O}(\alpha_s^2)) . \quad (2.6)$$

Hier ist $\Lambda \sim 10^2$ MeV die QCD Skala und $N_c = 3$ die Anzahl der Farbladungen. N_f gibt die Zahl der Quark-Flavour mit Masse m_f kleiner als der Impulsübertrags zum Quadrat (Q^2) an. Für harte Wechselwirkungen mit $\Lambda \ll Q^2$ ist die Kopplung α_s klein und somit sind bei großen Impulsen die Gluonen und Quarks quasi-freie Teilchen. Diesen Effekt bezeichnet man auch als asymptotische Freiheit. Harte Kollisionen sind wegen $\alpha_s(Q^2) \ll 1$ störungstheoretisch gut beschreibbar.

Bei weichen Wechselwirkungen mit Energieskalen in der Nähe von Λ wird α_s groß, und Terme höherer Ordnung in α_s können nicht mehr nur als kleine Störung behandelt werden. Diese nicht-pertubativen QCD-Effekte sind weniger gut verstanden. Weiche Streuungen kommen bei Proton-Proton-Kollisionen häufig vor. Somit ist eine harte Kollision von vielen weichen Kollisionen begleitet. Dies ist in Abbildung 2.4 illustriert. In diesem Prozess werden zwei einfallende Partonen in einem großen Winkel gestreut. Im Endzustand befinden sich zwei Partonen mit hohem transversalen Impuls, welche hadronisieren und in einem Jet aus vielen Hadronen enden. Der interessante harte Prozess ist von vielen weichen Prozessen begleitet, die im Folgenden aufgelistet sind:

- **Anfangszustandsabstrahlung:** Noch bevor es zur harten Kollision kommt, können die einfallenden Partonen niederenergetische Gluonen abstrahlen.
- **Endzustandsabstrahlung:** Dies ist ein Prozess, bei dem die auslaufenden Partonen Gluonen abstrahlen noch bevor die Hadronisierung stattfindet.

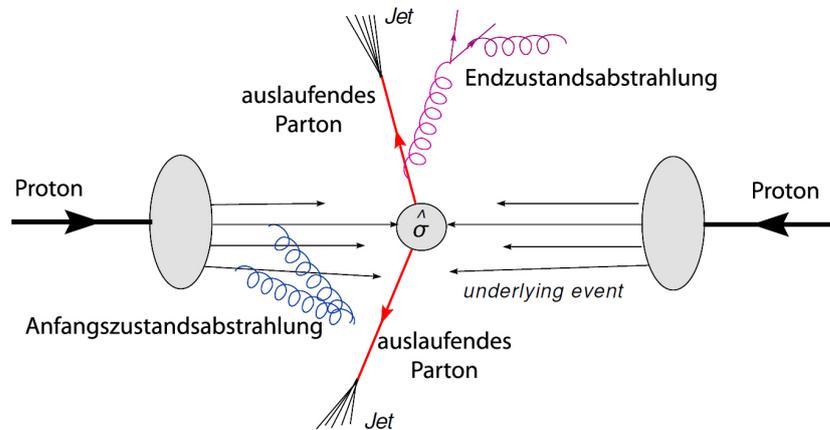


Abbildung 2.4: Jet Produktion im Prozess $p_1 + p_2 \rightarrow Jet + Jet + X$, wobei zwei Partonen (p_1 und p_2) miteinander wechselwirken und sich zwei Jets im Endzustand befinden. Alle anderen weichen Prozesse sind in X zusammengefasst.

- **underlying event:** Die Partonen, welche nicht am harten Prozess teilnehmen (sogenannten Zuschauer-Quarks), können auch wechselwirken. Sie haben meist kleine Streuwinkel.
- **mehrfache Wechselwirkungen:** Wird der LHC bei Spitzenluminosität betrieben, so kommt es neben der harten Kollision im Mittel zu 23 weiteren weichen Kollisionen zwischen anderen Protonen. Dies wird auch als pile-up² bezeichnet.

Ein gutes Verständnis aller aufgelisteten weichen Prozesse ist wichtig, um den harten Prozess exakt beschreiben zu können. Allerdings hat man keine Möglichkeit, den Impuls der auslaufenden hart gestreuten Partonen zu messen, denn bisher hat man noch keine Partonen isoliert beobachtet. Diese Eigenschaft der Natur bezeichnet man als „Confinement“. Teilchen mit Farbladung treten nicht isoliert in der Natur auf, sondern nur in gebundenen, farbneutralen Zuständen in Form von Mesonen und Baryonen. Werden zwei farbgeladene Partonen, wie z.B. bei einer harten Streuung, voneinander getrennt, dann formen die Gluonen dünne Kanäle aus Farbladung, die der Separation entgegenzuwirken. Die Energie im Farbband wächst mit zunehmendem Abstand, so dass es an einem Punkt energetisch günstiger ist, aus dem Vakuum ein Farb-/Anti-Farb-Paar zu erzeugen. Dieser Prozess kann sich noch öfter wiederholen. Anschließend werden durch Kombination der farbgeladenen Teilchen wiederum farbneutrale Hadronen gebildet. Dieser Prozess wird als Hadronisierung bezeichnet und kann bisher nur

²engl. Anhäufung; Dies kommt in Beschleunigern mit hoher Luminosität mit einer nicht vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit vor und beschreibt den Fall, dass mehr als ein hochenergetisches Ereignis in einer Stahlkreuzung entstehen kann.

durch phänomenologische Modelle beschrieben werden [7].

Bei ATLAS wird die Entwicklung eines Jets auf drei Ebenen beschrieben (siehe Abbildung 2.5). Auf dem Parton-Level besteht der Jet aus dem „nackten“ Parton, das in einer pp-Kollision erzeugt wurde. Nach der Hadronisierung ist der Jet auf der nächsten Ebene, dem Teilchen-Level, aus Hadronen zusammengesetzt. Nachdem die Hadronen den Detektor erreichen, entsteht der Detektor-Level-Jet, in dem sich Schauer im Detektormaterial ausbilden.

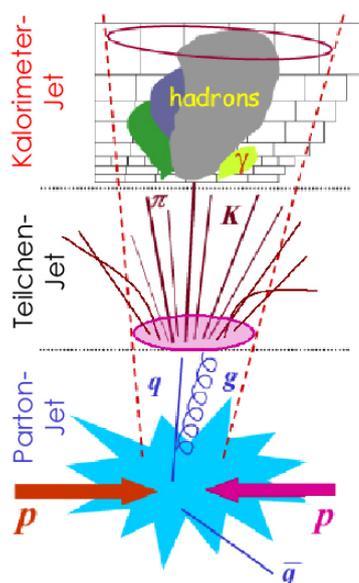


Abbildung 2.5: Jet-Entwicklung auf drei Ebenen.

Experimentell misst man die Signale der Detektoren und rekonstruiert hieraus den Detektor-Level-Jet. Dann kalibriert man den Jet und schließt zurück auf den Teilchen-Level-Jet, um im letzten Schritt den Jet des Parton-Level zu rekonstruieren. Danach erst kann man Aussagen über die harte Kollision und somit über die kurzreichweitige Wechselwirkung des Ereignisses machen. Die Rekonstruktion wird erschwert durch physikalische Effekte wie Hadronisierung und den oben aufgelisteten weichen Streuprozessen. Hinzu kommen noch Detektor-Effekte, unter anderem:

- nicht-kompensierende Kalorimeter: Jets, bestehend aus Hadronen, unterliegen starken Fluktuationen
- Rauschen durch pile-up und Elektronik: Durch mehrfache Wechselwirkungen während einer Strahlkreuzung und elektronisches Rauschen werden Signale von Jets verzerrt.

- totes Material und entkommene Teilchen: Es wird nicht die gesamte Jet-Energie im Detektor deponiert.

Um nun ausgehend vom Kalorimeter-Level-Jet zurückzuschließen auf die Energie des ursprünglichen Parton-Level-Jets, muss man eine ganze Reihe von physikalischen und Detektor-Effekten beachten. Somit benötigt man eine gute Strategie für die Jet-Energiemessung. Die genaue Vorgehensweise bei ATLAS wird im Folgenden erläutert.

Jet-Rekonstruktion und -Kalibration

Sobald die Hadronen des Teilchen-Level-Jets den Detektor erreichen, beginnen sie im Kalorimeter Schauer auszubilden und ihre kinetische Energie in den Zellen zu deponieren. Der erste Schritt bei der Rekonstruktion des Jets bis zum Parton-Level ist die Gruppierung der Kalorimeterzellen, um die Jet-Struktur im Kalorimeter aufzulösen. Hierzu stehen verschiedene Software Algorithmen zur Verfügung [8]. „Athena“, das Software Framework von ATLAS, hat verschiedene Versionen des Cone- und k_T -Algorithmus implementiert [9]. Bei der Rekonstruktion kann es zu Ineffizienzen kommen. Hat z.B. ein geladenes Hadron des Teilchen-Level-Jets viel weniger Energie als die restlichen Hadronen des selbigen, dann ist die Spurkrümmung des langsamen und geladenen Hadrons viel stärker. Folglich deponiert es seine Energie weiter entfernt vom Zentrum des Kalorimeter-Level-Jets und wird nicht zu diesem gruppiert.

Hat man die Struktur des Jets gefunden, so müssen seine Bestandteile, die Kalorimeterzellen, noch kalibriert werden. Bei der Kalibration werden obige Detektor-Effekte und Ineffizienzen der Jet-Rekonstruktion korrigiert. Das Ziel ist eine präzise Messung der Eigenschaften des Teilchen-Level-Jets. Dies wird im nächsten Abschnitt näher erläutert.

2.3 Jet-Energie-Skala

Die Jet-Energie-Skala (JES) definiert die Kalibration der Jet-Energie auf Kalorimeter-Level, um zur Jet-Energie auf Teilchen-Level zu gelangen. Bei der Kalibration müssen Detektor-Effekte und systematische Fehler durch Algorithmenwahl korrigiert werden. Die Korrekturen der physikalischen Modelle und Effekte führen dann zurück zum Parton-Level. Für viele Studien ist die JES die maßgebende systematische Unsicherheit [10] und für einige Studien bei ATLAS muss die JES auf 1% Genauigkeit bekannt sein [11].

Bei ATLAS ist die Kalibration der JES in mehrere Stufen unterteilt, die auf gemessenen Daten oder Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen)

[12][13] basieren können. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, um systematische Unsicherheiten besser verstehen und verschiedene Kalibrationsmethoden besser vergleichen zu können. Die von der ATLAS-Kollaboration gewählte Strategie der Jet-Kalibration ist in Abbildung 2.6 veranschaulicht.

Bei der ATLAS-JES geht man von der elektromagnetischen Skala aus. Die Kalorimeter wurden auf die elektromagnetische Skala geeicht und messen die Energie von Elektronen und Photonen korrekt. Zur Verbesserung der Auflösung der JES wird im ersten Schritt das Ansprechverhalten der Kalorimeterzellen in ϕ bei festem η ausgeglichen. Dies bezeichnet man als Interkalibration in ϕ . Die hier verwendeten „Winkel“ des ATLAS-Koordinatensystem sind im Anhang beschrieben. Im nächsten Schritt gleicht man Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils f_{em} des Jets aus, indem man Zellen mit hadronischer Energiedeposition stärker gewichtet als Zellen mit elektromagnetischer Energiedeposition. Bei der „Offset-Korrektur“ werden Energiebeiträge durch elektronisches Rauschen und pile-up, die nicht aus der harten Wechselwirkung stammen, entfernt. Die absolute Energieskala wird durch Transversalimpuls-Ausgleich von γ/Z und Jet-Ereignissen bestimmt. Hierzu nutzt man Ereignisse, bei welchen sich z.B. ein Photon und ein Jet im Endzustand befinden und diese in einem relativen Winkel von $\approx 180^\circ$ auseinander fliegen. Nun kennt man die absolute Energie des Photons, aufgrund der elektromagnetischen Kalibration der Kalorimeter, und kann so durch Transversalimpuls-Ausgleich von Photon und Jet auf die absolute Energie des Jets zurückschließen. Der letzte Schritt der JES ist die Interkalibration in η durch p_T -Balance von Dijet-Ereignissen. Diese sechs Schritte definieren die JES von ATLAS.

Um die Auflösung der JES zu verbessern, kann man noch auf Teilchenspur und Jet-Eigenschaften (f_{em} , Art der geladenen Teilchen, Anzahl der Spuren, etc.) basierende Korrekturen vornehmen. Diese Methoden verbessern die Auflösung ohne dabei die globale JES zu ändern, da sie vom Teilchen-Level-Jet ausgehen.

Die JES war beim Schreiben dieser Arbeit mit einer Unsicherheit von $\approx 10\%$ bekannt (Stand Juli 2010) [14]. Diese Arbeit ist ein Beitrag zur Verbesserung der Auflösung der JES und beschäftigt sich mit der Interkalibration des TileCal in ϕ .

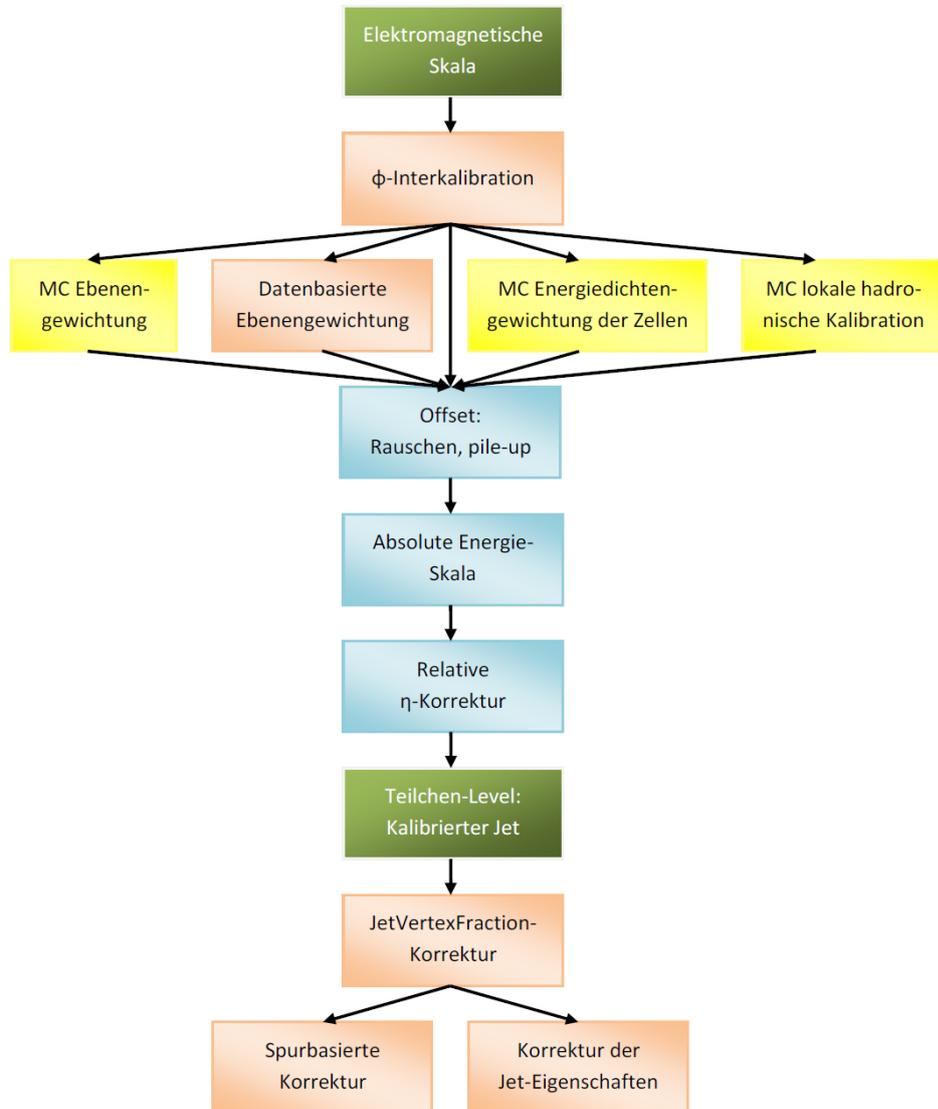


Abbildung 2.6: Der Jet-Kalibrationsprozess bei ATLAS ist in mehrere Stufen unterteilt. Die Reihenfolge der einzelnen Kalibrationsschritte, um von der elektromagnetischen zur hadronischen Skala zu gelangen, sind hier skizziert. Die gelb gezeichneten Kalibrationsmethoden beruhen auf bereits existierenden MC-Simulationen und die rot gezeichneten auf Messdaten. Die JES ist durch die blau dargestellten Kalibrationsmethoden bestimmt. Orange gezeichnet sind optionale Korrektur-Schritte, die zur Verbesserung der JES-Auflösung dienen.

Kapitel 3

Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider

3.1 Der Large Hadron Collider

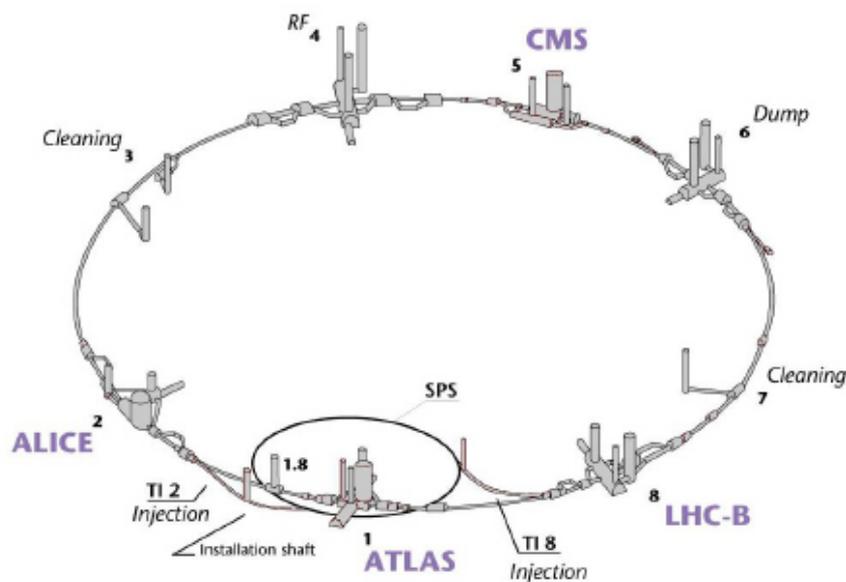


Abbildung 3.1: Der LHC-Beschleuniger mit den vier großen Experimenten: ALICE, ATLAS, CMS und LHCb

Hier soll ein kurzer Überblick über den **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC) gegeben werden, weiterführende Informationen können im LHC Design Report [15] nachgelesen werden. Der LHC ist ein 27 km langer, supraleitender Beschleunigerring und befindet sich im ehemaligen Large Electron-Positron-Tunnel (LEP) am CERN an der französisch-schweizerischen Grenze in der

Nähe von Genf. Er wird genutzt, um Protonen auf Energien von bis zu 7 TeV pro Strahl zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Es gibt vier Kollisionspunkte mit je einem der folgenden Experimente: ALICE¹, ATLAS, CMS² und LHCb³. Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, dass zur Untersuchung von Quark-Gluon-Plasma zusätzlich zu Protonen in einer späteren Phase des Experiments auch noch Bleikerne bis zu einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 5.5$ TeV beschleunigt werden.

Das Herzstück des LHC besteht aus zwei Vakuumkammern, in welchen die Protonen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden. Mit Hilfe von 1232 supraleitenden Dipolmagneten von je 14,3 m Länge werden die Protonen auf ihrer Spur gehalten. Die supraleitenden Dipolmagnete können ein magnetisches Feld von bis zu 8,3 T erzeugen, wozu der gesamte Beschleunigerring auf 1,9 K gekühlt wird. Zum Fokussieren des Strahls werden 392 Quadrupolmagnete und etwa 4000 weitere Korrekturmagnete verwendet. Um die Teilchen zu beschleunigen, nutzt der LHC 16 Kavitäten (acht pro Strahlrichtung) mit hochfrequenten elektrischen Feldern und einer maximalen Beschleunigungsspannung von 16 MV. Die Beschleunigung der Protonen auf 7 TeV führt zu einer Geschwindigkeit von $0,9999999677 c$ und erfolgt in vier Schritten: Zuerst werden die Protonen linear beschleunigt, danach werden sie durch das Proton-Synchrotron (PS) auf 26 GeV weiter beschleunigt. Nachdem das Super-Proton-Synchrotron (SPS) die Protonen auf eine Energie von 450 GeV gebracht hat, werden sie schließlich im LHC-Ring bis zur maximalen Energie beschleunigt.

Zur Entdeckung neuer Physik ist eine möglichst hohe Schwerpunktenenergie nötig. Für Proton-Proton-Kollisionen erreicht man beim LHC eine Schwerpunktsenergie von maximal $\sqrt{s} = 14$ TeV. Aber nur ein Teil dieser Energie kann für die Erzeugung neuer Teilchen genutzt werden. Dies liegt daran, dass die harte Streuung zwischen Protonkonstituenten, die nur einen Bruchteil des 7 TeV Protonimpulses tragen, stattfindet und nicht zwischen den Protonen selbst. Beim Beschleunigen von fundamentalen Teilchen, wie z.B. beim LEP mit Elektron-Positron-Kollisionen, konnte man hingegen die gesamte Schwerpunktenenergie für diese harten Kollisionen nutzen, doch war hier der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung der die Schwerpunktenenergie limitierende Faktor. Partonen-Wechselwirkungen passieren nur selten hochenergetisch genug, um schwere Teilchen wie das Higgs (H) oder $t\bar{t}$ -Paare zu erzeugen. Ein fundamentales Problem bei ATLAS ist es, diese hochenergetischen und damit interessanten Ereignisse aus dem Untergrund von vielen niederenergetischen Wechselwirkungen

¹A Large Ion Collider Experiment

²Compact Muon Solenoid

³Untersuchung des B-Meson-Zerfalls am LHC

herauszufiltern. Diese Aufgabe übernimmt das Trigger-System (mehr dazu in Kapitel 3.3).

Um eine hohe Rate an interessanten Ereignissen, also Ereignissen mit hohem Impulsübertrag, zu erreichen, benötigt man eine möglichst hohe Luminosität, d.h. viele Teilchen, die pro Zeiteinheit durch eine Einheitsfläche fliegen. Dazu packt man beim LHC 10^{11} Protonen in Bunches zusammen und beschleunigt bis zu 3000 dieser Bunches gleichzeitig. Hier wirkt die abstoßende Kraft zwischen einzelnen Protonen der möglichen Protonenzahl pro Bunch entgegen. Bei Inbetriebnahme des LHC im März 2010 startete man mit einer Luminosität von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, bei Abgabe dieser Arbeit war sie schon um eine Größenordnung größer und Ziel ist es, eine Spitzenluminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen. Die Luminosität in Beschleunigerexperimenten ist gegeben durch

$$\mathcal{L} = fn \frac{N_1 N_2}{A} \quad , \quad (3.1)$$

wobei n die Zahl der Bunches pro Strahl ist, f die Umlauffrequenz, N_i die Anzahl der Protonen pro Bunch i und A der Querschnitt am Kollisionspunkt. Die Luminosität wird gemessen in $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oder in $\text{b}^{-1} \text{ s}^{-1}$ mit $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$.

Betreibt man den LHC bei Spitzenluminosität, dann gibt es alle 25 ns Kollisionen mit im Mittel 23 Ereignissen pro Stahlkreuzung. Eine der größten Herausforderungen der Experimente ist es, die interessanten Ereignisse herauszufiltern. Hierzu benötigt man ein effizientes Trigger-System und eine schnelle Signalübertragung der verschiedenen Detektorsysteme. Dies wird im Weiteren anhand des ATLAS-Detektors näher erläutert.

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor wurde gebaut, um ein weites Spektrum an Fragen der modernen Teilchenphysik abzudecken, z.B. die Suche nach dem Higgs-Teilchen, nach Supersymmetrie und nach Konstituenten von Leptonen und Quarks. Dies würde letztendlich Hinweise auf Erweiterungen des Standardmodells oder auf neue Physik jenseits des Standardmodells geben. Der Detektor ist 44 m lang, hat einen Durchmesser von 22 m und wiegt über 7000 t. Aufgebaut aus drei Hauptkomponenten, dem inneren Detektor mit Spurkammer, den Kalorimetern und dem Myonensystem, dient er dem Nachweis von Reaktionsprodukten aus Proton-Proton-Kollisionen. Eine schematische Darstellung des ATLAS-Detektors findet sich in Abbildung 3.2. Hierbei werden die kollidierenden Protonen durch magnetische Linsen so fokussiert, dass sie im Zentrum des Detektors, dem sogenannten Wechselwirkungspunkt, aufeinandertreffen. Die Reaktionsprodukte wechselwirken elektromagnetisch

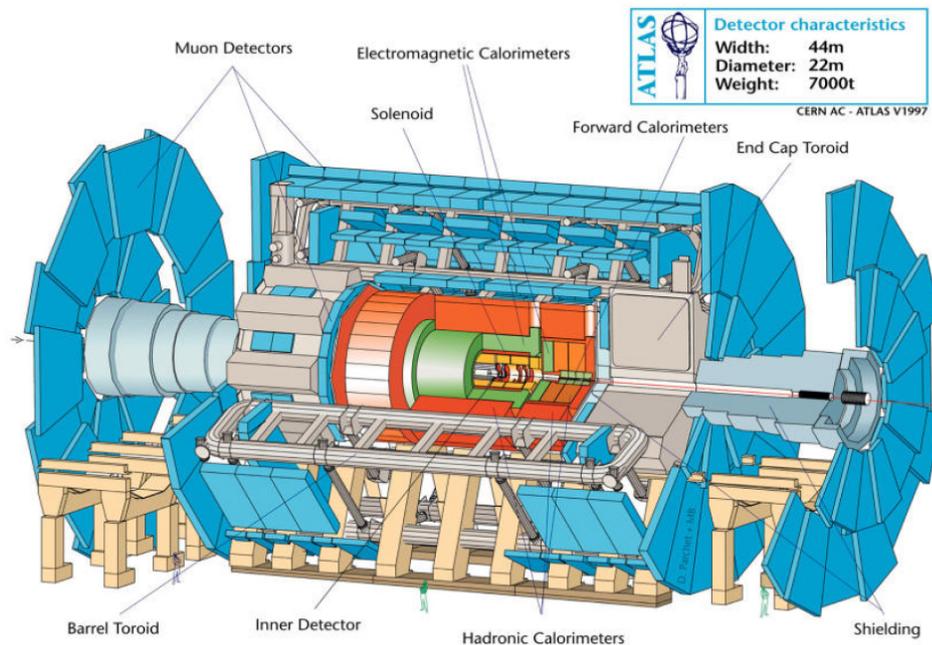


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektor

und hadronisch mit dem Detektormaterial. Mit verschiedenen Techniken werden ihre Energie, ihr Impuls und ihre Teilchenidentität bestimmt.

Beim Entwurf des Detektors stellte man folgende Anforderungen [11]:

- eine hohe Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters, um Photonen und Elektronen präzise nachweisen zu können
- eine möglichst gute Abdeckung des ganzen Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt der Kalorimeter
- präzise Messung der Myonenimpulse
- effizientes Spursystem für geladene Teilchen mit hohem Transversalimpuls, auch bei hoher Luminosität
- Trigger-System mit hoher Effizienz, um möglichst wenig interessante physikalische Prozesse zu verwerfen

Bei Proton-Proton-Streuungen ist die Energie der streuenden Partonen nicht bekannt⁴, und man arbeitet mit transversalen Größen wie Transversa-

⁴Selbst wenn man, wie beim LHC, den Impuls der kollidierenden Protonen sehr genau kennt, ist der Impulsanteil, den ein streuendes Parton trägt, statistisch verteilt. Die Impulsverteilung der Partonen ist durch die Strukturfunktion des Protons beschrieben.

Impuls p_T und Transversalenergie E_T ⁵, die aus Symmetriegründen erhalten sind. In diesem Zusammenhang spricht man oft von fehlender transversaler Energie \cancel{E}_T . Dies bezeichnet Energie von Teilchen, die den Detektor unentdeckt durchlaufen. Das können Neutrinos, aber auch neue bisher unbekannte Teilchen sein. \cancel{E}_T ist definiert als die Summe aller im Kalorimeter deponierter Energie

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_{\text{Zellen}} \vec{E}_T^{\text{gemessen}} \quad (3.2)$$

Innerer Detektor

Eine der Hauptkomponenten beim ATLAS-Detektor ist der innere Detektor. Seine Aufgabe ist die präzise Rekonstruktion von Spuren und sekundären Vertices geladener Teilchen. Zusätzlich soll er Informationen zur Teilchenidentifikation liefern. Umgeben vom axialen Magnetfeld des zentralen Solenoiden mit 2 T Feldstärke kann der Teilchenimpuls anhand der Spürkrümmung bestimmt werden. Der innere Detektor ist zylinderförmig in drei Schichten aufgebaut. Von innen nach außen befindet sich ein Pixeldetektor, ein Silizium-Streifendetektor und der Übergangsstrahlungsspurdetektor (TRT). Insgesamt deckt er einen Bereich in η von $|\eta| < 2,5$ ab.

Pixel- und Silizium-Streifendetektoren befinden sich am nächsten zum Kollisionspunkt und erlauben eine sehr genaue Spurrekonstruktion. Ihre Ortsauflösung beträgt $115 - 580 \mu\text{m}$ in z -Richtung und $10 - 17 \mu\text{m}$ in r - und ϕ -Richtung. Dies gewährleistet eine hohe Auflösung der Vertex- und Impulsmessung selbst bei hoher Spurdichte. Somit kann festgestellt werden, ob eine Spur ihren Ursprung im primären Vertex der Proton-Proton-Kollision hat, oder aber aus einem sekundären Vertex durch z.B. Zerfall eines kurzlebigen Teilchens wie B-Hadronen⁶ oder τ -Leptonen entspringt. Der TRT bildet die äußere Ebene des inneren Detektors. Durch die entstehende Übergangsstrahlung beim Durchqueren von Polyethylen kann hier zwischen Hadronen und Elektronen unterschieden werden [11]. Des Weiteren bietet die Driftkammer des TRT eine räumliche Auflösung von $130 \mu\text{m}$ in alle Raumrichtungen.

Einerseits muss der innere Detektor wegen seiner Nähe zum Kollisionspunkt mit einem radialen Abstand von nur 50,5 mm „strahlungshart“ gebaut sein, andererseits möchte man so wenig Material wie möglich verwenden, denn dies verschlechtert die Impulsauflösung des inneren Detektors und die Energieauflösung der daran anschließenden Kalorimeter. Die Auflösung des

⁵Die Transversalenergie E_T bei ATLAS ist definiert über $\vec{E}_T = E \cos(\phi)$. Somit wird die eigentlich skalare Größe Energie hiermit zu einem Vektor.

⁶B-Hadronen sind Hadronen, welche b-Quarks enthalten.

Transversalimpulses σp_T von Teilchen im inneren Detektor beträgt

$$\frac{\sigma p_T}{p_T} = 0,05 \% p_T[\text{GeV}] \oplus 1 \% . \quad (3.3)$$

Das Kalorimetersystem

Insgesamt besteht das ATLAS-Kalorimetersystem aus fünf Kalorimetern. Im zentralen Bereich mit $|\eta| < 1,7$ befinden sich das elektromagnetische Barrel⁷ (EMB) und das hadronische Barrel (TileCal). Beide haben die Form eines Hohlzylinders und sind symmetrisch zur Strahlachse angeordnet. Im Vorwärtsbereich, dem Bereich kleiner Streuwinkel, mit $1,4 < |\eta| < 3,2$, sind das elektromagnetische Endkappen-Kalorimeter (EMEC) und das hadronische Endkappen-Kalorimeter (HEC) angebracht. Das Vorwärtskalorimeter (FCal) befindet sich am nächsten zur Strahlröhre und deckt den Raum großer Streuwinkel ab. Abbildung 3.3 zeigt die genaue Anordnung der Kalorimeter. Das Kalorimetersystem deckt somit den gesamten Raum-

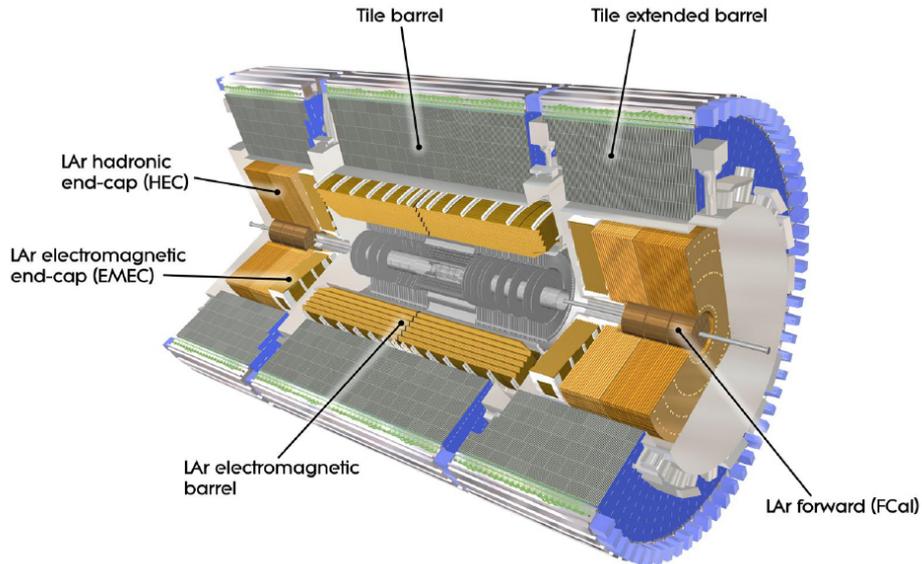


Abbildung 3.3: Das ATLAS-Kalorimetersystem

winkel mit $|\eta| < 4,9$ ab. Im zentralen Bereich beträgt ihre Tiefe ca. 25 Strahlungslängen X_0 im Fall des elektromagnetischen Kalorimeters und etwa 10 Wechselwirkungslängen λ im Fall des hadronischen.

Auf Grund von pile-up haben alle Kalorimeter kleine Granularität und außerdem kurze Auslesezeiten. Bei ihrem Entwurf hat man zusätzlich auf

⁷Barrel (engl. Zylinder) beschreibt hier die Bauweise der Kalorimeter.

eine hohe Strahlungshärte geachtet, um die Wahrscheinlichkeit möglicher Strahlungsschäden, besonders im Vorwärtsbereich mit vielen hochenergetischen Jets, zu minimieren. Eine Zusammenfassung ausgewählter Parameter des Kalorimetersystems ist in Tabelle 3.1 zu finden.

Elektromagnetische Kalorimeter

Sowohl EMB als auch EMEC sind elektromagnetische Sampling-Kalorimeter mit Blei als Absorber und LAr als aktivem Medium. LAr eignet sich wegen seiner natürlichen Linearität besonders gut, da das Ansprechverhalten über die Zeit konstant bleibt. Im EMB befindet sich das flüssige Argon in 2,1 mm breiten Lücken zwischen den Blei-Absorberplatten. Die $\eta - \phi$ -Ebene ist mit einer Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ sehr fein in einzelne Zellen segmentiert. Um eine volle Abdeckung in ϕ ohne Lücken zwischen einzelnen Zellen zu gewährleisten, haben die Absorberplatten eine akkordeonartige Struktur (siehe Abbildung 3.4 *links*). In radialer Richtung ist das EMB in drei Segmente mit einer entsprechenden Tiefe von 4, 16 und 2 Strahlungslängen unterteilt. Die Dicke des elektromagnetischen Barrels mit 25 Strahlungslängen X_0 stellt sicher, dass die meisten Elektronen und Photonen ihre gesamte Energie dort deponieren. Die Signale der Detektorzellen werden durch ~ 200.000 Kanäle ausgelesen.

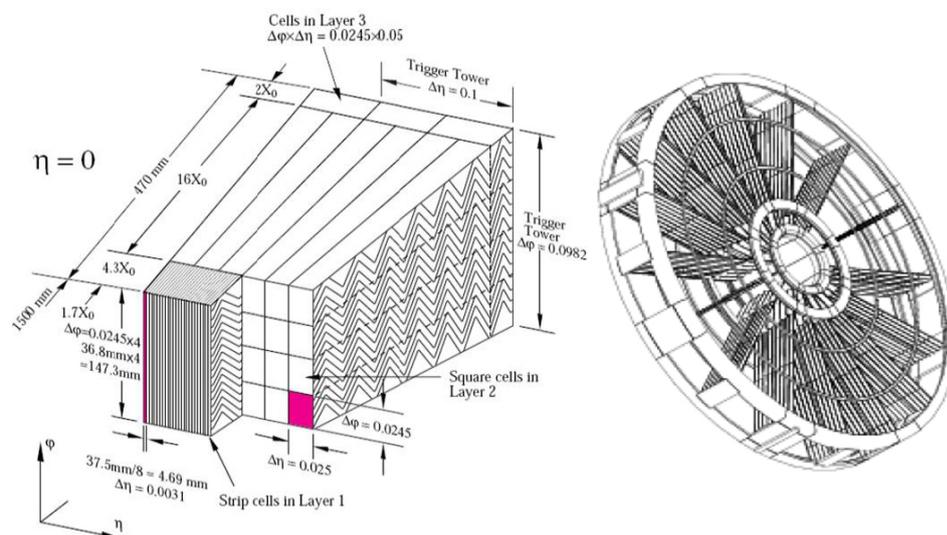


Abbildung 3.4: (*links*) Zellstruktur des elektromagnetischen Barrel-Kalorimeters (EMB). Die charakteristische Akkordeonstruktur ist erkennbar. (*rechts*) Das EMEC-Kalorimeter.

Bis zum Erreichen der Kalorimeter durchqueren die Teilchen neben dem inneren Detektor noch den zentralen Solenoiden und den Kryostat. Durch

Wechselwirkungen mit diesen Systemen verlieren die Teilchen schon einen Teil ihrer Energie. Um den Energieverlust durch dieses sogenannte tote Material⁸ abzuschätzen, gibt es den Presampler. Er befindet sich direkt zwischen innerem Detektor und EMB und schätzt den Energieverlust der Teilchen durch totes Material ab. Die Teilchen können nämlich bereits vor Erreichen des EMB anfangen Schauer auszubilden.

Das EMEC schließt in z-Richtung an beiden Enden des EMB an, wobei die vorhandene Lücke dazwischen teilweise durch Szintillatoren aufgefüllt wird, welche die Energiedeposition in dieser Lücke abschätzen. Das EMEC deckt den Raumwinkel von $1,375 < |\eta| < 3,2$ ab und ist in z-Richtung in zwei Zylinder-Räder unterteilt. In Abbildung 3.4 (*rechts*) ist eines der Räder skizziert, wobei angedeutet ist, dass die Granularität dieser Zylinder nach innen hin etwas gröber wird.

Kalorimeter	η -Bereich	Energieauflösung $\frac{\sigma_E}{E}$
EMB	$0 < \eta < 1,4$	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\%$
EMEC	$1,375 < \eta < 3,2$	
TileCal	$0 < \eta < 1,7$	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$
HEC	$1,5 < \eta < 3,2$	
FCal	$3,1 < \eta < 4,9$	$\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$

Tabelle 3.1: Detaillierte Parameter des Kalorimetersystems

Hadronische Kalorimeter

Das TileCal schließt an das EMB an und misst Energien von Jets und isolierten Hadronen. Zusätzlich wird \cancel{E}_T gemessen. Entlang der z-Achse ist es in drei Bereiche unterteilt: ein zentrales Barrel ($|\eta| < 1,0$) und auf beiden Seiten je ein Extended Barrel ($0,8 < |\eta| < 1,7$). Durch die Lücke dazwischen sind die Kabel zum elektromagnetischen Kalorimeter verlegt. Das TileCal ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter mit Stahl als Absorber und Plastikszintillatoren als aktivem Material. Sein Name TileCal kommt daher, dass es aus abwechselnden Schichten von Stahl- und Szintillatorkacheln aufgebaut ist. Diese sind in Gruppen angeordnet mit einer resultierenden Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$. Die radiale Unterteilung in drei Segmente erlaubt eine unterschiedliche Gewichtung der Schauerenergie in longitudinaler Richtung. Da das TileCal ein nicht-kompensierendes Kalorimeter ist, können somit durch offline-Rekonstruktion elektromagnetische und hadronische

⁸Totes Material bezeichnet Material, welches Energie der passierenden Teilchen absorbiert, aber nicht misst.

Energiedeposition unterschiedlich gewichtet werden. Das Szintillationslicht wird durch Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt, welches durch ~ 10.000 Kanäle ausgelesen wird. Der detaillierte Aufbau und die Kalibration des TileCal wird im nächsten Kapitel ausführlich behandelt.

Das HEC ist ein LAr-Sampling-Kalorimeter mit Kupfer als passivem Material. Es ist aus zwei zylinderförmigen Rädern aufgebaut. Diese enthalten 25 mm bzw. 50 mm dicke Kupferplatten mit 8,5 mm breiten Spalten, welche mit flüssigem Argon gefüllt sind. Wegen des hohen Teilchenflusses in den Endkappen sind die Spalte nochmals in vier Driftkammern unterteilt, um die Driftzeit der Elektronen auf 430 ns zu verringern.

Vorwärtskalorimeter

Das Vorwärtskalorimeter befindet sich im Bereich von $3,1 < |\eta| < 4,9$ und ist damit einem extrem hohen Teilchenfluss ausgesetzt. Es misst die Energie von Teilchen mit kleinem Streuwinkel, die nahezu parallel zum Strahlrohr fliegen. Es besteht aus LAr-Sampling-Kalorimetern und bestimmt sowohl elektromagnetische wie auch hadronische Teilchenenergien. Der elektromagnetischen Teil benutzt einen Kupfer-Absorber, im hadronischen wird Wolfram verwendet, was dichter ist und verhindern soll, dass Teile der Schauer ins dahinter liegende Myonensystem gelangen. Da Jets hier sehr hohe Energien haben, muss das FCal robust gebaut sein. Hierzu nutzt man eine spezielle Geometrie aus Metall-Matrizen, durch welche Driftröhrchen (Tube) longitudinal verlaufen. In diesen Röhrchen befinden sich Eisenstäbe (Rod), umgeben von konzentrischen LAr-Spalten mit 0,25 mm Radius. Durch diese kleinen Spalte erreicht man kurze Driftzeiten der Elektronen und reduziert so die Wahrscheinlichkeit von Ionenanhäufung. Abbildung 3.5 zeigt den geometrischen Aufbau.

Myonensystem

Ganz außen im ATLAS-Detektor befindet sich das Myonensystem. Myonen sind minimal-ionisierende Teilchen und durchqueren die Kalorimeter fast ungebremst. Mit riesigen Toroid-Magneten werden ihre Flugbahnen gekrümmt, woraus sich Impuls und Ladung der Myonen bestimmen lassen. Eine präzise Messung der Myonenparameter ist für Zerfallskanäle mit hochenergetischen Myonen als Endprodukte wichtig, wie z.B. dem Higgs-Zerfall $H \rightarrow 4\mu$. Zur präzisen Impulsmessung benutzt man hier Driftröhrenkammern und Kathodenstreifen-Kammern.

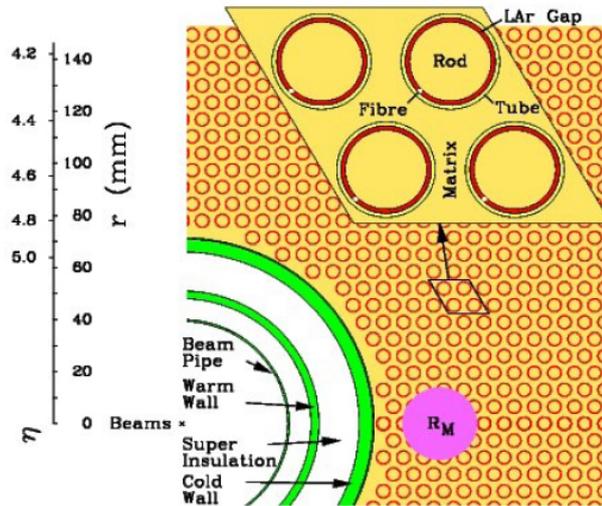


Abbildung 3.5: Ausschnitt des Vorwärtskalorimeters. Die spezielle Geometrie aus Metall-Matrizen und Röhren ist hier illustriert.

3.3 Das Trigger-System

Bei Proton-Proton-Kollisionen wird der Wirkungsquerschnitt, wie man an Abbildung 3.6 sieht, von QCD-Untergrund-Ereignissen⁹ dominiert. Interessante Ereignisse für neue Physik wie z.B. $\sigma_{Higgs}(M_H = 500 \text{ GeV})$ treten um viele Größenordnungen weniger häufig auf, weshalb es wichtig ist, die Luminosität des LHC zu maximieren.

Aus ungefähr 10^9 inelastischen Stößen pro Sekunde müssen die interessanten Ereignisse herausgefiltert werden. ATLAS benutzt dazu ein dreistufiges Trigger-System mit einer Eingangsrate von 40 MHz, was der Kollisionsrate am LHC entspricht. Der Unterschied dieser beiden Zahlen kommt daher, dass es im Mittel zu 23 Proton-Proton-Kollisionen pro Strahlkreuzung kommt. Durch eine begrenzte Bandbreite können Ereignisse nur mit einer Rate von 200 Hz permanent gespeichert werden. Das Trigger-System muss somit die Ereignisrate um 5 Größenordnungen reduzieren.

Das dreistufige Trigger-System und das Datennahmesystem bei ATLAS müssen sich diesen Herausforderungen stellen. Die erste Stufe des Trigger-Systems (L1-Trigger) sucht dabei nach Signaturen im Detektor, die auf hochenergetische Jets, Elektronen, Photonen, Myonen und isolierte Hadronen, sowie globale Größen wie gesamte transversale Energie ($\sum E_T$) und \cancel{E}_T hinwei-

⁹Mit QCD-Untergrund-Ereignissen sind Streuprozesse gemeint, deren Eigenschaften schon durch andere Experimente gut untersucht sind und bei der Suche nach neuer Physik keine Beiträge liefern.

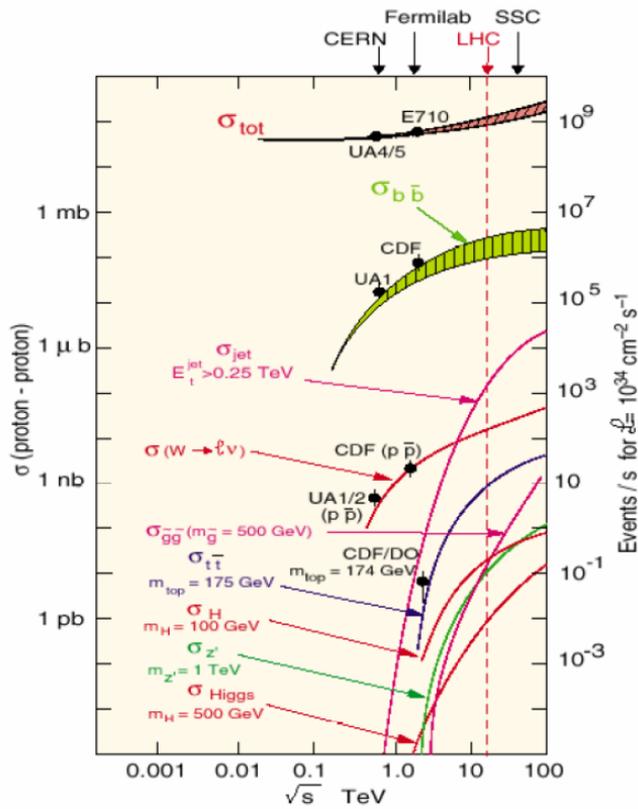


Abbildung 3.6: Einige Wirkungsquerschnitte des Standardmodells für Proton-Proton-Kollisionen. Die vertikale Linie markiert die max. Schwerpunktsenergie des LHC von 14 TeV.

sen. Der Level-2-Trigger (L2-Trigger) analysiert diese Bereiche von Interesse (RoI) weiter. Ihm steht dabei die vollständige Information der Detektoren zur Verfügung. Die letzte Stufe rekonstruiert das vollständige Ereignis mit Methoden ähnlich der offline-Analyse. Ein Überblick des Trigger-Systems ist in Abbildung 3.7 gezeigt.

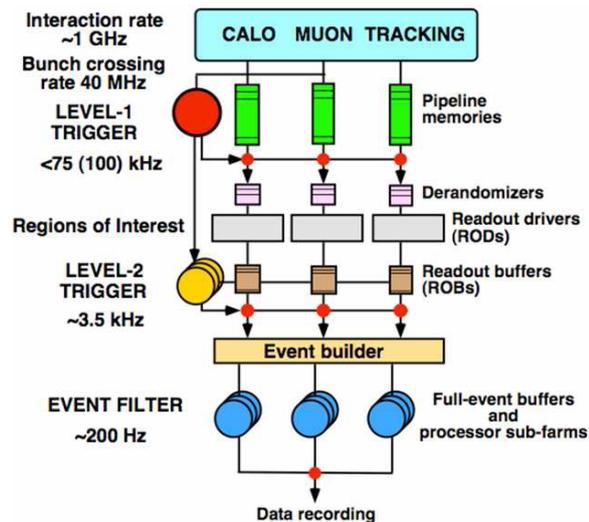


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Trigger- und Datennahmesystems bei ATLAS

Level-1-Trigger

Der L1-Trigger reduziert die Ereignisrate auf weniger als 100 kHz. Er ist ein rein auf Hardware basierender Trigger und sucht nach Signaturen im Detektor, die auf neue Physik hinweisen. Die Entscheidung, ob ein Ereignis verworfen oder weitergegeben werden soll, muss dabei innerhalb von $2,5 \mu\text{s}$ getroffen werden, denn nur so lange können die Detektordaten zwischengespeichert werden. Dem L1-Trigger stehen dabei Informationen von Level-1-Kalorimeter-Trigger und Level-1-Myon-Trigger zur Verfügung. Diese identifizieren Objekte mit hoher transversaler Energie und berechnen Energiesummen. Der zentrale Trigger-Prozessor (CTP) entscheidet mit Hilfe eines Trigger-Menüs über die Weiterverarbeitung eines Ereignisses. Das Trigger-Menü besteht aus einer Liste mit Trigger-Objekten, an welche verschiedenen Anforderungen bzgl. Multiplizität und Mindestenergie gestellt werden, z.B. hat das Trigger-Objekt „L1_3J10“ mindestens drei Jets mit Energien über 10 GeV. Der CTP vergleicht nun die Eingangsdaten mit dem Trigger-Menü, und falls ein Trigger-Objekt in den Daten gefunden wird, wird das Ereignis weiterverarbeitet. Zusätzlich können Trigger-Objekte noch vorkaliert werden. Ist dies der Fall, dann wird ein bestimmter Prozentsatz an Ereignissen, welche das Trigger-Objekte enthalten, verworfen.

Hierdurch wird die Trigger-Rate noch weiter verringert. Insgesamt reduziert der L1-Trigger die Ereignisrate auf 75 kHz.

Sobald der L1-Trigger entscheidet, ein Ereignis weiterzuverarbeiten, wird das gesamte Ereignis vom Datennahmesystem ausgelesen und zwischengespeichert. Dabei wird die Informationen direkt aus den Zwischenspeichern der einzelnen Detektorsysteme angefordert. Dies kann nicht zu einem späteren Zeitpunkt geschehen, da die Zwischenspeicher der einzelnen Detektorsysteme nur eine begrenzte Größe haben und die Daten sonst verloren wären.

Level-1-Kalorimeter-Trigger und Präprozessor

Die kurze Zeit, in welcher der L1-Trigger ein Ereignis bearbeiten muss, reicht nicht aus, um alle Zellen im gesamten Kalorimeter auszulesen. Der Level-1-Kalorimeter-Trigger fasst deshalb bis zu 60 Kalorimeterzellen zu sogenannten Trigger-Towern zusammen. Diese haben eine reduzierte Granularität von $0,1 \times 0,1$ im zentralen Bereich und bis zu $0,4 \times 0,4$ für Bereiche mit großem η . Eine Darstellung der exakten Granularität der Trigger-Tower in der η - ϕ -Ebene ist in Abbildung 3.8 zu sehen. In radialer Richtung sind Trigger-Tower in zwei Teile segmentiert. Der erste deckt die gesamte Tiefe des elektromagnetischen und der zweite die des hadronischen Kalorimeters ab. Durch die gröbere Granularität der Trigger-Tower muss der Level-1-Kalorimeter-Trigger nur noch 7168 Kanäle auslesen.

Die Signalsummation der Kalorimeterzellen zu Trigger-Towern erfolgt analog und wird dann durch den Präprozessor digitalisiert. Mit diesen digitalen Werten wird dann die endgültige E_T -L1-Kalibration vorgenommen. Die so bestimmte Energie der Teilchen auf der Grundlage von Trigger-Towern ist nur eine erste Näherung. Sie wird im Folgenden auch L1-Energie genannt. Sie unterscheidet sich von der offline bestimmten Energie der Teilchen, denn offline werden die einzelnen Signale der Zellen digitalisiert und danach erst summiert. Zusätzlich erfolgt offline noch eine Kalibration, die durch die JES (siehe Kapitel 2.3) definiert ist.

Der High-Level-Trigger

Der High-Level-Trigger umfasst L2-Trigger und Ereignisfilter (EF). Beides sind Software-Trigger und bestehen aus einem großen Rechner-Cluster.

Der Level-2-Trigger

Der L1-Trigger reicht die Koordinaten der RoI weiter an den L2-Trigger. Dieser präzisiert die zuvor getroffene Entscheidung. Hierzu steht ihm die

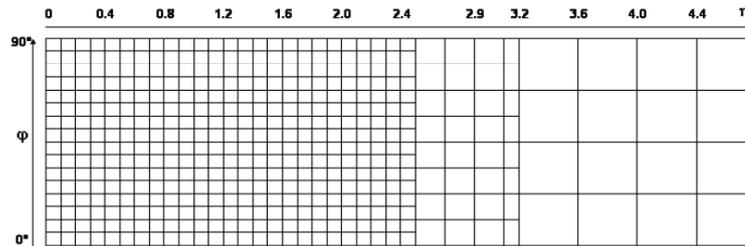


Abbildung 3.8: Granularität der Trigger-Tower in Abhängigkeit von η und ϕ .

komplette Information von innerem Detektor, Kalorimeter und Myonensystem zur Verfügung. Um eine schnelle Entscheidung treffen zu können, fordert der L2-Trigger aber nur Daten ausgehend von der RoI an: Dies entspricht ungefähr 2% der Gesamtdatenmenge. Der L1-Trigger kann Teilchen nur anhand ihrer Schauerform identifizieren. Auf dem zweiten Trigger-Level ist nun eine bessere Teilchenidentifikation durch zusätzliche Information der Spurrekonstruktion möglich. Da die volle Granularität der Kalorimeter zur Verfügung steht, ist eine genauere Bestimmung der Teilchenenergie, und somit präzisere Schnitte auf die Energieschwelle, möglich. Die Ausgangsrate des L2-Trigger beträgt 3,5 kHz.

Durch schrittweise Selektion der verschiedenen Anforderungen an die Trigger-Objekte verkürzt man die Ereignis-Verarbeitungszeit des L2-Triggers. Findet man z.B. in einem Ereignis nur einen Jet, so werden Trigger-Objekte, die mehr als einen Jet erfordern, nicht mehr überprüft. Die mittlere Ereignis-Verarbeitungszeit beträgt nunmehr 40 ms.

Der Ereignis-Filter

Der EF, die letzte Stufe des Trigger-Systems, benutzt Algorithmen hoher Präzision und wendet diese auf die Informationen des gesamten Ereignisses an. Er reduziert die Zahl der Ereignisse, die dann permanent gespeichert werden, auf 200 pro Sekunde. Der Datensatz eines Ereignisses hat eine Größe von ungefähr 1,5 MB, d.h. innerhalb einer Laufzeit von 10 Stunden werden etwa 10 TB an Daten gespeichert.

Kapitel 4

Das TileCal

Das Kalorimetersystem von ATLAS misst die Energie und Position von Elektronen, Photonen, isolierten Hadronen, Tauonen¹ und Jets. Das TileCal, welches im zentralen Bereich des Detektors sitzt, ist verantwortlich für eine präzise Energiemessung von Hadronen, Jets und \cancel{E}_T . Die Leistungsanforderungen an das TileCal sind im Folgenden aufgelistet [16]:

- Eine angestrebte Auflösung der Jetenergie von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ [17] erlaubt eine hohe Sensibilität für neue Physik bei Energien im TeV Bereich, wie z.B. Quarks mit Substruktur. Ein Jet kann sich über mehrere Kalorimeter erstrecken. Es ist schwierig generelle Aussagen zum Beitrag der einzelnen Kalorimetersysteme zur gesamten Jet-Energie-Auflösung zu machen. Man konnte aber z.B. zeigen, dass sich der konstante Term der Jet-Energie-Auflösung um 2% erhöht, falls das Ansprechverhalten der TileCal-Zellen um 10% „verschmiert“ wird [17].
- Für Präzisionsmessungen, wie z.B. der Bestimmung der Topquark-Masse, ist eine Ungenauigkeit der JES von höchstens 1% nötig. Da ungefähr ein Drittel der transversalen Energie von Jets im TileCal deponiert wird [18], sollte die Unsicherheit der TileCal-Energiemessung unter 3% liegen.
- Die Linearität des Kalorimeters sollte mit $\pm 2\%$ gegeben sein, d.h. $|E^{\text{gemessen}} - E^{\text{wahr}}|$ sollte sich bis zu Energien von 4 TeV um nicht mehr als $\pm 2\%$ ändern. Dies ist ebenfalls wichtig, um neue physikalische Phänomene entdecken zu können.
- Eine gute Messung von \cancel{E}_T ist vor allem für die Entdeckung von SUSY-Teilchen und anderen Signaturen neuer Physik von Bedeutung. Somit

¹Mit einer mittleren Lebenszeit von $2,9 \cdot 10^{-13}$ s zerfallen Tauonen schon vor Erreichen der Kalorimeter und werden indirekt über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen.

ist es wichtig, dass das TileCal möglichst den ganzen Raumwinkel abdeckt und auch tief genug ist, sodass die gesamte Jet-Energie im Kalorimeter deponiert wird. Zusätzlich darf der Anteil der toten Detektorregionen durch nicht funktionierende oder fehlerhafte Zellen nicht zu groß werden, denn dies würde zu falschen Beiträgen zur \cancel{E}_T führen.

4.1 Allgemeine Beschreibung

Das TileCal ist ein hadronisches Sampling-Kalorimeter mit Plastikszintillatoren als aktivem Medium und Stahl als Absorber. Es deckt in η einen Bereich von $-1,7$ bis $1,7$ ab und ist in ein zentrales Barrel ($-1,0 < \eta < 1,0$) und zwei erweiterte Barrels ($0,8 < |\eta| < 1,7$) unterteilt. Alle drei zylinderförmigen Barrels sind in ϕ in 64 gleichförmige Segmente unterteilt. Dies führt zu einer azimuthalen Granularität von $\Delta\phi \sim 0,1$ rad. In η ist die Segmentierung ebenfalls $0,1$ für die beiden inneren Ebenen und $0,2$ in der äußeren Ebene. In radialer Richtung sind die Barrels in drei Ebenen mit einer Tiefe von je $1,5$, $4,1$ und $1,8$ Wechselwirkungslängen im zentralen sowie $1,5$, $2,6$ und $3,3$ Wechselwirkungslängen im erweiterten Bereich unterteilt. Die Zellen sind in radialer Richtung so angeordnet, dass sich in η sogenannte „projektive Tower“ ergeben, welche jeweils eine Zelle aus jeder Ebene enthalten². Diese werden im Weiteren nur noch als „Tower“ bezeichnet. Die Segmentierung in η , ϕ und R ergibt die dreidimensionale Anordnung der Zellen. Abbildung 4.1 veranschaulicht dies und der Tower mit $\eta = 0,65$ ist zur Verdeutlichung hervorgehoben.

Jede Zelle ist aus mehreren Stahl- und Szintillatorkacheln mit 5 mm bzw. 3 mm Dicke aufgebaut. Die Platten sind abwechselnd in Stapeln angeordnet und liegen in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung. Dies ist in Abbildung 4.2 skizziert. Die Szintillatorkacheln werden an beiden Seiten von PMTs, die durch Wellenlängenverschieber-Kabel angeschlossen sind, ausgelesen.

Die Ausleseelektronik ist in sogenannten Drawers enthalten und befindet sich am äußeren Ende des Kalorimeters. Ein Drawer enthält die gesamte Ausleseelektronik für Zellen in einem Bereich von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,8 \times 0,1$ im zentralen Bereich und $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,7 \times 0,1$ im erweiterten Bereich. Jede Zelle wird separat ausgelesen, das Signal wird digitalisiert und über Glasfaserkabel zur Weiterverarbeitung zum Rechenzentrum, welches sich außerhalb der Experimentierhalle befindet, geleitet. Neben der Ausleseelektronik enthält der Drawer auch noch einen Integrator, um den Strom der PMTs wäh-

²Aufgrund der Granularität in η von $0,2$ in der äußeren Ebene enthält jeder zweite projektive Tower nur eine Zelle der unteren und mittleren Ebene.

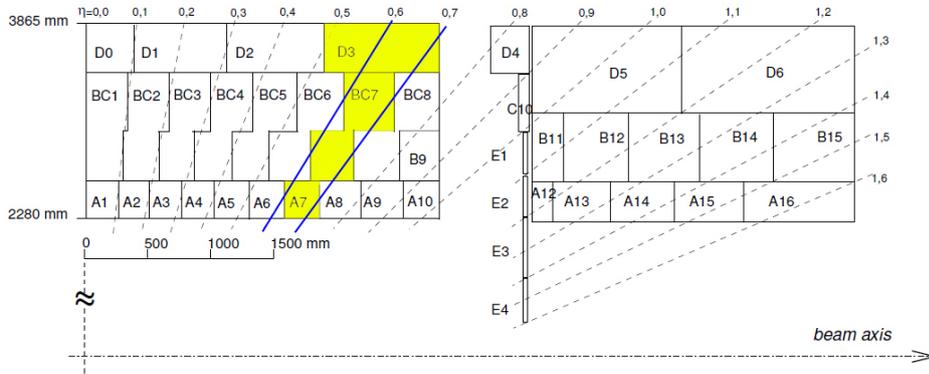


Abbildung 4.1: Schnitt des TileCal entlang der Strahlachse für $\phi = 0$ und $\eta > 0$. Es zeigt die Segmentierung der Zellen in η - und R-Richtung für das zentrale Barrel (links) und ein erweitertes Barrel (rechts). Die projektiven Tower in η sind gestrichelt dargestellt. Durch Spiegelung an der Ebene senkrecht zur Strahlachse im Punkt $\eta = 0$ erhält man die Zellanordnung für negative η .

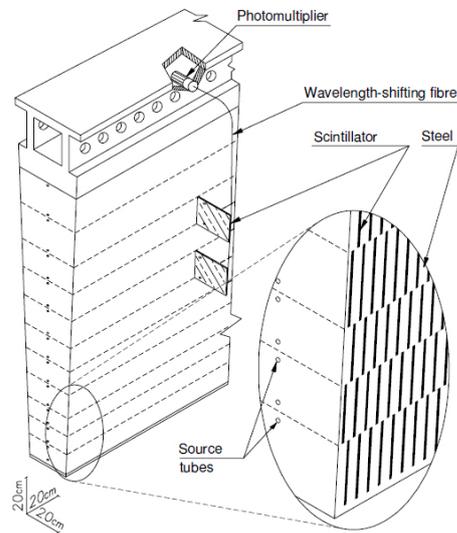


Abbildung 4.2: Skizze eines TileCal-Elements. Die mechanische Anordnung der Stahl- und Szintillatorkacheln und die Ausleseelektronik sind zu sehen. Im vergrößerten Ausschnitt rechts kann man erkennen, dass durch jede Szintillatorkachel zwei Röhrrchen des Cs-Kalibrationsystems führen (siehe Abschnitt 4.3).

rend der Kalibration oder den Strom von Minimum-Bias-Ereignissen³ bei Proton-Proton-Kollisionen zu messen. Hierzu wird der Strom über ~ 14 ms integriert. Zuletzt werden hier die analogen Signale aller Zellen in Intervallen von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ zu Trigger-Towern addiert und direkt zum L1-Trigger gesendet.

4.2 Der Detektor-Status

Abgesehen von anfänglich 1,5% „toten Zellen“ ist das TileCall seit Beginn der Datennahme im Jahr 2008 voll funktionsfähig. Als tote Zellen bezeichnet man Elemente, die abgeschaltet wurden, da ihr Auslesesystem fehlerhaft ist. Meist ist hierfür der Drawer aufgrund von Fehlern in seiner Elektronik oder Stromversorgung verantwortlich. Nur einen geringen Teil stellen isolierte, tote Zellen dar, die wegen zu hohem Rauschen oder Fehlern bei der Digitalisierung nicht funktionsfähig sind. Abbildung 4.3 zeigt die als defekt markierten Zellen, die allesamt abgeschaltet sind und somit keine Signale während des Detektorbetriebs liefern. Bis Ende September 2010 nahm der Anteil der toten Zellen auf 3,4% zu.

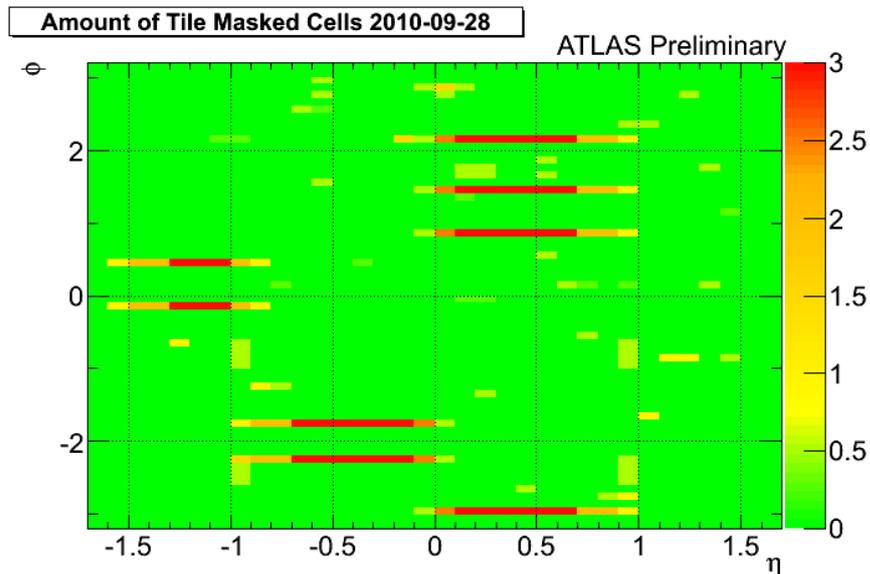


Abbildung 4.3: Position in η und ϕ der Ende September 2010 als defekt markierten Zellen. Die Farbskala gibt die Anzahl der defekten Ebenen an: Rot entspricht drei defekten Zellen, orange zwei und gelb einer defekten Zellen

Außer den toten gibt es auch noch Zellen mit schlechter Datenqualität.

³Hier wird der Strom von allen Kollisionsereignissen integriert, wobei die Trigger-Selektion „abgeschaltet“ ist.

Diese werden als „schlecht“ markiert, und ihre Daten werden bei der Energie-Rekonstruktion gesondert behandelt. Gründe für eine schlechte Datenqualität sind:

- Ausfall eines der drei Kalibrationssysteme
- fehlerhafte Ausleseelektronik aufgrund von Fehlverhalten oder schlechter Konfiguration
- erhöhtes Rauschen in Auslesekanälen
- Auslesekanäle mit stark fluktuierendem Ansprechverhalten

4.3 Kalibrations- und Überwachungssysteme

Das TileCal wird auf die elektromagnetische Skala kalibriert. Dies bedeutet, dass für jede einzelne Zelle des Kalorimeters der elektromagnetische Kalibrationsfaktor c_{em} ermittelt wird. Dieser ist ein Proportionalitätsfaktor, der das Auslesesignal der Zelle I_{frac} (in pC gemessen) in die entsprechende Energie E_{em}^{dep} , die ein elektromagnetischer Schauer deponiert, konvertiert:

$$E_{em}^{dep} = c_{em} \cdot I_{frac} \quad (4.1)$$

Eine Interkalibration der Zellen ist hierbei eine „Vorstufe“ auf dem Weg zur bestmöglichen absoluten Kalibration. Durch Interkalibration versucht man, das ungleichmäßige Ansprechverhalten von Zelle zu Zelle zu messen, zu minimieren und schließlich zu korrigieren. Man kann Interkalibration in ϕ , in η , aber auch zwischen den drei radialen Ebenen durchführen. Zuletzt wird die Nichtlinearität und die zeitliche Stabilität des Ansprechverhaltens der Zellen überwacht und gegebenenfalls korrigiert.

Um die verschiedenen Kalibrationssysteme des TileCal besser verstehen zu können, ist im Weiteren der Signalweg erläutert: Trifft ein Elektron auf das Kalorimeter, so bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus. Durchqueren die Sekundärteilchen des Schauers eine Zelle, dann werden die Plastikszintillatoren dieser Zelle angeregt und die Anregungsenergie wird in Form von Licht abgegeben. Dieses Licht wird von Wellenlängenverschieber-Kabeln (WLS) an einen PMT weitergeleitet. Dort wird es verstärkt und schließlich in ein elektrisches Signal umgewandelt, welches digitalisiert durch Glasfaserkabel zum Rechnernetz weitergeleitet wird. Das endgültige digitale Signal soll nun der Energie entsprechen, die ein elektromagnetischer Schauer beim Durchqueren der Zelle deponiert.

Vor dem Start des LHC mit pp-Kollisionen wurde jede Zelle auf die elektromagnetische Skala kalibriert. Um während des Detektorbetriebs diese Skala zu wahren, sind im TileCal drei interne Kalibrationssysteme eingebaut, welche die unterschiedlichen Elemente der Signalkette überwachen und korrigieren: Ein Ladungsinjektions-System zum Überwachen der Elektronik, ein Lasersystem zur Kontrolle des PMT-Verstärkungsfaktors und ein Cäsium-Kalibrationssystem, welches die gesamte Signalkette überwacht. Der genaue Datenfluss der physikalischen Signale und der Signale der Kalibrationssysteme sind in Abbildung 4.4 gezeigt.

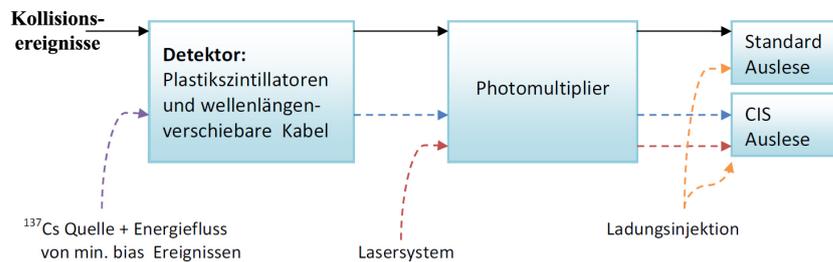


Abbildung 4.4: Datenfluss der verschiedenen Signale für eine TileCal-Zelle (Skizze). Das physikalische Signal, aufgrund von Energiedeposition durch einfallende Teilchen, ist in schwarz dargestellt. Der Signalweg der drei Kalibrationssysteme ist gestrichelt gezeichnet und benutzt eine separate Auslese. Die teilweise Überlappung der verschiedenen Datenflüsse erlaubt eine einfachere Identifikation von fehlerhaften Elementen.

Das Ladungsinjektions-System

Das Ladungsinjektions-System (CIS) kalibriert und überwacht den Konvertierungsfaktor (CIS-Konstante) der Elektronik, welche den PMT-Puls in ein digitales Signal umwandelt. Der PMT-Puls wird in pC gemessen und entspricht dem integrierten Strom $I_{frac} = \int dt \frac{U}{R}$. Während des CIS-Kalibrationsprozesses werden Ladungen in die Elektronik injiziert, die den gesamten Bereich möglicher Ladungen der PMTs abdecken. Die CIS-Konstanten sind zeitlich sehr stabil, weshalb ein solcher Kalibrationsprozess nur zweimal pro Jahr durchgeführt werden muss.

Das Lasersystem

Die Eigenschaften der PMTs, wie z.B. Verstärkungsfaktor und Linearität, werden durch ein Lasersystem überwacht. Der Laser emittiert hierzu Pulse von der Länge einiger Millisekunden, welche der Pulsform der physikalischen Signale sehr nahe kommen. Diese Pulse besitzen Energien von einigen mJ, was ausreicht, um alle Auslesekanäle zu sättigen. So lässt sich die Linearität

über den gesamten Auslesebereich überprüfen. Die Laserkalibration findet in der Regel einmal im Monat statt. Es wurde gezeigt [16], dass die Stabilität des PMT-Verstärkungsfaktors über einen Zeitraum von 40 Tagen bis zu 1% variiert. Ziel ist, die Schwankungen auf Zeitskalen von Monaten oder Jahren auf $\pm 0,5\%$ zu verringern.

Im Herbst 2010 wurde die zeitliche Stabilität des Laserkalibrationssystems selbst noch studiert. Da systematische Unsicherheiten des Laserkalibrationssystems noch nicht vollständig verstanden sind, wurde es bisher nur zur Überwachung der PMTs eingesetzt und noch nicht zur eigentlichen Kalibration benutzt.

Kalibration durch ^{137}Cs γ -Quellen

Die beiden bisher diskutierten Kalibrationssysteme überwachen jeweils ein einzelnes Element der Signalkette. Um die vollständige Signalkette zu überwachen, gibt es ein 10 km langes Röhrensystem aus Stahl, durch welches hydraulisch eine radioaktive ^{137}Cs γ -Quelle durch jede einzelne Szintillatorkachel geführt werden kann (siehe Abbildung 4.2). Diese Cs-Quelle emittiert γ -Strahlung mit einer Energie von $0,662\text{ MeV}^4$. Beim Kalibrationsprozess wird jede TileCal-Zelle mehrfach von der Cs-Quelle durchquert, und ein Integrator summiert das resultierende Signal auf. Unter Beachtung der Zellgröße kann so das Ansprechverhalten durch γ -Strahlung für jede Zelle ermittelt werden.

Das Bestimmen des elektromagnetischen Kalibrationsfaktors c_{em} aus Gleichung 4.1 erfolgte in zwei Schritten: Vor dem Zusammensetzen des TileCal aus seinen einzelnen Modulen, wurden einige Module einem Teststrahl aus Elektronen ausgesetzt und so die Kalibrationsfaktoren c_{em} für Zellen der ersten radialen Ebene ermittelt. Das mittlere Ansprechverhalten dieser Zellen war $(1,050 \pm 0,003) \frac{\text{pC}}{\text{GeV}}$. Nun wurde die Kalibration durch Anpassen der Verstärkungsfaktoren der PMTs auf die zweite und dritte Ebene übertragen. Schließlich wurde das Ansprechverhalten der Zellen durch radioaktive Quellen studiert. Im fertig zusammengebauten Detektor wurde durch ^{137}Cs γ -Quellen die Kalibration des Testaufbaus überprüft und angepasst. Die Messung und Überwachung der Aktivität der fünf verwendeten ^{137}Cs γ -Quellen ist extrem wichtig, um die durch Elektronen-Teststrahlen definierte, globale elektromagnetische Skala zu bewahren.

Während der Datennahme ist das Magnetfeld des ATLAS-Detektors eingeschaltet. Die Anordnung des Toroid-Magnetsystems, welches das TileCal

⁴Das Isotop ^{137}Cs zerfällt über einen β -Kanal in ^{137}Ba . Das Barium befindet sich dann in einem angeregten Zustand und zerfällt unter Photonenemission. Die β -Strahlen können die Ummantelung der Quelle nicht durchdringen.

umgibt, ist in Abbildung 4.5 (*links*) skizziert. Der Effekt des Magnetfeldes auf das Ansprechverhalten der Zellen wurde mit Hilfe des Cs-Systems studiert. Mit Magnetfeld zeigen die Zellen ein leicht erhöhtes Ansprechverhalten. Dies muss bei der Kalibration und Überwachung der elektromagnetischen Skala des TileCal beachtet werden. Wie aus Abbildung 4.5 (*rechts*) ersichtlich, beeinflusst das Magnetfeld die ϕ -Verteilung des Ansprechverhaltens nicht signifikant.

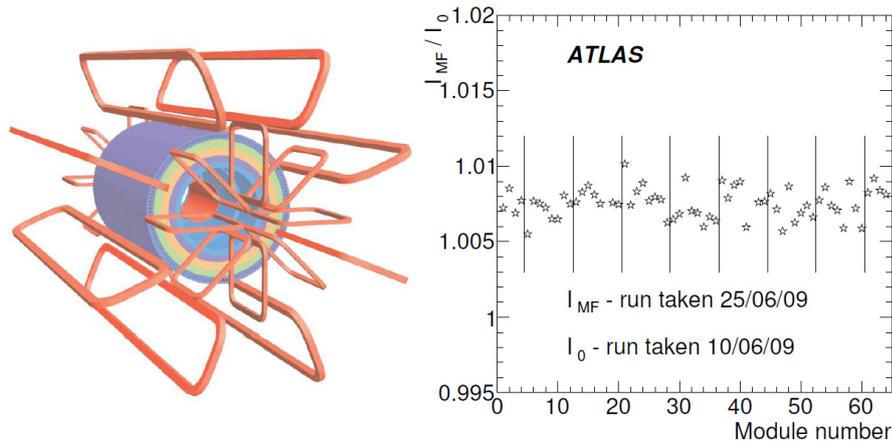


Abbildung 4.5: (*links*) Das Toroid-Magnetsystems bei ATLAS mit seinen acht Spulen ist rot skizziert und das TileCal ist lila dargestellt. (*rechts*) Verhältnis des Ansprechverhaltens mit Magnetfeld zum Ansprechverhaltens ohne Magnetfeld. Hierbei wurde das Signal der D3-Zelle (genaue Position siehe Abb. 4.1), aufgrund von Cs-Quellen gemessen. Der Rückfluss des magnetischen Flusses des Toroid-Magneten durch die D3-Zelle ist am größten. Die vertikalen Linien entsprechen den acht Spulen des Magneten.

Systematische Unsicherheiten der elektromagnetischen Skala

Die elektromagnetischen Skala des TileCal wurde ermittelt, indem man einzelne TileCal-Module in einem Testaufbau kalibrierte und diese Kalibration dann im fertig zusammengebauten Detektor auf alle weiteren Module übertrug. Durch Cs-Quellen wird das Ansprechverhalten für jede Zelle⁵ im Detektorbetrieb überprüft und korrigiert. Einige systematische Fehler der elektromagnetischen Skala resultieren aus dieser Übertragung der Kalibration vom Testaufbau auf das Kalorimeter im eingeschalteten ATLAS-Detektor. Insgesamt ergeben sich dadurch systematische Unsicherheiten von $\pm 0,7\%$ [16]. Hinzu kommt eine systematische Abweichung der Skala nach unten von $-1,5\%$ (Stand März 2010) aufgrund eines bisher ungeklärten Zunahme des Kalorimeter-Ansprechverhaltens um 1% pro Monat.

⁵<http://www.youtube.com/watch?v=ZTjyRu88PRE>

4.4 Gegenprobe der Kalibration durch kosmische Myonen

Die Kalibration des TileCal muss durch unabhängige Studien überprüft werden. Eine Studie mit kosmischen Myonen aus dem Jahr 2008 überprüft das Ansprechverhalten des Kalorimeters [16]. Ziel ist die Bestätigung der Kalibration der elektromagnetischen Skala und eine Überprüfung der Gleichförmigkeit des Ansprechverhaltens über das gesamte Kalorimeter hinweg. Man erwartet ein gleichförmiges Ansprechverhalten in η , ϕ und auch in radialer Richtung.

In Abbildung 4.6 ist die Energiedeposition durch kosmische Myonen für eine Zelle gezeigt. Myonen sind minimal ionisierende Teilchen und deponieren mit im Mittel etwa 600 MeV nur sehr wenig Energie pro Zelle.

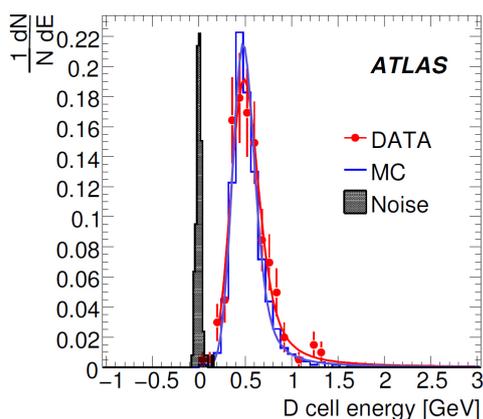


Abbildung 4.6: Energiedeposition von Myonen in den TileCal-Zellen der äußeren Ebene. Zusätzlich ist das Rauschen der Zellen aufgetragen. Das Verhältnis von Signal zu Rauschen liegt bei ~ 29 .

Die Gleichförmigkeit des Ansprechverhaltens in ϕ ist in Abbildung 4.7 für die drei radialen Ebenen zu sehen. Die beiden horizontalen Balken geben das $\pm 3\%$ -Band der Unsicherheit an. Um genügend Einträge pro ϕ -Intervall zu bekommen, werden alle Zellen des selben ϕ -Intervalles in η aufaddiert. Die Fluktuationen des Ansprechverhaltens der Zellen bei Myonenbeschuss liegt bei $\pm 4,6\%$, $\pm 3,5\%$ und $\pm 3,8\%$ für die drei radialen Ebenen A, BC und D.

Insgesamt bestätigten die Ergebnisse der Myonen-Studie eine gute Kalorimeter Performance. Allerdings ist die vorhandene Datenmenge durch kos-

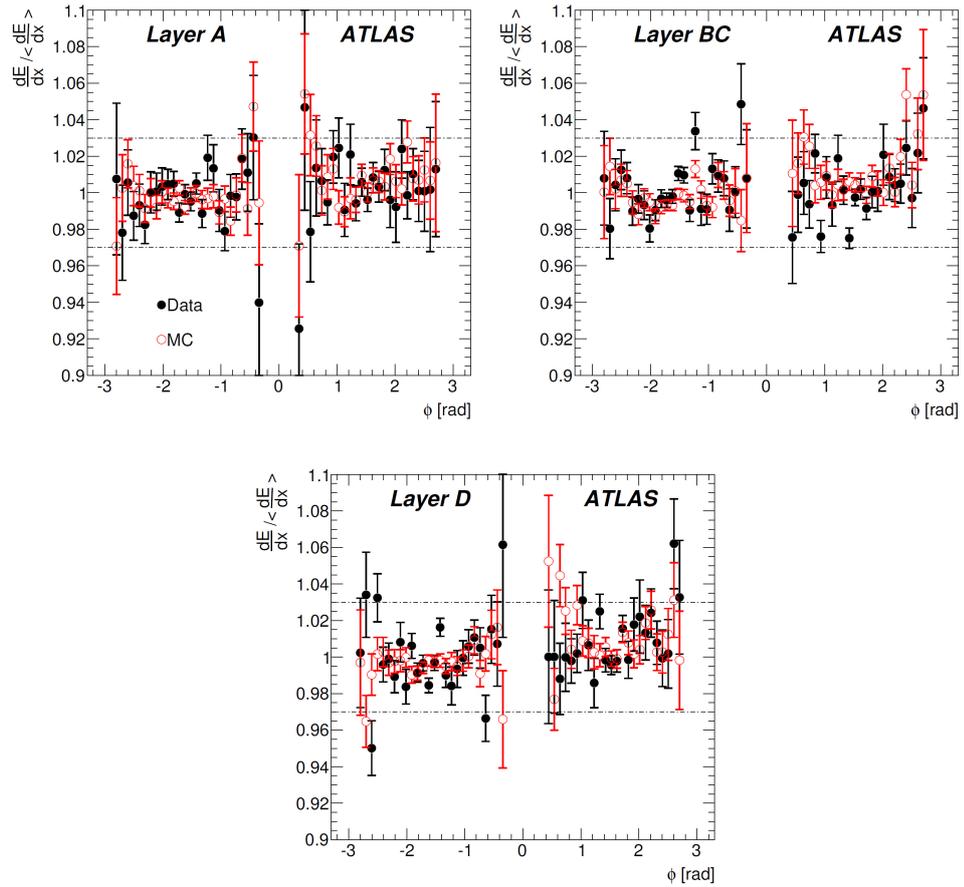


Abbildung 4.7: Ansprechverhalten der Zellen durch Energiedeposition von kosmischen Myonen aufgetragen über dem Azimutwinkel für alle drei radialen Ebenen getrennt. Das Ansprechverhalten ist in Energiedeposition pro Einheitslänge (dE/dx) angegeben und in η aufintegriert. Die Daten (in schwarz) sind mit MC-Vorhersagen (in rot) verglichen. Die Fehlerangabe entspricht allein der statistischen Unsicherheit. Durch zu wenig Statistik im Bereich $\phi = 0$ wurden hier keine Angaben gemacht.

mische Myonen begrenzt, weshalb man z.B. bei der ϕ -Interkalibration alle Zellen in η -Richtung aufaddieren musste. Des Weiteren konnte die Kalorimeter Performance durch Myonen nur bei kleinen Energien getestet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine neue Methode analysiert, welche eine ϕ -Interkalibration auch bei höheren Energien erlaubt.

Kapitel 5

Phi-Interkalibration

Die Ergebnisse vieler bei ATLAS vorgesehener Studien hängen von der Genauigkeit der JES und von der Jetenergie-Auflösung ab. In Kapitel 2.2 wurde näher auf die physikalischen und Detektor-Effekte eingegangen, die zur Ungenauigkeit dieser Skala beitragen. Viele in-situ-Kalibrationsmethoden werden studiert, um diese Effekte zu verstehen und zu korrigieren. Die von ATLAS gewählte Strategie der Jet-Kalibration wurde in Kapitel 2.3 näher erläutert. Der erste Schritt hierbei ist die Interkalibration in ϕ -Richtung (siehe Abb. 2.6). Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird eine neue Methode der azimutalen Kalibration des TileCal auf Basis erster Daten des LHC entwickelt. Sie wird im Weiteren als Ratenkalibration bezeichnet und im Laufe dieses Kapitels näher erläutert.

5.1 Die Ratenkalibration

Das Ziel des in Kapitel 4 vorgestellten Kalibrationssystems des TileCal ist die Überwachung und Korrektur des Zellen-Ansprechverhaltens mit einer maximalen Unsicherheit von 1%. Studien mit Myonen zeigen aber, dass die Gleichförmigkeit des Ansprechverhaltens in ϕ bei $\pm 3,5\%$ bis $\pm 4,6\%$ (abhängig von der radialen Lage) lag, nachdem es mit Hilfe des Cs-Systems kalibriert wurde [16]. Um eine höhere Präzision zu erreichen, ist der nächste Schritt nun eine in-situ-Kalibration mit Daten aus pp -Kollisionen. Erste Studien der Ratenkalibration auf Basis von Simulationen sind in der Dissertation von Pavel Weber [9] beschrieben bzw. der CSC-Note [19] zusammengefasst. Ziel der Methode ist ein gleichförmiges Ansprechverhalten des Detektors in ϕ mit einer Präzision von 1%.

Die Ratenkalibration beruht darauf, dass der ATLAS-Detektor in ϕ symmetrisch ist. In einem perfekt kalibrierten Detektor sollte somit auch die Rate, der in pp -Kollisionen erzeugten Jets, eine gleichförmige Verteilung

in ϕ aufweisen. Für einen festen η -Bereich ist die Verteilung der integrierten Rate $R(\phi)$ in Abbildung 5.1 (links) simuliert, und die Fluktuationen sind rein statistischer Natur. Durch die Granularität des TileCal von $\Delta\phi = 0.1$ ist die Verteilung in ϕ -Richtung in 64 Elemente unterteilt. Nimmt man an, dass eine große Anzahl von N Jets in dieser η -Scheibe landen, dann ist die Wahrscheinlichkeit, ein Element ϕ_i zu treffen, $P(\phi_i) = \frac{1}{64}$. Die Ratenverteilung für ϕ_i kann durch die Poisson-Verteilung $P_\lambda(X = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$ beschrieben werden. Für große λ kann die Poisson-Verteilung durch die Gaußsche Normalverteilung mit Mittelwert $\mu = \lambda$ und $\sigma^2 = \lambda$ angenähert werden. Dies ist für die vorliegende Studie immer der Fall. Betrachtet man nun die Häufigkeitsverteilung $H(R)$ der integrierten Rate aller Elemente ϕ_i mit $i = 1 \dots 64$, welche man durch Projektion von $R(\phi)$ auf die y-Achse erhält, so kann diese ebenfalls durch eine Gaußsche Normalverteilung angenähert werden. Dies folgt direkt aus dem Zentralen Grenzwertsatz der Statistik, welcher besagt:

Sei $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots$ eine Folge von Zufallsvariablen, die unabhängig und identisch verteilt sind. Sei weiter angenommen, dass sowohl der Erwartungswert μ_i als auch die Standardabweichung σ_i existieren und endlich sind. Betrachten wir nun die n -te Teilsumme dieser Zufallsvariablen $\tilde{\phi}_n = \phi_1 + \phi_2 + \dots + \phi_n$. So konvergiert die Verteilung von $\tilde{\phi}_n$ bei wachsendem n gegen die Gaußsche Normalverteilung $\mathcal{N}(n\mu, n\sigma^2)$.

Dies ist wie in Abbildung 5.1 (rechts) zu sehen für $n = 64$ schon der Fall. Somit kann in unserem Fall die Häufigkeitsverteilung $H(R)$ durch eine Gaußsche Normalverteilung

$$H(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sqrt{\lambda}}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{R - \lambda}{\sqrt{\lambda}}\right)^2\right) \quad (5.1)$$

angenähert werden, wobei λ hier die mittlere Rate in einem Element ϕ_i ist.

Ein Jet kann sich über das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter erstrecken und umfasst viele Kalorimeterzellen. Zur Kalibration des TileCal ist die Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter nicht von Interesse. Bei der Ratenkalibration sucht man nach dem TileCal-Tower, in welchem der Jet die höchste Energie $E_{tower}^{hottest}$ deponiert hat. Dieser korreliert stark mit der Richtung des Jets in η und ϕ . Dies ist in Abbildung 5.2 nochmals illustriert. In Blau ist die Ausdehnung des Jets dargestellt und der TileCal-Tower ist gelb hervorgehoben. Die Energie des Towers ist durch

$$E_{tower}^{hottest}(\eta_i, \phi_j) = E_{Zelle1} + E_{Zelle2} + \frac{E_{Zelle3}}{2} \quad (5.2)$$

gegeben, wobei alle drei Zellen in radialer Richtung aufsummiert werden. Die Energiedeposition in der Zelle der äußersten radialen Lage wird halbiert,

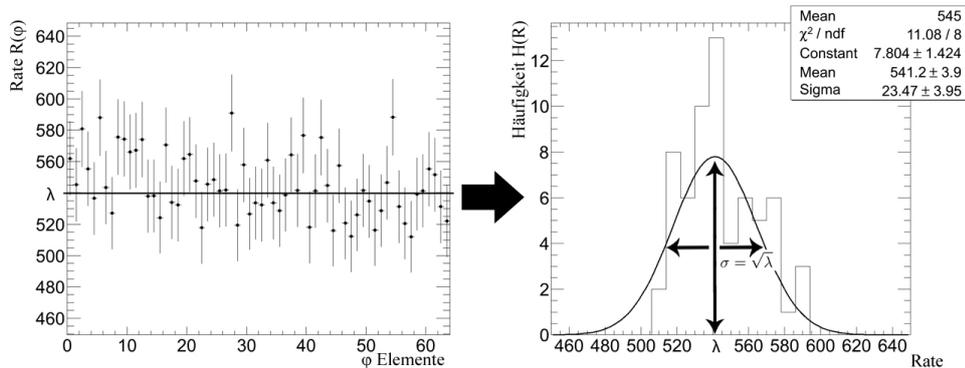


Abbildung 5.1: (*links*) Simulation der Verteilung integrierter Raten der 64 ϕ -Elementen bei Annahme einer rein statistischen Fluktuation. Die Raten schwanken alle um den Mittelwert λ . (*rechts*) Die entsprechende Häufigkeitsverteilung der Raten. Die Verteilung ist durch eine Normalverteilung mit Mittelwert λ und Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\lambda}$ angenähert.

da diese Zelle in η eine gröbere Granularität (Faktor 2) aufweisen (siehe Abb. 4.1). Hierdurch wird die Energie-Auflösung des Towers verschlechtert. Die Anzahl dieser Ereignisse pro Zeiteinheit kann man als „Tower-Rate“ bezeichnen. Da hier nur diese Raten betrachtet werden, wird im Folgenden nur noch von „Rate“ gesprochen, auch wenn eigentlich die integrierte Rate gemeint ist.

In der η - ϕ -Ebene hat das TileCal eine Granularität von $0,1 \times 0,1$ und besteht aus je drei Zellen in radialer Richtung. Man unterteilt nun das Kalorimeter in η -Richtung in Scheiben mit einer Breite von je $\Delta\eta = 0,1$. Jede Scheibe enthält 64 Tower ϕ_i (siehe Abb. 5.3.)

Die Methode besteht aus den folgenden Schritten:

1. Das TileCal wird in einzelne η -Scheiben unterteilt.
2. Für jeden Kalorimeter-Jet eines Ereignisses, der in diese Scheibe fällt, wird der Tower mit der höchsten Energiedeposition bestimmt.
3. Für alle ϕ_i in einer η -Scheibe, wird nun die Rate oberhalb einer Schwellenenergie E^{thr} gemessen.
4. Die Häufigkeitsverteilung $H(R)$ der Rate wird durch eine Gaußsche Normalverteilung angenähert, um so ihre Breite zu bestimmen
5. Falls die Breite der Verteilung größer ist als die natürliche Breite, werden Kalibrationskonstanten $\mu(\phi_i)$ der Energie berechnet, um eine Ratenverteilung mit möglichst geringer Streuung zu erhalten. Dies entspricht einer schmalen Häufigkeitsverteilung $H(R)$.

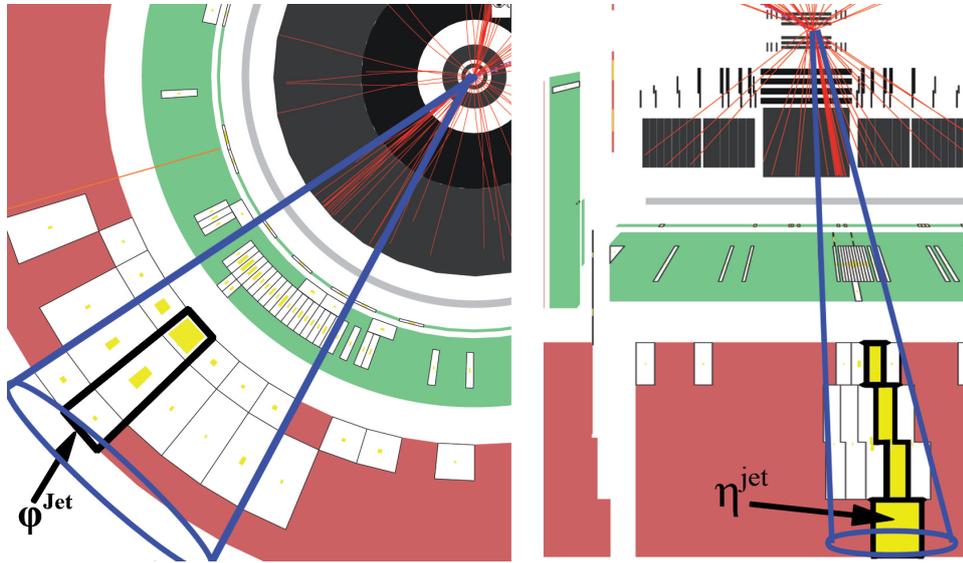


Abbildung 5.2: (*links*) Ausschnitt eines Jets in ϕ -R-Ebene. (*rechts*) Schnitt in η -R-Ebene.

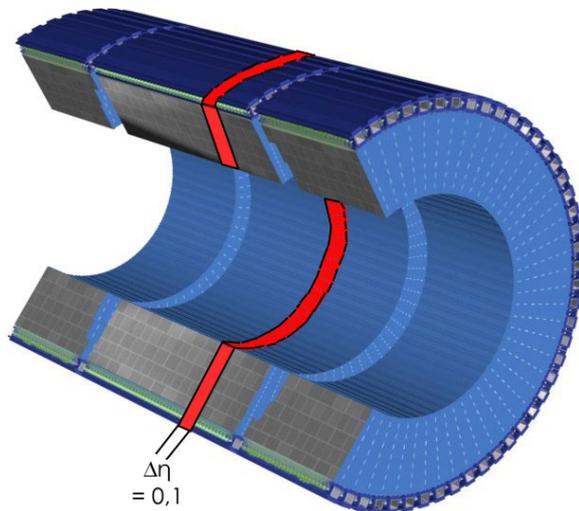


Abbildung 5.3: Das TileCal mit zentralem Barrel und beiden Extended Barrels. In rot dargestellt ist eine Scheibe des Kalorimeters bestehend aus 64 Tile-Towern in ϕ und einer Dicke von $\Delta\eta = 0,1$. Der zentrale Bereich ist unterteilt in 16 Scheiben, der erweiterte Bereich besteht aus je sieben Scheiben.

5.2 Sensitivität der Methode auf falsch kalibriertes Kalorimeter-Ansprechverhalten

Die Rate $R(\phi_i)$ oberhalb einer Schwellenenergie E^{thr} ist sehr sensibel auf ein falsch kalibriertes Kalorimeter-Ansprechverhalten. Bestimmt man für jeden Jet den Tower mit der höchsten Energiedeposition und trägt ihn gegen die Tower-Energie auf, so erhält man die differentielle Rate. Diese ist für Tower im Bereich des TileCal mit $|\eta| < 1,7$ in Abbildung 5.4 gezeigt. Sie kann in breiten Energiebereichen durch

$$\frac{dR}{dE} = aE^{-b} \quad (5.3)$$

angenähert werden. Zum Beispiel im Bereich zwischen 6 GeV und 22 GeV bekommt man $b \approx 4,5$ wie in Abb. 5.4 dargestellt wird. Dabei gibt a nur die Normierung wieder. Für Energien kleiner 6 GeV weicht die gemessene Rate von der Funktionsanpassung leicht ab. In diesem Bereich könnte die Verteilung jedoch durch dieselbe Funktion mit $b \approx 4,4$ angepasst werden. Die differentielle Rate fällt somit mit wachsender TileTower-Energie ab. Die Parameter hängen zusätzlich noch leicht vom betrachteten η -Bereich ab.

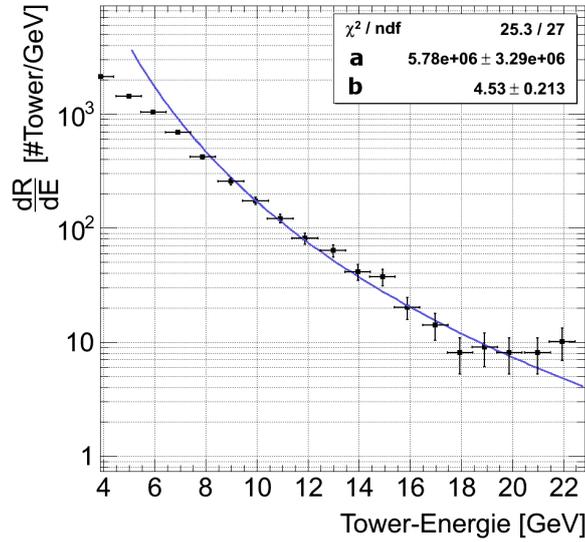


Abbildung 5.4: Differentielle TileTower-Rate für Tower im zentralen Bereich $|\eta| < 1,7$. Die Verteilung ist durch Gleichung 5.3 im Bereich mittlerer Tower-Energien angenähert.

Ein Tower misst bei falscher Kalibration einen um $E^{wahr} \rightarrow E^{mess} = E^{wahr}(1 + \mu)$ verschobenen Energiewert. Dies ist äquivalent zu einer Verschiebung des Schwellenwertes $E^{thr} \rightarrow E^{thr}(1 - \mu)$. Beides führt zur gleichen

Erhöhung der Rate $R \rightarrow R + \Delta R$. Dies ist in Abbildung 5.5 veranschaulicht. Die TileTower-Rate oberhalb einer Schwellenenergie E^{thr} ist gegeben durch

$$R = a \int_{E^{thr}}^{\infty} E^{-b} dE = \frac{a}{b-1} (E^{thr})^{1-b} . \quad (5.4)$$

Hier wird der Fall behandelt, dass die Energie eines Towers durch ein falsch kalibriertes Ansprechverhalten zu größeren Energien hin um $E^{wahr} \rightarrow E^{wahr}(1+\mu)$ mit relativer Energieverschiebung μ verschoben ist. Somit tragen Tower mit einer wirklichen Energie kleiner E^{thr} zu R bei. Die Rate R ist somit um ΔR erhöht. Für eine negative Verschiebung der Tower-Energie verhält sich das Ganze umgekehrt.

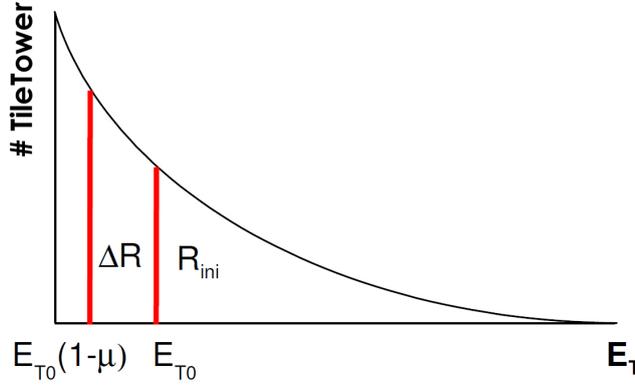


Abbildung 5.5: Effekt von fehlerhaft kalibrierten Zellen auf die TileTower-Rate.

Die geänderte Rate $R' = R + \Delta R$ ist dann gegeben durch:

$$R' = a \int_{E^{thr}(1-\mu)}^{\infty} E^{-b} dE = \frac{a}{b-1} (E^{thr})^{1-b} (1-\mu)^{1-b} \quad (5.5)$$

Eine Korrelation zwischen falscher Energie-Kalibration und Rate kann abgeschätzt werden durch Betrachtung der relativen Ratenänderung

$$\frac{R' - R}{R} = \frac{\Delta R}{R} = (1-\mu)^{1-b} - 1 \approx (b-1)\mu . \quad (5.6)$$

Im Folgenden soll die relative Ratenänderung, die bei einer falschen Energiekalibration von 1% entsteht, abgeschätzt werden. Dafür betrachtet man $b = 4,5$. Mit relativer Energieverschiebung $\mu = \frac{E^{mess} - E^{wahr}}{E^{wahr}}$ gilt dann unter Benutzung von Gleichung 5.6:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E^{mess} - E^{wahr}}{E^{wahr}} \approx \frac{1}{3,5} \frac{\Delta R}{R} \quad (5.7)$$

Somit führt eine falsche Energiekalibration von 1% zu einer relativen Ratenänderung von 3,5%.

5.3 Berechnung der Kalibrationskonstanten

Bei der Ratenkalibration wird die Sensitivität der Rate auf falsch kalibriertes Ansprechverhalten ausgenutzt, um falsch kalibrierte TileTower zu finden und ihr Ansprechverhalten zu korrigieren. Im Folgenden wird die Bestimmung der Kalibrationskonstanten für eine η -Scheibe erläutert: Zuerst misst man die Tower-Rate $R_i(E^{thr})$ für alle 64 Tower i der η -Scheibe oberhalb verschiedener Schwellenenergien E_j^{thr} mit $j = 0,1 \text{ GeV} \dots 50 \text{ GeV}$. Danach bestimmt man die mittlere Rate $\bar{R}(E_j^{thr})$ bei verschiedenen Schwellenenergien. Hierzu betrachtet man die Häufigkeitsverteilung der Rate und bildet den Mittelwert $\tilde{R} = \frac{1}{64} \sum_{i=1}^{64} R_i$. Dann wird die Verteilung in symmetrischen Intervallen verschiedener Größe um \tilde{R} durch eine Gauß-Funktion angenähert (siehe Abbildung 5.6). Die Funktionsanpassung mit dem kleinsten Fehler wird ausgewählt und ihr Maximum bestimmt dann die mittlere Rate \bar{R} für diese η -Scheibe. Dabei werden Tower mit extrem niedriger oder extrem hoher Rate, welche sich aufgrund eines fehlerhaften Ansprechverhaltens außerhalb des 3σ -Bereiches befinden, bei der Ermittlung der mittlere Rate nicht beachtet. Danach wird die Häufigkeitsverteilung ein zweites Mal -unter Ausschluss der zuvor ermittelten Ausläufer- durch eine Gauß-Funktion angenähert und ihre Breite σ_R bestimmt.

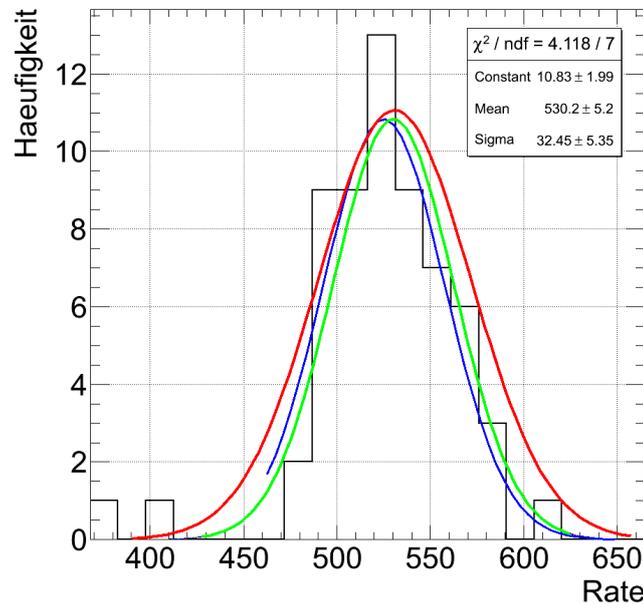


Abbildung 5.6: Häufigkeitsverteilung der Raten für eine η -Scheibe. Farblich sind die Funktionsanpassungen (Fits) in verschiedenen Intervallen durch Gauß-Funktionen dargestellt. Die blaue Kurve ergibt den besten Fit und definiert so die mittlere Rate $\bar{R} = 530,2 \pm 5,2$. Die Parameter des blauen Fits sind im Bild angegeben.

Im nächsten Schritt prüft man, ob diese Breite deutlich größer als die natürliche Breite $\sqrt{\bar{R}}$ aufgrund von statistischer Streuung ist. Dies gilt für $\sigma_R > 1,5 \cdot \sqrt{\bar{R}}$ und damit ist eine Kalibration nötig. Dabei wird für jeden TileTower i mit Rate R_i eine Kalibrationskonstante μ_i bestimmt, welche die Energieschwelle $E^{thr} \rightarrow \tilde{E}^{thr} = E^{thr}(1 - \mu_i)$ verschiebt, so dass $R_i(\tilde{E}^{thr}) \approx \bar{R}(E^{thr})$ gilt. Die Kalibrationskonstante μ_i gibt die relative Energieänderung an und die Vorgehensweise bei ihrer Bestimmung ist in Abbildung 5.7 erläutert. Hier ist in rot die mittlere Rate $\bar{R}(E^{thr})$ als Funktion der Schwellenenergie aufgetragen. In schwarz ist die Rate $R_i(E^{thr})$ für einen bestimmten Tower i , die hier offensichtlich stark von der mittleren Ratenverteilung abweicht, dargestellt. Die Ratenverteilungen werden durch folgende Funktion gut beschrieben¹:

$$f_{a,b,c}(E) = a(E^{thr})^{-b} e^{-cE^{thr}} \quad (5.8)$$

Bei der Funktionsanpassung werden die Parameter a, b und c ermittelt. Nun wird bei verschiedenen Schwellenenergien der Kalibrationsfaktor ermittelt. Er ist für den i -ten Tower durch

$$\mu_i = 1 - \frac{\bar{E}^{thr}}{E_i^{thr}} \quad (5.9)$$

gegeben. In der obigen Abbildung ist dies für die Schwellenenergie von 2 GeV illustriert. Die Kalibrationskonstante ergibt sich zu $\mu_i(2 \text{ GeV}) = 0,18 \pm 0,09$. Der Fehler wird durch

$$\Delta\mu = \frac{\bar{E}^{thr}}{(E_i^{thr})^2} \Delta E_i^{thr} \quad (5.10)$$

ermittelt. Für die Funktion $f_{a,b,c}$ kann analytisch keine Umkehrfunktion gefunden werden, deshalb wird ΔE durch

$$\Delta E = \frac{|f_{a,b,c}^{-1}(R + \Delta R) - f_{a,b,c}^{-1}(R)| + |f_{a,b,c}^{-1}(R - \Delta R) - f_{a,b,c}^{-1}(R)|}{2} \quad (5.11)$$

bestimmt. Der Fehler von \bar{E}^{thr} der mittleren Rate muss hierbei nicht beachtet werden, da die Kalibrationskonstanten nur der Interkalibration und nicht der absoluten Kalibration dienen.

5.4 Präzision der Methode

Für ein perfekt kalibriertes Kalorimeter sollten die Raten für einzelne Tower mit einer Standardabweichung $\sigma_R = \sqrt{N}$ um eine mittlere Rate der η -Scheibe von N nach Gleichung 5.1 streuen. Somit würde sich mit $N=1000$

¹Diese Funktion sei nicht zu verwechseln mit Gleichung 5.3, welche die differentielle Rate beschreibt. Im Gegensatz dazu wird durch $f_{a,b,c}$ die integrierte Rate als Funktion der Schwellenenergie beschrieben. Während Funktion 5.3 nur zur Erläuterung der Sensitivität eingeführt wurde, liefert Funktion 5.8 eine deutlich bessere Anpassung an die Daten.

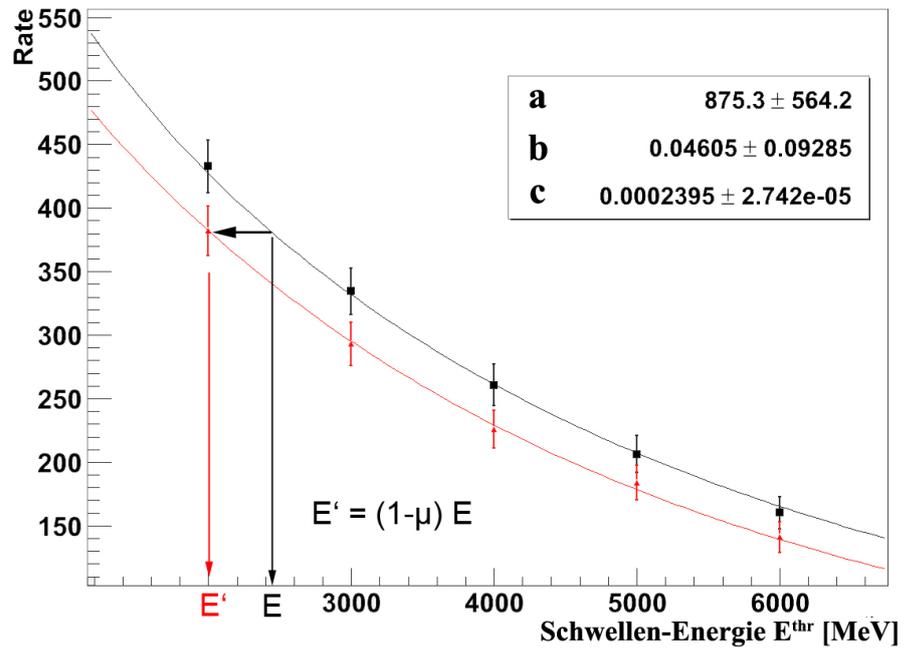


Abbildung 5.7: Die roten Punkte geben die Verteilung der mittleren Rate \bar{R} in einer η -Scheibe an und können durch Funktion 5.8 angenähert werden. Die schwarzen Punkte entsprechen der Ratenverteilung $R_i(E_j)$ für einen bestimmten Tower i , welche durch dieselbe Funktion parametrisiert werden. Die entsprechenden Parameter a, b und c der schwarzen Kurve sind der Abbildung zu entnehmen. Für die Energieschwelle $E^{thr} = 2 \text{ GeV}$ ist die Bestimmung des Kalibrationskonstante μ_i skizziert. Sie ergibt sich zu $\mu_i = 0,18 \pm 0,09$

Ereignisse pro Tower eine Streuung von $\sqrt{1000} = 32$ Ereignissen ergeben. Eine deutlich größere als die statistische Abweichung würde auf eine falsche Kalibration hindeuten. Hier spricht man ab einer Abweichung von $3\sigma_R$ von einer deutlichen Abweichung. Dies entspricht einer relativen Ratenänderung von

$$\frac{\sigma_R}{R} = \frac{3\sqrt{N}}{N} = \frac{3}{\sqrt{N}} \approx \frac{3}{32} \approx 9,5\% . \quad (5.12)$$

Aus Gleichung 5.7 folgt, dass eine Abweichung der Rate von 10% einer 3,5-fach kleineren Energie-Abweichung entspricht. Somit kann bei $N=1000$ Einträgen pro Tower eine falsche Energiekalibration von 2,7% mit einer statistischen Signifikanz von 3σ festgestellt werden.

Im nächsten Schritt muss der Effekt der Interkalibration von Kalorimeter-Towern auf die Auflösung der JES bestimmt werden, da ein Jet wie in Abbildung 5.8 zu sehen im Mittel aus ca. 30 – 50 Kalorimeter-Towern besteht und ungefähr ein Drittel der Jet-Energie im TileCal

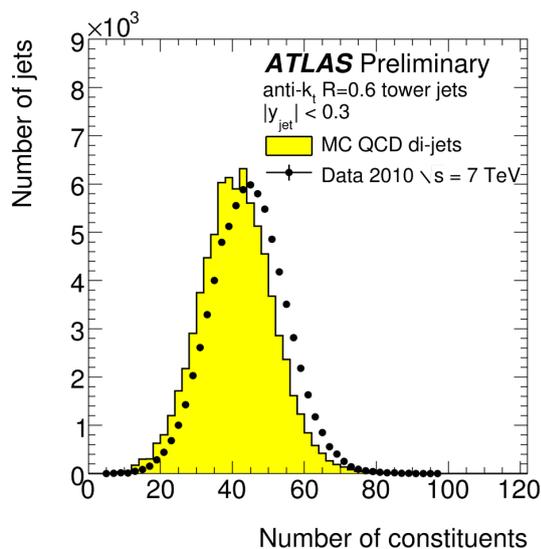


Abbildung 5.8: Anzahl der Konstituenten eines Jets bestehend aus Kalorimeter-Towern. Als Rekonstruktionsalgorithmus wurde Anti-Kt-6 benutzt. Im Mittel besteht ein Jet somit aus 30...50 Towern.

deponiert [18] wird. Aufgrund der Komplexität des Zusammenhangs zwischen Tower und Jet kann dies nicht einfach abgeschätzt werden. Nur eine Studie auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen kann den genauen Zusammenhang ermitteln und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt.

Kapitel 6

Systematische Fehler der Ratenkalibration

In Kapitel 5 wurde die Ratenkalibration vorgestellt. Dabei wurde erläutert, dass die Präzision der Methode von der zur Verfügung stehenden Datenmenge bzw. Statistik abhängt. Neben statistischen Fehlern gibt es aber auch noch systematische Fehler, welche die erreichbare Präzision der Energiekalibration einschränken. Die Ursprünge und Auswirkungen dieser systematischen Fehler sollen im Folgenden diskutiert werden.

6.1 Triggerbedingter Systematischer Fehler

Die Ratenkalibration beruht auf der Messung von Ereignisraten innerhalb eines begrenzten η -Bereichs. Weichen die gemessenen Raten eines Trigger-Tower weiter von der mittleren Rate λ ab als statistisch zu erwarten wäre, kann davon ausgegangen werden, dass eine Energie-Fehlkalibration des Towers vorliegt. Diese Abweichung ist darüber hinaus ein Maß für diese Fehlkalibration.

Bei ATLAS wählt ein dreistufiges Trigger-System interessante Ereignisse aus. Ein nicht zu vernachlässigender systematischer Fehler der Ratenkalibration entsteht hierbei durch den Trigger. Dies soll am Beispiel des Triggers L1_J15 veranschaulicht werden.

Der L1_J15-Trigger wählt alle Ereignisse bei pp-Kollisionen aus, welche mindestens einen Jet mit L1-Energien $E_T^{EM-L1} > 15 \text{ GeV}$ enthalten¹. Nun unterscheidet sich die L1-Energie-Messung von der offline bestimmten Energie des Jets (siehe Kapitel 3.3). Dies kann dazu führen, dass z.B. offline rekonstruierte Jets mit einer Energie $E_T^{EM-offline} = 35 \text{ GeV}$ vom

¹Der Index „EM“ macht deutlich, dass es sich um Energien auf der elektromagnetischen Skala handelt.

L1_J15-Trigger verworfen werden, da die L1-Energie-Messung eine Energie E_T^{EM-L1} kleiner der Triggerschwelle von 15 GeV ergibt. Somit muss man für jeden Trigger die Energie $E_{trig}^{100\%}$ bestimmen, bei welcher seine Effizienz gegen 100 % strebt. Die Effizienz für jedes Energieintervall $[E_i, E_i + \Delta E]$ ist definiert über

$$\text{Effizienz}(E_i) = \frac{\# \text{ Jets mit dazugehörigem RoI des Triggers}}{\# \text{ alle Jets}} . \quad (6.1)$$

Im Zähler steht die Anzahl der rekonstruierten Jets mit Energien im entsprechenden Energieintervall, für welche ein RoI mit maximalem Abstand $\Delta R < 0,4$ vom Trigger gefunden wurde, wobei der Abstand definiert ist durch

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = \sqrt{(\eta^{RoI} - \eta^{jet})^2 + (\phi^{RoI} - \phi^{jet})^2} . \quad (6.2)$$

Der Nenner der Gleichung 6.1 entspricht der Anzahl aller Jets mit Energien in $[E_i, E_i + \Delta E]$. Der Datensatz zum Erstellen der Trigger-Effizienzkurve muss von einem unabhängigen Trigger aufgenommen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde hierfür immer der Minimum-Bias-Trigger [20] verwendet, der auf Signale von Szintillatoren im Vorwärtsbereich basiert. Die Trigger-Effizienz für L1_J15 ist in Abbildung 6.1 (links) zu sehen und volle Effizienz wird erst bei einer Jet-Energie von $E_T^{jet} > E_{trig}^{100\%} = 65$ GeV auf der hadronischen Skala erreicht. Die Ursache der Ineffizienz sind Trigger-Tower, die weniger Energie messen als eigentlich dort deponiert wurde. Dies liegt zunächst an der elektromagnetischen Skala der Trigger-Tower. Außerdem an der im Vergleich zu den Kalorimeter-Towern schlechteren Auflösung der Trigger-Tower, deren Signale nur analog ausgelesen werden und mit einer Genauigkeit von 1 GeV digitalisiert werden und zuletzt an falsch kalibrierten Toweren.

Des Weiteren ist die Trigger-Effizienzkurve ϕ -abhängig, was durch ihr steiles Ansteigen schon bei geringen relativen Abweichungen der Kalibration zu einer großen Änderung der Trigger-Rate führt. Im Falle des L1_J15-Trigger ist dies in Abbildung 6.1 (rechts) gezeigt. Die Trigger-Rate schwankt in einem Intervall mit einer Breite, die weit größer als die statistische Streuung ist. Die Jet-Trigger-Rate als Funktion von ϕ wird erst dann flach, innerhalb statistischer Unsicherheiten, wenn man nur Jets mit Energien $E_T^{jet} > E_{trig}^{100\%}$ berücksichtigt.

Die Trigger-Rate darf für diese Studie auch nicht „künstlich“ geglättet werden. Dies wird aus folgender Überlegung ersichtlich. Ist \bar{R} die über eine η -Scheine gemittelte Rate, so ergibt sich die Rate eines Towers zu

$$R_{gemessen}^{tower} = \alpha\beta\bar{R} , \quad (6.3)$$

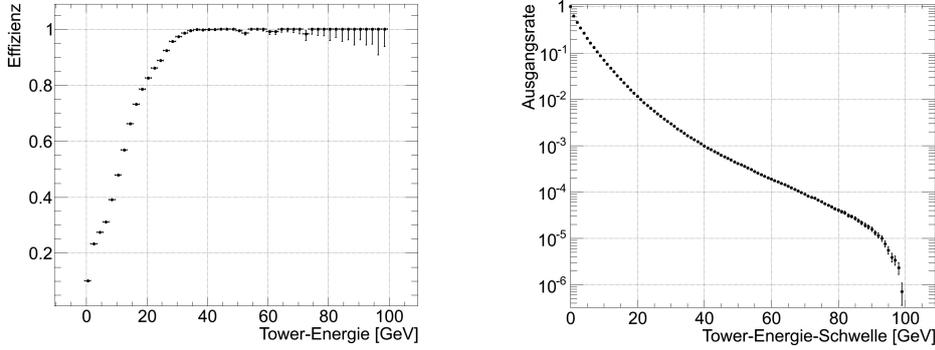


Abbildung 6.2: (*links*) Die L1_J15-Trigger Effizienz gegen die Tower-Energie aufgetragen. (*rechts*) Die Ausgangsrate des L1_J15-Trigger als Funktion der Tower-Schwellenenergie.

6.2 „tag-and-probe“-Methode

Damit auch Jets mit Energien unterhalb der vollen Trigger-Effizienz zur Berechnung der Kalibrationskonstanten mit Hilfe der Ratenkalibration verwendet werden können, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit die tag-and-probe-Methode angewendet und der dadurch entstehende systematische Fehler durch den Trigger abgeschätzt. Hierzu werden Kalibrationskonstanten μ_1 und μ_2 aus zwei verschiedenen Datensätzen D1 und D2 bestimmt. Beide Datensätze enthalten Tower-Raten $R(\eta, \phi, E^{thr})$ oberhalb verschiedener Schwellenenergien E^{thr} , wobei aber verschiedene Anforderungen an die Jets, welche sich über viele Tower erstrecken, gestellt werden. Für Datensatz D1 möchte man den systematischen Fehler durch den Trigger minimieren, um daraus die entsprechende Kalibrationskonstante μ_1 zu ermitteln. Für Datensatz D2 möchte man den Fehler maximieren, um dies zur Abschätzung des entstehenden Fehlers aufgrund der Trigger-Ineffizienz zu nutzen. Schließlich ist die Kalibrationskonstante der tag-and-probe-Methode durch

$$\mu = \mu_1 \pm \langle |\mu_1 - \mu_2| \rangle \quad (6.4)$$

für jeden Tower gegeben, wobei die über eine η -Scheibe gemittelte Differenz ein Maß für den Fehler ist. Dies soll im Folgenden für einen Tower exemplarisch erklärt werden:

Datensatz 1: Durch geschickte Auswahl der Jets kann die Sensitivität der Tower-Rate auf die L1-Energie-Kalibration der Trigger-Tower verringert werden. Hierzu betrachtet man für jedes Ereignis alle N Jets mit $p_T^{jet} > 30$ GeV und $|\eta^{jet}| < 1,7$ im Endzustand. Die Multiplizität der Jets nimmt mit steigendem N^{jet} ab und etwa 20% der ausgewählten Ereignisse haben mindestens zwei der geforderten Jets im Endzustand. Die Winkeldifferenz $\Delta\phi^{jj} = \phi^{jet1} - \phi^{jet2}$ der beiden Jets mit der größten Jet-Energie

in einem Ereignis ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Das Maximum der Vertei-

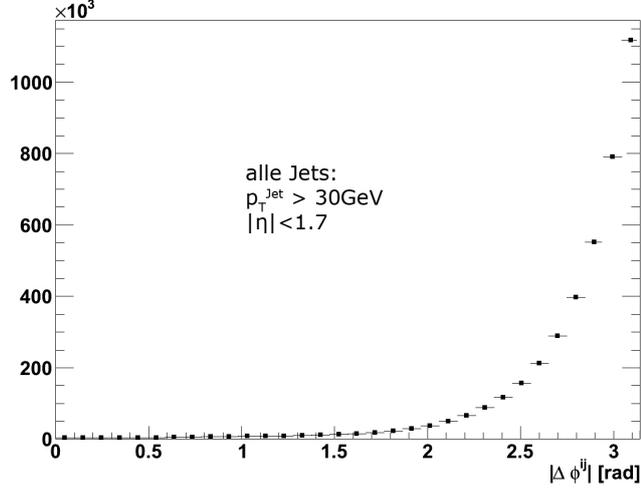


Abbildung 6.3: Betrag des relativen ϕ -Winkels $|\Delta\phi^{jj}|$ der beiden Jets mit höchster Energie. Es wurden nur Jets mit $p_T > 30 \text{ GeV}$ im zentralen Bereich $|\eta| < 1,7$ ausgewählt.

lung liegt bei π und fällt zu niedrigeren $|\Delta\phi^{jj}|$ hin stark ab. Somit zeigen die beiden höchstenergetischen Jets eines Ereignisses meist in entgegengesetzte ϕ -Richtung. Dies ist verständlich, da der Wirkungsquerschnitt für Dijet-Ereignisse am größten ist, der Detektor ϕ -symmetrisch und somit der transversale Gesamtimpuls erhalten ist. Für die Verteilung der Jet-Häufigkeit in Abhängigkeit der Größe $\Delta\eta^{jj} = \eta^{jet1} + \eta^{jet2}$ ist keine physikalische Einschränkung gegeben, da bei pp-Kollisionen die kollidieren Teilchen nur einen Anteil des Protonimpulses tragen und dieser Impulsanteil, der durch Strukturfunktionen beschrieben ist, kontinuierlich verteilt ist. In Abbildung 6.4 ist $\Delta\eta^{jj}$ für zwei Fälle gezeigt. In der linken Abbildung fordert man, dass der höchstenergetische Jet im zentralen Detektorbereich mit $-0,1 < \eta^{jet1} < 0,0$ liegt und in der rechten Abbildung liegt er im erweiterten Bereich ($1,4 < \eta^{jet1} < 1,5$). Für η -Scheiben im zentralen Bereich ist die relative η -Verteilung der beiden Jets flach. Sie fällt nach außen hin an beiden Seiten aufgrund der Forderung $|\eta^{jet}| < 1,7$ ab. Für den erweiterten Bereich hat die η -Verteilung ein Plateau mit Breite $\Delta\eta = 2,0$ um η^{jet1} und fällt dann nach beiden Seiten stetig ab. Diese hinreichend flache η -Verteilung kann man sich nun bei der Auswahl der Jets mit verringertem systematischen Fehler durch den Trigger zunutze machen.

Die Auswahl der Jets für Datensatz D1 wird nun exemplarisch an einem TileCal-Tower mit $(\eta_{probe}, \phi_{probe})$, dem probe-Tower, erklärt. Man möchte nun nur Ereignisse in den Datensatz aufnehmen, für welche der Trigger nicht aufgrund von Energiedeposition im probe-Tower „gefeuert“ hat. Für jedes

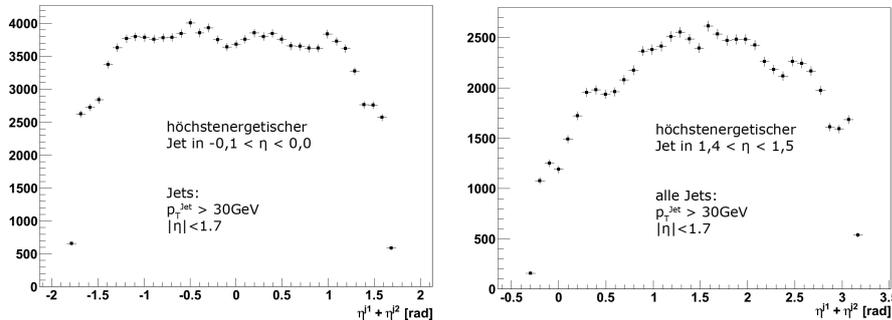


Abbildung 6.4: Relativer η -Winkel $\Delta\eta^{jj} = \eta^{jet1} + \eta^{jet2}$ der zwei Jets mit höchster Energie. (*links*) Verteilung mit führendem Jet im zentralen Bereich $-0,1 < \eta < 0,0$. (*rechts*) Entsprechende Verteilung mit führendem Jet im äußeren Bereich mit $1,4 < \eta < 1,5$.

Ereignis mit einem Jet (probe-Jet), dessen dazugehöriger RoI (probe-RoI) den Bereich des probe-Towers einschließt, wird nun überprüft, ob noch weitere Jets im selben Ereignis existieren, deren dazugehörige RoIs (tag-RoIs) oberhalb einer Schwellenenergie E^{thr} , welche größer der Triggerschwelle ist, liegen. Ist dies der Fall, so wird der probe-Jet in D1 aufgenommen. Aufgrund der zuvor diskutierten Jet-Verteilung der inklusiven Dijet-Ereignisse³ befinden sich die tag-RoIs in einem Bereich, welcher $\Delta\phi \approx \pi$ von ϕ_{probe} entfernt ist. In η erstreckt sich der Bereich der tag-RoIs über die gesamte Länge des Kalorimeters. In Abbildung 6.5 ist die RoI-Rate des L1_J15-Triggers, welche L1-Energien $E_T^{EM-L1} > 19$ GeV haben, in Abhängigkeit von η und ϕ gezeigt und der tag-Bereich hervorgehoben. Die eingezeichnete probe-RoI hat mit ca. 8000 Einträgen eine deutlich erhöhte Trigger-Rate, was eine Erhöhung der Rate des probe-Towers zur Folge hätte. Mit den oben beschriebenen Forderungen an die tag-RoIs ist die Rate des probe-Towers nicht mehr sensitiv auf die Trigger-Rate der probe-RoI, da der Trigger aufgrund der tag-RoIs „feuert“. Somit wird die Trigger-Rate über den Bereich der tag-RoIs gemittelt. Dadurch ist für Datensatz D1 der Trigger-Effekt verringert.

Datensatz 2: Dieser Datensatz dient der Abschätzung des systematischen Fehlers bedingt durch den Trigger. Hierbei stellt man keine Anforderungen an die tag-Jets. Man fordert stattdessen, dass die probe-RoI eine Energie oberhalb der Schwellenenergie E^{thr} misst. Somit können auch Ereignisse im Datensatz enthalten sein, bei welchen nur der probe-Jet den Trigger auslöst. Für solche Ereignisse wird der Fehler durch den Trigger besonders groß, da der für Datensatz D1 beschriebene Mittelungseffekt in diesem Fall nicht auftritt. Deshalb verwenden man diesen Datensatz zur Ab-

³Inklusiv drückt hierbei aus, dass auch Ereignisse mit mehr als zwei Jets enthalten sind.

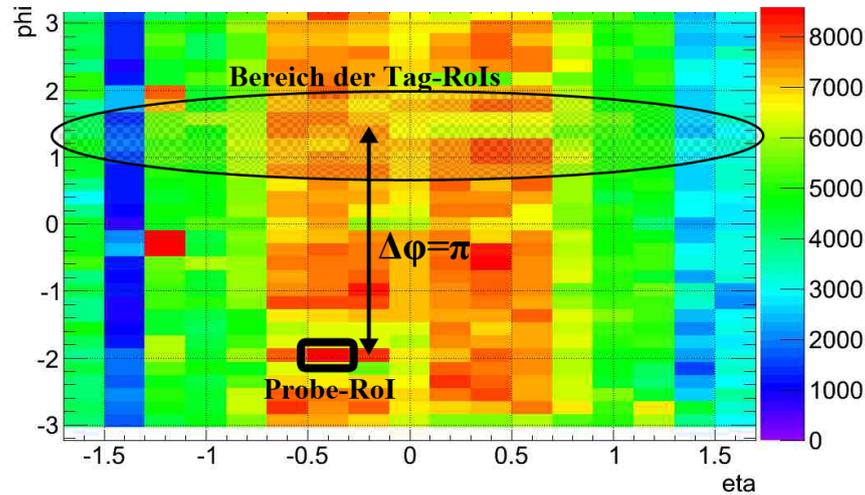


Abbildung 6.5: RoI-Rate des L1_J15-Triggers. Für eine ausgewählte probe-RoI ist der Bereich der entsprechenden tag-RoIs eingezeichnet.

schätzung des maximal möglichen systematischen Fehlers durch den Trigger.

Zunächst misst man nun Raten oberhalb verschiedener Schwellenenergien E^{thr} für beide Datensätze D1 und D2. Dann berechnet man, wie in Kapitel 5.3 erklärt, die Kalibrationskonstanten $\mu_1(E^{thr})$ und $\mu_2(E^{thr})$ aus den zwei beiden Datensätzen. Diese sind in Abbildung 6.6 exemplarisch für einen Tower gezeigt. Die Kalibrationskonstanten μ_1 sind in Rot aufgetragen und μ_2 in Schwarz. Falls der Datensatz D1 vollkommen frei vom Trigger-Effekt ist und falls die Linearität des Ansprechverhalten aller Tower identisch ist, erwartet man für die Funktion $\mu_1(E^{thr})$ in Abhängigkeit von der Schwellenenergie einen konstanten Verlauf. Ist die Rate des Towers vom Trigger stark beeinflusst, sollte $\mu_2(E^{thr})$ für niedrige Schwellenenergien groß sein und sich für wachsende E^{thr} an μ_1 annähern. Oberhalb der Schwellenenergien, bei welchen der Trigger nahezu 100% effizient ist, sollten beide μ -Verteilungen gegen einen gleichen Wert streben.

Für einzelne Tower ist hierzu anhand der genommenen Daten (gesamte Periode D⁴) keine klare Aussage möglich. Dies liegt daran, dass der Fehler der Kalibrationskonstante, der durch Gleichung 5.11 gegeben ist, aufgrund zu geringer Statistik mit 200 - 500 Einträgen pro Tower verhältnismäßig groß wird. Dies ist aus Abbildung 5.7 ersichtlich: Im Bereich niedriger Schwellenenergien mit einer Rate von ca. 500 Einträgen pro Tower ist der statistische Fehler der Rate somit $\pm\sqrt{500} \approx \pm 22$ (entspricht 4,4%), was aufgrund der starken Steigung der Verteilung in diesem Bereich zu einer Unsicherheit

⁴Dies entspricht der Datennahme-Periode vom 24.06.2010 bis 19.07.2010.

der Schwellenenergie von bis zu $\pm 10\%$ führt. Für höhere Schwellenenergien von z.B. 5 GeV und einer entsprechend niedrigeren Rate nimmt der relative statistische Fehler entsprechend zu. Durch eine flachere Steigung der Verteilung in diesem Bereich, bleibt die Unsicherheit auf die Schwellenenergie aber ungefähr gleich groß. Als Folge hiervon sind die Fehler auf die Kalibrationskonstanten als Funktion der Schwellenenergie von konstanter Größe und im Bereich des Fehlers könnten μ_1 und μ_2 sogar immer gleich Null sein.

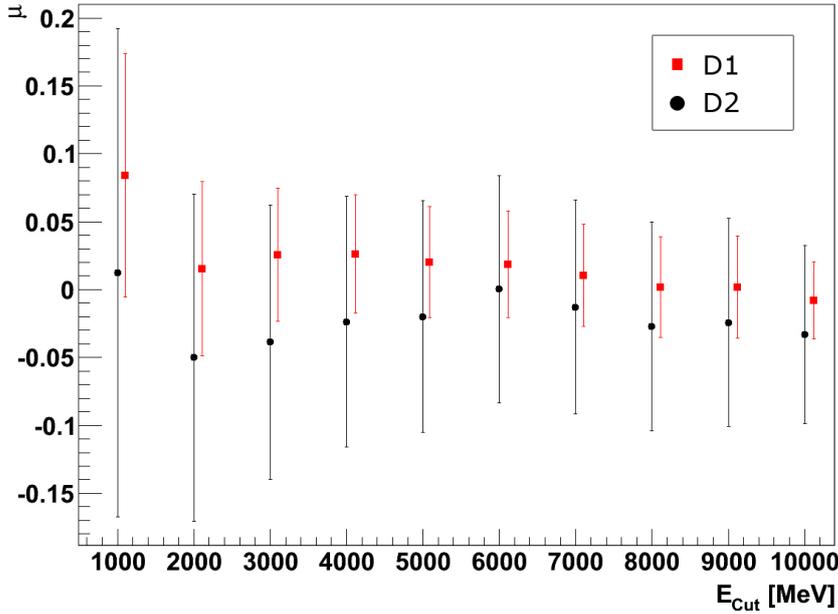


Abbildung 6.6: Kalibrationskonstanten als Funktion der Tower-Schwellenenergie. Die Kalibrationskonstanten für Datensatz 1 sind rot, die entsprechenden Konstanten für Datensatz 2 sind schwarz dargestellt.

Zur Verminderung des Fehlers wurden die Kalibrationskonstanten einer η -Scheibe über ϕ_i gemittelt

$$\bar{\mu} = \frac{1}{64} \sum_{i=1}^{64} |\mu(\phi_i)| . \quad (6.5)$$

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.7 zu sehen. Es ist klar erkennbar, dass der Datensatz D1 nicht frei von systematischen Fehlern durch den Trigger ist. Aber dennoch ist der Effekt des Triggers im Mittel um $\bar{\mu}_2 - \bar{\mu}_1 = 2\%$ geringer als bei D2. Eine Studie zur Erörterung der genauen Ursache einer solch starken Abhängigkeit des Datensatzes D1 vom Trigger, konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht mehr vollzogen werden.

Aufgrund zu geringer Statistik konnte $\bar{\mu}$ nicht für Bereiche größer 10 GeV bestimmt werden. Eine Fehlerabschätzung durch $\Delta\bar{\mu} = |\bar{\mu}_1 - \bar{\mu}_2|$ und eine

Extrapolation der Verteilungen hin zu größeren Energien erscheint nicht sinnvoll, da der triggerbedingte Einfluss auf Datensatz D1 nicht weiter studiert werden konnte. Somit ist unklar, gegen welchen konstanten Wert der Verlauf von $\bar{\mu}_1$ hin zu größeren Energien strebt. Deshalb wird im Rahmen dieser Diplomarbeit eine sehr konservative Fehlerabschätzung gemacht und angenommen, dass der triggerbedingte systematische Fehler oberhalb der Schwellenenergie von 10 GeV bei $\pm 3\%$ liegt. Dies ist der durch den konstant abfallenden Verlauf von $\bar{\mu}_1$ maximal mögliche Fehler und entspricht dem Wert von $\bar{\mu}_1$ bei dieser Schwellenenergie.

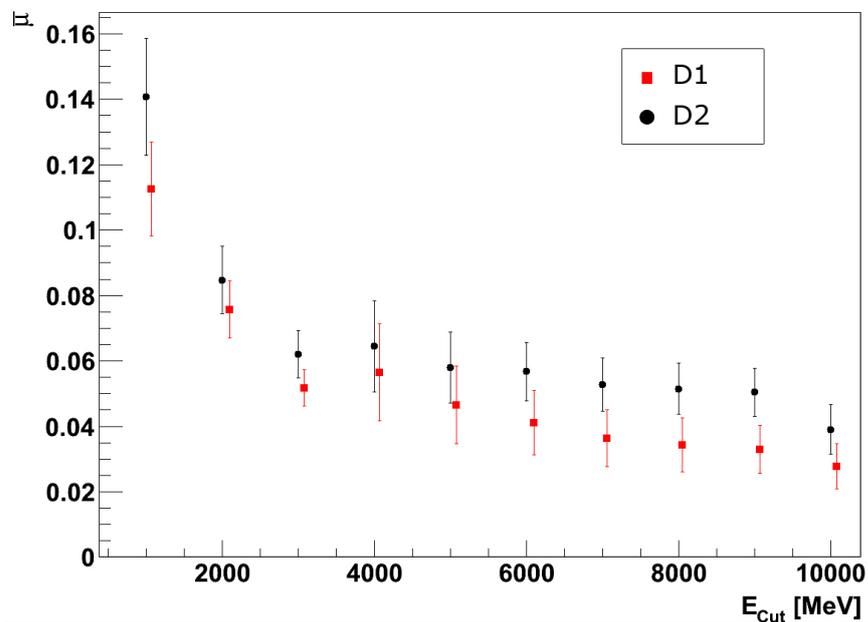


Abbildung 6.7: Kalibrationskonstanten als Funktion der Tower-Schwellenenergie. Hierbei wurde der Betrag der μ für beide Datensätze über eine η -Scheibe gemittelt. In Rot die Kalibrationskonstanten für Datensatz D1, in Schwarz die entsprechenden Konstanten für Datensatz D2.

6.3 Zusammenfassung der systematischen Fehler

Neben der Trigger-Ineffizienz gibt es auch noch weitere systematische Effekte, welche die Genauigkeit der Methode bestimmen. Eine Zusammenfassung aller bekannten systematische Effekte ist hier gegeben:

- triggerbedingt: Die Trigger-Schwelle ist in ϕ nicht gleichförmig, wodurch die gemessene Rate erhöht oder reduziert werden kann. Dies

kann durch einen Schnitt auf die Tower-Energie, bei welcher der Trigger 100% effizient ist, verhindert werden oder durch Benutzung der tag-and-probe-Methode eingegrenzt werden.

- ϕ -asymmetrische Ratenverteilung durch Protonenstrahlen: Im einen Fall kann der Strahl um $\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ in der x-y-Ebene verschoben sein. Im anderen Fall können die beiden Protonenstrahlen eine relative Neigung haben und mit einem relativen Winkel $\Delta\eta \neq 180^\circ$ aufeinander treffen. Beide Fälle wurden studiert und für vernachlässigbar befunden [9].
- viele tote Zellen und Zellen mit schlechter Datenqualität: Tote Zellen werden von der Analyse ausgeschlossen. Zellen mit schlechter Datenqualität können berücksichtigt werden. Die Rate von Zellen, welche an tote Zellen angrenzen, ist durch diese toten Zellen „künstlich“ erhöht. Dieser Effekt muss noch genauer untersucht werden.
- ϕ -asymmetrisch verteiltes totes Material: Im zentralen Barrel erwartet man eine gleichförmige Verteilung, im erweiterten Barrel können Modulationen des toten Materials in ϕ aufgrund des „Gaps“ zwischen den Barrels auftreten. Mit einer ϕ -Interkalibration würde man dann möglicherweise diese Modulation ausgleichen.
- elektronisches Rauschen des Zellen-Auslesesystems
- Variationen in der Energieauflösung der Zellen

Der systematische Effekt durch den Trigger ist dominant und wurde deshalb in dieser Arbeit ausführlich untersucht. Die anderen Effekte sind dagegen vernachlässigbar. Um sie untersuchen zu können, würde man mehr Statistik als in dieser Analyse verwendet benötigen.

Kapitel 7

Implementierung

Bisher wurde die Ratenkalibration erläutert und ihre systematischen Fehler diskutiert. In diesem Kapitel soll es nun um die Implementierung der Methode gehen. Des Weiteren wird ein Ausblick auf mögliche zukünftige Studien geben, welche die Analyse der Ratenkalibration noch erweitern und verbessern könnten.

7.1 Die Vorkalierung der Trigger

Die hohe Ereignisrate im LHC wird bei ATLAS durch das dreistufige Triggersystem reduziert. Da die Datenrate, die im Detektor erzeugt wird, zu groß ist, um direkt gespeichert zu werden, können einzelne Trigger-Objekte zusätzlich noch vorkalibriert werden. Hierbei bedeutet Vorkalibrierung, dass zufällige Verwerfen eines bestimmten Anteils an Ereignissen. Bei ATLAS sind die Trigger-Objekte in Ketten angeordnet. Das L1-Trigger-Objekt reicht seine Daten weiter an ein L2-Trigger-Objekt und dieses wiederum zu einem Ereignis-Filter-Trigger-Objekt. Auf jeder Stufe kann die Ereignisrate durch einen Vorkalibrierungsfaktor (PS - prescale) reduziert werden. Eine Übersicht ausgewählter Jet-Trigger-Ketten von Trigger-Objekten und den entsprechenden PS ist in Tabelle 7.1 zu finden. Das Strahlprofil des Protonen-Strahls verschlechtert sich im Laufe eines Runs und die Anzahl der Protonen im Strahl nimmt stetig ab. Dies führt zur Abnahme der instantanen Luminosität, weshalb die PS während der Datennahme entsprechend verringert werden. Die integrierte Luminosität eines Triggers ist durch

$$\text{Integrierte Luminosität} = \text{LiveTime} \times \frac{\text{Instantane Luminosität}}{\text{L1 PS} \times \text{L2 PS} \times \text{EF PS}} \quad (7.1)$$

gegeben, wobei LiveTime die Zeit angibt, in welcher der ATLAS-Detektor Kollisionsdaten nimmt. Die instantane Luminosität wird experimentell bestimmt. Zusammenfassend kann man sagen, dass die Jet-Trigger schon

EF-Obj.	PS	L2-Obj.	PS	L1-Obj.	PS	Ges. PS
EF_j20	1	L2_j15	1	L1_J5	43350	43350
EF_j30	1	L2_j25	1	L1_J10	3995	3995
EF_j35	1	L2_j30	1	L1_J15	3966	3966
EF_j50	1	L2_j45	1	L1_J30	906	906
EF_j75	1	L2_j70	122	L1_J55	1	122
EF_j95	1	L2_j90	38	L1_J75	1	38

Tabelle 7.1: Übersicht ausgewählter Jet-Trigger-Ketten aufgeschlüsselt nach Trigger-Objekten mit entsprechenden Vorkalierungsfaktoren (PS). Die Schreibweise „L2_j25“ drückt aus, dass es sich um ein L2-Trigger-Objekt handelt und das nur Jets mit einer auf L2 rekonstruierten Energien größer 25 GeV ausgewählt werden. In der letzten Spalte ist der PS der gesamten Kette angegeben. Er ergibt sich zu $L1_PS \cdot L2_PS \cdot EF_PS$. Angegeben sind durchschnittliche PS der Datennahme-Periode I. Dies ist die Datennahme vom 27.10.2010 bis 28.11.2010.

Ende 2010 mit sehr hohen PS betrieben werden. Diese werden weiterhin steigen, da die Luminosität des LHC bis zum Erreichen seiner Spitzenluminosität stetig erhöht wird.

Bei der Ratenkalibration benötigt man allerdings eine möglichst hohe Luminosität und die Vorkalierung der Trigger-Objekte limitiert die integrierte Luminosität beträchtlich. Man kann die Vorkalierung des L2-Triggers und des EF-Filters allerdings umgehen. Hierzu wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Algorithmus entwickelt, welcher in das Software-Paket des L2-Triggers integriert wurde. Dieser analysiert alle Ereignisse, welche ein fester L1-Trigger (z.B. L1_J15) liefert, findet den TileCal-Tower mit der höchsten Energiedeposition und füllt Histogramme mit Raten oberhalb verschiedener Schwellenenergien. Anhand dieser Histogramme können dann die Kalibrationskonstanten bestimmt werden. Da dieser Algorithmus keine detaillierten Informationen über jedes Ereignisse speichert, sondern lediglich wenige Informationen über eine große Anzahl von Ereignissen sammelt, wird das Datennahmesystem entlastet. Folglich kann der Algorithmus mit einer hohen L1-Eingangsraten betrieben werden.

7.2 Benötigte Laufzeit

Als nächstes soll nun die benötigte Laufzeit abgeschätzt werden, um 1000 Einträge pro TileCal-Tower zu sammeln. Ein einzelner Trigger liefert Jet-Ereignisse mit einer Trigger-Rate R_{ein}^{trig} . Aufgrund des systematischen Fehlers durch den Trigger und aufgrund der Tatsache, dass nicht alle Jets im Bereich des TileCal mit $|\eta| < 1,7$ landen, kann nicht die gesamte Trigger-

Rate genutzt werden, sondern nur eine geringere effektive Rate R_{eff}^{trig} . Das TileCal besteht aus 64 Tower in ϕ und 32 Tower in η . Mit gewünschten 1000 Einträgen pro Tower ergibt dies $2 \cdot 10^6$ benötigte Einträge im gesamten TileCal. Die Jet-Trigger sind sensitiv auf den Bereich von $|\eta| < 3,2$ und die Ereignisrate pro η -Intervall kann für diese Abschätzung hier als konstant angenommen werden. Dies bedeutet, dass 50% aller Jets im TileCal mit $|\eta| < 1,7$ enden. Durchschnittlich liegt die Jet-Multiplizität aber bei zwei. Dies führt dazu, dass die Anzahl der benötigten Ereignissen gleich ist wie zuvor. Hieraus lässt sich dann die benötigte Laufzeit bestimmen. Dies ist in Abbildung 7.1 nochmals anschaulich dargestellt.

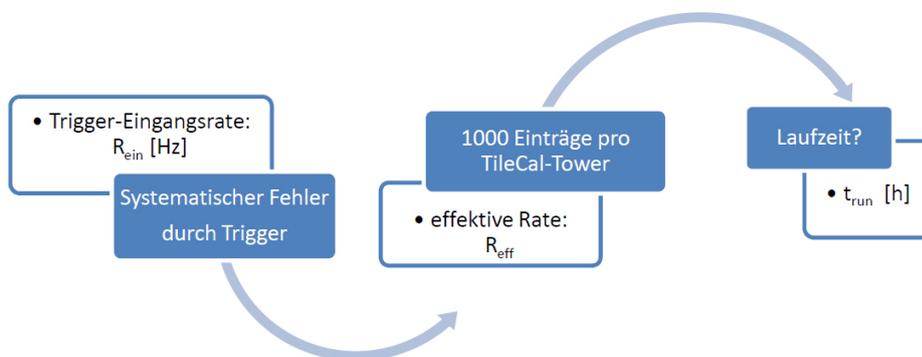


Abbildung 7.1: Vorgehensweise bei Laufzeit-Abschätzung um 1000 Einträge pro TileCal-Tower zu sammeln.

Nun kann man sich zwei prinzipiell unterschiedliche Implementierungen der Ratenkalibration vorstellen. Zum Einen kann man auf die Tower-Energie schneiden, um nur Jets bei voller Trigger-Effizienz zu nutzen. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits implementiert. Zum Anderen kann man die tag-and-probe-Methode benutzen. Für diese beiden Möglichkeiten wird im Folgenden die benötigte Laufzeit bei einer Eingangsrate von $R_{ein}^{trig} = 1000$ Hz abgeschätzt:

- Bei einem Schnitt auf die Tower-Energie mit $E_{trig}^{100\%} = 35$ GeV wird die Ereignisrate um einen Faktor von $2 \cdot 10^{-3}$ reduziert. Dies ergibt eine Laufzeit von $t_{run} = 278$ h. Der systematische Effekt durch den Trigger ist hierbei vollständig eliminiert.
- Durch die tag-and-probe-Methode wird die Eingangsrate durch die Forderungen an die Tag-RoIs um 20% reduziert. Des Weiteren wird sie durch einen Energieschnitt von $E^{tower} = 10$ GeV, wodurch der systematische Effekt des Triggers auf die Kalibrationskonstanten durch eine obere Grenze von $\Delta\mu = \pm 3\%$ eingegrenzt wird, um ein Zentel reduziert. Hieraus ergibt sich eine Laufzeit von $t_{run} = 27,8$ h.

Eine Zusammenfassung der Laufzeitabschätzung ist in Tabelle 7.2 zu finden.

	Reduktionsfaktor	Effektive Rate R_{eff} [Hz]	Laufzeit t_{run} [h]
Schnitt auf E^{tower}	$2 \cdot 10^{-3}$	2	278
tag-and-probe	$\frac{1}{5} \cdot \frac{1}{10} = \frac{1}{50}$	20	28,8

Tabelle 7.2: Laufzeitabschätzung für die zwei genannten Methoden.

7.3 Diskussion und Ausblick

Aus der obigen Abschätzung der Laufzeit lässt sich erkennen, dass eine Umsetzung der Ratenkalibration mit Schnitt auf die Tower-Energie aufgrund der langen Laufzeit zum jetzigen Zeitpunkt nicht sinnvoll erscheint. Eine Anfang November 2010 erstmals durchgeführte Triggertower-Kalibration auf Basis von Kollisionsdaten verspricht allerdings eine bessere Entsprechung von L1-Energien zu offline-Energien [21]. Die genauen Auswirkungen dieser Kalibration werden zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit allerdings noch untersucht. Dies könnte zu einer deutlichen Verringerung der Laufzeit der Ratenkalibration mit Schnitt auf die Tower-Energie führen. Eine genauere Studie hierzu sollte noch durchgeführt werden.

Die tag-and-probe-Methode hat mit nur 28 h eine wesentlich bessere Laufzeit. Allerdings entsteht hierbei ein triggerbedingter systematischer Fehler von maximal $\pm 3\%$. Unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers von $\pm 3,5\%$ bei einer Statistik von 1000 Ereignissen pro Tower ergibt sich somit eine Präzision von

$$\frac{\sigma_E^{tower}}{E^{tower}} = \sqrt{(3,5\%)^2 + (3\%)^2} = 4,6\% \quad (7.2)$$

für die Energiemessung eines Towers. Die Implementierung dieser Methode im L2-Trigger-System steht noch aus, genauso wie eine Abschätzung des systematischen Fehlers bei höheren Tower-Energien durch mehr Statistik.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine neue Methode der azimutalen Interkalibration des TileCal entwickelt, welche auf der ϕ -symmetrischen Verteilung von Jet-Ereignissen basiert. Hierbei wird ausgenutzt, dass die integrierte Jet-Rate oberhalb einer Schwellenenergie sensitiv auf ein fehlerhaft kalibriertes Kalorimeter-Ansprechverhalten ist. Der Grund hierfür ist der algebraische Abfall der Rate bei steigender Transversalenergie.

Die Berechnung der Kalibrationskonstanten und deren Fehlerabschätzung wurde diskutiert. Mit einer Statistik von 1000 Ereignissen pro Kalorimeter-Tower kann die Tower-Energie mit einer statistischen Unsicherheit von 3,5% kalibriert werden.

Zusätzlich wurden die systematischen Fehler der Methode abgeschätzt, mit dem Ergebnis, dass der Fehler durch den Trigger dominant ist. Es wurden zwei Ansätze zur Vermeidung bzw. Eingrenzung dieses Fehlers diskutiert. Zum Einen kann die Energieschwelle so hoch gesetzt werden, dass der Trigger seine volle Effizienz erreicht. Hierbei wird die Ereignisrate auf 0,2% reduziert, was innerhalb einer sinnvollen Laufzeit keine ausreichende Statistik für eine Kalibration liefert. Zum Anderen wurde gezeigt, dass durch Anwenden der tag-and-probe-Methode bereits ein Schnitt bei deutlich niedrigeren Energien von 10 GeV auf die Tower-Energie ausreicht, um den triggerbedingten systematischen Fehler auf 3% zu reduzieren. Bei diesem Energieschnitt steht ausreichend Statistik für eine Kalibration zur Verfügung.

Im letzten Teil der Arbeit wurde die Vorkalibrierung der Trigger und die daraus resultierende Reduktion der Jet-Rate diskutiert. Die Implementierung der Methode im Triggersystem ermöglicht den Zugriff auf nicht vorkalibrierte Daten, was die Datennahmezeit bis zum Erreichen der benötigten Statistik verkürzt. Berücksichtigt man den statistischen und systematischen Fehler so ergibt sich unter Verwendung des tag-and-probe-Ansatzes für die vorgestellte Kalibrationsmethode eine Genauigkeit von 4,6% für die Energiemessung in einem Tower. Die benötigte Laufzeit bei einer Eingangsrate von 1 kHz beträgt 28 h.

Anhang

Das ATLAS-Koordinatensystem

Im ATLAS-Koordinatensystem verläuft die z-Achse entlang der Strahlrichtung, die x-y Ebene liegt hierzu senkrecht, wobei die positive x-Achse ins Zentrum des LHC-Rings zeigt. Der Azimutwinkel ϕ liegt in der x-y Ebene und geht von $-\pi$ bis π , und der Polarwinkel θ gibt den Winkel zur positiven z-Achse an. Oft wird anstatt des Polarwinkels die Pseudorapidity η benutzt. Sie ist definiert als $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ und kann Werte im Bereich von $-\infty$ bis ∞ annehmen, aber schon mit $|\eta| < 5$ ist fast der gesamte Raumwinkel des Detektors abgedeckt. ϕ ist in dieser Arbeit immer in der Einheit Radiant (rad) angegeben. Die Rapidity $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}}$ geht für hohe Energien, unter Vernachlässigung der Ruhemasse, in die Pseudorapidity über. Die Pseudorapidity ist eine sinnvolle Größe in Kollisionsexperimenten, da sie näherungsweise additiv unter Lorentz-Transformation (Boost) ist. Somit sind Abstände $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ lorentzinvariant. Zusätzlich sind Teilchenraten pro Rapidityintervall etwa konstant in Proton-Proton-Kollisionen. Das gilt in obiger Näherung auch für die Pseudorapidity, die einfacher zu bestimmen ist, da sie nicht von der Teilchenmasse abhängt. Oft wird der Abstand im $\eta - \phi$ -Raum mit $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ angegeben.

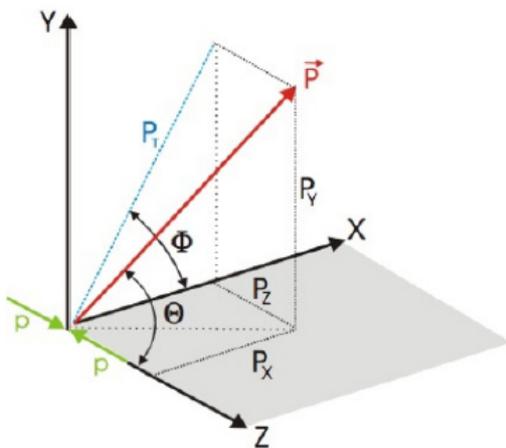


Abbildung 7.2: Das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors

Literaturverzeichnis

- [1] POVH, BOGDAN, KLAUS RITH, CHRISTOPH SCHOLZ und FRANK ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte (German Edition)*. Springer, 7. Aufl. Auflage, 5 2001.
- [2] RIAZUDDIN und FAYYAZUDDIN: *Modern Introduction to Particle Physics, (High Energy Physics)*. World Scientific Pub Co (, 0002 Auflage, 9 2000.
- [3] LANDSBERG, GREG L.: *Black Holes at Future Colliders and Beyond*. J. Phys., G32:R337–R365, 2006.
- [4] THE ATLAS COLLABORATION: *Search for New Particles in Two-Jet Final States in 7 TeV Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector at the LHC*. Phys. Rev. Lett. 105, 161801 (2010), 2010.
- [5] FERNOW, RICHARD CLINTON: *Introduction to Experimental Particle Physics*. Cambridge University Press, 3 1989.
- [6] WIGMANS, RICHARD: *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford University Press, USA, 12 2000.
- [7] MUTA, T.: *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories*. World Scientific lecture notes in physics. World Scientific, 2009.
- [8] BLAZEY, GERALD C., JAY R. DITTMANN, STEPHEN D. ELLIS, V. DANIEL ELVIRA, K. FRAME, S. GRINSTEIN, ROBERT HIROSKY, R. PIEGAIA, H. SCHELLMAN, R. SNIHUR, V. SORIN und DIETER ZEPPENFELD: *Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*. Batavia 1999, QCD and weak boson physics in Run II* 47-77, 2000. cite arxiv:hep-ex/0005012.
- [9] WEBER, PAVEL: *ATLAS Calorimetry: Trigger, Simulation and Jet Calibration*. Doktorarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, 2008.
- [10] GILLBERG, DAG: *A Study of Jet Response in the D0 Calorimeters*. Diplomarbeit, Simon Fraser University, 2005.

- [11] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume I and II*. Technischer Bericht, CERN, 1999. (CERN-LHCC-99-14) <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>.
- [12] SJOSTRAND, TORBJORN, STEPHEN MRENNNA und PETER Z. SKANDS: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. JHEP, 05, 2006.
- [13] CORCELLA, G. et al.: *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*. JHEP, 01, 2001.
- [14] THE ATLAS COLLABORATION: *Measurements of multijet production cross sections in proton-proton collisions at 7 TeV center-of-mass energy with the ATLAS Detector*. Technischer Bericht ATLAS-CONF-2010-084, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [15] THE ATLAS COLLABORATION: *LHC design report. Vol. I: The LHC main ring*. Technischer Bericht, CERN, 2006. (CERN-2004-003-V-1) <http://ab-div.web.cern.ch/abdiv/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [16] THE ATLAS COLLABORATION: *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions*. Technischer Bericht, CERN, 2010.
- [17] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Tile Calorimeter: Technical Design Report*. Technischer Bericht, CERN, Geneva, 1996.
- [18] MERMOD, P, G ARABIDZE, D MILSTEAD und R STANEK: *Effects of ATLAS Tile calorimeter failures on jets and missing transverse energy measurements*. Technischer Bericht ATL-TILECAL-PUB-2008-011-1. ATL-COM-TILECAL-2008-010, CERN, Geneva, Aug 2008.
- [19] AAD, G et al.: *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics*. CERN, Geneva, 2009.
- [20] TOMPKINS, L: *Performance of the ATLAS Minimum Bias Trigger in pp collisions at the LHC*. Technischer Bericht ATL-DAQ-PROC-2010-033, CERN, Geneva, 2010.
- [21] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/L1CaloCommissioningChanges>.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 10.12.2010

.....