



Jan Jongmanns

---

Algorithmen für das neue Multichip-Modul des  
Präprozessors des ATLAS-Kalorimeter-Triggers

Masterarbeit

HD-KIP 12-101



Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Jan Jongmanns

geboren in Nettetal

2012



# Algorithmen für das neue Multichip-Modul des Präprozessors des ATLAS-Kalorimeter-Triggers

Die Masterarbeit wurde von Jan Jongmanns

ausgeführt am

Kirchhoff-Institut für Physik

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Hans-Christian Schultz-Coulon



## **Zusammenfassung:**

Im Rahmen der LHC-Upgrades der nächsten Jahre wird auch eine Verbesserung des Präprozessors des ATLAS-Kalorimeter-Triggers durchgeführt, indem das dort installierte Multichip-Modul (MCM) durch neuere Hardware ersetzt wird. Die moderne Hardware, die sich insbesondere durch einen wiederprogrammierbaren FPGA und eine höhere Digitalisierungsfrequenz auszeichnet, eröffnet dabei neue Möglichkeiten für die im Trigger stattfindenden Berechnungen.

In dieser Masterarbeit wurde zum einen ein verbesserter Algorithmus zur Bestimmung der Strahlkreuzung (BCID) für saturierte Signale untersucht, welcher auf der höheren Digitalisierungsfrequenz der neuen Hardware beruht. Dieser wurde zunächst anhand von Kalibrationspulsen studiert und mit dem bisher verwendeten BCID-Algorithmus verglichen. Für den neuen Algorithmus konnte dabei eine höhere Maximalenergie nachgewiesen werden, bis zu der hin die korrekte Strahlkreuzung identifiziert wird, als für den bisher verwendeten Algorithmus. Anschließende Studien des Unterschiedes von Kalibrations- und Kollisionspulsen führten zu dem Ergebnis, dass der neue Algorithmus für Kollisionspulse auch bei der höchsten vorgesehenen Schwerpunktsenergie von 14 TeV die Trigger-Signale stets der korrekten Strahlkreuzung zuordnet.

Weiterhin wurden erste Tests für zwei Algorithmen zur dynamischen Korrektur des Pedestals durchgeführt, die eine genauere Messung der Energie der Trigger-Signale ermöglichen. Anhand eines einfachen Modells konnten erste Aussagen über die Verwendbarkeit dieser Algorithmen getroffen werden.

## **Abstract:**

During the LHC upgrades that will take place in the next years the PreProcessor of the ATLAS calorimeter trigger will also be enhanced by installing a new replacement module for the multichip-module. Due to the modern hardware, which features a reprogrammable FPGA and faster digitisation rate, new approaches to the calculations done in the trigger will be possible.

In this thesis an enhanced algorithm for the bunch-crossing identification (BCID) for saturated signals was studied. It is based on the higher digitisation frequency of the new hardware. By using reconstructed calibration pulses, the behaviour of the new algorithm was studied and compared to that of the algorithm currently implemented. The maximum energy for which a correct BCID could be proven was shown to be higher for the new algorithm. Later studies of the differences in pulse shapes between calibration and collision showed that the new algorithm works correctly up to the highest foreseen center-of-mass energies of 14 TeV for collision pulses.

Furthermore, two algorithms for a dynamic correction of the pedestal were studied, which are able to enhance the energy measurement of the trigger signals. Using a simple model, a first assessment of the functionality of these algorithms were made.





# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>9</b>  |
| <b>2</b> | <b>Das ATLAS-Experiment am LHC</b>   | <b>11</b> |
| 2.1      | Teilchenphysik am LHC . . . . .  | 11        |
| 2.2      | Der <i>Large Hadron Collider</i> . . . . .   | 15        |
| 2.3      | Der ATLAS-Detektor . . . . .   | 17        |
| 2.4      | Das ATLAS-Trigger-System . . . . .   | 30        |
| <b>3</b> | <b>Das Upgrade Programm</b>  | <b>39</b> |
| 3.1      | Geplante LHC-Upgrades . . . . .  | 39        |
| 3.2      | Upgrade des ATLAS-Detektors . . . . .  | 40        |
| 3.3      | Upgrade des ATLAS-Trigger-Systems . . . . .  | 43        |
| 3.4      | Das neue Multichip-Modul . . . . .   | 45        |
| <b>4</b> | <b>Ein verbesserter Algorithmus zur Identifikation der Strahlkreuzung für saturierte Signale</b> | <b>49</b> |
| 4.1      | BCID im Level-1 Kalorimeter-Trigger . . . . .  | 49        |
| 4.2      | Analyse mit Kalibrationspulsen . . . . .   | 56        |
| 4.3      | Abschätzung für Kollisionspulse . . . . .  | 72        |
| <b>5</b> | <b>Algorithmen zur dynamischen Bestimmung des Pedestals</b>                                      | <b>80</b> |
| 5.1      | Schwankungen des Pedestals . . . . .   | 80        |
| 5.2      | Algorithmen zur dynamischen Pedestalkorrektur . . . . .  | 82        |
| 5.3      | Erste Tests . . . . .  | 83        |
| <b>6</b> | <b>Zusammenfassung</b>   | <b>88</b> |
| <b>A</b> | <b>Listen</b>  | <b>90</b> |
| A.1      | Abbildungsverzeichnis . . . . .  | 90        |
| A.2      | Tabellenverzeichnis . . . . .  | 91        |
| <b>B</b> | <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>92</b> |



# 1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik hat sich im Laufe der letzten Jahrzehnte als eines der erfolgreichsten theoretischen Modelle bei der Vorhersage experimenteller Ergebnisse erwiesen. Eine große Zahl an sehr genauen Rechnungen konnten durch hochpräzise Messungen bestätigt werden.

Allerdings ist bereits bekannt, dass das Standardmodell nicht das vollständige Bild der Teilchenphysik liefert. Phänomene wie die dunkle Materie oder die Asymmetrie zwischen Materie und Anti-Materie im Universum können durch die im Standardmodell enthaltenen Teilchen nicht beschrieben werden.

Um der Frage nach einer Physik jenseits des Standardmodells nachzugehen werden vielfältige Experimente durchgeführt. Das größte dieser Experimente befindet sich am CERN in Genf, in der Form des Large Hadron Colliders (LHC). In diesem ringförmigen Teilchenbeschleuniger werden Protonen beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von derzeit 8 TeV zur Kollision gebracht. Dabei handelt es sich um die größten Schwerpunktsenergien, die bisher in dieser Art von Experiment produziert wurden.

Als eines der vier großen Experimente am LHC liefert der ATLAS-Detektor einen wichtigen Beitrag zur Suche nach neuen Phänomenen in der Teilchenphysik. Ein integraler Bestandteil zur Verarbeitung der mit dem Detektor aufgenommenen Daten ist der dreistufige ATLAS-Trigger. Dieses System entscheidet innerhalb kürzester Zeit für jedes im Detektor stattfindende Ereignis, ob dieses für eine spätere Analyse gespeichert werden soll oder nicht. Zu der ersten Stufe dieses Entscheidungsprozesses trägt der Kalorimeter-Trigger bei, indem er anhand von Signalen geringerer Granularität die unterschiedlichen Kalorimeter des ATLAS-Detektors auf signifikante Energiedepositionen untersucht. In der Vorstufe dieses Triggers, dem PreProcessor (PPr), wird die Energie dieser Signale berechnet und die Signale werden einer der Strahlkreuzungen (Bunch-Crossing, BC) des LHCs zugeordnet. Die dazu notwendigen Berechnungen werden auf dem sogenannten Multichip-Modul (MCM) durchgeführt, welches die von den Kalorimetern kommenden analogen Signale digitalisiert und diese digitalisierten Signale untersucht.

Um auch in Zukunft die größtmögliche Sensitivität auf eine mögliche Physik jenseits des Standardmodells zu gewährleisten, werden im Laufe der nächsten Jahre einige Verbesserungen am LHC-Beschleuniger vorgenommen werden. Neben einer Erhöhung der Schwerpunktsenergie auf 14 TeV ist hier auch die Steigerung der Luminosität relevant.

Durch diese Änderungen am LHC wird auch ein Upgrade des ATLAS-Detektors notwendig, um eine optimale Datennahme unter den neuen Bedingungen zu ermöglichen. Insbesondere stellt die höhere Luminosität große Anforderungen an das

Trigger-System. Im Kalorimeter-Trigger wird deswegen das MCM durch neue, moderne Hardware ersetzt werden. Dieses neue Multichip-Modul (nMCM) zeichnet sich durch eine höhere Digitalisierungsfrequenz sowie einen neuen, flexiblen FPGA aus, auf dem die notwendigen Berechnungen durchgeführt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mögliche Verbesserungen für die zur Zeit implementierten Algorithmen des MCM untersucht, welche die Neuerungen des nMCM ausnutzen können. Dabei handelt es sich zum einen um eine neue, verbesserte Version eines Algorithmus zur Zuordnung der Trigger-Signale zu den Strahlkreuzungen des LHCs. Ein solcher Algorithmus ist notwendig, da die FADCs des MCMs nur Signale bis zu einer maximalen transversalen Energie von etwa 250 GeV auflösen können, bevor sie saturieren. Gerade für solche sehr hohen Signale ist aber eine korrekte Zuordnung der Strahlkreuzung sehr wichtig, da auch die Signaturen für Phänomene jenseits des Standardmodells typischerweise eine hohe transversale Energie aufweisen. Der verbesserte Algorithmus beruht dabei auf der höheren Digitalisierungsfrequenz des nMCMs gegenüber dem MCM.

Weiterhin wurden Algorithmen zur dynamischen Bestimmung des Pedestals untersucht, die eine genauere Berechnung der Energie der Trigger-Signale möglich machen.

In Kapitel 2 wird zunächst ein kurzer Überblick über das Standardmodell sowie offene Fragen der Teilchenphysik gegeben. Anschließend werden der ATLAS-Detektor und das ATLAS-Trigger-System beschrieben. Kapitel 3 widmet sich den geplanten Upgrades an Detektor und Trigger. Dabei wird auch auf das in Heidelberg entwickelte neue Multichip-Modul eingegangen, für das die in dieser Arbeit untersuchten Algorithmen konzipiert sind.

Im vierten Kapitel wird eine mögliche Verbesserung des Algorithmus zur Identifikation der Strahlkreuzung für saturierte Signale vorgestellt. Anhand von Beispielen wird die Problemstellung eingeführt und sowohl der bisher verwendete als auch der neue Algorithmus werden diskutiert. Nach einer Erklärung zur Rekonstruktion der Pulsformen der Trigger-Signale aus Kalibrationsdaten werden diese benutzt, um den Algorithmus zu untersuchen. Hier spielt insbesondere die maximale Energie, bis zu der hin eine korrekte Identifikation der Strahlkreuzung nachgewiesen werden kann, eine Rolle. Anschließend wird, anhand eines Vergleichs der Pulsform einzelner Kanäle zwischen Kalibration und Kollision, eine Abschätzung der Maximalenergie der Algorithmen für Kollisionspulse berechnet.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit zwei Algorithmen zur dynamischen Bestimmung des bei der Energiemessung im Trigger verwendeten Pedestals. Diese werden in einem einfachen Modell anhand von Kollisionspulsen getestet.

Kapitel 6 bildet eine Zusammenfassung der Arbeit.

Für Massen, Energien und Impulse werden in dieser Arbeit durchgehend natürliche Einheiten verwendet ( $\hbar = c = 1$ ).

## 2 Das ATLAS-Experiment am LHC

### 2.1 Teilchenphysik am LHC

Die Teilchenphysik beschreibt die kleinsten Bausteine der uns umgebenden Welt, die Elementarteilchen, sowie ihre Wechselwirkungen miteinander. Man unterscheidet dabei zwischen den *Fermionen*, Teilchen mit halbzahligem Spin, aus denen sich die Materie zusammensetzt, und den *Eichbosonen*, Teilchen mit ganzzahligem Spin, welche die Wechselwirkung der Materieteilchen untereinander vermitteln. Bei den Fermionen gibt es wiederum zwei Sorten: zum einen die *Quarks*, aus denen beispielsweise die Protonen und Neutronen im Atomkern zusammengesetzt sind, zum anderen die *Leptonen* wie Elektronen oder Neutrinos.

Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht der bekannten Elementarteilchen und ihrer Eigenschaften. Die zu den Leptonen und Quarks gehörenden Anti-Teilchen sind nicht aufgeführt. Sie unterscheiden sich von ihrem jeweiligen Partner durch das Vorzeichen aller ladungsartigen Quantenzahlen, stimmen aber in Spin und Masse mit ihm überein. Auch das Higgs-Boson, ein seit langem postuliertes, aber bisher nicht entdecktes Teilchen, fehlt in dieser Übersicht, wird aber im nächsten Abschnitt genauer behandelt.

|                     | Name        | Symbol            | Masse [MeV]       | Ladung [e]           | Spin |     |
|---------------------|-------------|-------------------|-------------------|----------------------|------|-----|
| <b>Fermionen</b>    | Leptonen    | Elektron          | $e^-$             | $5,11 \cdot 10^{-1}$ | -1   | 1/2 |
|                     |             | Myon              | $\mu^-$           | $1,06 \cdot 10^2$    | -1   | 1/2 |
|                     |             | Tau               | $\tau^-$          | $1,78 \cdot 10^3$    | -1   | 1/2 |
|                     |             | Elektron-Neutrino | $\nu_e$           | $< 2 \cdot 10^{-6}$  | 0    | 1/2 |
|                     |             | Myon-Neutrino     | $\nu_\mu$         | $< 0,19$             | 0    | 1/2 |
|                     |             | Tau-Neutrino      | $\nu_\tau$        | $< 1,82 \cdot 10^1$  | 0    | 1/2 |
|                     |             | Quarks            | up-Quark          | $u$                  | 2,3  | 2/3 |
|                     | charm-Quark |                   | $c$               | $1,28 \cdot 10^3$    | 2/3  | 1/2 |
|                     | top-Quark   |                   | $t$               | $1,74 \cdot 10^5$    | 2/3  | 1/2 |
|                     | down-Quark  |                   | $d$               | 4,8                  | -1/3 | 1/2 |
| strange-Quark       | $s$         |                   | $9,5 \cdot 10^1$  | -1/3                 | 1/2  |     |
| bottom-Quark        | $b$         |                   | $4,18 \cdot 10^3$ | -1/3                 | 1/2  |     |
| <b>Eich-Bosonen</b> | Photon      | $\gamma$          | 0                 | 0                    | 1    |     |
|                     | Gluon       | $g$               | 0                 | 0                    | 1    |     |
|                     | W-Boson     | $W^\pm$           | $8,04 \cdot 10^4$ | $\pm 1$              | 1    |     |
|                     | Z-Boson     | $Z$               | $9,12 \cdot 10^4$ | 0                    | 1    |     |

Tabelle 2.1: Das aktuelle Bild der Teilchenphysik.[1]

### 2.1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Die moderne theoretische Formulierung dieses Gebiets bildet das *Standardmodell der Teilchenphysik* (**SM**). Es ist als relativistische Quantenfeldtheorie aufgebaut und setzt sich aus mehreren Teilen zusammen:

1. Die *Quantenelektrodynamik* (**QED**) beschreibt die Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen durch Austausch von Photonen.
2. Die *Quantenchromodynamik* (**QCD**) behandelt die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander. Die zugehörigen Austauschteilchen sind die Gluonen.
3. Die *schwache Wechselwirkung* erfasst alle Fermionen des SM und beschreibt beispielsweise  $\beta$ -Zerfälle von Atomkernen. Die Austauschteilchen sind die massiven  $W$ - und  $Z$ -Bosonen.

In einer Quantenfeldtheorie erfolgt die Beschreibung der physikalischen Realität durch Felder. Die quantisierten Anregungen dieser Felder werden als Teilchen interpretiert. Eine Wechselwirkung entsteht durch das Einführen sogenannter Eichsymmetrien, das heißt lokaler Transformationen, unter denen die Materiefelder invariant sind. Je nachdem welche Gruppe von Transformationen gewählt wird, resultiert eine andere Art von Wechselwirkung.

Die QED ist das einfachste Beispiel für solch eine Eichtheorie, mit der Eichgruppe  $U(1)$ . Da diese Gruppe nur eine Dimension hat, ergibt sich genau ein Wechselwirkungsteilchen, das Photon. Dieses koppelt an alle Elementarteilchen, die elektrische Ladung tragen, wobei die Stärke der Wechselwirkung proportional zur Ladung ist, allgemeiner aber durch die Feinstrukturkonstante  $\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$  charakterisiert wird.

In der QCD, einer Eichtheorie der Gruppe  $SU(3)$ , gibt es entsprechend der Dimension der Gruppe 8 Wechselwirkungsteilchen, die Gluonen. Diese vermitteln die auch als starke Wechselwirkung bezeichnete Interaktion zwischen den Quarks. Anstatt der elektrischen Ladung der QED liegt hier eine dreidimensionale Größe vor, die *Farbladung*, deren Komponenten in Anlehnung an die Farblehre mit Rot, Grün und Blau bezeichnet werden. Im Unterschied zur QED ist ausserdem die Kopplungsstärke der QCD stark abhängig vom Abstand der interagierenden Teilchen bzw. der Energieskala, bei der sich die Wechselwirkung abspielt. So fällt mit kleiner werdendem Abstand (wachsender Energie) die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  stetig ab, ist bei großen Abständen (kleinen Energien) aber mit  $\alpha_s \approx 1$  wesentlich größer als  $\alpha_{em}$ . Daraus ergeben sich zwei wichtige Merkmale der QCD: das *Confinement*, womit die Tatsache beschrieben wird, dass Quarks nie als freie Teilchen auftreten sondern stets in farbneutralen, gebundenen Zuständen; sowie die *asymptotische Freiheit*, welche eine sehr geringe Stärke der Wechselwirkung bei sehr hohen Energien bezeichnet, so dass Quarks und Gluonen dort als freie Teilchen betrachtet werden können.

Die schwache Wechselwirkung folgt aus der Eichgruppe  $SU(2)$  und wird von 3 Teilchen vermittelt, den geladenen  $W$ -Bosonen und dem neutralen  $Z$ -Boson. Diese Art der Interaktion trägt ihren Namen nicht zu unrecht, doch ihre relative Schwäche im Vergleich zu den anderen fundamentalen Wechselwirkungen lässt sich nicht durch

eine kleine Kopplungskonstante erklären, die relevante Konstante  $\alpha_W$  ist sogar etwas größer als ihr elektromagnetisches Gegenstück  $\alpha_{em}$ . Vielmehr ist es die große Masse der Austauschteilchen von ungefähr 90 GeV (s. Tabelle 2.1), die den Unterschied zu den anderen Wechselwirkungen ausmacht, deren Austauschteilchen masselos sind. Unterhalb der so festgelegten Skala sind schwache Prozesse unterdrückt, da nicht genug Energie vorhanden ist, um die Austauschteilchen zu erzeugen. Die Ladung dieser Wechselwirkung ist der schwache Isospin.

Vollständig verstanden werden kann die schwache Wechselwirkung allerdings erst im Rahmen der elektroschwachen Vereinheitlichung. Hierzu werden zunächst die beiden einzelnen Eichgruppen zu einer einzigen  $U(1) \times SU(2)$  verknüpft. Anders als im Fall des Elektromagnetismus koppelt die hier benutzte  $U(1)$  nicht nur an die elektrische Ladung, sondern an die schwache Hyperladung, die zusätzlich noch die dritte Komponente des schwachen Isospins beinhaltet. Nun ergeben sich insgesamt 4 Austauschteilchen: aus der  $SU(2)$ -Komponente folgen zwei geladene  $W$ -Bosonen und ein ungeladenes  $W^0$ -Boson, die  $U(1)$ -Komponente liefert ein als  $B$  bezeichnetes Boson. Während die beiden geladenen Bosonen direkt mit den entsprechenden beobachteten Teilchen identifiziert werden können, gibt es für die neutralen Zustände keine Entsprechung in der Realität. Die beobachteten Teilchen, das  $Z$ -Boson und das Photon, ergeben sich erst als Mischung von  $W^0$  und  $B$ . Mit dem schwachen Mischungswinkel  $\theta_W$  gilt:

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W^0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Durch diese Gleichung werden nicht nur die realisierten Zustände definiert, sondern auch ein Zusammenhang zwischen elektromagnetischer und schwacher Kopplung hergestellt. Am Ende verbleiben die beiden geladenen  $W$ -Bosonen, die an den schwachen Isospin koppeln, das Photon, welches genau dieselbe Kopplungsstruktur erhält wie in der QED, und schließlich das neutrale  $Z$ -Boson, das sowohl an die elektromagnetische Ladung als auch den schwachen Isospin koppelt.

An dieser Stelle treten nun zwei Probleme zutage: zum Einen ist nicht klar, wie die schwachen Austauschteilchen massebehaftet sein können, da der normale Ansatz hierzu die Eichinvarianz der Theorie verletzen würde; zum Anderen ergeben Rechnungen, dass die  $WW$ -Streuung in dieser Theorie die Unitarität verletzt, also zu Wahrscheinlichkeiten größer als 1 führt. Beide Probleme können aber durch ein einziges Mittel gelöst werden, den *Higgs-Mechanismus*. Dieser postuliert ein neues Skalarfeld  $\phi$ , das zunächst nur an die  $W$ - und  $B$ -Felder koppelt.

Zusätzlich ist das Feld einem Potential  $V(\phi)$  unterworfen. Dieses hat im SM die Form:

$$V(\phi) = -\mu\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (2.2)$$

mit positiven Konstanten  $\mu$  und  $\lambda$ . Das Bemerkenswerte an diesem Potential ist, dass es sein Minimum nicht für die Konfiguration  $\phi = 0$  annimmt und dieses Minimum außerdem entartet, das heißt nicht eindeutig ist: für alle  $\phi$  mit  $\phi^\dagger\phi = \frac{\mu}{2\lambda}$  wird der minimale Wert angenommen. Die eigentliche Dynamik des Feldes findet also nicht um

den Nullpunkt herum statt, sondern um einen Vakuum-Erwartungswert  $v$  (*vacuum expectation value*, **VEV**). Da dieser nicht eindeutig bestimmt ist, sondern gewählt werden muss, spricht man in diesem Zusammenhang von *spontaner Symmetriebrechung*. Durch diese Wahl ergibt sich eine Umparametrisierung des Skalarfeldes zu  $\phi = v - H$ , wobei  $v$  der konstante VEV ist und  $H$  den dynamischen Teil, das *Higgs-Feld*, beschreibt. Diese Ersetzung löst nun aber die beiden angesprochenen Probleme: durch den VEV ergeben sich aus dem Wechselwirkungsterm eichinvariante Massenterme für die Austauschteilchen, und die neue Interaktion des  $W$ -Bosons mit dem Higgs-Teilchen  $H$  beseitigt die vorher aufgetretene Unitaritätsverletzung. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit ist das Higgs-Boson als einziges Teilchen des SM noch nicht nachgewiesen. Allerdings haben die ATLAS- und CMS-Experimente am CERN übereinstimmend eine Resonanz im Massenbereich um 126 GeV [2] [3] beobachtet<sup>1</sup>, die in ihren Zerfällen mit denen des Higgs-Teilchens übereinstimmt. Es verbleibt noch zu zeigen, dass es sich dabei wirklich um das gesuchte Teilchen handelt.

## 2.1.2 Jenseits des Standardmodells

Während das SM bis zum heutigen Zeitpunkt allen Experimenten standgehalten hat und seine Voraussagen mit extrem hoher Präzision bestätigt wurden, gibt es doch einige Punkte, die eine Physik jenseits des SM erfordern. Beispiele dafür sind:

- Die *Dunkle Materie*, die einen großen Teil der Masse des uns bekannten Universums ausmacht. Kein SM-Teilchen hat die korrekten Eigenschaften (elektrisch neutral, stabil, massiv) um als Kandidat für diese Form der Materie zu dienen.
- Die *Materie-Antimaterie Asymmetrie*. Die alltägliche Erfahrung spricht dafür, dass mehr Materie als Antimaterie im Universum existiert. Zwar werden diese beiden im SM leicht unterschiedlich behandelt, allerdings sind diese Unterschiede zu gering, um die Beobachtung zu erklären.
- Das *Hierarchie-Problem*. Die Masse des Higgs-Teilchens ist sehr stark abhängig von quantenfeldtheoretischen Korrekturen höherer Ordnung. In der Tat können diese Korrekturen den eigentlichen Wert um Größenordnungen übersteigen. Durch ein genaues Einstellen (*Fine-Tuning*) der Parameter des SM lässt sich dieses Problem lösen, doch dies erscheint sehr unnatürlich.

Am Large Hadron Collider (s. Kap. 2.2) werden physikalische Modelle untersucht, die auf diese Fragen Antworten geben können. Eine breite Klasse solcher Modelle bilden die *supersymmetrischen* Erweiterungen des SM (**SUSY**) [4]. Diese Theorien unterscheiden sich teilweise in ihren Voraussagen, bauen aber alle auf einer grundlegenden Idee auf, einer neuen Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen.

---

<sup>1</sup>ATLAS:  $126,0 \pm 0,4 \pm 0,4$  GeV bei einer Signifikanz von 5,9 Standardabweichungen  
CMS:  $125,3 \pm 0,4 \pm 0,5$  GeV bei einer Signifikanz von 5,0 Standardabweichungen  
Die erste Unsicherheit ist jeweils statistisch, der zweite systematisch.



Durch diese Supersymmetrie wird für jedes im SM enthaltene Teilchen ein weiteres dem Spektrum hinzugefügt. Das Besondere dabei ist, dass die zu diesen neuen Teilchen gehörenden Korrekturen zur Higgs-Masse die Korrekturen der SM Teilchen aufheben, und so das Hierarchie-Problem lösen. Weiterhin kann in bestimmten SUSY-Modellen das leichteste der neuen Teilchen als Kandidat für Dunkle Materie dienen.

## 2.2 Der Large Hadron Collider

Um Teilchenphysik bei großen Energien zu erforschen benötigt man von experimenteller Seite aus zum einen eine Möglichkeit, diese hohen Energien überhaupt erst zu erzeugen, und zum anderen einen Weg, die stattfindenden Prozesse zu beobachten. Typischerweise werden für diese Aufgaben Teilchenbeschleuniger und Teilchendetektoren verwendet. Erstere beschleunigen Teilchen zu hohen Energien und bringen sie dann zur Kollision, während letztere die dabei entstehenden Kollisionsprodukte messen., und damit Rückschlüsse auf die fundamentalen Wechselwirkungen ermöglichen.

Der größte zur Zeit betriebene Teilchenbeschleuniger ist der *Large Hadron Collider* (**LHC**) [5], welcher sich am **CERN**<sup>2</sup> bei Genf an der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich befindet. Der ringförmige Beschleuniger ist im selben Tunnel aufgebaut, den vorher der *Large Electron-Positron Collider* **LEP** eingenommen hat. Dieser liegt zwischen 45 m und 170 m unterhalb der Erdoberfläche und hat einen Umfang von ungefähr 27 km.

Der LHC ist in der Lage, sowohl Protonen als auch Schwerionen (hauptsächlich Blei) zu beschleunigen. Die Teilchen werden in Bündeln, sogenannten *Bunches*, von bis zu  $1,25 \cdot 10^{11}$  Protonen zusammengefasst. Diese Bunches werden in einem zeitlichen Abstand von 25 ns voneinander durch elektromagnetische Resonatoren bis zu Energien von 7 TeV pro Teilchen beschleunigt und durch supraleitende Dipolmagneten auf der Bahn gehalten. Weiterhin werden Quadrupolmagnete eingesetzt, die die Bunches zusätzlich fokussieren. Insgesamt können sich bis zu 2808 Bunches pro Strahl im Beschleuniger aufhalten. Eine Kollision zweier Bunches wird auch als Strahlkreuzung (*Bunch-Crossing*, **BC**) bezeichnet. Die mit  $\mu$  gekennzeichnete mittlere Anzahl an Proton-Proton Kollisionen, die sich pro BC ereignen, ist abhängig von der Anzahl an Teilchen pro Bunch und der Fokussierung.

Protonen als Kollisionsteilchen haben gegenüber den leichteren Elektronen, wie sie vorher im LEP benutzt wurden, den großen Vorteil, dass sie weniger unter Strahlungsverlusten leiden. Jedes geladene Teilchen, das einer Ablenkung durch magnetische Felder unterworfen wird, strahlt einen Teil seiner Energie durch Bremsstrahlung wieder ab. Die abgestrahlte Energie pro Zeiteinheit ist dabei invers proportional zur vierten Potenz der Masse des Teilchens. Bei einem Faktor  $\sim 1800$  zwischen Proton- und Elektron-Masse wird klar, dass die Strahlungsverluste von Protonen gegenüber

---

<sup>2</sup> *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, französisch für „Europäische Organisation für Kernforschung“

denen von Elektronen vernachlässigbar klein sind. Daher sind für Protonen wesentlich höhere Schwerpunktsenergien erreichbar.

Auf der anderen Seite sind Kollisionen von Protonen aber schwerer zu beschreiben, da es sich nicht um Elementarteilchen handelt. Vielmehr sind Protonen komplexe Gebilde aus Quarks und Gluonen. So ist bei einer Proton-Proton Kollision nicht von vorneherein klar, welche der Konstituenten miteinander wechselwirken, und auch nicht, bei welcher exakten Energie diese Wechselwirkung stattfindet, da jeder dieser Bausteine nur einen Teil der Gesamtenergie des Protons trägt. Ausserdem wird jede Konstituentenwechselwirkung bei hoher Energie begleitet von einer Anzahl an weiteren Wechselwirkungen, die ebenfalls Signaturen in den Detektoren hinterlassen und somit die Suche nach den eigentlich interessanten Ereignissen erschweren.

Neben der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  werden Beschleuniger auch durch die erreichbare instantane Luminosität  $\mathcal{L}$  charakterisiert. Diese ist ein Maß für die Anzahl an Teilchenkollisionen, die pro Zeiteinheit stattfinden, und definiert durch die Gleichung

$$\dot{N} = \mathcal{L}\sigma. \quad (2.3)$$

Hier bezeichnet  $\dot{N}$  die Rate, mit der ein Wechselwirkungsprozess stattfindet, und  $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses. Für Beschleunigerexperimente wie den LHC lässt sich die Luminosität wie folgt parametrisieren:

$$\mathcal{L} = \frac{fnN_1N_2}{A} \quad (2.4)$$

Hier bezeichnen  $N_1$  und  $N_2$  die Anzahl von Teilchen pro Bunch im jeweiligen Strahl,  $n$  die Anzahl an Bunches pro Strahl,  $A$  die effektive Querschnittsfläche der Strahlen und  $f$  die Frequenz, mit der die Bunches den Ring umkreisen. Hohe Luminositäten lassen sich also durch hohe Teilchenzahlen und stark fokussierte Bunches erreichen. Durch Integration von  $\mathcal{L}$  über ein Zeitintervall erhält man die integrierte Luminosität  $L$ , die proportional ist zur Gesamtzahl von Ereignissen, die in dieser Zeit stattgefunden haben.

Der LHC kann mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV bei Proton-Proton Kollisionen die größten je erzeugten Energien dieses Beschleunigertyps zur Verfügung stellen. Auch die vorgesehene Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ist außerordentlich hoch.<sup>3</sup> Aufgrund eines Zwischenfalls am 19. September 2008, bei dem eine elektrische Verbindung zwischen zwei der supraleitenden Magnete durchbrannte und so eine Gasexplosion auslöste, die aufwendige Reparaturen erforderlich machte, wurden diese Wert allerdings noch nicht erreicht. So werden die Magnete bei niedrigeren Strömen betrieben, was die Schwerpunktsenergie in den Jahren 2010 und 2011 auf 7 TeV, 2012 auf 8 TeV einschränkt. Im Rahmen des *Long Shutdown 1* (s. Kap. 3.1) sollen die nötigen Reparaturen vorgenommen werden, welche einen Betrieb bei vollen 14 TeV ermöglichen.

---

<sup>3</sup>Zum Vergleich: mit dem Tevatron, einem Proton-Antiproton-Beschleuniger am Fermilab in den USA, wurde bei 1,96 TeV Schwerpunktsenergie eine Luminosität von  $\sim 4,5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [6] erreicht.

Insgesamt werden die Teilchen im LHC an vier Punkten zur Kollision gebracht, an denen jeweils eines der großen Experimente aufgebaut ist. Zwei dieser Experimente, **ATLAS** und **CMS**, sind zum allgemeinen Studium von Proton-Proton Kollisionen konzipiert. Durch die komplette Aufnahme und Analyse möglichst vieler Ereignisse wird nach direkten Signaturen für Physik jenseits des Standardmodells gesucht. Der **LHCb**-Detektor ist als Vorwärtsspektrometer konzipiert und dient der Präzisionsphysik mit  $B$ -Mesonen. Die hochgenaue Vermessung der Eigenschaften dieser Teilchen ermöglicht es, auf indirektem Weg Rückschlüsse über die zugrundeliegende Physik zu ziehen und so Abweichungen vom Standardmodell ausfindig zu machen. Das **ALICE**-Experiment konzentriert sich ganz auf Schwerionen-Kollisionen. Durch die dabei erzeugten sehr hohen Energiedichten kann es zum Entstehen eines neuen Zustands der Materie kommen, des Quark-Gluon-Plasmas. Ziel ist, diesen Zustand zu vermessen, der kurze Zeit nach dem Urknall geherrscht hat, und so mehr über die sehr frühe Zeit im Universum zu erfahren.

## 2.3 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor [7] gehört zu den vier großen Experimenten am LHC. Er ist als *general purpose Detektor* konzipiert, das heißt es sollen möglichst viele verschiedene Ereignisse so komplett wie nur möglich aufgenommen werden. Zu diesem Zweck hat der Detektor folgende Geometrie: um die Strahlröhre des LHC herum ist das zylinderförmige *Barrel* gebaut, welches an den beiden Enden jeweils mit einer Endkappe versehen ist. Er misst 25 m in der Höhe und 44 m in der Länge und wiegt insgesamt etwa 7000 Tonnen.

Der Ursprung des rechtshändigen ATLAS-Koordinatensystems liegt im nominalen Kollisionspunkt. Die  $z$ -Achse liegt parallel zur Strahlröhre, die  $x$ -Achse zeigt senkrecht dazu zum Mittelpunkt des LHC-Ringes und die  $y$ -Achse nach oben. In der  $x$ - $y$ -Ebene wird der Azimutwinkel  $\phi$  von der  $x$ -Achse aus von 0 bis  $2\pi$  gemessen. Der Polarwinkel  $\theta$  ist als Winkel von der  $z$ -Achse aus definiert und nimmt Werte von 0 bis  $\pi$  an. Anstatt des Winkels wird jedoch üblicherweise die Pseudorapidität  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  verwendet.<sup>4</sup>

Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über den gesamten Aufbau. Die verschiedenen Detektorsysteme sind von innen nach außen schalenförmig um den Kollisionspunkt herum aufgebaut. Als erstes passieren die Kollisionsprodukte den Spurdetektor, mit dem ihre Flugbahn gemessen wird. Aus deren Krümmung im Magnetfeld kann so der Impuls bestimmt werden. Danach folgen das elektromagnetische sowie das hadronische Kalorimeter. Hier werden die meisten Teilchen gestoppt und ihre Energie wird gemessen. Ganz außen befindet sich schließlich das Myonsystem.

<sup>4</sup>Die Nützlichkeit dieser Koordinate liegt darin begründet, dass sie bei hohen Energien gleich der *Rapidität*  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_L}{E-p_L} \right)$  ist ( $p_L$  bezeichnet den Anteil des Teilchenimpulses entlang der Strahlachse). Da Rapiditätsdifferenzen lorentzinvariant sind und der Teilchenfluss als Funktion der Rapidität konstant ist, gelten diese Eigenschaften auch für die Pseudorapidität, die allerdings als Funktion des Winkels viel einfacher zu bestimmen ist als  $y$ .

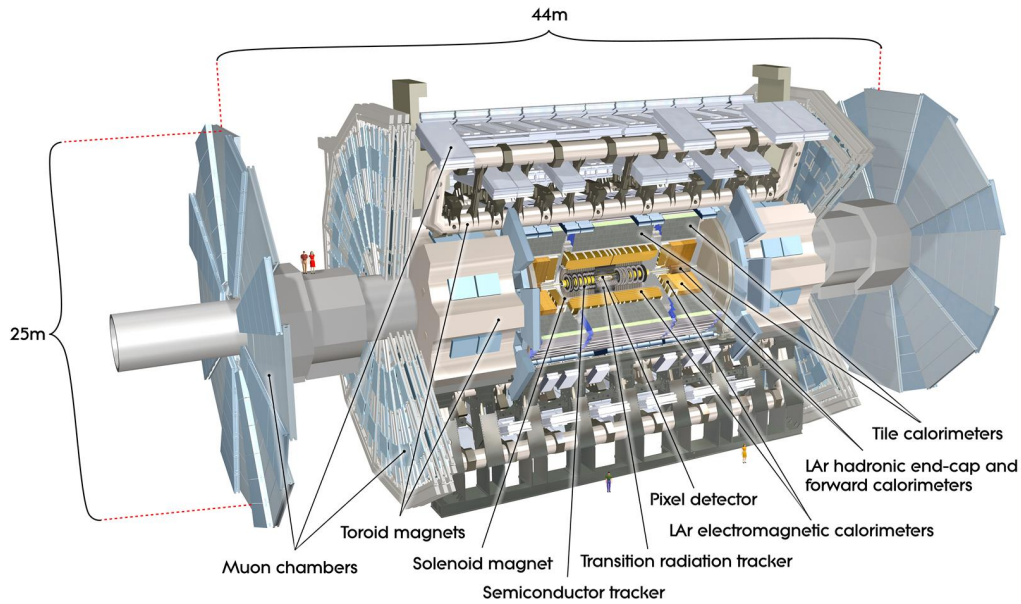


Abbildung 2.1: Eine Übersicht über den ATLAS-Detektor. Die verschiedenen Komponenten sind gekennzeichnet.[7]

Die Daten aus den Detektoren werden im ersten Schritt ihrer Verarbeitung zunächst von einem *Trigger*-System untersucht, das entscheidet, welche Ereignisse zur genaueren Analyse abgespeichert werden. Auf diese Weise wird die Datenrate bei der Detektorauslese erheblich reduziert.

Energie und Impuls der gemessenen Teilchen werden üblicherweise durch ihren Anteil in der  $x$ - $y$ -Ebene angegeben, die *transversale Energie*  $E_T$  bzw. den *transversalen Impuls*  $p_T$ .<sup>5</sup> Wegen der Impulserhaltung muss bei jeder Kollision für beide Größen die Summe über alle Kollisionsprodukte verschwinden, da die einfallenden Teilchen keinen transversalen Impulsanteil haben. Wird dennoch ein großer Wert gemessen, kann dies ein Hinweis auf nicht-wechselwirkende Teilchen wie beispielsweise Neutrinos sein. Die Abweichung der gesamten transversalen Energie von Null wird als fehlende transversale Energie (*missing transverse energy*,  $E_T^{miss}$ ) bezeichnet. Entlang der Strahlachse hingegen wird die Summe im allgemeinen ungleich Null sein, da die wechselwirkenden Quarks oder Gluonen verschiedene Energien haben können.

<sup>5</sup>Zur Berechnung von  $E_T$  wird die Summe über die Energiemessungen in den einzelnen Kalorimeterzellen gebildet, wobei jeder Beitrag mit einem geometrischen Faktor  $\sin \theta$  gewichtet wird.  $p_T$  folgt aus dem rekonstruierten Impuls durch Multiplikation mit eben einem solchen Faktor.

### 2.3.1 Spurdetektoren

Im Zentrum des Detektors befinden sich die Spurdetektoren. Diese haben die Aufgabe, die Trajektorien passierender geladener Teilchen zu vermessen. Dies ermöglicht in Kombination mit einem Magnetfeld die Bestimmung des Impulses, auch werden die Informationen im Trigger benutzt.

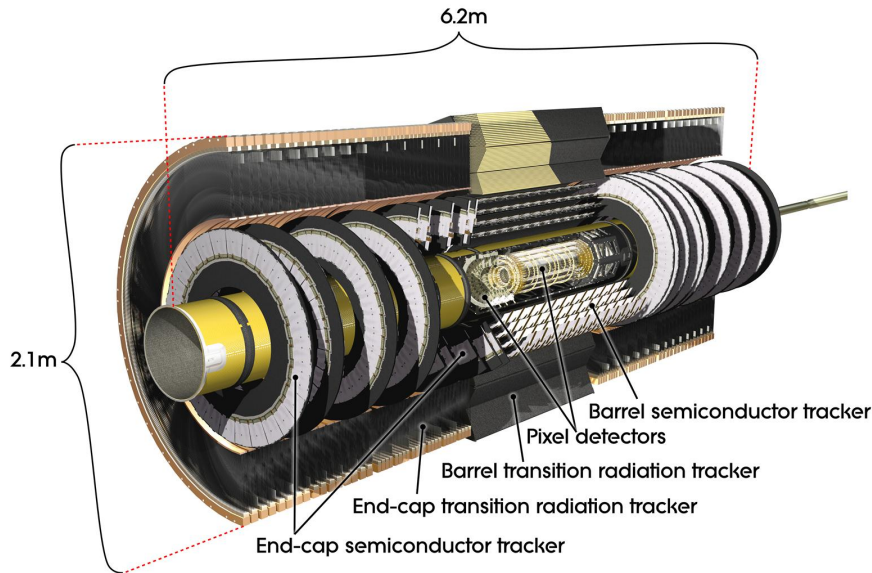


Abbildung 2.2: Übersicht des ATLAS-Spurdetektorsystems.[7]

Es kommen mehrere Detektortypen zum Einsatz. Dem Kollisionspunkt am nächsten liegt der Silizium-Pixel-Detektor, der mit einer minimalen Pixelgröße von  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  in  $(R - \phi) \times z$  die kleinste Granularität aufweist<sup>6</sup>. Er besteht sowohl im Barrel als auch in den Endkappen aus drei Lagen und deckt einen Bereich von  $|\eta| < 2,5$  ab. Insgesamt müssen hier 80,4 Millionen Kanäle ausgelesen werden. Die Auflösung beträgt im Barrel  $10 \mu\text{m}$  in  $(R - \phi)$ -Richtung und  $115 \mu\text{m}$  entlang der  $z$ -Achse, in den Endkappen entsprechend  $10 \mu\text{m}$   $(R - \phi)$  und  $115 \mu\text{m}$   $(R)$ .

Weiter außen folgt ein Siliziumstreifen-Detektor. Dieser besteht im Barrel aus vier Lagen von jeweils zwei Schichten verschieden orientierter Siliziumstreifen: einer der Streifen ist parallel zur Strahlrichtung, der andere um einen kleinen Winkel von  $40 \text{ mrad}$  dazu gedreht. Auf diese Weise ist jede Lage für beide Koordinaten der Zylinderfläche sensitiv. Der Abstand der Streifen beträgt  $80 \mu\text{m}$ . Hier ist die Auflösung  $17 \mu\text{m}$   $(R - \phi)$  und  $580 \mu\text{m}$   $(z)$ . In den beiden Endkappen sind jeweils neun Lagen installiert, wieder bestehend aus zwei um  $40 \text{ mrad}$  gegeneinander verdrehten Streifenschichten, von denen eine radial nach außen orientiert ist. Auch hier beträgt der mittlere Abstand  $80 \mu\text{m}$ , die Auflösung ist  $17 \mu\text{m}$   $(R - \phi)$  und  $580 \mu\text{m}$   $(R)$ . In diesem Subdetektor gibt es etwa 6,3 Millionen Auslesekanäle.

<sup>6</sup> $(R - \phi)$  bezeichnet die Koordinate senkrecht zur  $z$ -Achse entlang der Zylinderwand.

Um den inneren Halbleiter-Spurdetektor herum ist ein Übergangsstrahlungsdetektor (*transition radiation tracker*, **TRT**) installiert. Sein sensitiver Bereich erstreckt sich über  $|\eta| < 2,0$ . Er besteht aus Driftröhren mit einem Durchmesser von 4 mm, die mit einem Xe-CO<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-Gasgemisch als aktivem Medium gefüllt sind. Goldüberzogene Wolframdrähte (Durchmesser 31  $\mu\text{m}$ ) dienen als Anode. Im Barrel sind 73 Schichten von parallel zur Strahlachse verlaufenden, 144 cm langen Röhren angebracht, in einem mittleren Abstand von 7 mm. In den Endkappen kommen jeweils 160 Schichten von Driftröhren zum Einsatz, die radial von der Strahlröhre weg orientiert sind und eine Länge von 37 cm haben. Der TRT ist nur sensitiv auf die Koordinate ( $R - \phi$ ), mit einer Auflösung von 130  $\mu\text{m}$ .

Zusätzlich zur Detektion von geladenen Teilchen, die das in den Driftröhren enthaltene Gas ionisieren und so geortet werden können, kann durch den TRT, wie schon der Name andeutet, auch Übergangsstrahlung detektiert werden. Übergangsstrahlung besteht aus Photonen, die geladene Teilchen aussenden, wenn sie eine Grenzschicht zwischen Medien mit verschiedenen dielektrischen Konstanten passieren. Diese Photonen werden vom Gas absorbiert und führen zu Signalen, die eine signifikant größere Amplitude aufweisen als die typischen Ionisationssignale. Da sowohl die abgestrahlte Energie als auch der Abstrahlwinkel proportional zum relativistischen  $\gamma$  sind<sup>7</sup>, ist dieser äußerste Spurdetektor auch wichtig für die Unterscheidung von Teilchen. Insbesondere wird er für die Unterscheidung von Elektronen und geladenen Pionen benutzt.

### 2.3.2 Kalorimeter

Die Kalorimeter haben die Aufgabe, einfallende Teilchen möglichst komplett zu absorbieren und die dabei von ihnen deponierte Energie genau zu messen. Insgesamt erstreckt sich das Kalorimeter-System des ATLAS-Detektors über eine Länge von 11 m bei einem äußeren Radius von 4,25 m und deckt einen Raumwinkel von  $|\eta| < 4,9$  ab. Es ist unterteilt in einen inneren, elektromagnetischen Teil und einen weiter außen befindlichen hadronischen Teil. Weiterhin wird zwischen den verschiedenen Bereichen Barrel, Endkappe und Vorwärtsbereich unterschieden.

Alle Kalorimeter des ATLAS-Detektors sind als *Sampling Kalorimeter* konstruiert. Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern, bei denen das komplette Material zur Messung der Energie benutzt wird, sind Sampling Kalorimeter in alternierende Schichten von Absorbern und aktivem Material unterteilt. Diese Bauweise bietet neben Kostenvorteilen auch eine kompaktere Konstruktion durch die Nutzung starker Absorber. Der Nachteil ist eine etwas geringere Energieauflösung, da nur ein Bruchteil der deponierten Energie wirklich gemessen wird und anschließend korrekt skaliert werden muss.

Die erreichbaren Energieauflösungen der verschiedenen Kalorimeterbereiche sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Sie enthalten jeweils einen energieabhängigen Anteil, der durch statistische Fluktuationen in den sich entwickelnden Teilchenschauern

---

<sup>7</sup> $\gamma = \frac{E}{m}$ , mit Energie  $E$  und Masse  $m$  des Teilchens.

| Kalorimeter                                    | $\sigma_E/E$                 |
|--|------------------------------|
| Elektromagnetisches Kalorimeter                | $10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$ |
| Hadronisches Barrel- und Endkappen-Kalorimeter | $50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$   |
| Hadronisches Vorwärts-Kalorimeter              | $100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ |

Tabelle 2.2: Energieauflösung der ATLAS-Kalorimeter. Die Energie wird in GeV gemessen.[7]

begründet ist, und einen konstanten Anteil, der die systematischen Einflüsse, beispielsweise das Rauschen der Ausleseelektronik, beschreibt [8].

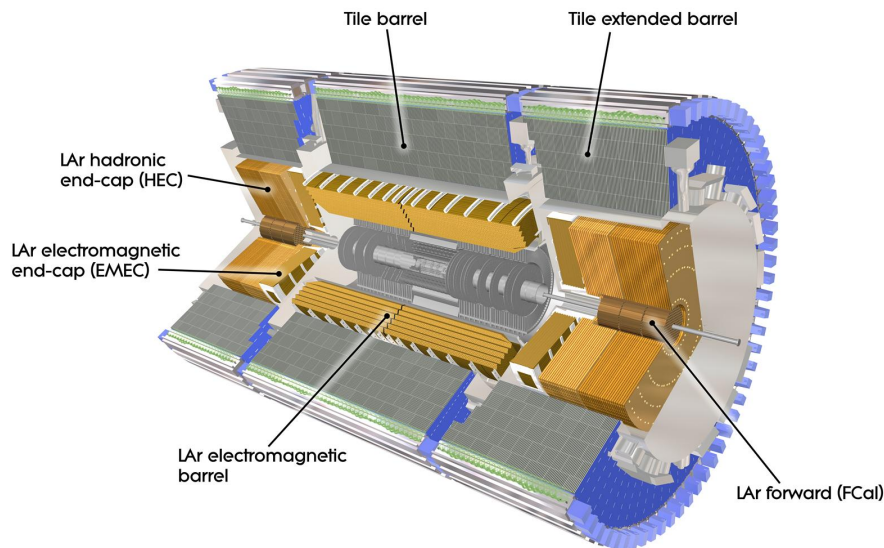


Abbildung 2.3: Übersicht der ATLAS-Kalorimeter.[7]

### Elektromagnetisches Barrel-Kalorimeter

Das elektromagnetische Barrel-Kalorimeter (**EMB**) ist in zwei Hälften aufgeteilt die jeweils in positiver bzw. negativer Richtung um die  $z$ -Achse angeordnet sind. Jede der Hälften ist 3,2 m lang und erstreckt sich im Radius von 1,4 m bis 2 m. Damit wird ein Winkelbereich  $|\eta| < 1,475$  abgedeckt. Die Dicke entspricht zwischen 22 und 33 *Strahlungslängen*  $X_0$ , je nach  $|\eta|$ -Bereich. Eine Strahlungslänge ist dabei als genau die Länge definiert, nach der die Energie eines Teilchen durch elektromagnetische Wechselwirkung auf den  $\frac{1}{e}$ -ten Teil des ursprünglichen Wertes reduziert wurde. Für Blei beträgt sie beispielsweise 0,56 cm, für Kupfer 1,43 cm [8].

Das EMB besteht aus Blei-Absorbern und flüssigem Argon (*liquid argon*, **LAr**) als aktivem Medium, mit Elektroden aus Kapton. Die Absorberplatten sind in Schichten angebracht, die einer Akkordeongeometrie folgen. Zwischen jeweils zwei Absorberplatten sind die ebenfalls akkordeonförmigen Elektroden angebracht, die Lücken

zwischen Elektroden und Absorbern sind mit dem flüssigen Argon gefüllt und haben eine Dicke von jeweils 2,1 mm. Die Wellen der Akkordeonstruktur verlaufen radial nach außen.

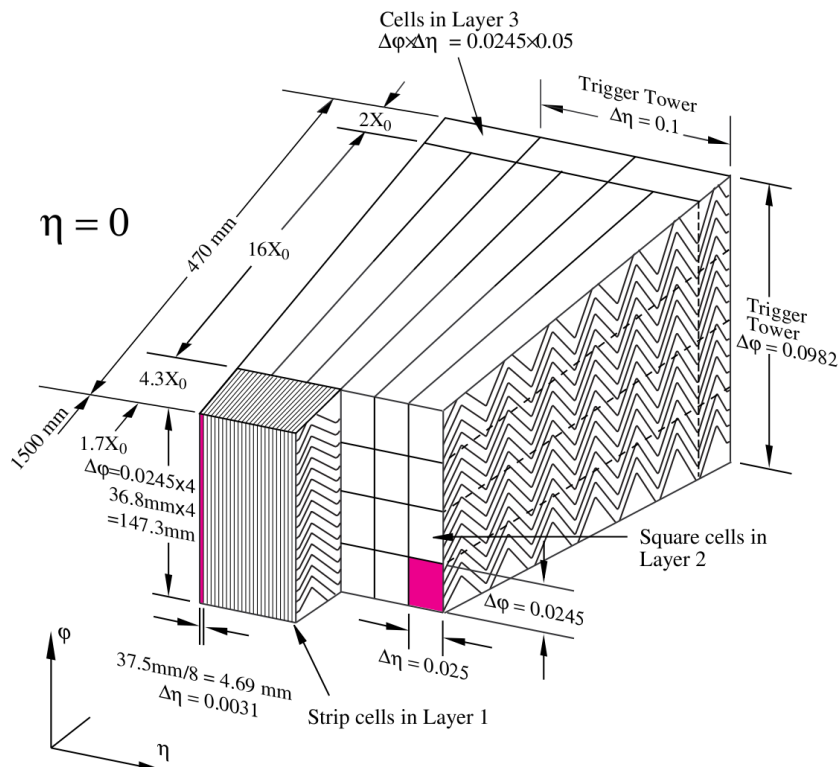


Abbildung 2.4: Skizze eines EMB-Moduls. Die Aufteilung in drei Schichten ist sichtbar, ebenso die Akkordeongeometrie der Absorberplatten.[7]

Jede der EMB-Hälften besteht aus 16 Modulen, von denen ein zentral gelegenes beispielhaft in Abbildung 2.4 gezeigt ist. Es besteht aus drei Schichten von Kalorimeterzellen verschiedener Granularität. In der ersten Schicht sind Platten der Größe  $(\frac{0,025}{8} \times 0,1 \times 4,3X_0)$  in  $(\Delta\eta \times \Delta\phi \times R)$  installiert. In der zweiten Schicht wird der Großteil der Energie gemessen. Hier kommen  $16X_0$  dicke Segmente mit einer Granularität in  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  von  $(0,025 \times 0,0245)$  zum Einsatz. Die dritte Schicht schließlich, in der nur noch die Ausläufer der elektromagnetischen Schauer gemessen werden, hat eine Tiefe von  $2X_0$  und mit  $(0,05 \times 0,0245)$  in  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  die geringste Granularität.

In dem Bereich  $1,4 < |\eta| < 1,475$  kommen andere Module zum Einsatz: sie haben nur zwei Schichten, mit Zellen der Größe  $(0,025 \times 0,025)$   $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  in der ersten und  $(0,075 \times 0,025)$  in der zweiten Schicht.

Vor den Modulen befindet sich der *Presampler*, eine zusätzliche, 1,1 cm dicke Schicht von LAr Kalorimetrie, mit der die vor dem Kalorimeter verloren gegangene Energie von Elektronen und Photonen abgeschätzt werden kann. Diese wechselwirken vor allem mit dem Solenoidmagneten, der sich zwischen dem Spurdetektor und dem Kalorimeter befindet.



### Elektromagnetisches Endkappen-Kalorimeter

Das elektromagnetische Endkappen-Kalorimeter (**EMEC**) setzt sich aus zwei 0,63 m dicken, runden Scheiben mit einer radialen Ausdehnung von 0,33 m bis 2,098 m zusammen, von denen jeweils eine an jedem Ende des EMB platziert ist. Diese Scheiben sind wiederum unterteilt in jeweils zwei Teile, das *Inner Wheel* ( $2,5 < |\eta| < 3,2$ ) und das *Outer Wheel* ( $1,375 < |\eta| < 2,5$ ). Die Tiefe des EMEC ist  $|\eta|$ -abhängig und variiert zwischen 24 und  $38X_0$ . Wie das EMB ist auch das EMEC ein LAr-Blei Sampling-Kalorimeter mit Akkordeongeometrie für die Absorberplatten und Kaptonelektroden. Allerdings verläuft hier die Akkordeonstruktur parallel zur  $z$ -Achse.

Beide Endkappen sind in jeweils acht Module unterteilt. Ähnlich wie im EMB sind auch hier drei Schichten installiert, von denen die innerste die höchste Granularität hat. Im Bereich  $1,5 < |\eta| < 1,8$  entspricht diese beispielsweise genau den Werten des Barrel-Kalorimeters, zu höheren Pseudorapiditäten hin wird die Granularität der Zellen gröber. Im Inner Wheel sind schließlich nur noch zwei Schichten mit einer Granularität von  $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0,1 \times 0,1)$  vorhanden.

Der im vorigen Abschnitt bereits beschriebene Presampler erstreckt sich auch in das EMEC hinein, insgesamt über das Gebiet  $|\eta| < 1,8$ . Mit 0,5 cm ist er hier allerdings dünner als im EMB.

### Hadronisches Tile-Kalorimeter

Das hadronische Tile-Kalorimeter besteht aus einem 5,8 m langen Barrel, welches sich mit einem inneren (äußeren) Radius von 2,28 m (4,25 m) direkt hinter dem EMB befindet und zwei 2,6 m langen Erweiterungen, die an den beiden Enden in positiver und negativer  $z$ -Richtung angefügt sind. Insgesamt wird so ein Winkelbereich  $|\eta| < 1,7$  abgedeckt. Die Tiefe in radialer Richtung beträgt  $7,4\lambda$ , wobei die *Wechselwirkungslänge*  $\lambda$  als die Strecke definiert ist, nach der ein Teilchen durch hadronische Wechselwirkung seine Energie bis auf den  $\frac{1}{e}$ -ten Teil abgegeben hat.

Als Absorber dienen im Tile-Kalorimeter Platten aus Stahl, das aktive Medium bilden Szintillator-Kacheln, die über wellenlängenschiebende Fasern von Photomultiplier-Röhren ausgelesen werden. Diese Platten sind abwechselnd angeordnet und senkrecht zur  $z$ -Achse orientiert. Die Absorberplatten haben eine Dicke von 5 mm, die szintillierenden Kacheln sind 3 mm dick.

Abbildung 2.5 zeigt eines der Module, aus denen die Tile-Kalorimeter zusammengesetzt sind. Sowohl das Barrel als auch die beiden Erweiterungen bestehen aus jeweils 64 solchen Modulen. Benachbarte Szintillatorplatten werden gruppiert und gemeinsam vom selben Photomultiplier ausgelesen, wodurch sich eine Granularität von  $(0,1 \times 0,1)$  in  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  ergibt.

### Hadronisches Endkappen-Kalorimeter

Wie das elektromagnetische Kalorimeter ist auch das hadronische Kalorimeter mit einer Endkappe versehen. Dieses hadronische Endkappen-Kalorimeter (**HEC**) besteht aus vier kreisförmigen Scheiben mit einem äußeren Radius von 2,03 m, von

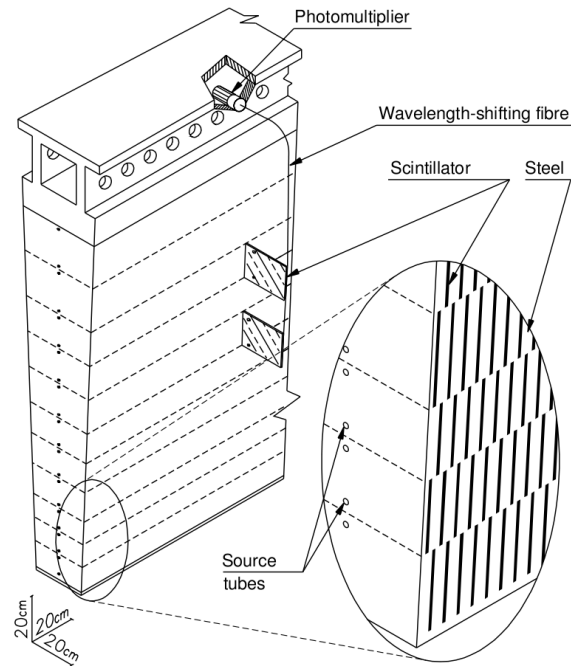


Abbildung 2.5: Skizze eines Moduls des Tile-Kalorimeters.[7]

denen auf jeder Seite des Detektors jeweils zwei hinter dem EMEC angebracht sind. Es bedeckt den Bereich  $1,5 < |\eta| < 3,2$ .

Das HEC ist ein LAr-Kupfer Sampling-Kalorimeter. Die quaderförmigen Absorberplatten in der dem Kollisionspunkt näheren Scheibe (**HEC1**) sind 25 mm dick, in der weiter entfernten Scheibe (**HEC2**) 50 mm. Zwischen den Platten befinden sich 8,5 mm dicke Lücken, in denen sich das flüssige Argon befindet. Jede dieser Lücken ist mit drei gleichmäßig verteilten Elektroden versehen, wodurch sie in vier gleich große Driftbereiche von 1,8 mm unterteilt wird. Die mittlere Elektrode dient zum Auslesen der Ionisationsladung, an den beiden anderen ist die Hochspannung angelegt.

Die Granularität der Auslese entsteht durch Ätzung bestimmter Flächen auf der Elektrode und beträgt  $(0,1 \times 0,1)$  in  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  bis zu  $|\eta| < 2,5$ , dahinter nur noch  $(0,2 \times 0,2)$ .

### Vorwärtskalorimeter

Zwischen Strahlröhre und Endkappen-Kalorimeter befinden sich die Vorwärtskalorimeter (*Forward Calorimeter*, **FCal**) des ATLAS-Detektors. Dabei handelt es sich um drei 45 cm dicke Module pro Detektorseite, von denen jeweils eines (**FCal1**) auf elektromagnetische, die beiden anderen (**FCal2**, **FCal3**) auf hadronische Wechselwirkung spezialisiert sind. Sie decken ein Gebiet  $3,1 < |\eta| < 4,9$  ab.

Aktives Medium aller FCal-Systeme ist wieder flüssiges Argon. Die Geometrie unterscheidet sich jedoch von den anderen Kalorimetern. Im FCal1 sind viele als Absorber fungierende Kupferplatten senkrecht zur  $z$ -Achse hintereinander aufgereiht

durch die Löcher gebohrt wurden, welche die Elektroden enthalten. Letztere bestehen ebenfalls aus Kupfer und haben die Form von Röhren, die parallel zur  $z$ -Achse verlaufen und einen koaxial gespannten Kupferstab umschließen und mit flüssigem Argon gefüllt sind. Die sich ergebende Drift-Distanz zwischen Elektrodenrand und Stab ist 0,269 mm.

FCal2 und FCal3 bestehen aus jeweils zwei 2,35 cm dicken Kupferplatten zwischen denen die Elektroden gespannt sind. Diese sind wie beim FCal1 mit LAr gefüllte Kupferröhren, allerdings sind die Stäbe hier aus Wolfram und die Durchmesser der Röhren sind größer, mit Driftabständen von 0,376 mm in FCal2 bzw. 0,508 mm in FCal3. Das übrige Volumen zwischen den Röhren und den Endplatten ist mit Wolfram gefüllt.

### Tieftemperatur-System

Um die notwendige Tieftemperatur zu erzeugen, bei der das Argon seine flüssige Phase einnimmt, sind die LAr-Kalorimeter in drei Kryostate eingebaut, von denen einer die beiden Hälften des EMB umfasst und die beiden anderen jeweils eine Seite des EMEC, HEC und FCal beinhalten. Jeder der Kryostate besteht aus zwei konzentrischen, zylinderförmigen Behältern die um die  $z$ -Achse zentriert sind. Im Raum zwischen den beiden Behältern herrscht ein Vakuum.

### Ausleseelektronik

Die verschiedenen Kalorimeter werden durch unterschiedliche Elektronik ausgelesen. Bei den elektromagnetischen Kalorimetern befindet sich die erste Stufe der Auslese noch innerhalb der Kryostate, für die jeweils erste Schicht auf der inneren, d. h. der dem nominellen Wechselwirkungspunkt zugewandten Seite, für die zweite und dritte Schicht auf der äußeren Seite. Sogenannte *Summing Boards* bilden Summen der Signale von 12 bis 16 Elektroden in  $\phi$ : im EMB sowie dem äußeren Teil des EMEC beträgt die Größe der so entstehenden Zellen  $\Delta\phi = 0,1$ , in der zweiten und dritten Schicht  $\Delta\phi = 0,025$ . Im Rest des EMEC wird in allen Schichten zu Zellen der Ausdehnung  $\Delta\phi = 0,1$  zusammengefasst. Die so entstehenden analogen Signale werden dann von Motherboards, von denen jedes einen Bereich  $0,2 \times 0,2$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  abdeckt, nach außen weitergeleitet.

Beim HEC passieren die Signale im Kryostat Vorverstärker, bevor sie nach außen geleitet werden. Im FCal kommen wieder Summing Boards zum Einsatz, welche die Signale zusammenfassen. Wie beim elektromagnetischen Kalorimeter befinden sich diese für die erste Schicht (FCal1) auf der Innenseite des Kalorimeters, für FCal2 und FCal3 auf der Außenseite.

Außerhalb der Kryostate, aber noch am Detektor, befindet sich die *Front-End* Elektronik. Für die LAr-Kalorimeter bilden *Front-End Boards* (**FEB**) den Kern des Systems. Diese empfangen und prozessieren die analogen Signale: nach einem Vorverstärker wird zunächst ein bipolarer Filter eingesetzt, der das Rauschen minimiert, anschließend wird bei der Bunch-Crossing Frequenz des LHC (40 MHz) digitalisiert.

Diese digitalisierten Daten werden im Fall eines Accept-Signals des Level-1 Triggers (Kap. 2.4.2) ausgelesen. Außerdem wird die erste Stufe der analogen Summierung zu *Trigger-Towern* für den Level-1 Trigger durchgeführt. Das Ergebnis der Summe wird dann an die *Tower-Builder Boards* (**TBB**) bzw. *Tower-Driver Boards* (**TDB**) weitergeleitet.

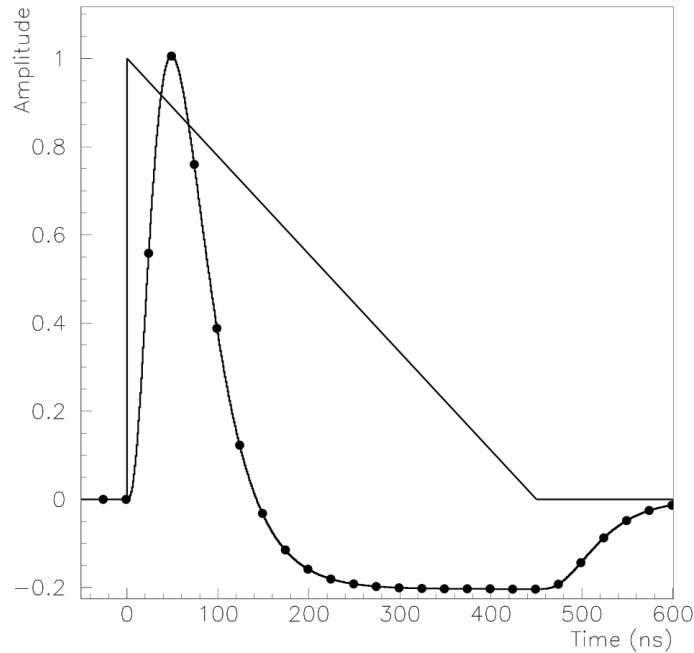


Abbildung 2.6: Bipolare Pulsform eines EMB Kanals nach der Formung im FEB. Überlagert dargestellt sind der Dreieckspuls, der durch ein passierendes Teilchen in der Kalorimeterzelle verursacht wird, sowie die Digitalisierungspunkte alle 25 ns.[7]

Die TBBs führen schließlich die volle Summierung der analogen Signale zu Trigger-Towern durch und leiten das Ergebnis an den Level-1 Trigger weiter. Für das HEC und das FCal, bei denen keine Summierung mehr nötig ist, kommen hingegen TDBs zum Einsatz, die die Signale direkt an den Trigger weiterleiten.

Die Auslese des Tile-Kalorimeters geschieht hauptsächlich über *3-in-1 Karten*: diese empfangen die Signale der Photomultiplier und formen sie auf eine Anstiegszeit von 50 ns, für die der Trigger optimiert ist. Das Ergebnis wird sowohl an *Adder-Boards* als auch an *Digitiser* weitergeleitet. Erstere bilden eine Summe von Signalen um Trigger-Tower zu erzeugen und schicken diese zum Trigger. In den Digitisern werden die Signale mit 40 MHz digitalisiert, damit sie bei einer positiven Trigger-Entscheidung ausgelesen werden zu können. Zur Kontrolle und Konfiguration der anderen Boards wird ein Motherboard genutzt.

## Kalibrationssysteme

Jedes der Kalorimeter ist mit Hardware ausgestattet die es ermöglicht Spannungspulse zu erzeugen die zur Kalibration der Auslese und des Triggers verwendet werden können. Für die LAr-Kalorimeter werden eigens dafür zuständige Kalibrationsboards eingesetzt. Diese generieren Strompulse, die über einen Widerstand abfallen und so Spannungspulse erzeugen, die denen einer Energiedeposition im Kalorimeter möglichst ähnlich sind. Für die elektromagnetischen Kalorimeter und das HEC befinden sich diese Widerstände direkt auf den Ausleseboards am Kalorimeter, innerhalb des Kryostats. Beim FCal hingegen sind sie in der Front-End Elektronik eingebaut.

Im Tile-Kalorimeter kommen mehrere verschiedene Kalibrationssysteme zum Einsatz. Die Front-End Elektronik kann mit einem Ladungsinjektionssystem kalibriert werden. Für die Photomultiplier wird ein Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser genutzt. Er ist außerhalb der Detektorkammer untergebracht und erzeugt kurze Lichtpulse, die über ein System von Strahlteilern und Lichtleitern an die einzelnen Photomultiplier verteilt werden. Schließlich gibt es noch eine bewegliche <sup>137</sup>Cs  $\gamma$ -Quelle innerhalb des Kalorimeters, mit der die einzelnen Szintillatoren bestrahlt werden können.

### 2.3.3 Myondetektoren

Myonen, mit ihrer größeren Ruhemasse im Vergleich zu Elektronen, und daraus resultierend einem geringeren Energieverlust, passieren als einzige Teilchen die Kalorimeter und werden dahinter in den Myondetektoren vermessen. Diese Detektoren befinden sich im Magnetfeld der Toroidmagnete, welches Bahnen die Myonen krümmt. Da der Krümmungsradius vom Impuls der Teilchen abhängt, entspricht eine Positionsmessung der passierenden Myonen der Bestimmung des Impulses. Insgesamt erstreckt sich der sensitive Bereich bis zu  $|\eta| < 2,7$

Für die Bestimmung der Flugbahn der Myonen werden hauptsächlich Driftröhren (*Monitored Drift Tubes*, **MDT**) eingesetzt. Diese zylindrischen Röhren sind mit einem Ar/CO<sub>2</sub> Gasgemisch gefüllt, das von den passierenden Myonen ionisiert wird. Die frei werdenden Ladungen werden durch einen zentralen, coaxial verlaufenden Wolfram-Rhenium Draht gemessen. Im Barrel kommen drei Schichten von Kammern zum Einsatz, wobei jede Kammer drei bis acht Lagen von MDTs enthält. Bei den Endkappen werden ebenfalls MDTs eingesetzt, bis zu  $|\eta| < 2$  in vier Schichten. In der Region  $2 < |\eta| < 2,7$  ist die erste Schicht stattdessen von *Cathode Strip Chambers* (**CSC**) besetzt. Diese sind ebenfalls Gasdetektoren, allerdings nicht in Röhrenform, sondern als Vieldrahtkammer konstruiert. Die Kathodenplatten sind dabei in Streifen unterteilt, von denen die Streifen auf einer Platte parallel und auf der anderen senkrecht zu den Drähten verlaufen. Die Ortsmessung basiert dabei allein auf den Informationen aus den Kathodenstreifen, die Drähte werden nicht ausgelesen. Die Tatsache, dass die CSCs auf zwei Dimensionen sensitiv sind, wird gerade in dem vorderen Bereich der Myondetektoren wichtig: dort ist die Teilchenrate am höchsten, was die Wahrscheinlichkeit für mehrfache Treffer und damit für

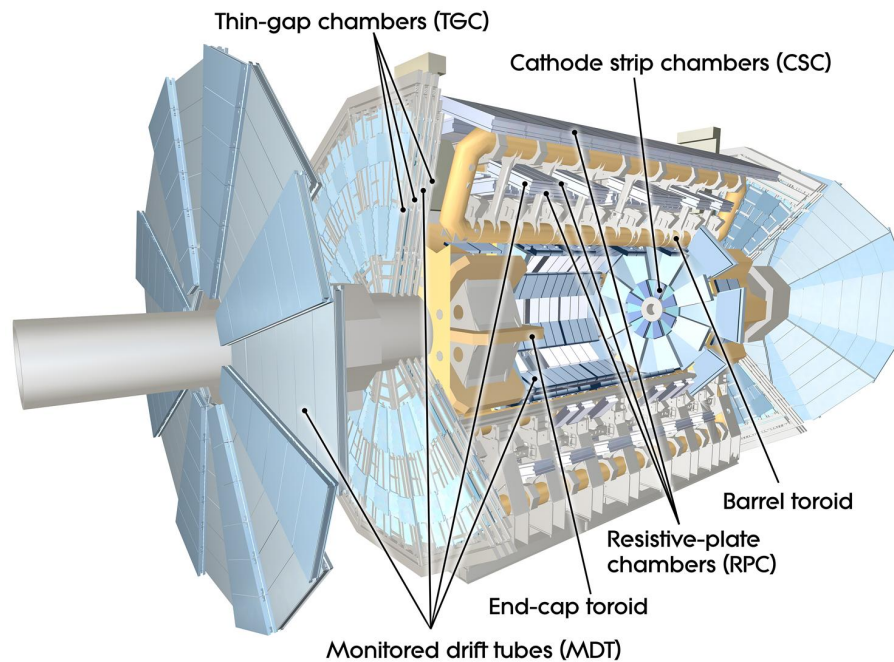


Abbildung 2.7: Übersicht der ATLAS-Myondetektoren.[7]

Mehrdeutigkeiten erhöht, die in den eindimensionalen MDTs zum Problem werden können. Die MDT-Kammern erreichen im Mittel eine Ortsauflösung von  $35\ \mu\text{m}$  bei einer maximalen Driftzeit von  $700\ \text{ns}$ . Die CSCs haben eine Auflösung von  $40\ \mu\text{m}$  in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld und  $5\ \text{mm}$  in der anderen Richtung, mit einer Zeitauflösung von  $7\ \text{ns}$ .

Neben der Ortsmessung wird der Myondetektor auch für den Trigger verwendet. Hierzu sind speziell für eine kurze Zeitauflösung konzipierte Detektorkammern im Einsatz. Im Barrel werden dazu Widerstandsplattenkammern (*Resistive Plate Chamber*, **RPC**) eingesetzt. Diese Gasdetektoren bestehen aus zwei parallelen Platten aus Material mit hohem Widerstand, zwischen denen sich das Gas befindet. Außerdem ist zwischen den beiden Platten eine hohe Spannung angelegt, so dass die von einem passierenden Teilchen hinterlassene Spur ionisierten Gases einen Stromfluss erzeugt, der gemessen werden kann [8]. Die Auslese erfolgt durch Metallstreifen an den Außenseiten der Kammer. Die Ortsauflösung der RPCs beträgt  $10\ \text{mm}$ , die Zeitauflösung  $1,4\ \text{ns}$ . In den Endkappen sind *Thin Gap Chambers* (**TGC**) installiert. Bei diesen Vieldrahtproportionalkammern ist das Besondere, dass der Abstand zwischen den Drähten von  $1,8\ \text{mm}$  größer ist als der Abstand der Drähte zu den Kathoden ( $1,4\ \text{mm}$ ). Die Ortsauflösung der TGCs ist in radialer Richtung  $2\text{--}6\ \text{mm}$ , in  $\phi$ -Richtung  $3\text{--}7\ \text{mm}$ , bei einer Zeitauflösung von  $4\ \text{ns}$ .

### 2.3.4 Magnete

Das Magnetsystem des ATLAS-Detektors besteht aus mehreren supraleitenden Magneten, welche die hohen Feldstärken zur Verfügung stellen, auf die die Detektorsysteme angewiesen sind.

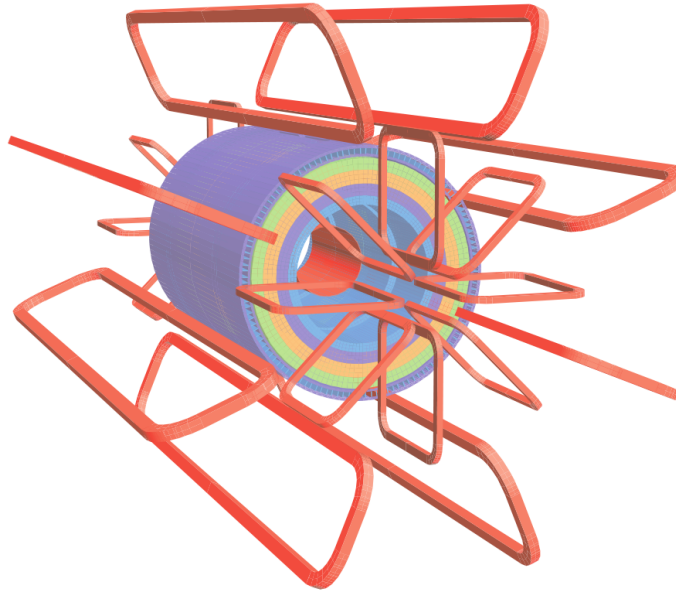


Abbildung 2.8: Übersicht des ATLAS-Magnetsystems. In rot sind die verschiedenen Magnete dargestellt: der Solenoid im Inneren, die Barrel-Toroide außerhalb sowie die Endkappen-Toroide vor und hinter dem restlichen Detektor.[7]

Zwischen dem Spurdetektor und dem Kalorimeter befindet sich ein Solenoidmagnet, der ein bis zu 2 T starkes, parallel zur  $z$ -Achse verlaufendes Magnetfeld innerhalb der Spurdetektoren erzeugt. Der Magnet ist im wesentlichen eine NbTi-Spule, die sich in einem Aluminiumzylinder befindet. In radialer Richtung erstreckt er sich von 1,23 m bis 1,28 m bei einer Länge von 5,8 m und einem Gesamtgewicht von 5,4 Tonnen. Insgesamt hat das Solenoid eine Dicke von  $0,66X_0$ , wodurch die Kalorimeter nur minimal beeinflusst werden.<sup>8</sup>

Die Toroidmagnete sind außerhalb des Kalorimeters im Myonsystem eingebaut. Hier ist zwischen dem Barrel-Toroid und den beiden Endkappen-Toroidmagneten zu unterscheiden. Im Barrel sind acht Spulen angebracht, die gemeinsam ein zylindersymmetrisches Magnetfeld der Stärke 0,5 T erzeugen. Die Endkappen-Toroidmagnete bestehen ebenfalls aus acht Spulen, hier beträgt das Magnetfeld 1 T.

<sup>8</sup>Um die Energiemessung auf den Einfluss des Magneten zu korrigieren wird der bereits beschriebene Presampler benutzt, eine zusätzliche, dünne Schicht vor dem eigentlichen Barrel- und Endkappenkalorimeter.

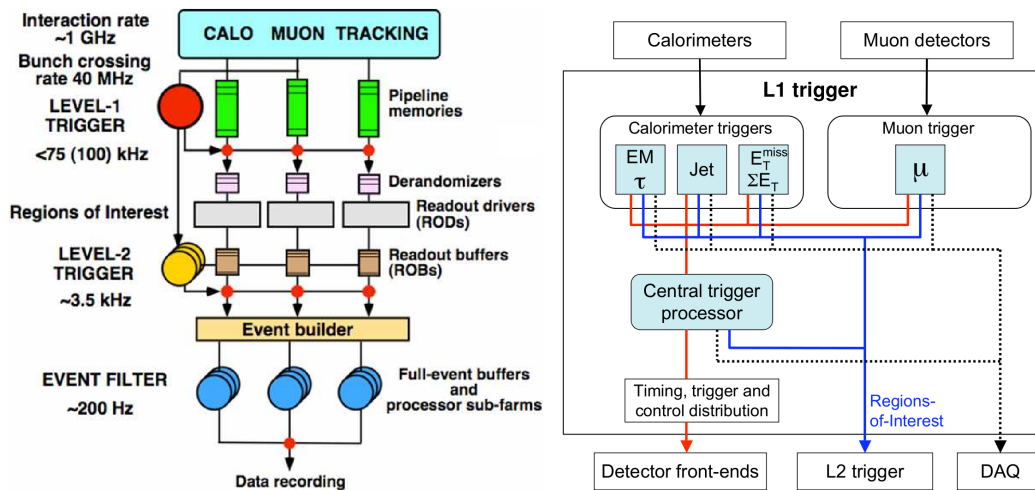


Abbildung 2.9: (Links) Übersicht des ATLAS-Trigger-Systems[9].  
 (Rechts) Blockdiagramm des ATLAS Level-1 Triggers[7].

## 2.4 Das ATLAS-Trigger-System

### 2.4.1 Überblick

Im ATLAS-Detektor finden Teilchenkollisionen mit einer Frequenz von bis zu 40 MHz statt. Jedes einzelne Ereignis nimmt bei kompletter Auslese des Detektors ungefähr 1,5 MB Speicherplatz in Anspruch, was die Auslese und Speicherung aller Ereignisse technisch unmöglich macht. Deswegen muss ein leistungsstarkes Trigger-System für jedes Ereignis entscheiden, ob es gespeichert oder verworfen werden soll.

Da der Trigger *online*, also parallel zur Datennahme, seine Entscheidung treffen muss, steht ihm nur ein bestimmtes Zeitfenster zur Verfügung. Dessen Länge ist dadurch gegeben, wie viele Daten innerhalb der Ausleseelektronik gespeichert werden können: die einzelnen Detektoren verfügen über begrenzten Speicher, eine sogenannte *Pipeline*, die nur die Daten zu einer endlichen Anzahl von Bunch-Crossings beinhalten kann. Die Zeit, die dem Trigger zur Verfügung steht, ist durch diese Anzahl von BCs gegeben.

Der ATLAS-Trigger [7] ist in drei Stufen unterteilt. Die erste Stufe, der *Level-1 Trigger* (**L1**) ist ein komplett in spezieller Hardware implementiertes System, das Informationen mit reduzierter Granularität aus den Kalorimetern und den Triggerkammern des Myonsystems verwendet, um hochenergetische Teilchen zu identifizieren. Durch diesen ersten Schritt wird die Ereignisrate auf 75 kHz reduziert (99,8% Reduktion). Pro Ereignis hat das L1-Trigger-System dazu maximal 2,5  $\mu\text{s}$  Zeit.

Passiert ein Ereignis die Anforderungen des L1-Triggers, sendet dieser ein sogenanntes *L1 Accept Signal* (**L1A**). Dadurch werden die Detektoren ausgelesen und die Daten in speziellen Puffern (*Readout Buffer*, **ROB**) zwischengespeichert. Gleichzeitig werden *Regions of Interest* (**RoI**) an den Level-2 Trigger (**L2**) gesendet. Da-



bei handelt es sich um die Koordinaten der in L1 identifizierten Objekte. Der L2-Trigger, der als Software auf einer Computerfarm läuft, nutzt innerhalb der RoI die volle Granularität aller Detektorsysteme, um die Auswahl an Ereignissen weiter zu reduzieren. Beispielsweise wird die Form der Teilchenschauer in den Kalorimetern analysiert, oder eine passende Spur im Spurdetektor zu einer Energiedeposition im Kalorimeter gesucht. Auf diese Weise wird die Ereignisrate innerhalb von etwa 40 ms auf 3,5 kHz verringert, das heißt, es werden wiederum 95,3% der Ereignisse verworfen.

Wird ein Ereignis auch vom L2-Trigger akzeptiert, wird es im *Event Builder* vollständig rekonstruiert. Anschließend werden die rekonstruierten Ereignisse von der dritten Triggerebene, dem *Event Filter* (**EF**), einer weiteren Auswahl unterzogen. Hier werden bereits Techniken angewandt, wie sie in einer *offline* Physik-Analyse auch angewendet werden. In einer Zeit von durchschnittlich 4 s pro Ereignis wird so die Rate auf etwa 200 Hz gesenkt, eine weitere Reduktion um 94,3%.

Der L2 und EF werden gemeinsam auch als *High-Level Trigger* (**HLT**) bezeichnet. Im folgenden werden der L1-Trigger, insbesondere der Kalorimeter-Trigger und dessen PreProcessor, genauer beschrieben, da es sich dabei um die wichtigsten Bestandteile im Rahmen dieser Arbeit handelt.

## 2.4.2 Level-1 Trigger

Der ATLAS Level-1 Trigger erhält die Daten der Front-End Elektronik des Detektors. Um in der geforderten Zeit<sup>9</sup> von maximal 2,5  $\mu$ s die Trigger-Entscheidung fällen zu können, werden nur die Trigger-Kammern des Myonsystems, also die RPCs im Barrel und die TGCs im Endcap, sowie die Kalorimeter mit einer verringerten Granularität ausgelesen.

Die Trigger-Hardware setzt sich aus drei unterschiedlichen Systemen zusammen. Der L1 Myon-Trigger (**L1Muon**) untersucht die Signale der Myondetektoren, um Myonen mit hohem transversalem Impuls  $p_T$  zu finden. Die gemessenen  $p_T$ -Werte werden dazu mit programmierbaren Schwellen verglichen. Die Ausgabe von L1Muon ist die Multiplizität der Myonen, die die jeweiligen Schwellenwerte überschreiten<sup>10</sup>.

Im L1-Kalorimeter-Trigger (**L1Calo**) wird in den Kalorimetern nach Energiedepositionen gesucht, die Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Teilchen oder Jets entsprechen. Auch eine hohe transversale Gesamtenergie  $E_T^{tot}$  oder gesamte fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$ , die beispielsweise durch ein hochenergetisches Neutrino verursacht werden kann, zählt zu den Suchkriterien. Für jeden der Objekttypen existiert eine Liste von programmierbaren Schwellenwerten, mit denen die gemessenen Teilchen abgeglichen werden. Zusätzlich kann für Elektronen, Photonen

<sup>9</sup>Diese ergibt sich aus der Abwägung einer genügend langen Zeit für den Trigger gegen eine möglichst kleine Größe des Speichervolumens in der Front-End Elektronik, wo die Daten bis zum L1A zurückgehalten werden müssen.

<sup>10</sup>Es kommt dabei nicht zu einer Zählung desselben Myons bei unterschiedlichen Schwellenwerten. Jedes Myon wird nur bei der höchsten von ihm überschrittenen Schwelle gezählt.

oder  $\tau$ -Leptonen die Isolation<sup>11</sup> gemessen werden. Auch hier besteht die Ausgabe aus einer Liste von Multiplizitäten der Objekte, die gegebene Schwellenwerte überschritten haben.

Sowohl L1Calo als auch L1Muon senden ihre Ergebnisse an den *Central Trigger Processor (CTP)*. Dieser entscheidet anhand des Trigger-Menüs, einer Anzahl vorgegebener Kombinationen von überschrittenen Schwellenwerten, ob das Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Außerdem wird die Auslese der Front-End Elektronik von hier aus durch ein L1A-Signal initiiert.

### 2.4.3 L1Calo

Der ATLAS Level-1 Kalorimeter-Trigger [9] ist ein elektronisches System zur digitalen Datenverarbeitung, das innerhalb sehr kurzer Zeit ( $\lesssim 1 \mu\text{s}$ ) die Kalorimeter nach Signaturen hochenergetischer Teilchen durchsucht. Um diese Aufgabe in der gegebenen Zeit erfüllen zu können, wird nicht die volle Granularität des Kalorimeters genutzt. Es werden, jeweils für die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, alle Auslezellen in einem gegebenen  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$ -Bereich (meistens  $(0, 1 \times 0, 1)$ , siehe Abbildung 2.10) in der Tiefe zu einem *Trigger-Tower* zusammengefasst. Insgesamt wird das Kalorimeter durch 7168 dieser Tower abgedeckt.

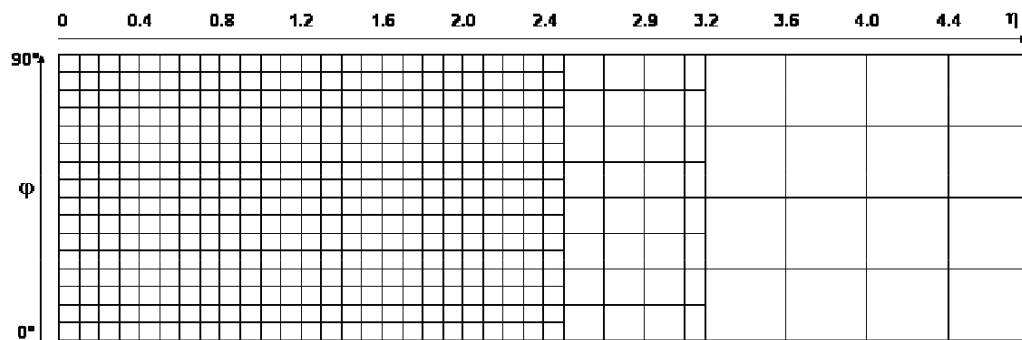


Abbildung 2.10: Aufteilung des Bereichs  $\eta > 0$ ,  $\phi < 90^\circ$  in Trigger-Tower. In Vorwärtsrichtung nimmt die Granularität ab.[9]

Die analoge Summierung der Trigger-Tower findet in der Front-End Elektronik am Detektor statt, von wo aus die Signale über 30–70 m lange Kabel aus der Detektorhalle in eine benachbarte Halle transportiert werden, in der sich die Trigger-Hardware befindet. Dort werden sie im *Receiver* empfangen und einer ersten Vorbearbeitung unterzogen: zum einen wird die Signalhöhe auf die unterschiedlichen Kabellängen korrigiert und zum anderen werden die Signale der hadronischen und der Vorwärtskalorimeter von Energie  $E$  in transversale Energie  $E_T$  umgerechnet. Für die elektromagnetischen Kalorimeter wird diese Berechnung bereits in der Front-End Elektronik durchgeführt.

<sup>11</sup>Als *Isolation* im Kalorimeter bezeichnet man die Energie in denjenigen Kalorimeterzellen, die die zum untersuchten Objekt gehörenden Zellen umgeben. Unterschreitet diese Energie vorgegebene Werte, bezeichnet man das Objekt als isoliert.

Auf den Receiver folgt der L1Calo *PreProcessor* (**PPr**). Dort werden die eingehenden analogen Trigger-Tower-Signale zunächst digitalisiert. Anschließend werden sie dem korrekten Bunch-Crossing des LHC zugeordnet (*Bunch-Crossing Identification*, **BCID**) und ihr  $E_T$ -Wert wird bestimmt. Die Ergebnisse werden an zwei weitere Subsysteme von L1Calo, den *Cluster Processor* (**CP**) und den *Jet/Energy-sum Processor* (**JEP**) weitergeleitet, die sie parallel zueinander untersuchen. Dort werden mit *Sliding Window Algorithmen* die Kalorimeter nach Energiedepositionen durchsucht, die hochenergetischen Elektronen, Photonen oder  $\tau$ -Teilchen (CP) bzw. Jets (JEP) entsprechen. Weiterhin werden im JEP die gesamte transversale Energie  $E_T^{tot}$ , die gesamte fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  sowie die gesamte transverse Energie aller Jets  $E_T^{tot,jets}$  berechnet.

Sowohl der CP als auch der JEP verfügen über *Common Merger Module* (**CMM**), welche die Daten der einzelnen Processor-Module sammeln und zusammenfügen, um sie dann an den CTP weiterzuleiten.

### PreProcessor (PPr)

Der PPr besteht aus 124 *PreProcessor Modulen*, (**PPM**, Abb. 2.11). Jedes dieser Module ist in der Lage, 64 Kanäle parallel zu verarbeiten. Vier *Analogue-Input Boards* (**AnIn**) pro PPM wandeln die einlaufenden differenziellen Analog-Signale in sogenannte *single-ended*-Signale um und addieren einen festen Wert, das *Pedestal*, hinzu. Auf diese Weise können auch nach der Digitalisierung der Signale noch negative Spannungswerte gesehen werden.

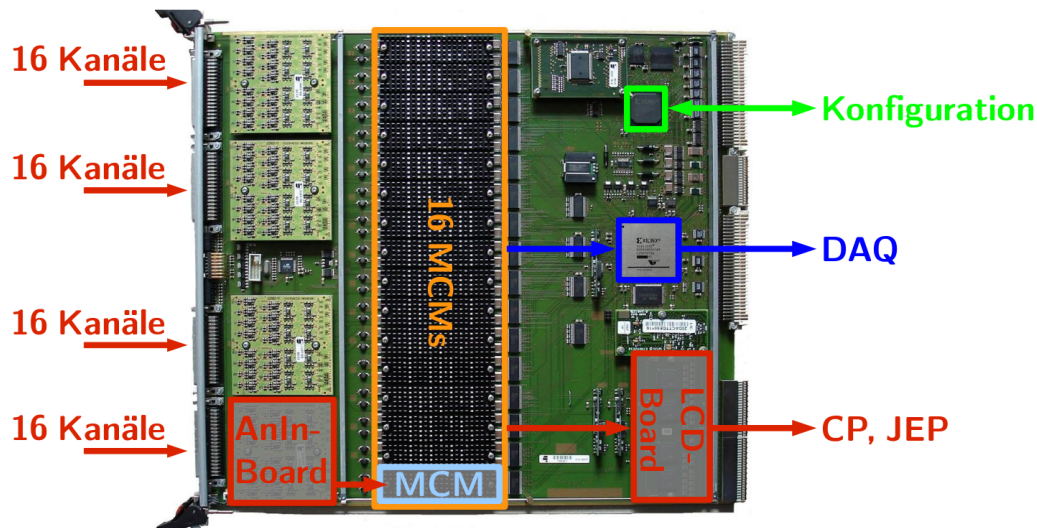


Abbildung 2.11: Ein PreProcessor Modul. Der Echtzeit-Pfad der Signale ist in Rot dargestellt, der Auslese-Pfad in Blau.

Das Kernstück des PPr bilden die *Multi-Chip Module* (**MCM**). 16 solcher Module sind auf jedem PPM untergebracht. Pro MCM werden vier Trigger-Tower verarbei-

tet. Im ersten Schritt werden diese von vier FADCs<sup>12</sup> digitalisiert. Diese arbeiten bei einer Frequenz von 40 MHz und bieten eine Genauigkeit von 10 bit. Die analogen Signale werden vorher so skaliert, dass die FADCs bei einer Signalstärke von etwa 250 GeV saturieren.

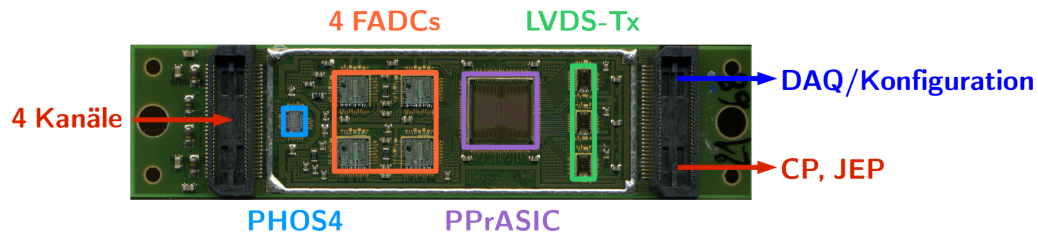


Abbildung 2.12: Ein Multi-Chip Modul.

Für eine genaue Messung der deponierten Energie ist eine hohe Zeitauflösung erforderlich, damit das Signal möglichst nahe am Maximum digitalisiert wird. Zu diesem Zweck ist ein speziell am CERN entwickelter Chip auf dem MCM im Einsatz. Der PHOS4-Chip bietet die Möglichkeit, den Digitalisierungszeitpunkt der FADCs in Schritten von 1 ns innerhalb eines 25 ns Zeitfensters zu verschieben. So kann für jeden Kanal ein optimales *fine-timing* eingestellt werden. Um größere Laufzeitunterschiede, beispielsweise durch die unterschiedlichen Kabellängen, auszugleichen, werden die Signale in FIFOs<sup>13</sup> konfigurierbarer Länge geleitet, welche in Zeitschritten von 25 ns ausgelesen werden. Somit ist auch eine Synchronisierung aller Signale desselben Bunch-Crossings gewährleistet.

Die digitalisierten Signale werden im ASIC<sup>14</sup> des MCM verarbeitet. Hier werden das korrekte Bunch-Crossing bestimmt (BCID) sowie der  $E_T$ -Wert ermittelt<sup>15</sup>. Zu diesem Zweck werden die Signale mit einem **FIR-Filter** (*Finite-Impulse-Response*) behandelt. Dieser Filter multipliziert fünf aufeinander folgende Signal-Werte jeweils mit einem vorgegebenen Koeffizienten und bildet die Summe dieser Produkte. Aufgrund der speziellen Wahl der Koeffizienten, die für jeden Trigger-Tower auf die jeweilige Pulsform optimiert sind, wird das Maximum des Pulses besonders verstärkt. Dieser Vorgang findet zu jedem BC statt, so dass die Berechnung für alle Fünfer-Gruppen direkt aufeinander folgender Signale ausgeführt wird. Mit Hilfe eines *Peak-Finders*, der die Ergebnisse des FIR-Filters aus drei BC vergleicht, werden Maxima gefunden und somit zu verarbeitende Bunch-Crossings festgelegt.

Das Ergebnis des FIR-Filters ist eine 10 bit große Zahl, sobald eine BCID erfolgt, verwendet wird, um über eine *Look-Up Table* (**LUT**) einen 8 bit Wert zu ermit-

<sup>12</sup>„Flash analog-to-digital converter“. Auf Basis von Komparatoren arbeitender Chip, der ein analoges Spannungssignal in ein digitales Format umwandelt.

<sup>13</sup>„First in, First out“. Liste von Daten, deren Einträge in der Reihenfolge ausgelesen werden, in der sie auch eingegeben wurden.

<sup>14</sup>„Application specific integrated circuit“. Ein für eine spezielle Aufgabe angefertigter Chip, dessen Funktionsweise nach der Produktion nicht mehr verändert werden kann.

<sup>15</sup>Die BCID erfordert spezielle Algorithmen, da die Signalpulse einige Bunch-Crossings in der Zeit überdecken.

teln, welcher  $E_T$  in GeV entspricht. Durch die LUT wird auch das Pedestal wieder abgezogen sowie ein *Noise Cut* durchgeführt<sup>16</sup>.

Für Signale, die in den FADCs saturieren, also größer sind als etwa 250 GeV, wird automatisch der größtmögliche Energiewert (255 GeV) ausgegeben. Ausserdem wird für Ereignisse, die einen solchen Trigger-Tower enthalten, von den nachfolgenden Prozessoren ohne weitere Prüfung ein L1A generiert, unabhängig von den weiteren Ergebnissen der Prozessoren. Es verbleibt allerdings noch die Zuordnung des korrekten Bunch-Crossings. Dies kann für sehr hohe Signale, bei denen mehrere Signalwerte saturiert sind, nicht mehr durch den FIR-Filter erreicht werden. In diesem Fall kommt ein spezieller Algorithmus zum Einsatz (s. Kap. 4.1), der die Werte in der ansteigenden Flanke des Signals mit vorgegebenen Schwellenwerten vergleicht. So lässt sich die Steigung des Signals abschätzen und basierend auf der Annahme einer festen Anstiegszeit von 50 ns die Position des Maximums ermitteln.

Bevor der ASIC die Ergebnisse ausgibt, werden sie noch für die nachfolgenden Prozessoren entsprechend formatiert. Für den JEP werden die 8 bit Trigger-Tower Energien zu  $(0, 2 \times 0, 2)$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) großen 9 bit *Jet Elements* zusammengefasst. Bei der Datenübertragung zum CP nutzt man aus, dass die BCID-Entscheidung, die auf dem Auffinden eines lokalen Maximums beruht, niemals zwei direkt aufeinander folgende Bunch-Crossings identifizieren kann. Daher lassen sich jeweils zwei Trigger-Tower-Signale über dasselbe Kabel übertragen, wodurch die notwendige Anzahl an Kabeln halbiert wird.

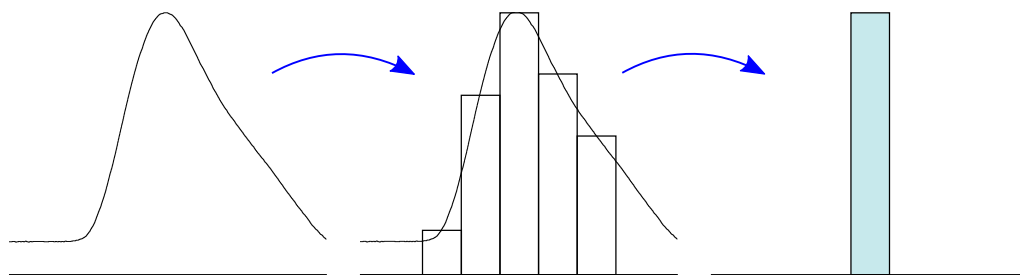


Abbildung 2.13: Funktion des PreProcessors. Die Signale werden im AnIn-Board geformt (Links), anschließend im MCM digitalisiert (Mitte) und schließlich werden die Energie und das Bunch-Crossing (Rechts) berechnet und an CP und JEP übertragen.

Im letzten Schritt auf dem MCM werden die bis hierhin parallel behandelten Signale in **LVDS-Transmittern** (*Low-Voltage Differential Signalling*) in serielle Signale umgewandelt. Diese werden schließlich vom LCD-Board (*LVDS Cable Drivers*) des PPM an die zuständigen CP- bzw. JEP-Boards versendet.

Neben dem Echtzeit-Pfad der Daten gibt es auch einen Pfad zum DAQ-System, über den bei jedem getriggerten Ereignis die Daten in den einzelnen Berechnungs-

<sup>16</sup>Alle Signale unterhalb einer einstellbaren Schwelle werden auf null gesetzt. Dadurch wird das Rauschen (engl. noise) unterdrückt.

schritten des MCM ausgelesen werden. Auf diese Weise bleibt die Trigger Entscheidung nachvollziehbar und eine Möglichkeit zur Fehlersuche ist vorhanden.

### Cluster Processor (CP)

Der CP unterteilt den Kalorimeterbereich  $|\eta| < 2,5$  in vier Quadranten in  $\phi$ . Jeder dieser Quadranten wird von 14 *Cluster Processor Modulen* (**CPM**) nach Kandidaten für Elektronen, Photonen und hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Teilchen durchsucht. Ein CPM deckt dabei  $90^\circ$  in  $\phi$  und 0,4 Einheiten in  $\eta$  ab.

Um ihre Aufgabe zu erfüllen benutzen die CPMs einen Sliding Window Algorithmus. Ein  $4 \times 4$  Trigger-Tower Fenster fährt den gesamten Bereich ab und führt in jedem Schritt Berechnungen durch. Das Fenster wird dazu in vier Bereiche unterteilt: sowohl im elektromagnetischen wie auch im hadronischen Kalorimeter wird zwischen den vier zentralen Trigger-Towern und dem sie umgebenden *Isolationsring* unterschieden. Innerhalb des zentralen Bereichs des elektromagnetischen Kalorimeters werden die vier möglichen  $E_T$ -Summen direkt benachbarter Trigger-Tower gebildet (Abb. 2.14 links). Ein  $e/\gamma$ -Kandidat liegt dann vor, wenn mindestens eine der vier Summen größer als einer der programmierbaren  $E_T$ -Schwellenwerte ist. Zusätzlich kann auch Isolation verlangt werden, in diesem Fall muss die Summe der zwölf Trigger-Tower im elektromagnetischen Isolationsring kleiner sein als ein einstellbarer Schwellenwert. Entsprechendes gilt auch für den hadronischen Isolationsring. Schließlich erfolgt noch ein *hadronisches Veto*, sollte die Summe der vier zentralen hadronischen Trigger-Tower-Signale größer sein als ein programmierbarer Schwellenwert.

Für einen  $\tau$ -Kandidaten wird zur Energie der  $2 \times 1$  bzw.  $1 \times 2$  Trigger-Tower-Summe im zentralen elektromagnetischen Bereich noch die Energie des gesamten  $2 \times 2$  zentralen hadronischen Bereiches addiert, und erst diese Größe mit einstellbaren Schwellen verglichen. Entsprechend gibt es im Falle des  $\tau$  auch kein hadronisches Veto. Die Isolation wird hier analog zu den  $e/\gamma$ -Kandidaten behandelt.

Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, die durch den Sliding-Window-Algorithmus entstehen können, da jeder Trigger-Tower in vier verschiedenen Fensterpositionen innerhalb des zentralen Bereichs liegt, wird immer diejenige Position gewählt, in der die Summe der vier zentralen Trigger-Tower maximal ist (Abb. 2.14 rechts). Die so gefundene Position wird als RoI-Information für den L2-Trigger verwendet.

### Jet/Energy-sum Processor (JEP)

Wie der CP unterteilt auch der JEP das Kalorimeter in vier Quadranten in  $\phi$ . Jeweils acht *Jet/Energy Module* (**JEM**) sind jedem Quadranten zugeteilt. Im Gegensatz zum CP erstreckt sich der Bereich des JEP über das komplette Kalorimeter, bis zu  $|\eta| < 4,9$ .

Der JEP verwendet ebenfalls einen Sliding-Window-Algorithmus, allerdings nicht auf Basis der Trigger-Tower, sondern auf *Jet-Elementen*. Diese werden aus den  $2 \times 2$  Trigger-Tower-Summen, die der PPr zum JEP sendet, berechnet, indem jeweils zu-

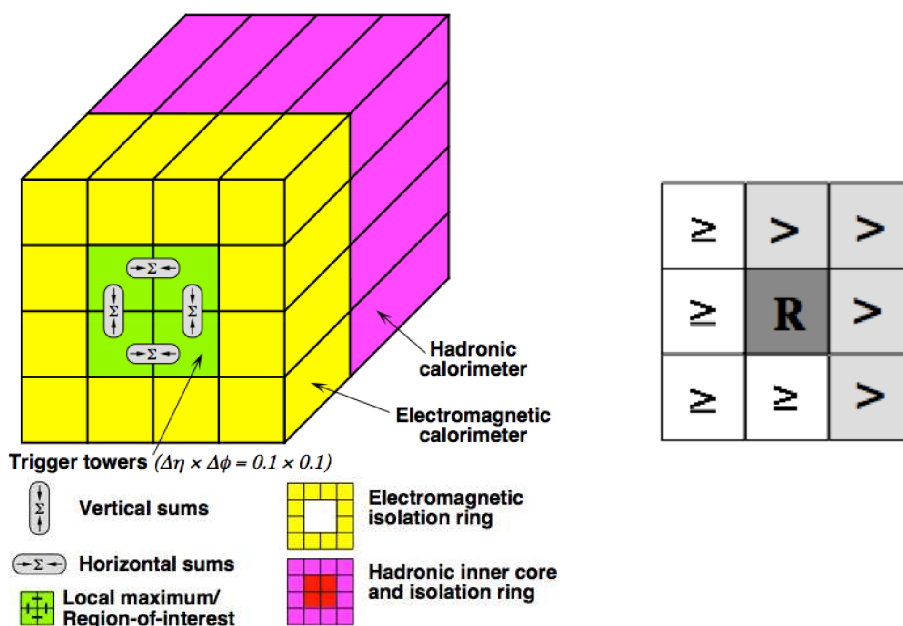


Abbildung 2.14: Illustration des CP-Algorithmus. (Links) Unterteilung des Suchfensters[9]. (Rechts) Festlegung eines lokalen Maximums für eindeutigen Trigger[9].

sammengehörige Summen aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter aufaddiert werden. Die Auflösung beträgt dabei 1 GeV pro bit bei einer Gesamtlänge des Wertes von 10 bit. Weiterhin ist beim JEP die Fenstergröße variabel. So vergleichen die JEMs innerhalb ihres Einflussbereiches die transversale Energie innerhalb von Fenstern einer Abmessung von  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$  oder  $4 \times 4$  Jet-Elementen mit jeweils einstellbaren Schwellenwerten, um so Jets zu finden. Die RoI-Information für den L2-Trigger bezieht sich dabei immer auf einen Bereich mit  $2 \times 2$  Jet-Elementen, wobei die Eindeutigkeit auf dieselbe Weise gewährleistet wird wie beim CP. Zusätzlich ist zu beachten, dass es für das  $3 \times 3$  Fenster vier mögliche Positionen gibt, die dieselbe  $2 \times 2$  RoI einschließen. Hier wird das Fenster gewählt, dessen aufsummierte  $E_T$  am größten ist.

Auch die gesamte transversale Energie  $E_T^{tot}$  sowie die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  werden im JEP berechnet. Jedes JEM summiert dazu die vom PPr eingehenden Jet-Elemente auf. Zur Berechnung von  $E_T^{miss}$  wird für jedes Jet Element noch der jeweilige Anteil in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung durch Multiplikation mit einem geometrischen Faktor berechnet. Alle diese Informationen werden dann an die CMMs geschickt und dort weiter verarbeitet.

### Common Merger Modul(CMM)

Um die Ergebnisse der einzelnen CPMs und JEMs zusammenzufassen und die Informationen an den CTP zu senden, sind CMMs im Einsatz. Es wird dabei zwischen solchen CMMs unterschieden, die die Informationen innerhalb eines Quadranten des

Detektors sammeln und solchen, die diese Teilsummen schließlich zusammenführen und zum CTP schicken.

Im CP gibt es 16 einstellbare Trigger-Schwellen, die jeweils aus einem  $E_T$ -Schwellenwert des inneren Clusters bestehen, sowie einer Schwelle für den Isolationsring. Acht dieser Schwellen sind für den  $e/\gamma$ -Trigger vorgesehen, bei den restlichen kann jeweils entschieden werden, ob sie für eben diesen oder den  $\tau$ -Trigger verwendet werden sollen. Die CMMs bilden zu jeder der Trigger-Schwellen die Summe der Anzahl von Treffern über den ganzen Detektor, bis zu einem Wert von sieben (3 bit).

Für den JEP gibt es acht Trigger-Schwellen, die sich aus einer Schwelle für  $E_T$  sowie der Größe des Fensters zusammensetzen. Auch hier wird die Gesamtzahl an Treffern im ganzen Detektor ermittelt, wobei bis zu sieben gezählt werden. Schließlich wird  $E_T^{tot}$  mit vier einstellbaren Schwellenwerten verglichen, wobei die Werte bis zu 2 TeV annehmen können. Analoges gilt für  $E_T^{miss}$ .



## 3 Das Upgrade Programm

### 3.1 Geplante LHC-Upgrades

Um die Möglichkeiten des LHC zur Entdeckung neuer Physik voll auszureizen, werden im Laufe der nächsten Jahre einige Verbesserungen sowohl am Beschleuniger als auch an den Experimenten vorgenommen werden. Das Ziel hierbei ist eine Erhöhung sowohl der Schwerpunktsenergie als auch der Luminosität, damit eine größtmögliche Sensitivität für die Suche nach Phänomenen jenseits des Standardmodells erreicht werden kann.

Zur Zeit wird der LHC bei einer Peak-Luminosität von  $7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , einem zeitlichen Abstand von 50 ns zwischen den Bunches und einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV betrieben. Im Frühjahr 2013 wird der Beschleuniger abgeschaltet werden und Ende 2014 weiter betrieben werden. Innerhalb dieses sogenannten *Long Shutdown 1 (LS1)* werden die nötigen Reparaturen und Verbesserungen vorgenommen, um in dem Zeitraum danach wieder bei den Design-Parametern des LHC, also 14 TeV Schwerpunktsenergie und einer Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  bei 25 ns Bunch-Abstand, in Betrieb genommen zu werden.

Für das Jahr 2018 ist ein weiterer Shutdown (**LS2**) geplant, in dem die Vorbeschleunigerkette des LHC sowie das Kollimationssystem verbessert werden soll, wodurch eine Luminosität bis zu  $3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  möglich sein wird. Schließlich soll etwa 2022 ein letztes Upgrade erfolgen, durch das, je nach Szenario, die maximal erreichbare Luminosität auf  $5\text{--}7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erhöht werden soll [10].

Alle diese Upgrades stellen neue Herausforderungen an die Detektoren der LHC-Experimente. Dies drückt sich wegen der steigenden Luminosität vor allem darin aus, dass viel mehr Proton-Proton-Kollisionen pro Bunch-Crossing (**BC**) stattfinden (Pile-Up). Zur Zeit liegt dieser mit  $\mu$  bezeichnete Wert bei durchschnittlich  $\mu = 30$  pro BC stattfindenden Kollisionen, nach dem LS2 werden Werte von bis zu  $\mu = 80$  erwartet. Dadurch werden zum einen die Trigger-Entscheidungen erschwert, da die Raten, mit denen die Prozesse stattfinden, sehr stark steigen. Zum anderen werden die Detektorbestandteile einer sehr hohen Strahlungsbelastung ausgesetzt, die vor allem für die Elektronik zum Problem werden kann. Die für das ATLAS-Experiment geplanten Upgrades [10] werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

## 3.2 Upgrade des ATLAS-Detektors

### 3.2.1 Spurdetektoren

Simulationen zeigen, dass das aktuelle Spurdetektorsystem im Prinzip auch nach dem LS2 ohne signifikante Einbußen an Auflösung und Effizienz seine Aufgabe verrichten kann. Allerdings wird, um Alterungserscheinungen des Pixeldetektors auszugleichen, eine neue innerste Pixel-Lage hinzugefügt werden. Diese *Insertable B-Layer* (IBL) [11] ermöglicht einen optimalen Betrieb selbst bei Luminositäten, wie sie nach LS2 herrschen werden.

### 3.2.2 Kalorimeter

Da, abgesehen von den  $E_T^{tot}$ - bzw.  $E_T^{miss}$ -Triggern, die Raten der Kalorimeter-Trigger linear mit der Luminosität steigen, aber die maximale Ausgabe-Rate des L1-Triggers weiterhin 75–100 kHz beträgt, sind Änderungen im Trigger-System notwendig, die Verbesserungen der Schnittstelle zum Detektor bedingen. Mit dem aktuellen System gibt es nur die Möglichkeit, die  $E_T$ -Schwellenwerte zu erhöhen, um die Raten zu reduzieren. Beispielsweise zeigt Abb. 3.1 die Entwicklung eines solchen Schwellenwertes, der einer 20 kHz Rate eines elektromagnetischen Triggers entspricht, mit der Luminosität. Bei einer Luminosität von  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  läge die Schwelle mit etwa 45 GeV bereits so hoch, dass beispielsweise das  $W$ - und  $Z$ -Signal betroffen wären. Daher erscheint der Weg über höhere Schwellenwerte nicht sinnvoll.

Die grundlegende Idee ist, Teile der bisher in L2 durchgeführten Analyse der Form der Teilenschauer in den Kalorimetern bereits im L1-Trigger durchzuführen. Dies ermöglicht beispielsweise eine starke Reduktion von als Elektronen fehlidentifizierten niederenergetischen Jets im elektromagnetischen Kalorimeter. Hierzu ist es allerdings erforderlich, das Kalorimeter mit einer höheren Granularität als  $(0, 1 \times 0, 1)$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) Trigger-Towern auszulesen. Insbesondere die Aufsummierung in der Tiefe wird aufgehoben werden, um die longitudinale Schauerform auflösen zu können. Ein weiterer Vorteil einer genaueren Auflösung, speziell in  $\eta$ , ist eine verbesserte Auflösung bei der Berechnung von  $E_T^{miss}$ .

Für Phase-1 ist eine Anpassung der Front-End Elektronik der LAr-Kalorimeter vorgesehen, so dass die aktuelle analoge Datenausgabe zum L1Calo System beibehalten wird und zusätzlich Daten höherer Granularität in einem neuen, digitalen Datenpfad ausgelesen werden. Zu diesem Zweck werden neue TBBs entwickelt. Für das Tile-Kalorimeter wird das bisherige System beibehalten, da Simulationen hier keine signifikanten Verbesserungen der Effizienz bzw. der Raten zeigen, wenn die Granularität verkleinert wird.

### 3.2.3 Myondetektoren

Auch für die Myondetektoren ist das Hauptanliegen beim Upgrade, den Trigger bei ähnlichen Raten wie bisher weiter betreiben zu können, ohne die  $p_T$ -Schwellenwerte

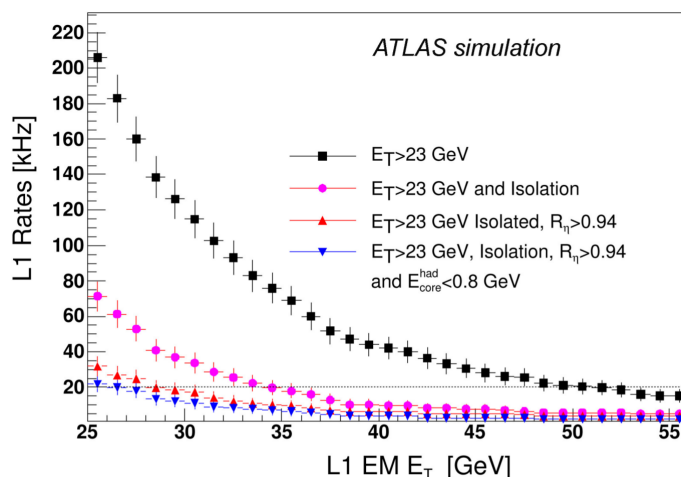


Abbildung 3.1: Simulation der Rate eines L1Calo-Triggers für das elektromagnetische Kalorimeter als Funktion der Trigger-Schwelle. Gezeigt sind vier verschiedene Arten von Triggern für die nach dem LS2 vorgesehenen Bedingungen. Bei den schwarzen Kästchen wird nur die Energie mit der Schwelle verglichen, bei den pinken Punkten wird zusätzlich Isolation gefordert, die roten Dreiecke beziehen einen Vergleich mit einer Schauerform-Variable mit ein und bei den blauen Dreiecken wird auch die Energie im hadronischen Kalorimeter berücksichtigt[10].

weiter anzuheben. Dazu ist ein Verständnis der auftretenden Untergründe wichtig. In Abbildung 3.2 links ist die Trigger-Rate eines L1-Triggers für Myonen mit  $p_T = 20$  GeV (L1MU20) gegen die Pseudorapidität aufgetragen. Diese ist in den Endkappen bei Weitem am größten.

Da sich die meisten Produkte der Proton-Proton-Wechselwirkung in Vorwärtsrichtung bewegen und dort bei Kollisionen mit der Strahlröhre hadronische Schauer bilden, ist eine hohe Rate in Vorwärtsrichtung zu erwarten. Um diese Rate zu reduzieren, wird für das Upgrade eine neue Strahlröhre eingebaut werden, die aus Aluminium anstatt des sonst verwendeten Stahls besteht. Allein durch das leichtere Material wird der Untergrund in Vorwärtsrichtung um 30% reduziert. Ausserdem wird eine Polyethylenwand vor dem Endkappen-Toroidmagneten installiert, die aus den Kalorimetern kommende Hadronen abbremsen kann.

Der rechte Teil der Abbildung 3.2 zeigt typische Signaturen, durch die ein solcher Trigger ausgelöst werden kann. Spur A zeigt einen korrekten Trigger: ein im Wechselwirkungspunkt entstandenes Myon durchschlägt die Kalorimeter und passiert den inneren Myondetektor (EI), wird im Magnetfeld abgelenkt und schließlich von den Trigger-Kammern der mittleren Lage (EM) gemessen, wobei aus dem Winkel der gemessenen Spur relativ zur direkten Verbindung zum Wechselwirkungspunkt der transversale Impuls bestimmt wird. Die Spuren B und C zeigen Untergrundereignisse an, die den Trigger auslösen können. Dazu gehören beispielsweise Protonen, die durch Kollisionen hochenergetischer Neutronen mit dem Toroidmagneten erzeugt

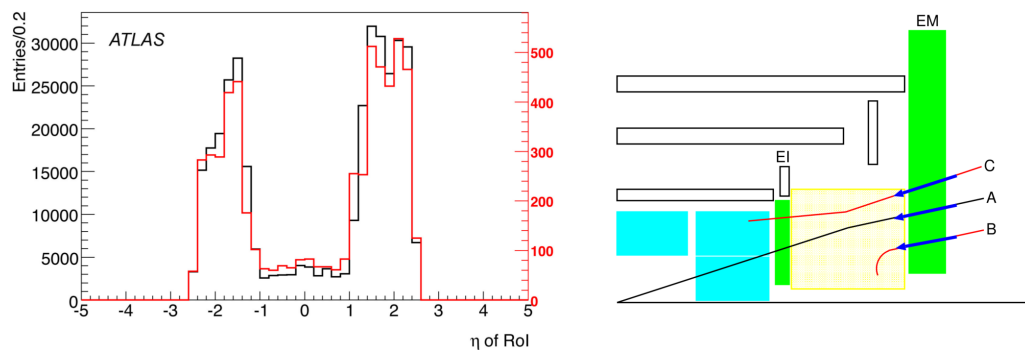


Abbildung 3.2: (Links) Rate des L1MU20-Triggers bei 7 TeV als Funktion von  $\eta$  für 2011 (rot) und 2010 (schwarz)[10]. (Rechts) Verschiedene Konstellationen, durch die ein Myon-Trigger in der Endkappe ausgelöst werden kann. Gezeigt ist ein Querschnitt eines Detektorquadranten, wobei die Kalorimeter als blaue und die Myondetektoren als grüne (Endkappen) bzw. weiße (Barrel) Flächen dargestellt sind. Die gelbe Fläche bezeichnet den Bereich des Magnetfeldes des Endkappen-Toroidmagneten. Die Spuren B und C stammen aus Untergrundeignissen, die durch eine zusätzliche Kontrolle im innersten Myondetektor (EI) unterdrückt werden können.[10]

werden (B), oder sekundäre Myonen aus Teilchenschauern in den Kalorimetern (C).

Für das Upgrade wird eine neue innerste Lage für den Endkappen-Myondetektor konstruiert. Durch Kombination mit den Daten aus der mittleren Lage können im Trigger Situationen wie (B) und (C) aussortiert werden, weiterhin ist eine bessere  $p_T$ -Auflösung möglich, indem diese zusätzliche Stufe zur Winkelmessung hinzugenommen wird.

### 3.2.4 Vorwärtsdetektoren

Zusätzlich zu den Verbesserungen der einzelnen Detektorsysteme ist ein neuer Vorwärtsdetektor geplant. Der *ATLAS Forward Proton Detector (AFP)* besteht aus zwei Stationen auf jeder Seite, jeweils 206 m bzw. 214 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Ziel ist die Vermessung des Impulses, des Winkels sowie der Flugzeit gestreuter Protonen. Um dies zu bewerkstelligen, sind alle Stationen mit Spurrekonstruktionssystemen ausgestattet, die jeweils äußeren Stationen ausserdem mit einem System zur Zeitmessung.

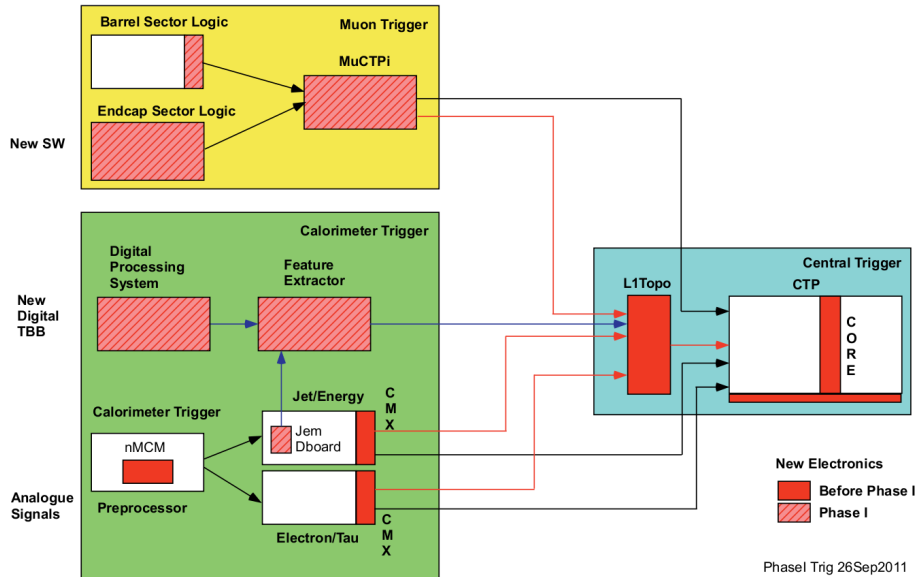


Abbildung 3.3: Übersicht über den L1-Trigger bis zum Phase-1 Upgrade. Die roten Kästen zeigen die in Phase-0 vorgenommenen Veränderungen an, die gestrichelten Kästen diejenigen von Phase-1.[10]

## 3.3 Upgrade des ATLAS-Trigger-Systems

### 3.3.1 L1Calo

Das Ziel des Upgrades der L1-Trigger-Systeme ist, bei den höheren Luminositäten dieselben Trigger-Raten beizubehalten, die zur Zeit herrschen, ohne die Trigger-Schwellen zu erhöhen. Die Strategie für L1Calo ist, die Granularität der Auslese des Detektors zu erhöhen, um mit dem Trigger die Schauerform in den Kalorimetern analysieren zu können. Diese hochgranulare Auslese wird auf einem digitalen Weg erfolgen.

Abbildung 3.3 zeigt eine Übersicht über die geplanten Änderungen bis zu Phase-1. Der grüne Kasten beschreibt den Kalorimeter-Trigger. Während Phase-0 wird nur der bereits vorhandene analoge Trigger-Pfad weiter verwendet. Im PreProcessor wird das Multichip-Modul durch das **nMCM** (*new Multichip Module*) ersetzt, welches neuere FADCs benutzt und die übrigen Funktionen in einem FPGA<sup>1</sup> implementiert hat, der noch weitere Verbesserungen zulässt (s. Kapitel 3.4).

Für die CP- und JEP-Systeme besteht die größte Änderung darin, dass sie Informationen wie die Energien und RoI der gefundenen Objekte im Kalorimeter an einen neuen L1-Trigger weiterleiten, den *topologischen Trigger* (**L1Topo**, s. Kapitel 3.3.3). Dies erfordert keine Änderungen an den Prozessormodulen, allerdings sind neue CMMs notwendig, um die Informationen entsprechend zu sammeln und weiterzuleiten. Diese *extended Common Merger Module* (**CMX**) werden bereits in Phase-0

<sup>1</sup>"Field programmable gate-array". Wiederprogrammierbarer Chip zur digitalen Datenverarbeitung.

installiert. Im JEP ist für Phase-1 zusätzlich eine Anpassung der Auslese geplant, um die Ergebnisse der hadronischen Daten im digitalen Datenpfad benutzen zu können.

Dieser digitale Pfad dient zur Verarbeitung der neuen Daten mit feinerer Granularität vom Detektor und wird im LS2-Upgrade installiert werden. Ähnlich wie im analogen Pfad werden die Daten zunächst in dem ersten System, dem *Digital Processing System* (**DPS**), empfangen, welches die Daten der verschiedenen Detektorbereiche zeitlich synchronisiert, Rauschfilter anwendet und den  $E_T$ -Wert bestimmt. Die weitere Analyse der Daten erfolgt anschließend im *Feature Extractor* (**FEX**). Wie im aktuellen System werden hier Sliding-Window-Algorithmen die Kalorimeter in  $\eta \times \phi$  abfahren und so große Energiedepositionen aufspüren und zusätzlich die angesprochenen Schaueralysen vornehmen.

#### 3.3.2 L1Muon

Simulationen des aktuellen L1Muon-Triggers ergeben eine Rate von 60 kHz bei hohen Phase-1 Luminositäten. Es ist daher klar, dass der Trigger entsprechend angepasst werden muss (s. Abbildung 3.3, gelber Kasten). Die wichtigste Änderung besteht darin, die neue innere Detektorlage in der Endkappe mit einzubeziehen. Zur Zeit sucht der Trigger in der mittleren Lage nach Spuren, die mit dem Wechselwirkungspunkt kompatibel sind und berechnet dann aus der Winkelabweichung der Spur von der direkten Verbindung zum Wechselwirkungspunkt den  $p_T$ -Wert. Im neuen System wird zunächst eine Koinzidenz von Spuren in der inneren und der mittleren Lage verlangt, und anschließend wird aus der Winkelabweichung zwischen diesen beiden Spuren  $p_T$  berechnet, wodurch sich die Impulsauflösung erhöht.

Ausserdem muss auch der Myon-Trigger seine Ergebnisse für L1Topo zur Verfügung stellen. Dazu wird die Verbindung des L1Muon-Systems zum CTP so angepasst, dass auch die Multiplizitäten der überschrittenen  $p_T$ -Schwellen sowie die zugehörigen RoI-Informationen an L1Topo übertragen werden.

#### 3.3.3 L1Topo und CTP

Bereits für Phase-0 ist ein neuer, topologischer Trigger für L1 geplant, L1Topo. Dieser nutzt die Informationen der L1Calo und L1Muon Systeme über Energien, Multiplizitäten und RoI der gefundenen Objekte um auf Ereignistopologien zu triggern. Beispielsweise kann eine Isolation zwischen Myonen und Jets gefordert werden, oder leptonisch zerfallende W- und Z-Bosonen können gefunden werden.

Dies erfordert eine Anpassung des CTP, um auch diese Informationen verarbeiten zu können. Unter anderem zu diesem Zweck wird der Prozessor so verbessert werden, dass ein umfangreicheres Trigger-Menü programmierbar ist.

#### 3.3.4 Fast Tracker

Eine weitere Neuerung ist ein speziell auf Spurrekonstruktion ausgelegtes System, der *Fast Tracker* (**FTK**). Dieser nutzt die Informationen der Siliziumdetektoren des

Spurdetektorsystems um für alle Ereignisse, die L1 passieren, alle Spuren zu finden und zu rekonstruieren. Diese Aufgabe soll bei einer Rate von bis zu 100 kHz und einer Latenzzeit von maximal 100  $\mu$ s pro Ereignis ausgeführt werden. Der L2-Trigger hat Zugriff auf diese Informationen und muss die Rekonstruktion nicht wie bisher selbst durchführen. Der FTK arbeitet ähnlich wie L1Calo auf Basis von  $(\eta \times \phi)$ -Towern. Diese werden zunächst mit Mustererkennungsalgorithmen nach zusammenhängenden Treffern durchsucht, bei genügend Treffern wird ein Fit durchgeführt. Fits mit unzureichender Fitqualität werden verworfen.

### 3.3.5 HLT

In L2 und EF werden die implementierten Programmcodes verbessert werden, um die Laufzeiten trotz der höheren Luminosität klein zu halten. Weiterhin müssen die Daten der neuen Systeme, wie das ILB im Spurdetektor oder die neue innerste Lage des Endkappen-Myondetektors, korrekt verarbeitet werden. Ausserdem wird die Spurrekonstruktion so angepasst, dass die FTK Informationen mit der TRT-Auslese kombiniert und neu gefittet werden. Schließlich werden neue Selektionen für das Trigger-Menü zur Verfügung gestellt werden, da viele der L2 Algorithmen nach dem Upgrade bereits in L1 benutzt werden.

## 3.4 Das neue Multichip-Modul

Für das Upgrade des PPr ist vorgesehen, das MCM durch ein neues Modul zu ersetzen, das dieselben Funktionen mit moderner Hardware erfüllt und ausserdem für zukünftige Herausforderungen anpassbar ist. Das nMCM hat dabei einige Rahmenbedingungen einzuhalten: da am restlichen PPM keine Änderungen vorgenommen werden sollen, muss das nMCM in der Form sowie in den elektronischen Spezifikationen äquivalent zum MCM sein. Auch soll die Notwendigkeit von Änderungen an der *online*-Software minimal gehalten werden.

Ein wichtiger Grund für das Upgrade des MCMs ist der PHOS4-Chip. Dieser hat einige Nachteile, die den Betrieb des Triggers erschweren können. So kann der Chip nicht unabhängig vom Rest des PPMs neu gestartet werden. Dies bedeutet, dass bei Fehlfunktion eines einzigen PHOS4-Chips das ganze Modul mit allen darauf eingebauten MCMs neu gestartet werden muss. Außerdem ist das Auslesen der Konfiguration des Chips nicht möglich. Fehler in der Konfiguration fallen daher erst bei einer sorgfältiger Analyse der Daten auf. Schließlich kommt es vereinzelt zu Instabilitäten von PHOS4-Chips während der Datennahme. Beispielsweise kann ein einzelner Chip seine Konfiguration verlieren, wodurch auf dem zugehörigen MCM die Kanäle nicht mehr zum richtigen Zeitpunkt digitalisiert werden. Zwar treten solche Instabilitäten nicht sehr häufig auf, allerdings ist jedes mal einige Diagnosearbeit notwendig, um die Probleme zu korrigieren.

Auf dem neuen Modul (s. Abb. 3.4) übernehmen zwei Doppelkanal-FADCs die Digitalisierung der eingehenden Signale. Sie arbeiten mit 10 bit Auflösung bei ei-

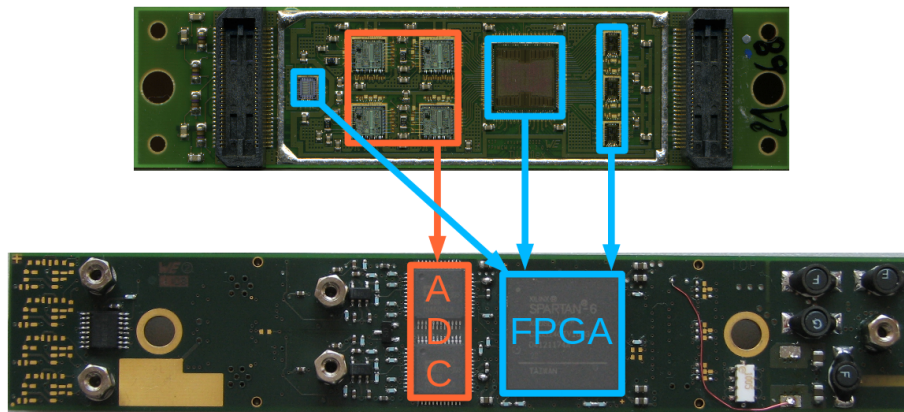


Abbildung 3.4: Vergleich eines MCM (oben) mit einem Prototypen des nMCM (unten). Die wichtigsten Neuerungen sind die neuen Doppelkanal-FADCs sowie der FPGA, der die Aufgaben des PHOS4-Chips, des ASICs sowie der LVDS-Transmitter übernimmt.

ner Frequenz von 80 MHz, also doppelt so schnell wie die FADCs des MCM. Die Funktionen der restlichen Komponenten werden in einen einzigen FPGA programmiert: Feinjustierung des Digitalisierungszeitpunktes (PHOS4-Chip), BCID und  $E_T$ -Bestimmung (ASIC) sowie serielle Übertragung der Ergebnisse (LVDS-Transmitter). Zusätzlich wird ein Signal-Generator eingebaut, der zu Kalibrationszwecken vorgegebene Signale einspeisen kann.

Ein wichtiger Vorteil eines FPGAs gegenüber einem ASIC-Chip ist, dass ersterer reprogrammierbar ist. Bei einem ASIC ist der einprogrammierte Code, sobald der Chip produziert ist, nicht mehr veränderbar. Bei einem FPGA hingegen ist es ohne weiteres möglich, den Code wieder zu verändern. Dies bietet eine große Flexibilität die insbesondere für die späteren Upgrades des Triggers von Nutzen sein wird.

Weiterhin werden neue Algorithmen entwickelt und Verbesserungen an den bereits implementierten Algorithmen vorgenommen. Diese Arbeit behandelt mögliche Verbesserungen am BCID-Algorithmus saturierter Pulse (Kapitel 4) und Ideen für Algorithmen zur dynamischen Korrektur des Spannungspedestals für die Bestimmung der transversalen Energie (Kapitel 5).

Es ist auch geplant, verschiedene LUTs für das elektromagnetischen Kalorimeter und das hadronischen Kalorimeter zu benutzen, um die Unterschiede zwischen ihnen berücksichtigen zu können. Zur Zeit ist eine Korrektur dieser Unterschiede durch  $\eta$ -abhängige Schwellenwerte implementiert, die durch aufwendige Studien ermittelt werden müssen.

In Heidelberg wird derzeit ein Prototyp für das nMCM entwickelt. Die Massenproduktion ist für 2013 geplant, damit im LS1-Upgrade der Einbau vorgenommen werden kann. Die Entwicklung ist bereits weit fortgeschritten. Beispielsweise zeigt Abbildung 3.5 Messungen zur Funktion der FADCs. Der dort ermittelte Wert des Rauschens bei der Digitalisierung der einlaufenden Analogsignale ist für alle vier Kanäle sehr gering. In Abbildung 3.6 ist die PHOS4-Funktionalität demonstriert,



die in dem FPGA des nMCM implementiert ist. Gezeigt ist ein analoges Signal, welches durch Digitalisierung bei verschiedenen Einstellungen des genauen Digitalisierungszeitpunktes mit einer hohen Auflösung rekonstruiert werden kann. Diese rekonstruierte Pulsform ist sehr glatt, die Feinjustierung des Digitalisierungszeitpunktes funktioniert also sehr gut.

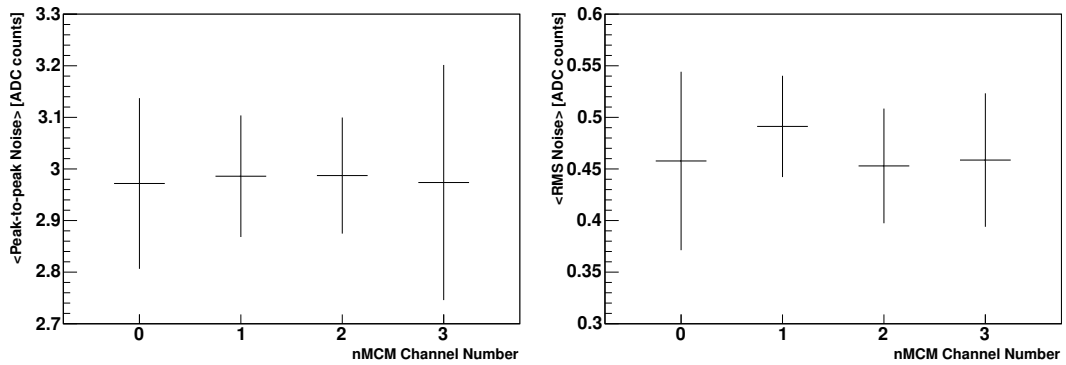


Abbildung 3.5: Messungen zur Digitalisierung von Signalen durch die FADCs des nMCM. Links ist eine Peak-to-Peak Messung des Digitalisierungs-Rauschens gezeigt, rechts dessen mittlere Größe. Jeder der Messpunkte steht dabei für einen der vier Kanäle des nMCM [12].

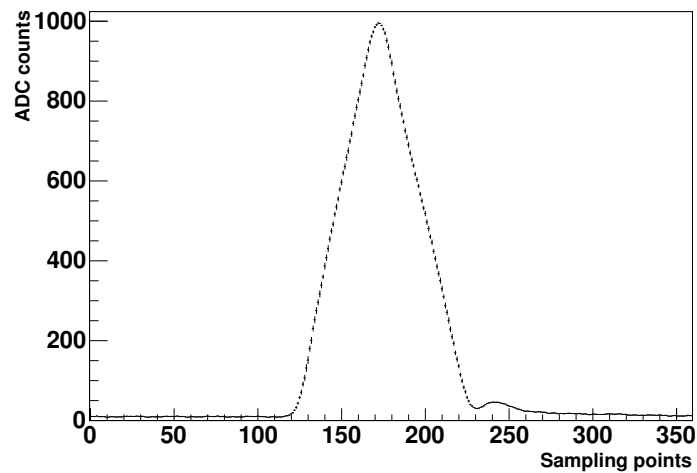


Abbildung 3.6: Demonstration der PHOS4-Funktionalität des nMCM. Durch Feinjustierung des Digitalisierungszeitpunktes können die einlaufenden Analogsignale mit hoher Genauigkeit rekonstruiert werden [12].

# 4 Ein verbesserter Algorithmus zur Identifikation der Strahlkreuzung für saturierte Signale

## 4.1 BCID im Level-1 Kalorimeter-Trigger

Als *Bunch-Crossing Identification* bezeichnet man die zeitliche Zuordnung der Signale im L1Calo zu einer tatsächlichen Kreuzung zweier Bunches im Strahlrohr.

Die im L1Calo analysierten Trigger-Tower-Signale überdecken mehrere BCs in ihrer Länge. Beispielsweise liegt die Driftzeit der durch Ionisation entstehenden Ladungen, und damit die Länge der induzierten Spannungssignale, im EMB-Kalorimeter bei ungefähr 450 ns, was bei einer BC-Rate von 40 MHz (also ein BC alle 25 ns) 18 BCs entspricht. Durch die Formung in der Front-End-Elektronik des Kalorimeters sowie dem Receiver des L1Calo-Systems werden die Signale zwar kürzer (siehe Abb. 2.6), überdecken allerdings immer noch mindestens fünf BCs.

In der Datenverarbeitung des L1Calo auf dem MCM werden diese analogen Trigger-Tower-Signale ausserdem bei der BC-Frequenz von 40 MHz digitalisiert, so dass für jedes BC nur ein einziger Wert (*Sample*) für die Signalhöhe vorliegt. Für Signale unterhalb der Saturationsschwelle<sup>1</sup> des FADCs wird nun für die BCID ein digitaler Signalfilter mit einem anschließenden Peak-Finder genutzt (s. Kap. 2.4.2). Dieser sogenannte FIR-Filter (*Finite Impulse Response*) berechnet bei jedem Bunch-Crossing Produkte der ADC-Werte von fünf BCs mit konfigurierbaren Koeffizienten. Bei den fünf BCs handelt es sich um jeweils zwei vor und nach dem untersuchten BC, sowie das untersuchte BC selbst. Die FIR-Filter-Ergebnisse aufeinanderfolgender BCs werden nach Maxima durchsucht<sup>2</sup>. Wird ein solches Maximum gefunden, wird dessen Wert anhand einer *Look-Up Table* (LUT) in die entsprechende transversale Energie umgerechnet. Bei dieser Umrechnung wird außerdem ein Noise Cut vorgenommen, das heißt, Signalen die unterhalb einer konfigurierbaren Schwelle liegen, wird  $E_T = 0$  zugeordnet.

Wenn allerdings die Signale im FADC saturieren, wird das Ergebnis des angesprochenen digitalen Filters beeinflusst, so dass es bei Sättigung mehrerer Puls-Samples schließlich zu einer Situation kommen kann, in welcher die dem Signal entsprechende Energiedeposition einem anderen BC zugeordnet wird als demjenigen, aus dem sie stammt. Allerdings sind gerade diese großen Energiedepositionen solche, die für ty-

---

<sup>1</sup>Maximal sind 1023 *ADC-Counts* möglich, was, je nach dem Wert des Pedestals, etwa 250 GeV entspricht.

<sup>2</sup>Bezeichnet man die einzelnen Samples mit  $S_i$ , so wird nach einer Situation  $S_1 < S_2 \geq S_3$  gesucht. In einem solchen Fall wird das zu  $S_2$  gehörige BC weiter untersucht.

pische Suchen nach neuer Physik relevant sind. Deswegen ist insbesondere in diesen Fällen eine korrekte Zuordnung der Trigger zu den BCs wichtig.

Für solche saturierten Pulse ist daher ein besonderer Algorithmus implementiert, damit dennoch eine korrekte BCID erreicht werden kann. Dieser Algorithmus basiert auf der Annahme, dass sich die Anstiegszeit der Pulse auch bei den höchsten erreichbaren Energien nicht ändert und bei ungefähr 50 ns liegt.

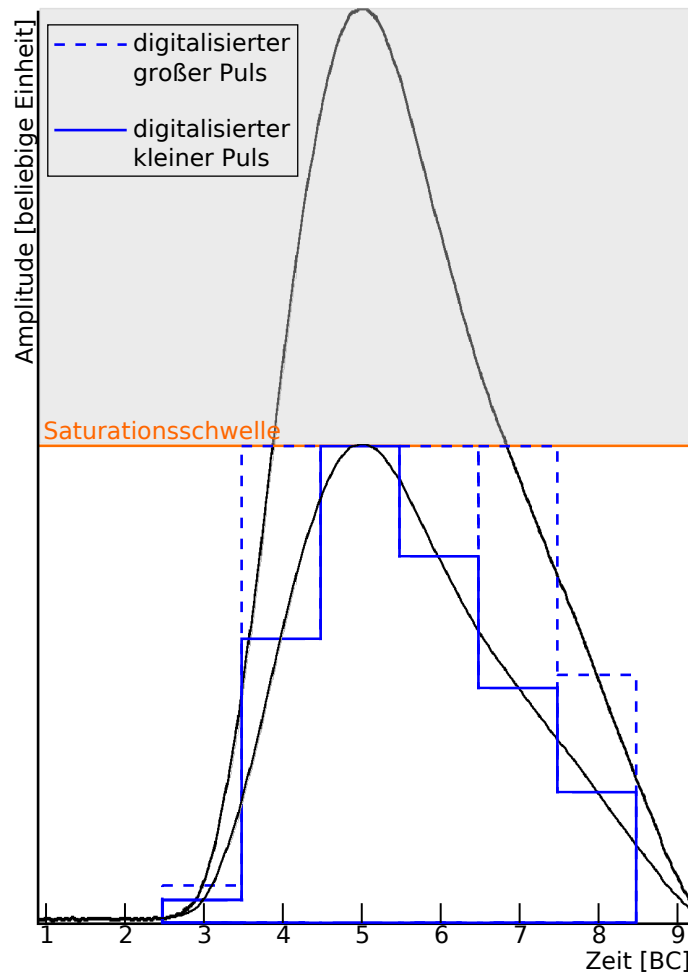


Abbildung 4.1: Beide der schwarz eingezeichneten analogen Pulse erreichen die Saturationsschwelle des FADC, wobei der niedrige Puls diese nur knapp erreicht, der größere Puls hingegen weit darüber hinaus ragt. Die digitalisierte Version des kleineren Analogpulses ist durch die durchgezogene blaue Linie dargestellt. Hier ist nur ein Sample saturiert, im Gegensatz zum großen Analogpuls, für den nach der Digitalisierung (gestrichelte blaue Linie) vier Samples saturieren.

Abbildung 4.1 zeigt nun zwei Beispiele für analoge Pulse, die bei der Digitalisierung saturieren. Der niedrige Puls, dessen digitalisierte Version mit den durchgezogenen blauen Linien dargestellt ist, erreicht in seinem Maximum gerade die als

orangene Linie eingezeichnete Saturationsschwelle. Für diesen Puls ist deswegen nur das zentrale Digitalisierungs-Sample (BC 5 auf der Zeitachse) saturiert. In diesem Fall würde es ausreichen, die Position des saturierten Samples als das zur Energiedeposition gehörige BC zu identifizieren.

Die digitalisierte Version des höheren Pulses in Abbildung 4.1 hingegen, eingezeichnet als gestrichelte blaue Linie, zeigt einen Fall, für den diese Zuweisung nicht mehr ausreicht. Für diesen sehr hohen Puls sind vier Samples saturiert, wodurch eine direkte Zuweisung des richtigen BC wie im Fall des kleinen Pulses nicht mehr möglich ist. An dieser Stelle wird nun die Annahme einer festen Anstiegszeit eingesetzt: beträgt diese 50 ns, also zwei BCs, kann immer nur das erste oder das zweite saturierte Sample zu dem BC gehören, aus dem die Energiedeposition stammt. Um eine Entscheidung zwischen diesen beiden Samples zu treffen, wird im BCID-Algorithmus die ansteigende Flanke des Pulses untersucht. Betrachtet man die beiden analogen Pulse in Abbildung 4.1, so fällt auf, dass für den höheren Puls die ansteigende Flanke steiler ist. Dies äußert sich beim digitalisierten Puls in einem größeren Abstand zwischen den Samples vor der Saturation voneinander bzw. von der Saturationsschwelle: für den niedrigen Puls ist der Abstand zwischen den Samples der BCs 3 und 4 bzw. 4 und 5 kleiner als der Abstand zwischen dem Sample beim BC 3 und dem (saturierten) Sample beim BC 4 des großen Pulses. Aus dem Abstand der Digitalisierungs-Samples vor der Saturation voneinander lässt sich also die Steigung in der ansteigenden Flanke abschätzen, und damit eine Entscheidung treffen, ob das erste oder zweite saturierte Sample zum richtigen BC gehört.

Die Abschätzung dieses Abstandes erfolgt im Algorithmus durch Vergleiche der ADC-Werte der beiden Samples mit zwei Schwellenwerten. Diese können für jeden Trigger-Tower-Kanal des L1Calo separat konfiguriert werden. Im folgenden seien diese Schwellen, entsprechend ihrer Höhe in ADC-Counts, mit `low` (niedriger Schwellenwert) und `high` (hoher Schwellenwert) bezeichnet. Weiterhin sei das erste saturierte Sample mit `s` bezeichnet, die Samples vor diesem tragen ihren Namen entsprechend ihres Abstandes von der Saturation in BCs. So wird das letzte nicht-gesättigte Sample `s-1` und das Sample vor diesem `s-2` genannt. Diese Notation ist in Abbildung 4.2 an einem Beispiel für einen digitalisierten Puls gezeigt. Dort ist auch das eigentliche BC, dem das Signal zuzuordnen ist, gekennzeichnet mit dem Buchstaben `n`.

Der BCID-Algorithmus [13] [14] für saturierte Pulse geht nun auf die folgende Art vor: Zunächst wird das letzte nicht-saturierte Sample (also `s-1`) mit dem hohen Schwellenwert verglichen. Liegt es oberhalb des Schwellenwertes, was einem kleinen Abstand zwischen dem Sample und der Saturationsschwelle entspricht, wird ausserdem noch das Sample `s-2` mit dem niedrigen Schwellenwert (`low`) verglichen. Gilt auch hier, dass das Sample über dem Schwellenwert liegt, ist auch der Abstand zwischen den beiden Samples vor der Sättigung als nicht sehr groß einzuschätzen. Insgesamt ergibt sich in dieser Situation also, aufgrund der kleinen Abstände zwischen den Samples, eine kleine Steigung in der ansteigenden Flanke. Den vorherigen Überlegungen folgend entspricht dies einer Situation, in der das erste saturierte Sample dem BC entspricht, dem das Signal zuzuordnen ist, was auch das Ergebnis des Algorithmus ist. Eine solche Situation ist im linken Teil der Abbildung 4.3 gezeigt

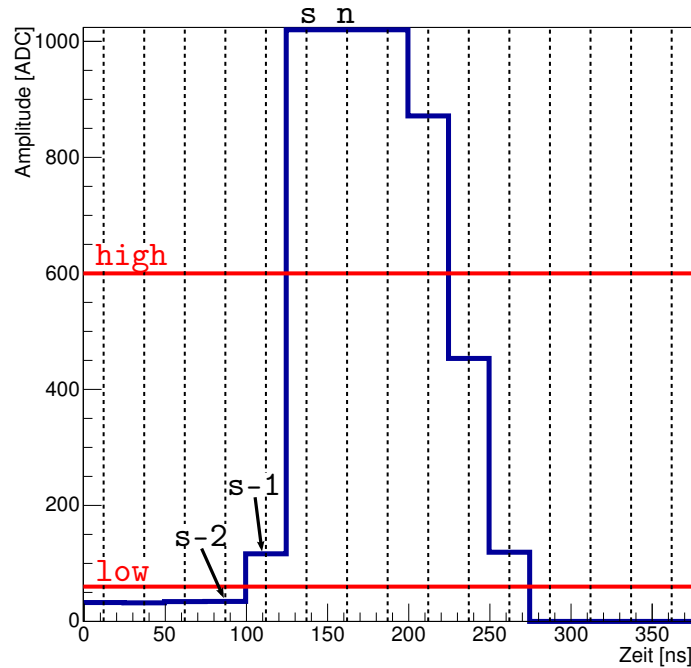


Abbildung 4.2: Erläuterung der Notation des BCID-Algorithmus für saturierte Pulse. Aufgetragen ist ein digitalisierter saturierter Trigger-Tower-Puls, der durch Extrapolation eines nicht-saturierten Kalibrationssignals konstruiert wurde. Die senkrechten, gestrichelten Linien kennzeichnen die Positionen der BC in der Zeit. Die Samples vor der Sättigung sind, entsprechend ihres zeitlichen Abstands zur Sättigung in BC, mit  $s-1$  und  $s-2$  bezeichnet. Das erste gesättigte Sample wird mit  $s$  bezeichnet. Wendet man den BCID-Algorithmus in diesem Fall an, ergibt sich, aufgrund der Lage der beiden Samples  $s-2$  und  $s-1$  relativ zu den Schwellenwerten **high** und **low** (rote Linien), das zweite saturierte Sample als dasjenige, dem die Energiedeposition zuzuordnen ist. Dieses Sample ist dementsprechend als  $n$  gekennzeichnet.

Eine andere Situation ergibt sich, wenn im zweiten Vergleich ( $s-2$  mit **low**) das Sample unterhalb des Schwellenwertes liegt. In diesem Fall ist der Abstand zwischen den beiden Samples größer als in der vorher beschriebenen Situation, was einem steileren Anstieg entspricht, also einem stärker saturierten Puls. Deswegen wird in einer solchen Anordnung der Samples das zweite saturierte Sample,  $s+1$ , als dasjenige identifiziert, zu dessen BC das Signal gehört (siehe beispielsweise Abbildung 4.3 rechts).

Schließlich verbleibt noch der Fall, in dem das letzte nicht-saturierte Sample  $s-1$  kleiner oder gleich dem hohen Schwellenwert ist. Trifft dies zu, ist der Abstand zwischen der Saturation und dem Sample groß genug, dass der Algorithmus dem zum zweiten saturierten Sample gehörigen BC das Signal zuordnet. Eine solche Situation liegt in Abbildung 4.2 vor.

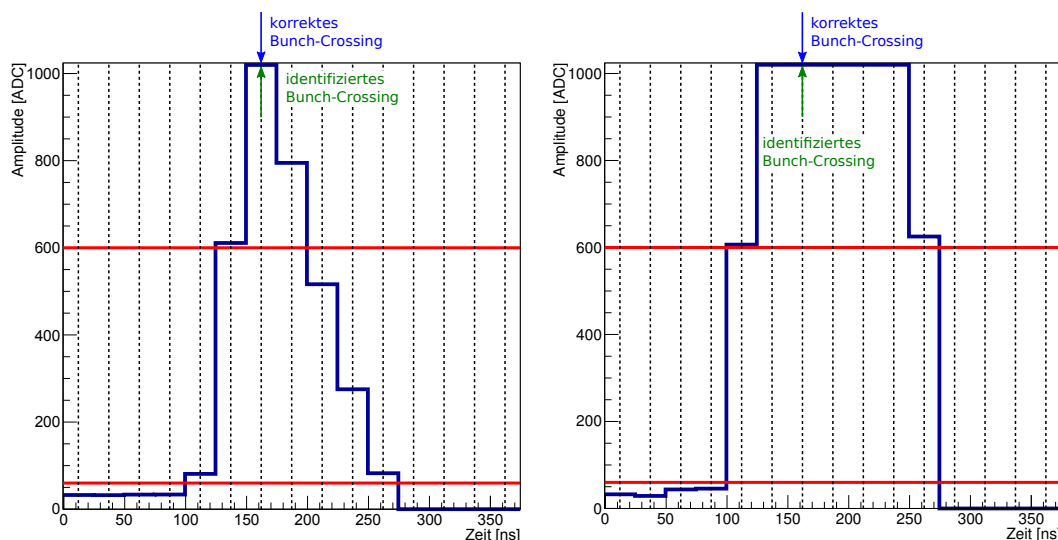


Abbildung 4.3: Beispiele für den BCID-Algorithmus für saturierte Signale. In der linken Teilabbildung ist eine Situation gezeigt, in der nur ein Sample des Pulses saturiert. Da die beiden Samples vor dem ersten saturierten Sample jeweils über dem Schwellenwert liegen, mit dem sie verglichen werden, wird das Signal vom Algorithmus dem richtigen BC zugeordnet. In der rechten Teilabbildung ist ein sehr hoher Puls gezeigt, für den mehrere Samples saturieren. Aufgrund der Lage des Samples in der ansteigenden Flanke relativ zu den Schwellenwerten ordnet der Algorithmus das Signal dem zweiten saturierten Sample zu, was auch die korrekte Wahl ist.

Fasst man diese Beschreibung zusammen, ergibt sich der Algorithmus zur Identifikation desjenigen BC, zu dem ein Signal gehört, durch zwei Vergleiche der ADC-Werte von Samples vor der Saturation mit vorgegebenen Schwellenwerten auf folgende Weise:

- Wenn  $ADC(s-1) > \text{high}$  und ausserdem  $ADC(s-2) > \text{low}$  gilt, so wird das Signal dem BC zugeordnet, welches zum ersten saturierten Sample  $s$  gehört.
- Wenn  $ADC(s-1) > \text{high}$  gilt, aber  $ADC(s-2) \leq \text{low}$  ist, wird das Signal dem zum Sample  $s+1$  gehörigen BC zugeordnet.
- Wenn  $ADC(s-1) \leq \text{high}$  ist, wird das Signal dem BC des Samples  $s+1$  zugeordnet.

Die beiden Schwellen werden abhängig von der Pulsform gewählt und können für jeden Trigger-Tower-Kanal einzeln konfiguriert werden.

Dieser Algorithmus wurde in der Studie [15] basierend auf 2010 aufgenommenen Daten auf seine Zuverlässigkeit und Effizienz untersucht. Für die herrschenden Betriebsparameter des LHC, wobei insbesondere die damalige Schwerpunktsenergie

von 7 TeV relevant ist, wurde eine hohe Effizienz des Algorithmus für eine korrekte Zuordnung der Trigger-Tower-Signale zu den jeweiligen BCs festgestellt. Auch wurde, durch Extrapolation von bei niedrigen Energien gemessenen Signalen hin zu sehr hohen Energien, abgeschätzt, bis zu welchen Energien der Algorithmus in der Lage ist, zuverlässig das richtige BC zu identifizieren. Zwar wurden hier keine Probleme für die aktuellen LHC-Energien gefunden, allerdings zeigten sich einige Trigger-Tower-Kanäle, in denen der Algorithmus bei Energien unterhalb der vorgesehenen Schwerpunktsenergie von 14 TeV beginnt, Signale falschen BCs zuzuordnen.

Die Ursache hierfür liegt in der Anstiegszeit der Pulse: anders als bei der Konzeption des BCID-Algorithmus angenommen liegt diese nicht für alle Trigger-Tower bei 50 ns, sondern kann etwas größer sein. Für solche Trigger-Tower, deren Signale breiter sind, kann es zu einer Situation wie in Abbildung 4.4 kommen. Hier ist, im Vergleich zu den bereits gezeigten Beispielen in den Abbildungen 4.2 und 4.3 rechts, noch ein weiteres Sample saturiert, nämlich dasjenige, das 50 ns (also 2 BC), vor dem Maximum des analogen Pulses genommen wurde. In diesem Fall müsste der BCID-Algorithmus also das zum Sample  $s+2$  gehörende BC identifizieren. Dies ist allerdings nicht möglich, denn der Algorithmus in seiner jetzigen Form kann die Trigger-Signale prinzipiell nur den BCs des Samples  $s$  oder  $s+1$  zuordnen. Sollte also ein Trigger-Tower-Signal so weit ansteigen, dass das Sample  $n-2$  saturiert, ordnet der Algorithmus dieses Signal systematisch früheren BC zu, als er sollte.

An dieser Stelle sollte betont werden, dass die Analyse [15] auf einer sehr konservativen Extrapolation der Signale zu hohen Energien beruht (siehe Kapitel 4.2). Auch ist bei den bisherigen Schwerpunktsenergien eine ausserordentlich hohe Effizienz der BCID zu verzeichnen. Allerdings sollte auch bei den höchsten angestrebten Energien kein Zweifel an einer korrekten Funktion des Trigger-Systems bestehen. Zu diesem Zweck wird nach Möglichkeiten zur Anpassung des BCID-Algorithmus an diese neuen Umstände gesucht. Eine Möglichkeit für eine solche Erweiterung des BCID-Algorithmus, deren Analyse sich dieses Kapitel der Arbeit widmet, wird im folgenden vorgestellt.

In der Situation, in der der BCID-Algorithmus fehlschlägt, ist das Sample  $n-2$  saturiert. Die beiden Samples, aus denen der Algorithmus eine Aussage über die Flanke des Pulses ermittelt, sind also  $n-3$  und  $n-4$ , die drei bzw. vier BC (entsprechend 75 ns bzw. 100 ns) vor dem zu identifizierenden BC  $n$  liegen, welches dem Maximum des analogen Pulses entspricht. Dieser Abstand ist, selbst für Pulse mit Anstiegszeiten leicht über 50 ns, so groß, dass der Algorithmus nicht mehr sensitiv auf die Pulsflanke ist. An dieser Stelle setzt die Idee des verbesserten Algorithmus ein, der für das im vorigen Kapitel vorgestellte neue Multichip-Modul konzipiert ist. Da dieses über FADCs verfügt, die bei einer im Vergleich zum MCM verdoppelten Digitalisierungsfrequenz von 80 MHz arbeiten, stehen in der Datenverarbeitung mehr Samples zur Verfügung als bisher. Anstatt alle 25 ns ein Digitalisierungs-Sample zu nehmen wird dies auf dem nMCM alle 12,5 ns geschehen. Im Falle einer Saturation des Samples  $n-2$  steht daher eines dieser neuen Samples, nämlich jenes, das 12,5 ns (also ein halbes BC) vor diesem gesättigten Sample liegt, im Algorithmus zur Verfügung. Abbildung 4.4 rechts zeigt eine solche Situation. Dieses 80 MHz-Sample kann nun



benutzt werden, um den Algorithmus zu erweitern, damit auch bei einer Sättigung des Samples  $n-2$  das Signal noch dem richtigen BC zugeordnet wird.

Dieser verbesserte BCID-Algorithmus für saturierte Pulse basiert auf demselben Prinzip des Vergleichs der ADC-Werte der Digitalisierungssamples mit zwei gegebenen Schwellen **high** und **low**. Genau wie beim zur Zeit verwendeten BCID-Algorithmus wird zunächst das Sample, welches ein BC vor der Saturation liegt ( $s-1$ ) mit dem hohen Schwellenwert verglichen. Liegt das Sample oberhalb der Schwelle wird genau so verfahren wie bisher, das heißt ein weiterer Vergleich des Samples zwei BC vor der Saturation entscheidet, ob das Signal dem ersten saturierten Sample  $s$  (falls  $ADC(s-2) > \text{low}$  ist) oder dem darauf folgenden Sample  $s+1$  (falls  $ADC(s-2) \leq \text{low}$  ist) zugeordnet wird.

Tritt hingegen der Fall ein, dass das Sample  $s-1$  unterhalb der Schwelle **high** liegt, wird in dem verbesserten Algorithmus ein zusätzlicher Vergleich zwischen der hohen Schwelle und dem 80 MHz-Sample, das 12,5 ns vor dem ersten saturierten Sample liegt, durchgeführt. Dieses Sample wird mit  $s-0.5$  bezeichnet. Wieder lässt sich das Ergebnis des Algorithmus durch eine Abschätzung der Steigung in der Flanke erklären: liegt das Sample oberhalb der Schwelle, so ist die Flanke weniger steil, als in dem Fall, in dem das Sample darunter liegt. Dementsprechend wird für den Fall, dass  $s-0.5$  über dem Schwellenwert **high** liegt, das Signal dem BC des Samples  $s+1$  zugeordnet, im umgekehrten Fall aber, in dem das Sample unterhalb des Schwellenwertes liegt, lautet das Ergebnis des verbesserten Algorithmus  $s+2$ .

Insgesamt lässt sich der verbesserte Algorithmus also wie folgt zusammenfassen:

- Wenn  $ADC(s-1) > \text{high}$  und  $ADC(s-2) > \text{low}$  gilt, wird das Signal dem BC des Samples  $s$  zugeordnet. Diese Situation wird später noch einmal aufgegriffen werden, und daher mit (1) bezeichnet.
- Wenn  $ADC(s-1) > \text{high}$  und  $ADC(s-2) \leq \text{low}$  gilt, wird das Signal dem BC des Samples  $s+1$  zugeordnet. Diese Situation wird mit (2) bezeichnet.
- Wenn  $ADC(s-1) \leq \text{high}$  und  $ADC(s-0.5) > \text{high}$  gilt, wird das Signal dem BC des Samples  $s+1$  zugeordnet. Diese Situation wird mit (3) bezeichnet.
- Wenn  $ADC(s-1) \leq \text{high}$  und  $ADC(s-0.5) \leq \text{high}$  gilt, wird das Signal dem BC des Samples  $s+2$  zugeordnet. Diese Situation wird mit (4) bezeichnet.

Durch diese Erweiterung des bisherigen Algorithmus wird also auch im Falle sehr hoher Pulse, für die das Sample  $n-2$  saturiert, eine richtige Zuordnung von Signal zu BC möglich, wie das Beispiel in Abbildung 4.4 zeigt. Im Vergleich zum bisherigen Algorithmus der, wie im linken Teil der Abbildung gezeigt, das Signal einem falschen BC zuordnet, wird durch Hinzunahme des gekennzeichneten 80 MHz-Samples  $s-0.5$  mit dem verbesserten Algorithmus das richtige BC gewählt.

Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit der Analyse dieses verbesserten Algorithmus bezüglich seiner grundsätzlichen Validierung und einer Abschätzung der maximalen Energie, bis zu der hin der Algorithmus die Signale den korrekten BCs

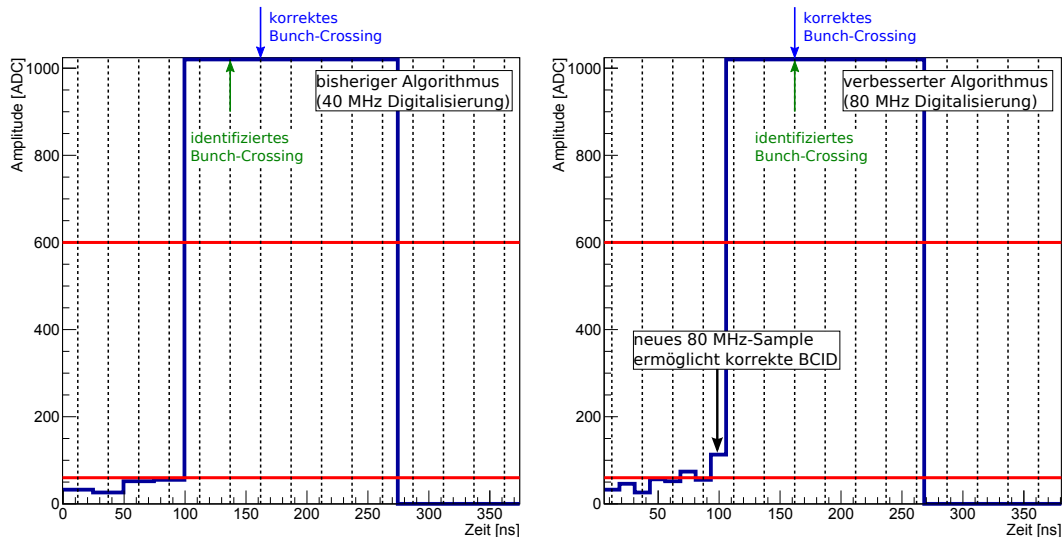


Abbildung 4.4: Der momentan benutzte Algorithmus (links) identifiziert das BC vor dem korrekten BC, sobald das Sample  $n-2$  saturiert. Der verbesserte Algorithmus (rechts) nutzt die feinere Digitalisierung des nMCM aus, um auch in diesem Fall noch das korrekte BC zu identifizieren.

zuordnet. Diese Analyse wird, da keine Kollisionsdaten mit der benötigten 80 MHz-Digitalisierung existieren, zunächst mit Kalibrationsdaten durchgeführt, für die sich 80 MHz-Pulse konstruieren lassen. Anschließend wird eine Analyse der Unterschiede zwischen Kalibrations- und Kollisionspulsen vorgestellt, und die Einflüsse dieser Unterschiede auf die Ergebnisse für den verbesserten BCID-Algorithmus werden diskutiert.

## 4.2 Analyse mit Kalibrationspulsen

### 4.2.1 Rekonstruktion von Kalibrationspulsen

Um den verbesserten BCID-Algorithmus einer Analyse unterziehen zu können, müssen die Pulsformen saturierter Trigger-Tower-Signale mit einer Genauigkeit von 12,5 ns bekannt sein, was einer 80 MHz-Digitalisierung entspricht. Ausserdem werden Samples bis zu 62,5 ns vor dem Pulsmaximum benötigt, da sich in diesem Abstand das, im Vergleich zum bisher benutzten Algorithmus, neue 80 MHz-Sample befindet, das in den verbesserten Algorithmus mit einbezogen wird.

Diesen beiden Anforderungen werden die Daten, die während den Proton-Proton-Kollisionen im Trigger aufgenommen werden, nicht gerecht. Für jedes gespeicherte Ereignis werden nämlich nur die fünf zentralen 40 MHz-Digitalisierungs-Samples gespeichert. Damit sind das Sample, welches zu dem BC des gespeicherten Ereignisses gehört, sowie jeweils die zwei Samples davor und danach gemeint. Pro Ereignis stehen also fünf Werte zur Verfügung, die den Verlauf des Pulses im Bereich  $\pm 50$  ns um

das Pulsmaximum herum in Abständen von 25 ns beschreiben. Mit solchen Daten ist eine Analyse des verbesserten Algorithmus zunächst nicht möglich.

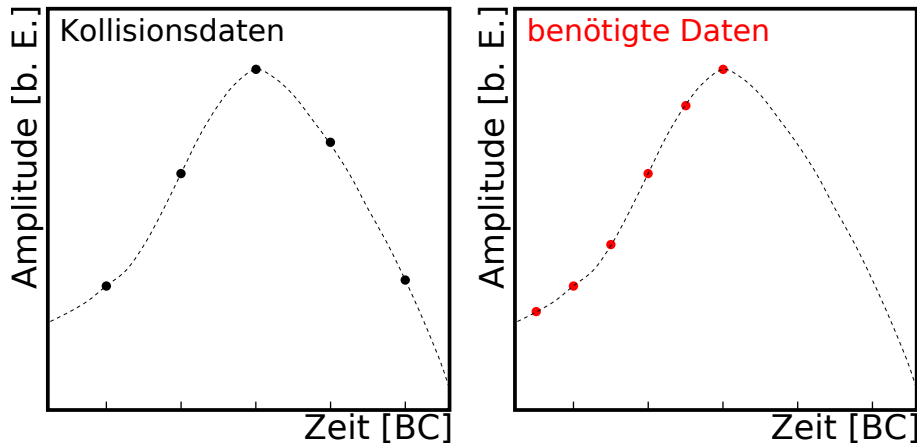


Abbildung 4.5: Illustration des Unterschiedes zwischen den Daten, die während des LHC-Betriebs vom Trigger gespeichert werden (links) und den Datenpunkten, die für eine Analyse des verbesserten Algorithmus nötig sind (rechts).

In Abbildung 4.5 ist dieser Unterschied zwischen den gespeicherten Kollisionsdaten (schwarze Punkte im linken Bild) und den für diese Analyse notwendigen Daten (rote Punkte im rechten Bild) dargestellt.

Statt der Kollisionsdaten bedient man sich daher spezieller Kalibrationsdaten, die aus sogenannten *PHOS4-Scans* stammen. Mittels eines solchen Scans lassen sich die Pulsformen der Kalibrationssignale aller Trigger-Tower-Kanäle mit einer Auflösung von 1 ns rekonstruieren. Die so gewonnenen Pulsformen können anschließend dazu verwendet werden, die zur Analyse des verbesserten BCID-Algorithmus nötigen 80 MHz-Digitalisierungs-Samples zu erhalten, indem vom Maximum des Pulses ausgehend alle 12,5 ns ein Sample gewählt wird. Um die dabei auftretenden Samples bei halbzahligen ns-Zeiten zu berechnen, die sich nicht direkt aus der Rekonstruktion der Pulse ergeben, wird zwischen benachbarten Werten interpoliert.

Ein Vorteil der Kalibrationsdaten ist außerdem, dass für sie mehr als nur die fünf zentralen Samples aufgenommen werden können. Dies ist dadurch begründet, dass der Speicherplatzverbrauch aufgrund der vergleichsweise geringen Anzahl an Signalen pro PHOS4-Scan (typischerweise  $\sim 600$  pro Trigger-Tower) begrenzt ist. Im PHOS4-Scan werden normalerweise 15 Samples pro Puls aufgenommen.

Ein PHOS4-Scan nutzt die Funktion des PHOS4-Chips des MCMs. Dieser ermöglicht es, den Zeitpunkt der Digitalisierung innerhalb des Zeitfensters von 25 ns, das durch den Abstand der BCs gegeben ist, in Schritten von 1 ns einzustellen. Er verfügt also über 25 Einstellungen, zwischen denen jeweils ein 1 ns Unterschied im Digitalisierungszeitpunkt durch den FADC besteht. Normalerweise wird diese Funktionalität verwendet, um den Digitalisierungszeitpunkt jedes einzelnen Trigger-Tower-Kanals möglichst nahe am Maximum des Pulses zu wählen, damit eine gute

Energieauflösung garantiert ist.<sup>3</sup>

Für den Zweck eines PHOS4-Scans wird nun in den Kalibrationssystemen des Kalorimeters ein Puls in jede Auslesezone eingespeist. Die Pulse passieren die Front-End-Elektronik der Kalorimeter, werden dort zu Trigger-Towern aufsummiert, über Kabel vom Detektor zum Receiver des L1Calo-Systems transportiert, und schließlich werden die Trigger-Tower-Pulse durch den FADC des MCMs mit einer Frequenz von 40 MHz (entsprechend 25 ns Abstand zwischen den Samples) digitalisiert. Dieser Vorgang wird einige Male wiederholt (typischerweise 20 bis 25 mal), wobei immer der gleiche Puls eingespeist wird. Daraufhin wird die Einstellung des PHOS4-Chips um 1 ns verändert, und es wird erneut der gleiche Puls wiederholt in das Kalibrationssystem gegeben. Dies wird so lange wiederholt, bis die Trigger-Tower-Pulse bei jeder der 25 Einstellungen des PHOS4-Chips aufgenommen wurden.

Durch die Kombination all dieser Daten lässt sich nun für jeden Trigger-Tower-Kanal ein Kalibrationspuls rekonstruieren. Dazu werden schrittweise die Daten zu den verschiedenen Einstellungen des PHOS4-Chips analysiert. Im ersten Schritt wird zunächst Sample für Sample ein Mittelwert über die verschiedenen Messungen der ersten PHOS4-Einstellung gebildet, um Rauschen zu unterdrücken. Die 15 gemittelten Samples werden daraufhin in einem Graphen eingetragen, der ihren ADC-Wert gegen die Zeit in ns darstellt. Für die Daten der ersten PHOS4-Einstellung erhält man also Punkte bei  $t = 0$  ns, 25 ns, 50 ns, ... bis hin zu 350 ns. Im nächsten Schritt wird das ganze Vorgehen für die Messwerte aus der zweiten PHOS4-Einstellung wiederholt: erneut werden die Messungen zwecks Rausch-Unterdrückung gemittelt und die gemittelten Werte werden anschließend in denselben Graphen eingetragen, mit einer entsprechenden Verschiebung von 1 ns aufgrund der Einstellung des PHOS4-Chips. Es kommen also Punkte bei  $t = 1$  ns, 26 ns, 51 ns, ..., 351 ns hinzu. Indem man diese Berechnung für alle 25 Einstellungen des PHOS4-Chips wiederholt erhält man schließlich für jeden Trigger-Tower-Kanal einen aus 375 Punkten bestehenden Graphen, der der Pulsform dieses Trigger-Towers bei einer Auflösung von 1 ns entspricht.

Dieses Vorgehen ist in Abbildung 4.6 für die ersten drei Rekonstruktionsschritte skizziert. Von links nach rechts kommen in jedem Schritt weitere Punkte hinzu, die einer Digitalisierung des gleichen analogen Pulses bei einer anderen PHOS4-Einstellung entsprechen.

Im linken Teil der Abbildung 4.7 ist ein komplett rekonstruierter Kalibrationspuls gezeigt. Dieser gehört zu einem zentral gelegenen Trigger-Tower des EMB-Kalorimeters. Das Pedestal liegt bei etwa 30 ADC-Counts, und der Puls ist grob 200 ns breit. Am Ende des aufgenommenen Teils des Pulses, ungefähr bei  $t = 320$  ns, nimmt der rekonstruierte Puls einen konstanten Wert von 0 an. Dies liegt am Unterschwinger, der auf den eigentlichen Puls folgt (s. Abb. 2.6). Sobald dieser stärker ist als das Pedestal wird die Spannung negativ. Bei der Digitalisierung durch den

---

<sup>3</sup>Das L1Calo-System berechnet  $E_T$  aus der Höhe des FIR-Filter-Ergebnisses für das jeweilige BC. Je genauer der Digitalisierungszeitpunkt das Maximum des analogen Spannungspulses trifft, desto besser entspricht der vom Trigger ermittelte  $E_T$ -Wert der tatsächlich im Kalorimeter deponierten Energie.

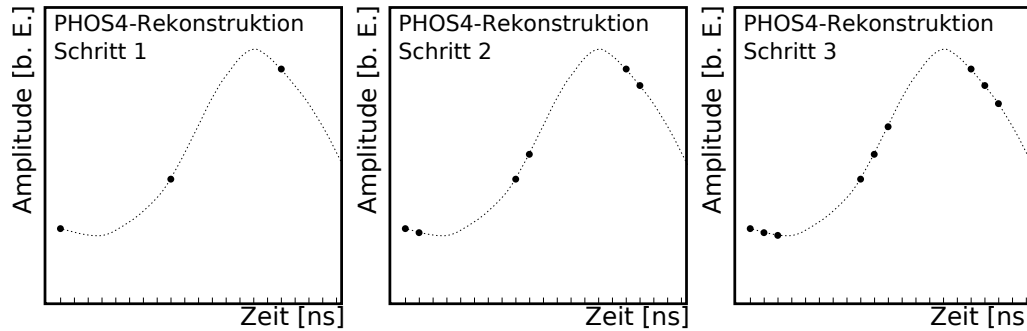


Abbildung 4.6: Illustration zur Rekonstruktion von Kalibrationspulsen mit PHOS4-Scans. Der PHOS4-Chip steuert den exakten Zeitpunkt der Digitalisierung innerhalb des Zeitraums zwischen zwei BC mit einer Genauigkeit von 1 ns. Durch wiederholtes Einspeisen des gleichen Pulses in das Kalibrationssystem der Kalorimeter und Aufnahme der im L1Calo digitalisierten Trigger-Tower-Signale bei verschiedenen Einstellungen des PHOS4-Chips lässt sich so der Puls mit einer Genauigkeit von 1 ns rekonstruieren. Die Abbildung zeigt von links nach rechts bildhaft die ersten drei Schritte einer solchen Rekonstruktion.

FADC werden aber alle negativen Spannungen als 0 digitalisiert.

Die einzelnen Punkte verfügen jeweils über eine statistische Unsicherheit, die aus der Mittelung der Werte bei der PHOS4-Rekonstruktion folgt. Allerdings ist diese so gering ( $\sim 0,3$  ADC-Counts), dass die Fehlerbalken in der Gesamtansicht nicht sichtbar sind.

Auch auffällig sind die Schwankungen im konstanten Bereich vor dem Beginn des Pulses. Diese sind im rechten Teil der Abbildung 4.7 vergrößert dargestellt. Bei genauerer Betrachtung dieser Schwankungen zeigt sich, dass sie eine Regelmäßigkeit besitzen: Punkte, die bei der PHOS4-Rekonstruktion bei derselben Einstellung des PHOS4-Chips aufgenommen wurden, weisen immer eine ähnlich starke Abweichung in dieselbe Richtung auf. Diese Abweichung kommt dadurch zustande, dass die Einstellung des PHOS4-Chips das Pedestal beeinflussen.

Für die weitere Behandlung der Pulse wird eine möglichst glatte Pulsform benötigt, weil durch Interpolation zwischen den Samples die für die Analyse des verbesserten Algorithmus nötigen 80 MHz-Samples konstruiert werden sollen und die resultierenden Werte durch die Schwankung der in die Interpolation eingehenden Punkte beeinflusst werden.

Um die Schwankungen zu verringern, wird zunächst für jede Einstellung des PHOS4-Chips eine Pedestalkorrektur berechnet, der sich aus der Abweichung des ersten zu dieser Einstellung gehörenden Wertes von einem festgelegten Soll-Wert für das Pedestal (32 ADC-Counts) ergibt. Diese Differenz wird dann von allen Samples, die zur jeweiligen PHOS4-Einstellung gehören, abgezogen. Ein beispielhaftes Ergebnis dieser Glättung ist, für denselben Trigger-Tower wie in Abbildung 4.7, in Abbildung 4.8 links gezeigt. Die Schwankungen im Bereich vor dem Puls sind hier

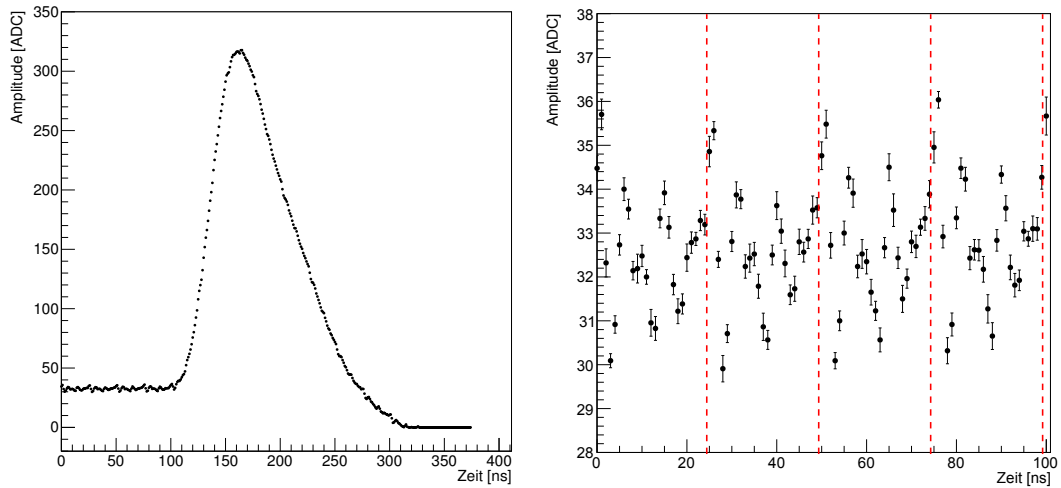


Abbildung 4.7: Das Ergebnis der PHOS4-Rekonstruktion (links) für einen Tower bei den Koordinaten  $\eta = 0,05$ ,  $\phi = 0,05$  für den PHOS4-Scan 174155. Besonders im konstanten Bereich vor dem Puls und in der abfallenden Flanke fallen die Schwankungen auf, die durch die Einstellung des PHOS4-Chips verursacht werden. Die rechte Teilabbildung zeigt eine Vergrößerung des Bereichs vor dem Puls, die gestrichelten roten Linien trennen Gruppen von jeweils 25 Samples voneinander. Zwischen diesen Gruppen ist eine starke Ähnlichkeit in dem Verhalten der Samples erkennbar. Die Schwankungen hängen also von der Position des Samples innerhalb der Gruppe ab, die durch die Einstellung des PHOS4-Chips gegeben ist.

kaum noch vorhanden, und auch der Puls selber erscheint viel glatter.

Aus dieser geglätteten Pulsform sollen nun die Samples für die Analyse des verbesserten Algorithmus genommen werden. Dazu werden Samples in Schritten von 12,5 ns ausgelesen, wobei die Samples mit halbzahligen ns-Werten durch lineare Interpolation der benachbarten Samples zu ganzzahligen ns-Werten berechnet werden. Um eine solche Auswahl zu treffen, muss allerdings noch ein Ausgangspunkt gefunden werden, von dem aus die Samples in den entsprechenden Schritten gewählt werden können. Dieser Ausgangspunkt wird durch die Bestimmung des Pulsmaximums ermittelt. Um möglichen Rauscheffekten entgegenzuwirken wird dazu nicht einfach das am höchsten liegende Sample gewählt, sondern es wird ein Fit einer Funktion um diesen höchsten Punkt herum durchgeführt, und die mit  $x_0$  bezeichnete Position des Maximums der Funktion als Ausgangspunkt verwendet.

Die dazu gewählte Fit-Funktion ist eine *Gauß-Landau-Funktion*, welche sich aus einer Gauß-Kurve und einer Landau-Funktion jeweils links und rechts des Maximums zusammensetzt. Dies ist eine empirisch gefundene Funktion, die eine gute Beschreibung der Pulsform liefert. Sie ist gegeben durch

$$f(x < x_0) = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_G^2}} - \frac{1}{2} + p, \quad (4.1)$$

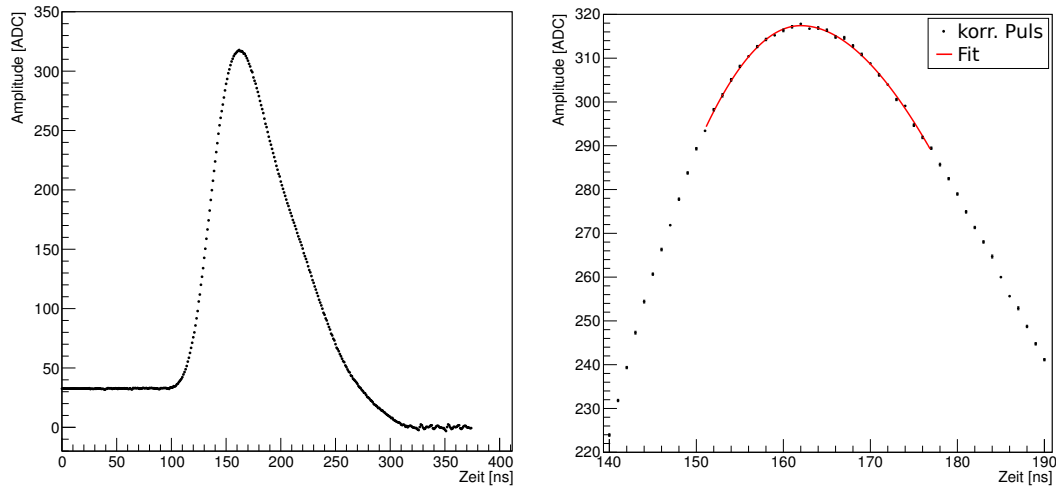


Abbildung 4.8: Die linke Teilabbildung zeigt das Ergebnis der Glättung des PHOS4-rekonstruierten Pulses aus Abb. 4.7. Die Pulsform ist hier deutlich glatter und die Schwankungen im Bereich vor dem Puls sind nahezu verschwunden. Im rechten Teil ist eine Vergrößerung des Maximums des Pulses gezeigt. Das Ergebnis eines Gauß-Landau-Fits um das Maximum herum ist als rote Linie eingetragen.

$$f(x > x_0) = \left( A + U e^{\frac{1}{2}} \right) e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-x_0}{\sigma_L} + e^{-\frac{x-x_0}{\sigma_L}} \right)} + p - U. \quad (4.2)$$

Hier bezeichnet  $A$  die Amplitude der Funktion,  $x_0$  die gesuchte Position des Maximums, mit  $\sigma_G$  ( $\sigma_L$ ) wird die Breite des Gauß-Anteils (des Landau-Anteils) parametrisiert,  $p$  steht für das Pedestal und durch  $U$  wird der Unterschwinger zu Werten unterhalb des Pedestals mit einbezogen. Diese Funktion wurde bereits zuvor [16] zur Bestimmung des *fine-timings* benutzt. Für die Anpassung der Funktion an den Puls werden die 27 Samples im Bereich  $\pm 13$  ns um das Maximum herum benutzt. Anschließend wird das Sample, welches der Position des Maximums des Fits ( $x_0$ ) am nächsten liegt, als Aufpunkt für die Auswahl der Samples gewählt.

Ein solcher Fit ist im rechten Teil der Abbildung 4.8 gezeigt. Der Fit wurde um das Maximum des Pulses durchgeführt, der im linken Teil derselben Abbildung zu sehen ist.

Das Ergebnis der 80 MHz-Digitalisierung des in Abbildung 4.8 dargestellten Pulses ist in Abbildung 4.9 gezeigt.

## 4.2.2 Analyse des verbesserten Algorithmus

### Extrapolation der ADC-Samples

Um den BCID-Algorithmus analysieren zu können, werden die Pulsformen der verschiedenen Trigger-Tower-Kanäle für sehr hohe transversale Energien benötigt. Die

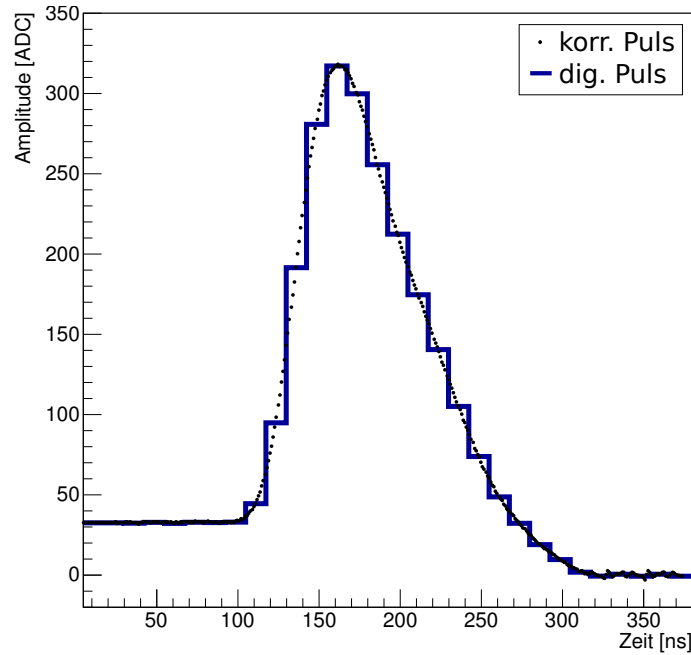


Abbildung 4.9: Gezeigt sind der PHOS4-rekonstruierte, geglättete Puls aus Abb. 4.8 links (schwarze Punkte), sowie der sich ergebende 80 MHz-digitalisierte Puls (blaue Linie), wenn vom erstgenannten Puls Samples in 12,5 ns-Schritten gewählt werden.

Signale, die, wie im letzten Abschnitt erklärt wurde, aus Kalibrationsdaten rekonstruiert wurden, sind aber jeweils nur einer festen Energie zugehörig, die ausserdem noch unterhalb der Sättigungsschwelle liegt. Die PHOS4-Scans, die verwendet wurden, um die Pulse zu rekonstruieren, werden typischerweise bei Amplituden von 300 bis 600 ADC-Counts durchgeführt. Damit die so rekonstruierten Signale für eine Analyse des BCID-Algorithmus verwendet werden können, werden sie daher bis zu den höchsten erreichbaren Energien extrapoliert.

In der Analyse [15] wurde unter anderem das Verhalten der einzelnen Digitalisierungs-Samples als Funktion der transversalen Energie  $E_T$  anhand von Kalibrationspulsen studiert. Dazu wurden Signale verschiedener Stärke in die Kalibrationssysteme der Kalorimeter eingespeist und die sich im L1Calo-System ergebenden Trigger-Tower-Pulse gespeichert.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.10 für einen dieser Trigger-Tower gezeigt. Dort sind die ADC-Werte der Samples  $n-2$  (zwei BC bzw. 50 ns vor dem Pulsmaximum) bis  $n+3$  (drei BC bzw. 75 ns nach dem Maximum) gegen die transversale Energie aufgetragen, der die Signalhöhe entspricht. Die Sample  $n-1$  bis  $n+3$  (Abbildung 4.10 (b) bis (f)) verhalten sich dabei bis zur Sättigung in guter Näherung linear als Funktion der Energie. Sie können daher direkt als lineare Funktionen extrapoliert werden.

Für das Sample  $n-2$  (Abbildung 4.10 (a)) ist die Situation anders. Zum einen ist es als einziges der gezeigten Sample nicht bei den gemessenen Energien saturiert, zum



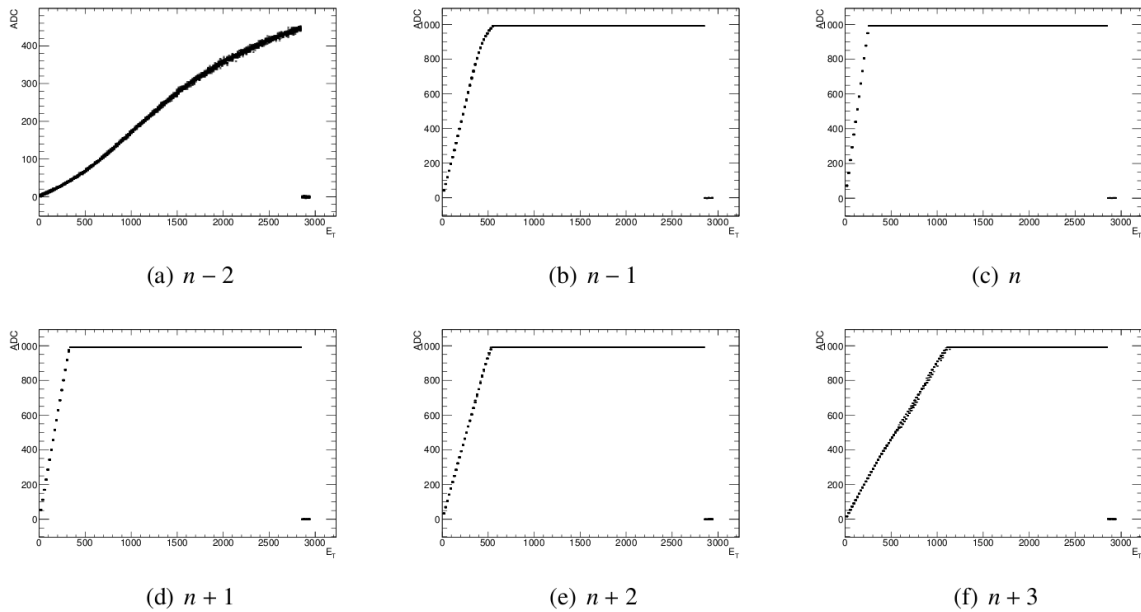


Abbildung 4.10: Die ADC-Werte der Samples um das maximale Sample  $n$  herum als Funktion der Energie. Diese Ergebnisse stammen aus Kalibrationsdaten. Der plötzliche Abfall bei Energien ab etwa 3 TeV kommt dadurch zustande, dass die Kalibrationshardware bei solchen Werten saturiert.[15]

anderen nimmt seine Steigung als Funktion von  $E_T$  zu hohem  $E_T$  hin ab, so dass es sich nicht durch eine lineare Funktion von den niedrigsten bis zu den höchsten Energien approximieren lässt. Um dennoch eine Schätzung für dieses Sample vornehmen zu können, wird ebenfalls eine lineare Extrapolation durchgeführt. Dabei wird aber die Steigung so angepasst, dass die Schätzung möglichst konservativ ist. Was dies im einzelnen bedeutet, wird in den entsprechenden Abschnitten erläutert, in denen das Sample auftritt. Je nach Kontext kann eine systematische Überschätzung des Samples oder eine systematische Unterschätzung der konservative Ansatz sein.

Geht man nun von einem linearen Verhalten der Samples in  $E_T$  aus, lässt sich der ADC-Wert des Samples  $k$  als Funktion von  $E_T$  wie folgt schreiben:

$$ADC(k; E_T) = A + BE_T. \quad (4.3)$$

Die beiden Parameter  $A$  und  $B$  müssen dabei noch fixiert werden. Dies wird dadurch erreicht, dass zwei Punkte festgelegt werden, welche die Funktion passieren muss:

- Bei verschwindender Energie verschwindet auch das Signal. Also nimmt das Sample für  $E_T = 0$  den Wert des Pedestals  $p$  an. Aus dieser Bedingung folgt  $A = p$ .
- Die Pulsform aus der PHOS4-Rekonstruktion entspricht einem Puls der Energie  $E_{T;0}$ . Durch die Höhe des Samples in dem rekonstruierten Puls wird also ein weiterer Punkt festgelegt, wodurch sich der Parameter  $B$  berechnen lässt.

Durch diese beiden Bedingungen lassen sich die Konstanten festlegen, und es folgt eine Gleichung für die Samples als Funktion der Energie:

$$ADC(\mathbf{k}; E_T) = p + \frac{E_T}{E_{T;0}} (ADC(\mathbf{k}; E_{T;0}) - p), \quad (4.4)$$

wobei  $p$  das Pedestal bezeichnet und  $E_{T;0}$  die transversale Energie des PHOS4-rekonstruierten Signals ist.

Für die folgenden Abschnitte sind insbesondere zwei Werte relevant, die an dieser Stelle hergeleitet werden sollen. So ist beispielsweise die transversale Energie  $E_T^{SAT;k}$ , bei der das Sample  $\mathbf{n-k}^4$  die Saturationsschwelle erreicht, wichtig. Diese Energie ergibt sich aufgrund der Tatsache, dass für saturierte Samples der ADC-Wert dem Maximalwert von 1023 ADC-Counts entspricht, durch Umstellen aus Gleichung (4.4). Das Ergebnis lautet:

$$E_T^{SAT;k} = \frac{1023 - p}{ADC(\mathbf{n-k}; E_{T;0}) - p} E_{T;0}. \quad (4.5)$$

Mit diesem Ergebnis lässt sich auch eine zweite wichtige Größe berechnen, nämlich die Höhe des Samples  $\mathbf{n-m}$  bei der Saturationsenergie des Samples  $\mathbf{n-k}$ :

$$ADC(\mathbf{n-m}; E_T^{SAT;k}) = p + (1023 - p) \frac{ADC(\mathbf{n-m}; E_{T;0}) - p}{ADC(\mathbf{n-k}; E_{T;0}) - p}. \quad (4.6)$$

### Validierung des Algorithmus

Die Frage, ob der 80 MHz-Algorithmus prinzipiell anwendbar ist, ist äquivalent zu der Frage, ob die beiden Schwellen `low` und `high` so gewählt werden können, dass über den ganzen Energiebereich bis hin zur höchstmöglichen Energie das richtige BC identifiziert wird.

Um eine Abschätzung für die möglichen Werte dieser Schwellen zu erhalten, betrachtet man zunächst noch einmal das genaue Vorgehen des Algorithmus (s. Seite 55). Da dieser durch Vergleiche der einzelnen Samples mit den Schwellenwerten das Signal einem BC zuordnet, lassen sich umgekehrt, durch eine Analyse der Pulsformen und Verwendung der oben beschriebenen Extrapolation, zulässige Werte für die Schwellenwerte berechnen.

Es gibt grundsätzlich drei verschiedene Situationen, in denen der Algorithmus funktionieren muss. Diese sind dadurch gegeben, wie viele der Samples des Pulses saturiert sind. Durch eine Betrachtung dieser Situationen lassen sich Einschränkungen für die Schwellenwerte herleiten:

- Das Sample  $\mathbf{n}$  saturiert. In diesem Fall muss die im Algorithmus mit (1) gekennzeichnete Situation eintreten, in der das Signal dem zum ersten saturierten Sample gehörigen BC zugeordnet wird. Es muss also  $ADC(\mathbf{n-1}; E_T^{SAT;0}) > \text{high}$  sowie  $ADC(\mathbf{n-2}; E_T^{SAT;0}) > \text{low}$  gelten.

---

<sup>4</sup> $\mathbf{n}$  bezeichnet hier wieder das Sample im Pulsmaximum.  $\mathbf{n-k}$  ist also das Sample, welches  $k \cdot 25$  ns vor  $\mathbf{n}$  liegt (entsprechend einem Abstand von  $k$  BC).

- Sobald das Sample  $n-1$  saturiert, muss entweder Situation (2) oder (3) eintreten, abhängig davon wie sich  $ADC(n-2; E_T)$  (in diesem Fall gleich  $s-2$ ) zum hohen Schwellenwert **high** verhält. Bei geringerer  $E_T$  befindet sich das Sample zunächst unterhalb des Schwellenwertes, also muss Situation (3) vorliegen. Daraus ergibt sich die Bedingung  $ADC(n-1.5; E_T^{SAT;1}) > \text{high}$ . Sobald das Sample  $n-2$  den hohen Schwellenwert übersteigt, muss Situation (2) eintreten und solange vorherrschen, bis das Sample  $n-2$  saturiert. Somit ergibt sich die Forderung  $ADC(n-3; E_T^{SAT;2}) < \text{low}$  an den niedrigen Schwellenwert.
- Das Sample  $n-2$  saturiert: hier identifiziert der Algorithmus so lange das richtige BC, wie Situation (4) gilt, das heißt solange  $ADC(n-2.5; E_T)$  kleiner ist als der hohe Schwellenwert. Aus dieser Forderung folgt keine Bedingung an die Schwellenwerte, sondern der Wert der maximalen transversalen Energie, bis zu der hin der Algorithmus das korrekte BC identifiziert. Die Bestimmung dieser Energie wird im nachfolgenden Abschnitt 4.2.2 diskutiert.

Zusammengefasst ergeben sich die folgenden Bedingungen an die Schwellenwerte:

$$ADC(n-3; E_T^{SAT;2}) < \text{low} < ADC(n-2; E_T^{SAT;0}), \quad (4.7)$$

$$\text{high} < \min\left(ADC(n-1; E_T^{SAT;0}), ADC(n-1.5; E_T^{SAT;1})\right) \quad (4.8)$$

Abhängig von der Pulsform lassen sich also Grenzen berechnen, innerhalb derer die Schwellenwerte so gewählt werden können, dass der BCID-Algorithmus über das komplette Energie-Intervall von der Saturation des ersten Samples bis hin zur maximalen Energie das korrekte BC identifiziert. Dabei wird der niedrige Schwellenwert von beiden Seiten eingeschränkt, der hohe Schwellenwert hingegen nur von oben. Die genauen Werte lassen sich alle gemäß der Gleichung (4.6) berechnen.

Damit die Schwellenwerte gewählt werden können, damit also der Algorithmus prinzipiell eingesetzt werden kann, sind zwei Bedingungen zu erfüllen:

1. Der angegebene Minimalwert des niedrigen Schwellenwertes darf nicht den Maximalwert desselben übersteigen.
2. Der Minimalwert des niedrigen Schwellenwertes darf nicht den Maximalwert des hohen Schwellenwertes übersteigen.

Im folgenden werden daher zwei Variablen betrachtet, zum einen die Differenz zwischen den beiden Grenzen des niedrigen Schwellenwertes und zum anderen die Differenz zwischen der oberen Grenze des hohen Schwellenwertes und der unteren Grenze des niedrigen Schwellenwertes. Für alle Trigger-Tower, bei denen diese Differenzen größer als 0 sind, ist der BCID-Algorithmus einsetzbar.

Die nachfolgenden Abbildungen (4.11 bis 4.14) zeigen die Resultate der Berechnung dieser Differenzen für die verschiedenen Partitionen des Kalorimeters. Da die Kalibrationssysteme des LAr-Kalorimeters sich von denen des Tile-Kalorimeters

grundlegend unterscheiden, sind keine parallelen PHOS4-Scans für beide Kalorimeter-Arten möglich. Daher sind für das hadronische Kalorimeter jeweils zwei Berechnungen durchgeführt worden, jeweils eine für das Tile-Kalorimeter (Barrel,  $\eta < 1,5$ ) und eine für das LAr-Kalorimeter (Endkappe und Vorwärtskalorimeter,  $\eta > 1,5$ ). Die Abbildungen zeigen jeweils eine Übersicht der Trigger-Tower-Kanäle in  $\eta \times \phi$ , wobei jedes der eingefärbten Rechtecke für einen solchen Kanal steht, und die Farbe die jeweils dargestellte Differenz gemessen in ADC-Counts darstellt.

In allen Abbildungen fallen deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Bereichen des Kalorimeters auf, insbesondere für die Vorwärtskalorimeter ( $|\eta| > 3,2$ ) sind die gefundenen Differenzen sehr klein und verschwinden häufig. Dies liegt zum einen an Unterschieden zwischen den Front-End-Elektroniken der Kalorimeter je nach Bereich, wodurch die Signale verschieden geformt sind. Zum anderen sind die Unterschiede zwischen den Kalibrationspulsen und den Kollisionspulsen, für die der Algorithmus eigentlich konzipiert ist, je nach Kalorimeterbereich unterschiedlich stark (s. Kap. 4.3).

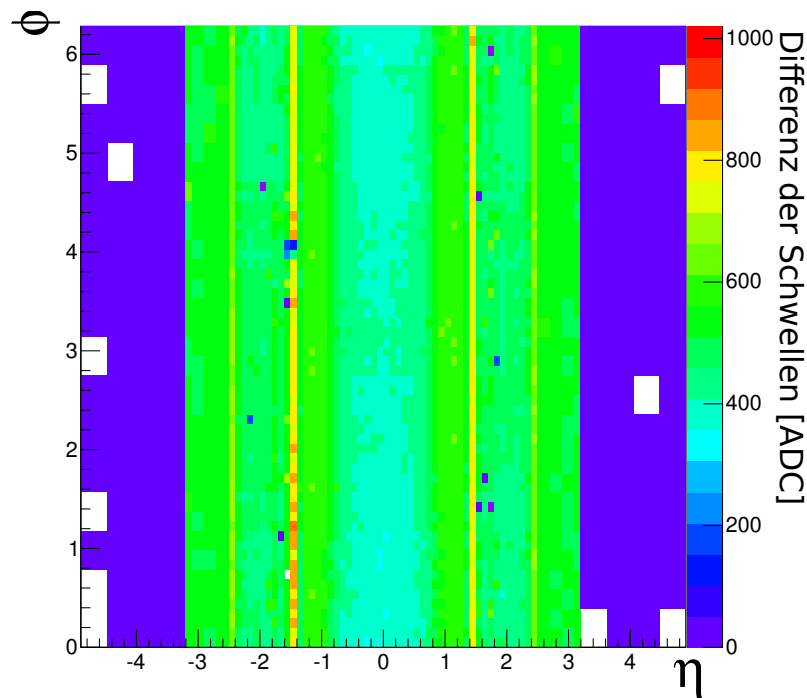


Abbildung 4.11: Differenz zwischen dem maximal möglichen hohen Schwellenwert und dem minimal möglichen niedrigen Schwellenwert für die Trigger-Tower des elektromagnetischen Kalorimeters. Konstruiert aus Daten des PHOS4-Scans 174155.

Abbildung 4.11 zeigt die Differenz zwischen der oberen Grenze des hohen Schwellenwertes und der unteren Grenze des niedrigen Schwellenwertes. Einige Trigger-Tower, hier in weiß dargestellt, weisen keinen positiven Wert auf. Diese liegen allesamt im Vorwärtskalorimeter, wo sich, wie bereits angesprochen, die Pulsformen

stark zwischen Kalibration und Kollisionen unterscheiden. Die Differenz der Schwellenwerte weist eine  $\eta$ -Abhängigkeit auf, die sich vor allem aus den bereits angesprochenen Unterschieden in den Detektorsystemen ergibt. Die Linien größerer Differenzen bei  $|\eta| = 1,45$  ( $|\eta| = -2,45$ ) kommen dadurch zustande, dass die Trigger-Tower dort aus einem Bereich stammen, in dem das EMB-Kalorimeter und das EMEC-Kalorimeter (*inner Wheel* und *outer Wheel* des EMEC) überlappen, und daher Signale aus Zellen der verschiedenen Detektorteile zum selben Trigger-Tower aufsummiert werden. In  $\phi$  ist die Verteilung sehr gleichförmig, nur im Bereich um  $|\eta| = 0$  ist ein geringer Anstieg zu Werten um  $\phi \approx \pi$  erkennbar.

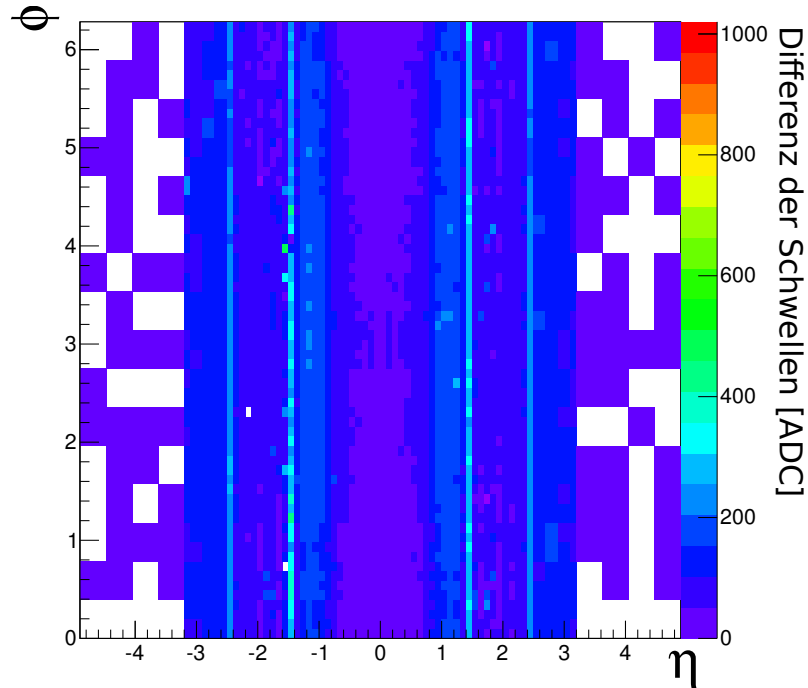


Abbildung 4.12: Differenz zwischen dem maximal und dem minimal möglichen niedrigen Schwellenwert für die Trigger-Tower des elektromagnetischen Kalorimeters. Konstruiert aus Daten des PHOS4-Scans 174155.

In Abbildung 4.12 ist die Differenz zwischen den beiden Grenzen für den niedrigen Schwellenwert aufgetragen. Die Struktur ähnelt der bereits in der vorher betrachteten Abbildung und ist auf dieselbe Weise zu begründen.

Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen die beiden Differenzen jeweils für das hadronische LAr-Kalorimeter (Endkappe und Vorwärtskalorimeter) und das hadronische Tile-Kalorimeter (Barrel).

### Abschätzung der Maximalenergie

In diesem Abschnitt soll die maximale Energie gefunden werden, bis zu der hin der verbesserte Algorithmus das korrekte BC identifiziert. Als Vergleichsgröße wird au-

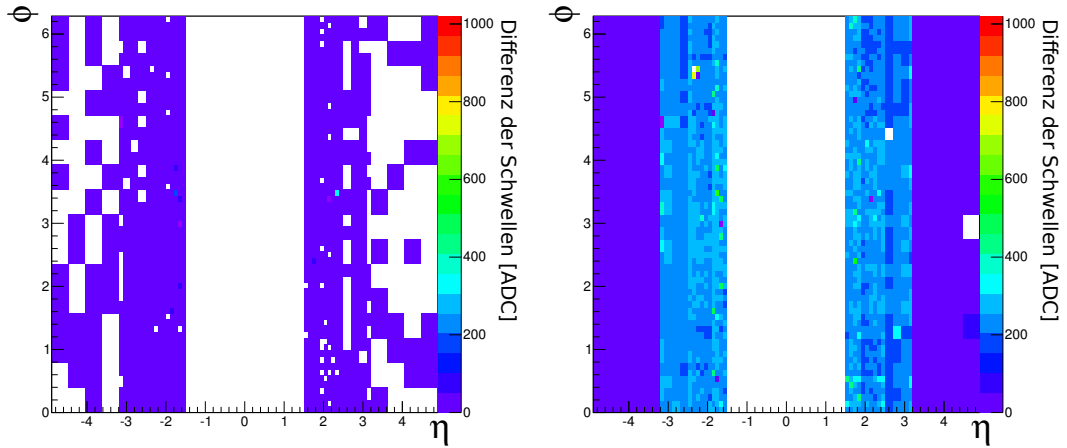


Abbildung 4.13: Die linke Teilabbildung zeigt die Differenz zwischen dem maximal und dem minimal möglichen niedrigen Schwellenwert für die Trigger-Tower des hadronischen LAr-Kalorimeters. Der rechte Teil zeigt, für denselben Kalorimeterbereich, die Differenz zwischen dem maximal möglichen hohen Schwellenwert und dem minimal möglichen niedrigen Schwellenwert. Die verwendeten Daten stammen aus dem PHOS4-Scan 174155.

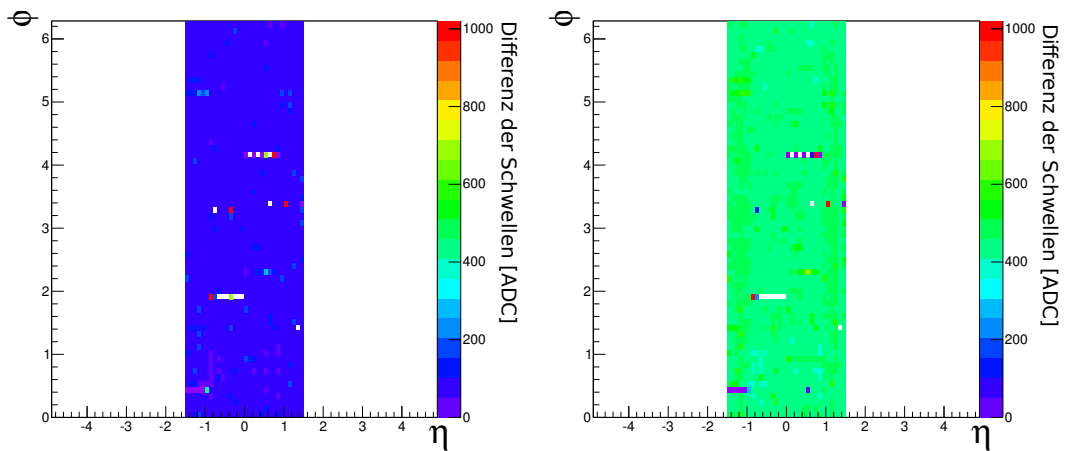


Abbildung 4.14: Die linke Teilabbildung zeigt die Differenz zwischen dem maximal und dem minimal möglichen niedrigen Schwellenwert für die Trigger-Tower des hadronischen Tile-Kalorimeters. Der rechte Teil zeigt, für denselben Kalorimeterbereich, die Differenz zwischen dem maximal möglichen hohen Schwellenwert und dem minimal möglichen niedrigen Schwellenwert. Die verwendeten Daten stammen aus dem PHOS4-Scan 175951.

ßerdem die entsprechende Maximalenergie des bisher verwendeten BCID-Algorithmus berechnet.

Bei der Analyse dieser maximalen Energie gibt es einige wichtige Punkte, die beachtet werden müssen:

- Die größte Energie, die ein einzelnes in der Kollision erzeugtes Teilchen tragen kann, ist genau die Hälfte der Schwerpunktsenergie. Bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV reicht also eine Analyse des Verhaltens der Trigger-Tower bis zu Energien von 7 TeV aus.
- Die Trigger-Tower-Pulse skalieren mit der deponierten *transversalen* Energie. Diese hängt mit der tatsächlichen Energie über  $E_T = \frac{E}{\cosh(\eta)}$  zusammen. Da  $\cosh(\eta)$  eine sehr stark mit  $\eta$  ansteigende Funktion ist, können die Vorwärtskalorimeter von der Betrachtung ausgeschlossen werden, da dort selbst bei den höchsten Energien keine starke Saturation eintreten kann.
- Auch die hadronischen Kalorimeter müssen nicht mit einbezogen werden, da Hadronen einen signifikanten Teil ihrer Energie in dem elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Es kommt daher nur sehr selten zur Saturation von hadronischen Trigger-Towern, und eine Saturation des Samples  $n-2$  kann ausgeschlossen werden.

Zusammenfassend reicht es also aus, das Verhalten der Trigger-Tower im EMB und EMEC bis zu Energien von 7 TeV zu untersuchen.

Bei dem bisher verwendeten (40 MHz) BCID-Algorithmus wird dann das falsche BC identifiziert, wenn das Sample  $n-2$  saturiert. Die maximale transversale Energie, für die eine korrekte BCID durch den 40 MHz-Algorithmus garantiert werden kann, folgt daher aus Gleichung (4.5) mit  $k = 2$ :

$$E_T^{MAX40} = \frac{1023 - p}{ADC(n-2; E_{T;0}) - p} E_{T;0}. \quad (4.9)$$

Um  $E_{T;0}$  zu eliminieren wird der Ansatz gewählt, dass je 1 ADC-Count im Maximum des Pulses, also der Höhe des Signals im Sample  $n$ , 0,25 GeV entspricht. Dies ist der Wert, der auch im Trigger durch entsprechende Kalibration eingestellt ist. Somit ergibt sich:

$$E_T^{MAX40} = 0,25 \text{ GeV} \cdot (1023 - p) \frac{ADC(n; E_{T;0}) - p}{ADC(n-2; E_{T;0}) - p}. \quad (4.10)$$

Der verbesserte (80 MHz) BCID-Algorithmus ordnet auch bei Saturation des Samples  $n-2$  das Signal dem richtigen BC zu, sofern das Sample  $n-2.5$  noch unter dem hohen Schwellenwert liegt (Situation (4) im Algorithmus, siehe Seite 4.1). Erst wenn das Sample den Schwellenwert überschreitet wird das falsche BC identifiziert. Bei der Ermittlung der Maximalenergie für den neuen Algorithmus wird daher diejenige Energie  $E^{MAX80}$  gesucht, für die die Bedingung

$$ADC(n-2.5; E^{MAX80}) = \text{high} \quad (4.11)$$

gilt. Mit der Gleichung (4.4), lässt sich diese Bedingung umschreiben:

$$E_T^{MAX80} = 0,25 \text{ GeV} \cdot (\text{high} - p) \frac{ADC(\mathbf{n}; E_{T;0}) - p}{ADC(\mathbf{n}-2.5; E_{T;0}) - p}. \quad (4.12)$$

Diese Berechnungen sind in Abbildung 4.15 skizzenhaft zusammengefasst.

Die beiden Gleichungen (4.10) und (4.12) beschreiben, wie die maximale *transversale* Energie der beiden Algorithmen berechnet werden können. Um daraus die maximale Energie zu erhalten, wird, wie bereits angesprochen, das Ergebnis der Gleichungen noch mit einem geometrischen Faktor  $\cosh(\eta)$  multipliziert. Allerdings darf an dieser Stelle auch nicht die beobachtete Nicht-Linearität des Samples  $\mathbf{n}-2$  in der Energie vernachlässigt werden. Um diese zu berücksichtigen, wird für beide Berechnungen die angenommene Steigung verdoppelt, das Ergebnis für die maximale Energie also halbiert. Die Ergebnisse sind also als konservative Abschätzung für die Maximalenergien der Algorithmen zu verstehen.

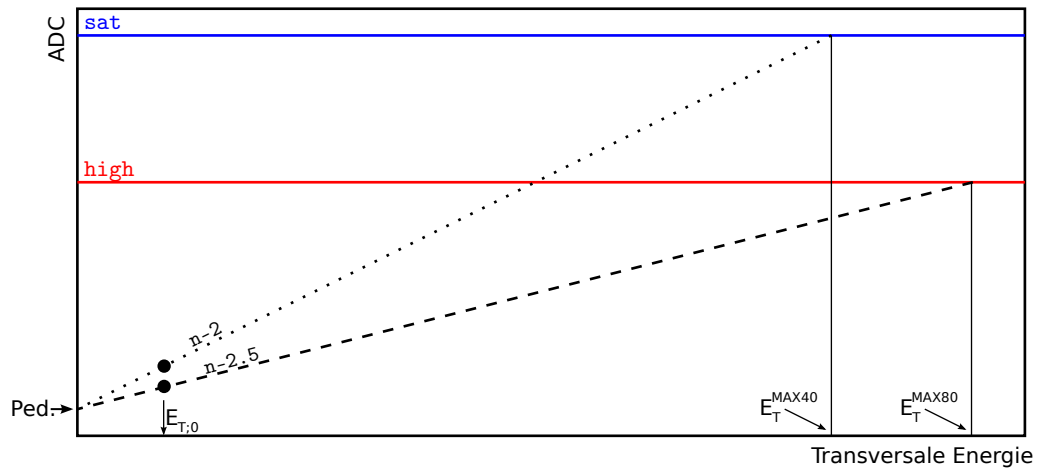


Abbildung 4.15: Illustration zur Bestimmung der Maximalenergie der beiden Algorithmen. Der rekonstruierte Wert des Samples  $\mathbf{n}-2$  ( $\mathbf{n}-2.5$ ) bei der Energie  $E_{T;0}$  wird linear extrapoliert, dargestellt als gepunktete (gestrichelte) Linie. Der Schnittpunkt mit der blauen (roten) Linie, welche für die Saturation (den hohen Schwellenwert) steht, liegt dann bei der Energie, bis zu derjenigen der 40 MHz- (80 MHz-) Algorithmus das korrekte BC identifiziert.

Abbildung 4.16 zeigt das Ergebnis für die Maximalenergie des 40 MHz-Algorithmus für die Trigger-Tower der elektromagnetischen Barrel- und Endkappen-Kalorimeter. Dabei fallen ähnliche Strukturen wie bereits in der Betrachtung der möglichen Schwellenwerte auf, die auf unterschiedliche Pulsformen für Signale aus den verschiedenen Kalorimeterbereichen zurückzuführen sind. So heben sich wieder die beiden Kalorimeterpartitionen EMB ( $|\eta| < 1.5$ ) und EMEC voneinander ab.

Weiterhin ist um  $|\eta| \approx 1,1$  ein Bereich zu erkennen, in dem die Maximalenergie sehr gering ist. Wie im folgenden Unterkapitel gezeigt wird, ist gerade in diesem Bereich der Unterschied zwischen Kalibrationspulsen und Kollisionspulsen sehr groß.



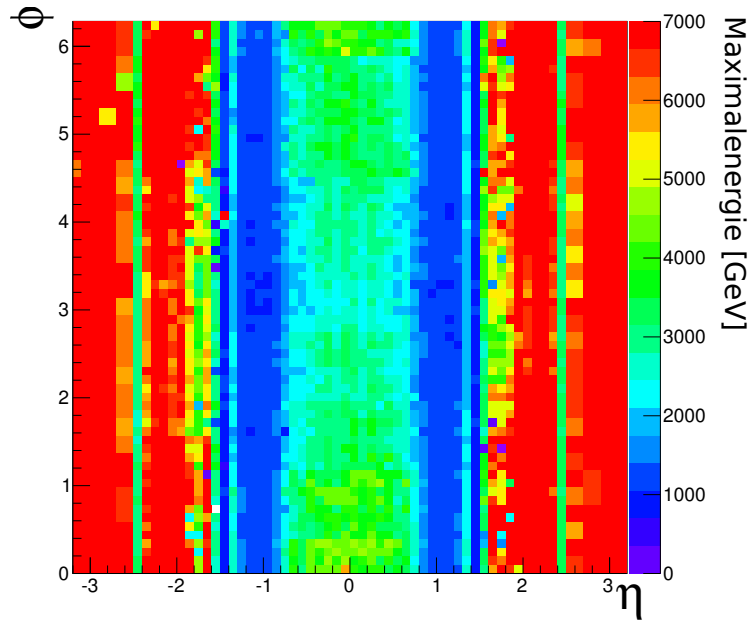


Abbildung 4.16: Maximalenergie in GeV des bisher verwendeten BCID-Algorithmus für saturierte Signale in den EMB- und EMEC-Kalorimetern für Kalibrationspulse, die mit Daten des PHOS4-Scans 174155 rekonstruiert wurden.

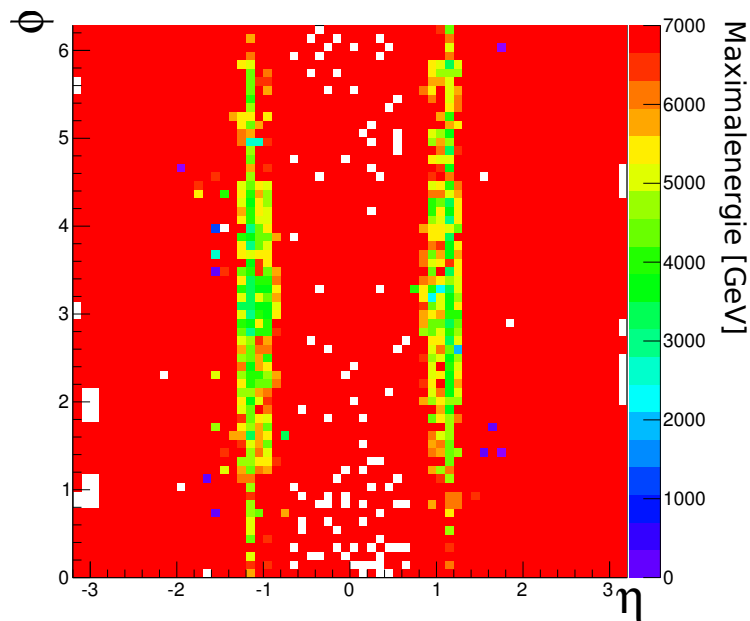


Abbildung 4.17: Maximalenergie in GeV des verbesserten BCID-Algorithmus für saturierte Pulse in den EMB- und EMEC-Kalorimetern für PHOS4-rekonstruierte Kalibrationspulse des PHOS4-Scans 174155.

Für Kollisionspulse ergeben sich daher höhere Maximalenergien als für die hier gezeigten Kalibrationspulse.

Abbildung 4.17 zeigt die Maximalenergie des 80 MHz-Algorithmus. Die weißen Punkte stehen dabei für Trigger-Tower, deren rekonstruierte Pulse ein mit dem Pedestal konsistentes Sample  $n-2.5$  aufweisen. Für diese Tower ist daher eine Extrapolation nicht möglich. Jedoch ist anzunehmen, dass für diese Kanäle die Pulsform so beschaffen ist, dass eine Maximalenergie von 7 TeV oder höher erreicht wird.

Für den verbesserten Algorithmus ergibt sich ein viel besseres Bild als für den bisher verwendeten Algorithmus: für den größten Teil der Trigger-Tower-Kanäle kann selbst in dieser konservativen Extrapolation eine Maximalenergie von 7 TeV nachgewiesen werden. Wie im vorherigen Fall sticht aber die Region um  $|\eta| \approx 1,1$  hervor, in der die Maximalenergie geringer ausfällt.

### 4.3 Abschätzung für Kollisionspulse

Wie bereits im vorangehenden Abschnitt erläutert ist es nicht ohne weiteres möglich, mit 80 MHz digitalisierte Pulse aus Kollisionsdaten zu gewinnen, da im Trigger nur alle 25 ns ein Wert gemessen wird und zu jedem Signal nur fünf solche Werte gespeichert werden. Um dennoch eine Abschätzung für die Maximalenergie der BCID-Algorithmen saturierter Pulse für Kollisionsdaten vornehmen zu können, wurden während des LHC-Betriebs Signale mit einem Oszilloskop gemessen. Dieses Oszilloskop ist am Receiver angeschlossen und ermöglicht die Aufnahme der Pulse jeweils eines einzelnen Kanals mit hoher zeitlicher Auflösung. Der Aufbau ist in im linken Teil der Abbildung 4.18 dargestellt.

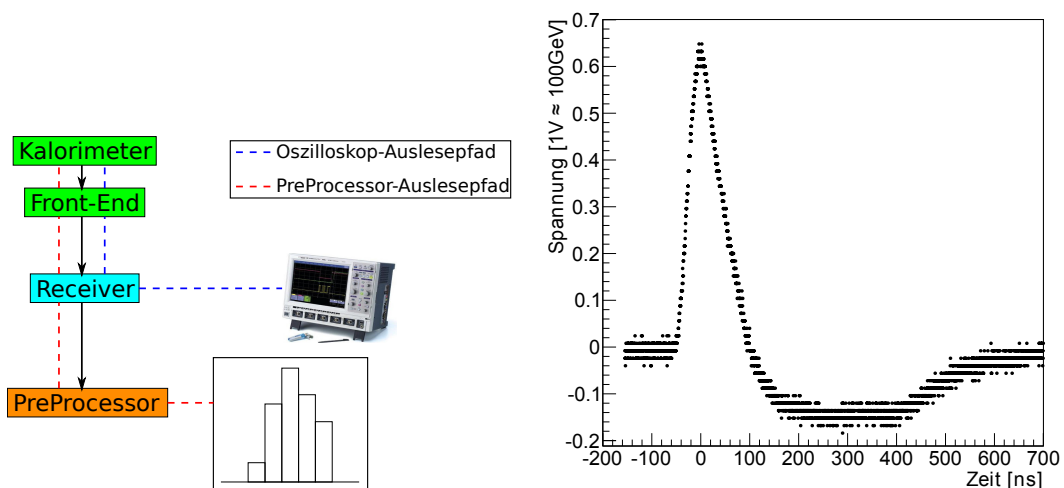


Abbildung 4.18: Die linke Teilabbildung zeigt einen Vergleich des Datenpfads der mit dem Oszilloskop aufgenommenen Signale (blaue Linie) mit dem Pfad der mit dem Trigger aufgenommenen Signale (rote Linie). Rechts ist ein Beispiel für einen mit dem Oszilloskop aufgenommenen Puls gezeigt.

Ein Beispiel für einen mit dem Oszilloskop aufgenommenen Puls ist im rechten Teil der Abbildung 4.18 gezeigt. Auffällig ist hier vor allem die geringe Auflösung des Oszilloskops.

Mit diesem Aufbau kann immer nur ein einzelner Trigger-Tower-Kanal gleichzeitig aufgenommen werden. Um außerdem eine genügend große Anzahl an Pulsen sammeln zu können, deren Amplitude genügend groß ist, um eine sinnvolle Berechnung der Pulsform zuzulassen, muss derselbe Kanal eine längere Zeit untersucht werden. Je nach Kalorimeterpartition kann es sich dabei um wenige Tage (z. B. für Kanäle des elektromagnetischen Barrel-Kalorimeters) bis zu Wochen (Vorwärtskalorimeter) handeln. Daher wurde bisher nur eine geringe Anzahl an Kanälen aufgenommen, wobei Repräsentanten für die verschiedenen Partitionen des Kalorimeters gewählt wurden. Ausserdem wurde der Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters um  $|\eta| = 1,1$  herum genauer untersucht, da dort die Maximalenergie der BCID-Algorithmen in Kalibrationspulsen besonders niedrig ausfällt.

### 4.3.1 Vergleich der Pulse

Ein Vergleich zwischen den mit dem Oszilloskop aufgenommenen Kollisions-Signalen und den bisher verwandten PHOS4-rekonstruierten Kalibrationspulsen ist zunächst nicht möglich, denn anders als die bei einer festen Energie eingespeisten Kalibrationspulse haben die aufgenommenen Kollisionspulse alle unterschiedliche Amplituden. Um dennoch eine Untersuchung der Unterschiede zwischen diesen Pulsen vornehmen zu können, werden normierte Pulsformen gebildet.

Zu diesem Zweck werden zunächst die PHOS4-Pulse auf ihre Amplitude normiert. Dazu wird jeder der ADC-Wert jedes rekonstruierten Punktes durch den ADC-Wert des im Pulsmaximum befindlichen Punktes geteilt. Ebenso wird mit den aufgenommenen Kollisionspulsen verfahren. Um Rauscheffekte sowie die Spannungsauflösung des Oszilloskops auszugleichen, werden außerdem alle mit dem Oszilloskop aufgenommenen Signale, die zum selben Trigger-Tower gehören, punktweise gemittelt.

Der linke Teil von Abbildung 4.19 zeigt den Vergleich eines Kollisionspulses (blau) mit einem Kalibrationspuls (rot) für einen zentralen Trigger-Tower aus dem EMB-Kalorimeter. Die Pulsformen sind ähnlich, allerdings unterscheiden sie sich gerade zu Beginn des Anstiegs, also in genau dem Bereich, der für die Maximalenergie der beiden Algorithmen relevant ist. Eine Vergrößerung dieses Anstiegsbereichs ist in der rechten Teilabbildung dargestellt.

Abbildung 4.20 zeigt entsprechende Vergleiche für das elektromagnetische (links) bzw. das hadronische Vorwärtskalorimeter (rechts). Hier sind die Unterschiede zwischen den Pulsformen sehr stark ausgeprägt: die Kollisionspulse sind viel breiter als die Kalibrationspulse.

In Abbildung 4.21 sind Vergleiche für jeweils einen Kanal aus dem elektromagnetischen (links) und einen Kanal aus dem hadronischen (rechts) Endkappen Kalorimeter gezeigt. Für das elektromagnetische Kalorimeter ist der Kalibrationspuls wieder breiter als der Kollisionspuls. Für das hadronische Endkappen-Kalorimeter hingegen zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Pulsformen in Kollisi-

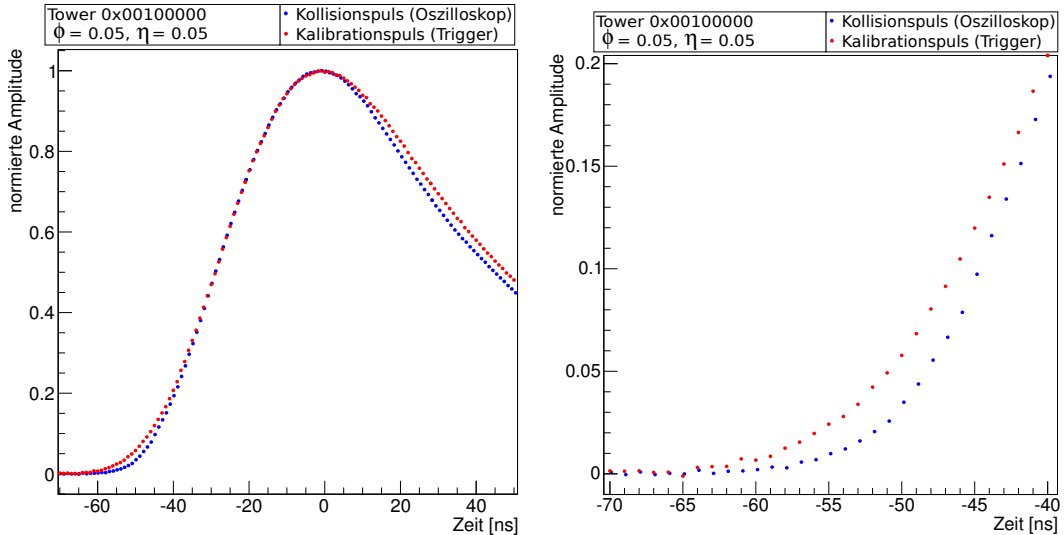


Abbildung 4.19: Vergleich der normierten Signalformen des Trigger-Tower-Kanals 0x00100000 des elektromagnetischen Barrel-Kalorimeters zwischen Kalibration (rot) und Kollision (blau). Die rechte Teilabbildung zeigt eine Vergrößerung der ansteigenden Flanke.

on und Kalibration. In der Tat wird für diesen Teil des Kalorimeters die Pulsform am besten nachgebildet.

Schließlich wurde noch der Bereich um  $|\eta| = 1$  herum in elektromagnetischen Barrel-Kalorimeter genauer untersucht. Abbildung 4.22 zeigt PHOS4-rekonstruierte Kalibrationspulse für vier Kanäle aus dieser Region sowie einen Kalibrationspuls eines zentral gelegenen Trigger-Towers zum Vergleich. Gezeigt ist jeweils die ansteigende Flanke der Pulse. Es ist eine klare Entwicklung der Pulsbreiten zu erkennen. Folgt man den Kanälen entsprechend ihrer Pseudorapidität, werden die Pulse immer breiter. Erst für  $\eta = 1,35$  ist wieder eine kleiner Breite zu verzeichnen.

Ein ähnliches Verhalten lässt sich auch in Kollisionspulsen beobachten (Abbildung 4.23). Bis auf den Kanal 0x00120100 (blau), der eine ähnliche Pulsform und breite aufweist, wie der zentral gelegene Kanal 0x00100000 (rot), werden die Pulse entsprechend der Pseudorapidität der Kanäle zunächst breiter und anschließend wieder dünner. Allerdings sind alle Kollisionspulse signifikant weniger breit, als ihre Gegenstücke in der Kalibration.

### 4.3.2 Auswirkung auf die Maximalenergie der BCID-Algorithmen

Die bisherigen Vergleiche zeigen, dass die Kalibrationspulse in allgemeinen breiter sind als die Kollisionspulse. Dies wirkt sich insbesondere auf die Werte der Samples  $n-2$  und  $n-2.5$  aus, die für die beiden BCID-Algorithmen relevant sind. Um die Unterschiede zwischen Kalibration und Kollision bezüglich der BCID zu quantifizieren wird daher der Quotient der Samples aus den verschiedenen Pulsen gebildet.

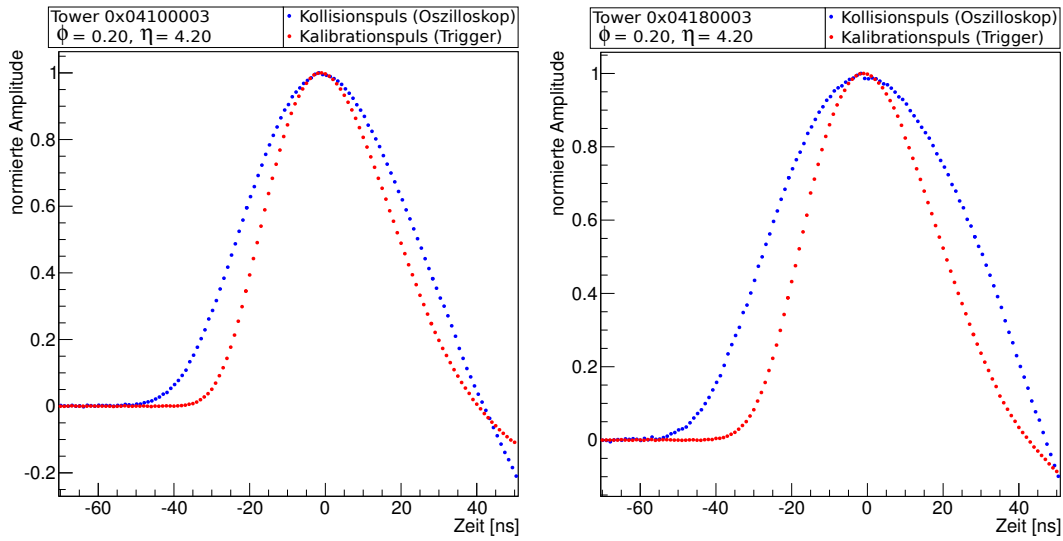


Abbildung 4.20: Vergleich zwischen normierten Pulsformen in Kalibration (rot) und Kollision (blau). Links ist der Kanal 0x04100003 des elektromagnetischen Vorwärtskalorimeters dargestellt, rechts der entsprechende Kanal 0x04180003 des hadronischen Vorwärtskalorimeters.

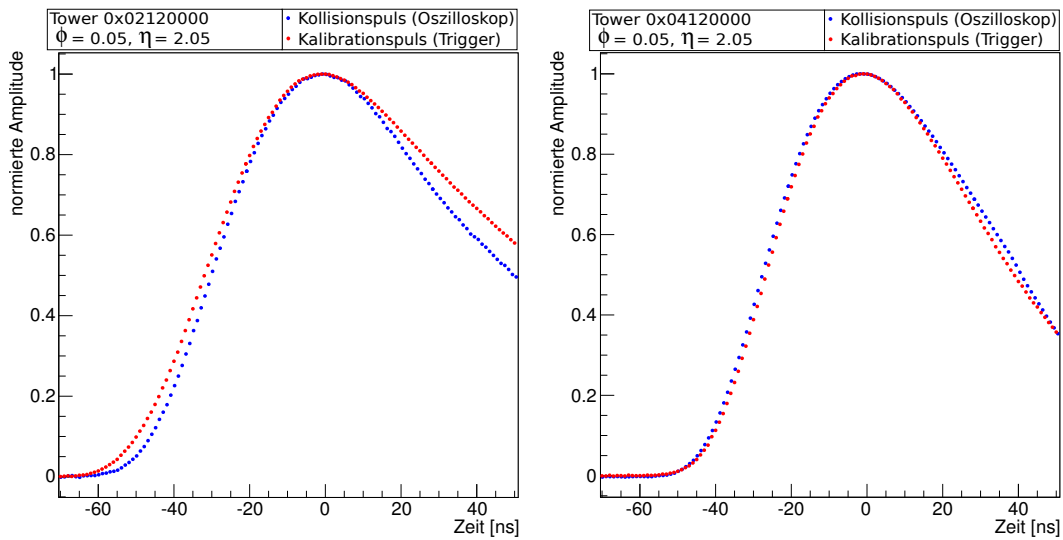


Abbildung 4.21: Vergleich zwischen normierten Pulsformen in Kalibration (rot) und Kollision (blau). Links ist der Kanal 0x02120000 des elektromagnetischen Endkappen-Kalorimeters dargestellt, rechts der Kanal 0x04120000 des hadronischen Endkappen-Kalorimeters.

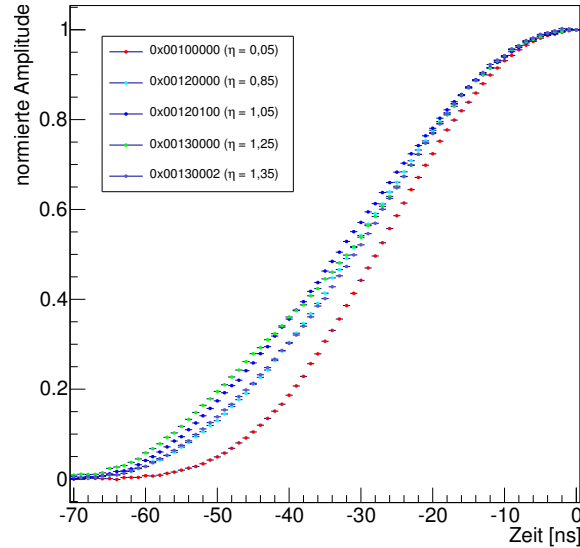


Abbildung 4.22: PHOS4-rekonstruierte Formen von Kalibrationspulsen für Trigger-Tower im Bereich um  $\eta = 1$  des elektromagnetischen Barrel-Kalorimeters. Zum Vergleich ist noch ein zentral gelegener Kanal eingezeichnet. Alle gezeigten Kanäle liegen bei  $\phi = 0,05$ . Es ist klar erkennbar, dass die Breite der Pulse mit steigendem  $\eta$  zunächst zunimmt und anschließend wieder abnimmt.

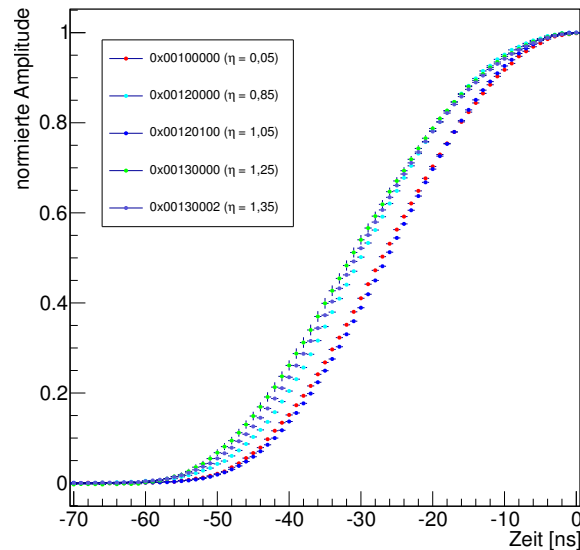


Abbildung 4.23: Mit dem Oszilloskop aufgenommene Kollisionspulse der bereits in Abbildung 4.22 betrachteten Trigger-Tower. Einige der Trigger-Tower im Bereich  $\eta \approx 1$  sind wieder breiter als der zentral gelegene Tower 0x00100000 (rote Punkte), mit der Ausnahme des Towers 0x00120100 (blaue Punkte). Insgesamt fällt auf, dass alle Kollisionspulsformen weniger breit sind als die entsprechenden Kalibrationspulse.

Bezeichnet  $A(\mathbf{k})$  die normierte Amplitude des Samples  $\mathbf{k}$ , ist also die Größe

$$R(\mathbf{k}) = \frac{A^{KAL}(\mathbf{k})}{A^{KOLL}(\mathbf{k})} \quad (4.13)$$

gesucht, wobei  $A^{KAL}$  für Kalibration steht und  $A^{KOLL}$  die Kollisionsamplitude kennzeichnet. Dieser Wert wird für jeden der Trigger Tower berechnet, die mit dem Oszilloskop aufgenommen wurden, jeweils für  $\mathbf{k} = \mathbf{n}-2$  und  $\mathbf{k} = \mathbf{n}-2.5$ . Dies sind gerade die Samples, die zur Bestimmung der Maximalenergien der beiden Samples extrapoliert werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Aufgrund der begrenzten Statistik an aufgenommenen Pulsen für die einzelnen Kanäle ergibt sich eine Unsicherheit dieser Faktoren von bis zu 20%. Diese wird sich in Zukunft dadurch verringern lassen, dass mit dem Oszilloskop weitere Pulse aufgenommen werden. Für eine Abschätzung der Maximalenergie der Algorithmen bei Kollisionspulsen können die ermittelten Werte allerdings bereits genutzt werden.

Mit diesen Faktoren können nun die Ergebnisse für Kalibrationspulse korrigiert werden, um eine Abschätzung für Kollisionspulse zu erhalten. Da nur für eine begrenzte Anzahl von Trigger-Towern mit dem Oszilloskop Signale aufgenommen wurden, wird zu diesem Zweck für jeden aufgenommenen Trigger-Tower eine entsprechende  $|\eta|$ -Region definiert, in welcher der Faktor auf alle Tower angewandt wird.

| Trigger-Tower | $\eta$ | $\phi$ | $R(\mathbf{n}-2)$ | $R(\mathbf{n}-2.5)$ | $ \eta $ -Bereich       |
|---------------|--------|--------|-------------------|---------------------|-------------------------|
| 0x00100000    | 0,05   | 0,05   | 1,91              | 3,34                | $ \eta  < 0,2$          |
| 0x00100601    | 0,25   | 0,75   | 3,06              | 21,8                | $0,2 \leq  \eta  < 0,6$ |
| 0x00110100    | 0,65   | 0,05   | 4,08              | 2,48                | $0,6 \leq  \eta  < 0,8$ |
| 0x00120000    | 0,85   | 0,05   | 2,64              | 7,15                | $0,8 \leq  \eta  < 1,0$ |
| 0x00120100    | 1,05   | 0,05   | 7,27              | 20,8                | $1,0 \leq  \eta  < 1,2$ |
| 0x00130000    | 1,25   | 0,05   | 2,40              | 20,7                | $1,2 \leq  \eta  < 1,3$ |
| 0x00130002    | 1,35   | 0,05   | 2,10              | 7,13                | $1,3 \leq  \eta  < 1,5$ |
| 0x02120000    | 2,05   | 0,05   | 1,87              | 2,75                | $1,5 \leq  \eta  < 3,2$ |

Tabelle 4.1: Ermittelte Umrechnungsfaktoren zwischen Kalibrations- und Kollisionspulsen und  $|\eta|$ -Bereiche, in denen sie angewendet werden.

Durch Anwendung der in Tabelle 4.1 aufgeführten Faktoren auf die Ergebnisse für die Maximalenergien der beiden Algorithmen, die aus Kalibrationspulsen berechnet wurden (Abb. 4.16 und 4.17) ergeben sich die beiden Abbildungen 4.24 und 4.25.

Abbildung 4.24 zeigt eine Abschätzung für die Maximalenergie des bisher verwendeten BCID-Algorithmus bei Kollisionspulsen. Da sich die verwendeten Umrechnungsfaktoren zwischen Kalibration und Kollision je nach  $\eta$ -Bereich unterscheiden, sind klare Grenzen zwischen eben diesen Bereichen sichtbar. Die geringste Energie ergibt sich im Überlappbereich der Barrel- und Endkappen-Kalorimeter ( $|\eta| = 1,5$ ).

Für den verbesserten Algorithmus ergibt sich Abbildung 4.25. Hier erreichen, bis auf vereinzelte Ausnahmen, die auf verrauschte Kanäle bei der

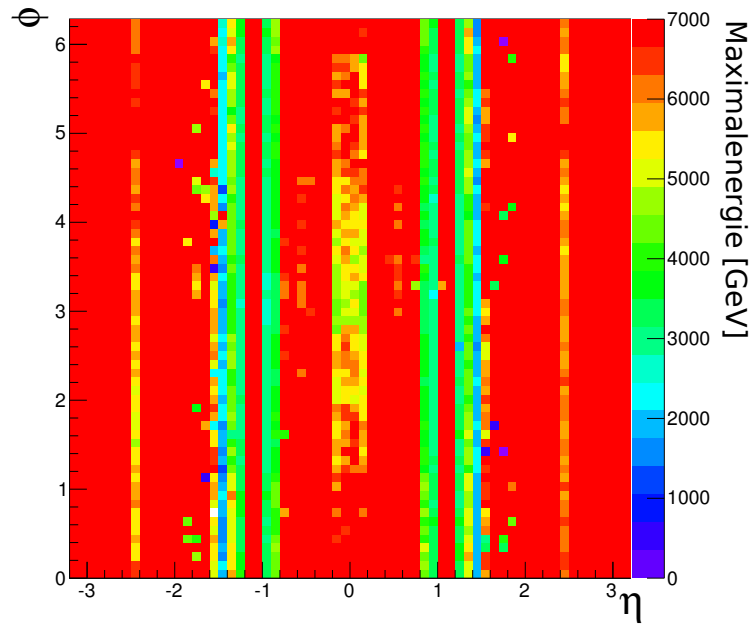


Abbildung 4.24: Maximalenergie in GeV des bisher verwendeten BCID-Algorithmus für saturierte Signale. Durch Anwendung von Umrechnungsfaktoren kann aus der bereits berechneten Maximalenergie für Kalibrationspulse eine Abschätzung für Kollisionpulse abgeleitet werden.

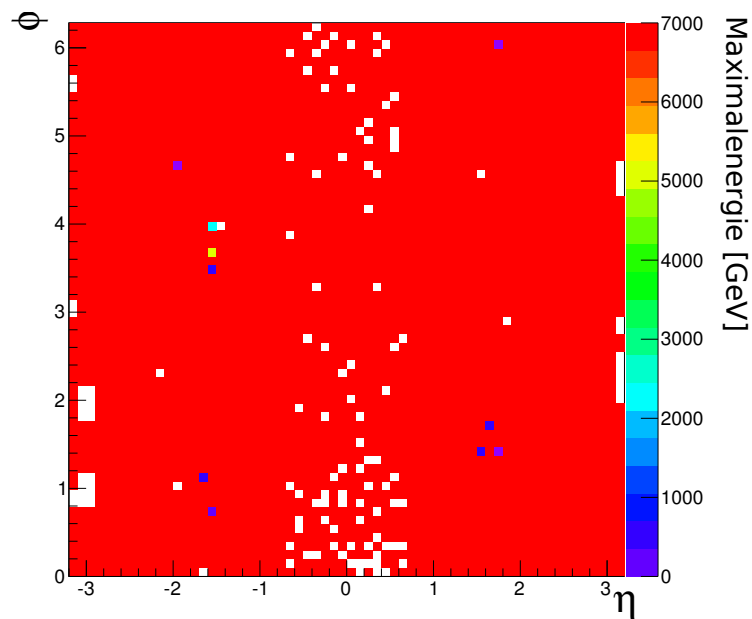


Abbildung 4.25: Maximalenergie in GeV des verbesserten BCID-Algorithmus für saturierte Signale. Mit den Umrechnungsfaktoren wird aus der bereits berechneten Maximalenergie für Kalibrationspulse eine Abschätzung der Maximalenergie für Kollisionpulse berechnet.



PHOS4-Rekonstruktion zurückzuführen sind, alle Trigger-Tower eine Maximalenergie von 7 TeV<sup>5</sup>. Somit kann für den verbesserten Algorithmus eine Identifikation des korrekten Bunch-Crossings bis hin zu den höchsten Energien, die beim LHC in Zukunft erreicht werden sollen, nachgewiesen werden.

Durch Aufnahme weiterer Kanäle mit dem Oszilloskop und Berechnung der entsprechenden Umrechnungsfaktoren wird eine genauere Untersuchung des Verhaltens der BCID-Algorithmen für Kollisionspulse möglich werden. Insbesondere für die Maximalenergie des bisher verwendeten 40 MHz-Algorithmus werden mehr Kanäle eine genauere Abschätzung ermöglichen.

---

<sup>5</sup>Die weißen Punkte stehen wieder für solche Kanäle, in denen das zu extrapolierende Sample  $n-2.5$  konsistent mit dem Pedestal ist. In einem solchen Fall ist die hier verwendete Extrapolation nicht möglich.

# 5 Algorithmen zur dynamischen Bestimmung des Pedestals

## 5.1 Schwankungen des Pedestals

Die Bestimmung der transversalen Energie der Trigger-Tower-Signale im L1Calo-System wird mit einer LUT (*Look-Up Table*) durchgeführt, die dem Ergebnis des FIR-Filters, der eine Faltung des digitalisierten Signals mit fünf konfigurierbaren Koeffizienten durchführt, einen Energiewert zuordnet. Bei der Konfiguration dieser LUT wird zum einen auf Proportionalitätsfaktor zwischen dem ADC-Wertes des zentralen Digitalisierungs-Samples des Pulses und der Energie von  $\frac{0,25 \text{ GeV}}{\text{ADC}}$  gezielt, zum anderen wird das Pedestal abgezogen. Damit ist der von Null verschiedene Grundwert der digitalisierten Signale gemeint, den diese vor dem Puls einnehmen. Grundsätzlich wird dabei von einem festen Wert für jeden Kanal ausgegangen, der dann entsprechend in der LUT-Berechnung berücksichtigt wird.

Allerdings ist das Pedestal während des Betriebs des LHCs einer ständigen Fluktuation unterworfen. Der stärkste Beitrag ist dabei durch die bipolare Form der Kalorimeter-Pulse begründet. Diese beeinflusst beispielsweise dann die Energiemessung, wenn zwei starke Signale kurz aufeinander folgen, so dass eines der Signale innerhalb des Unterschwingers des vorhergehenden Signales liegt. Eine solche Situation ist in Abbildung 5.1 gezeigt. In diesem Fall führt die Annahme eines festen Wertes für das Pedestal zu einer verfälschten Messung der Energie des späteren Signals.

Ein weiterer Einfluss der Pulsform kommt durch die Anordnung der Proton-Bunches innerhalb des LHC-Beschleunigers zustande. Diese sind in sogenannten *Bunch-Trains* angeordnet. Damit werden Gruppen von direkt (25 ns bei einer BC-Frequenz von 40 MHz) aufeinander folgenden Bunchen bezeichnet. Zwischen diesen Gruppen liegen Strecken ohne Bunches. Betrachtet man nun das Pedestal als Funktion der Position in einem solchen Bunch-Train (der obere Teil von Abbildung 5.2 zeigt eine dies betreffende Simulation für einen Trigger Tower des elektromagnetischen Vorwärtskalorimeters), ist folgende Struktur zu erkennen: zu Beginn des Bunch-Trains steigt das Pedestal um einige ADC-Counts an, fällt dann nach kurzer Zeit auf den ursprünglichen Wert zurück und weist am Ende des Bunch-Trains einen ähnlichen Ausreißer unterhalb des ursprünglichen Wertes auf.

Dieses Verhalten lässt sich durch die bipolare Form der Pulse erklären. Vor dem Beginn des Bunch-Trains finden keine Kollisionen statt, dementsprechend sind keine Signale aus den Kalorimetern zu beobachten. Sobald sich die ersten Kollisionen ereignet haben, und die dabei entstandenen Teilchen mit den Kalorimetern wech-

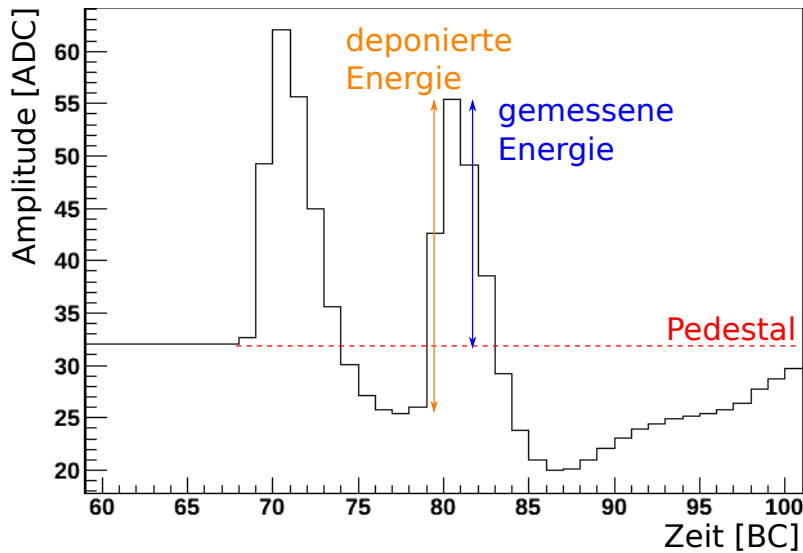


Abbildung 5.1: Einfluss der bipolaren Pulsform der Kalorimeter-Signale auf die Energiemessung. Folgen zwei starke Signale kurz aufeinander, wird die Energiemessung des späteren Signals durch die Messung des vorhergehenden Signals beeinflusst. Dies liegt daran, dass für das Pedestal ein konstanter Wert (rote Linie) angenommen wird.

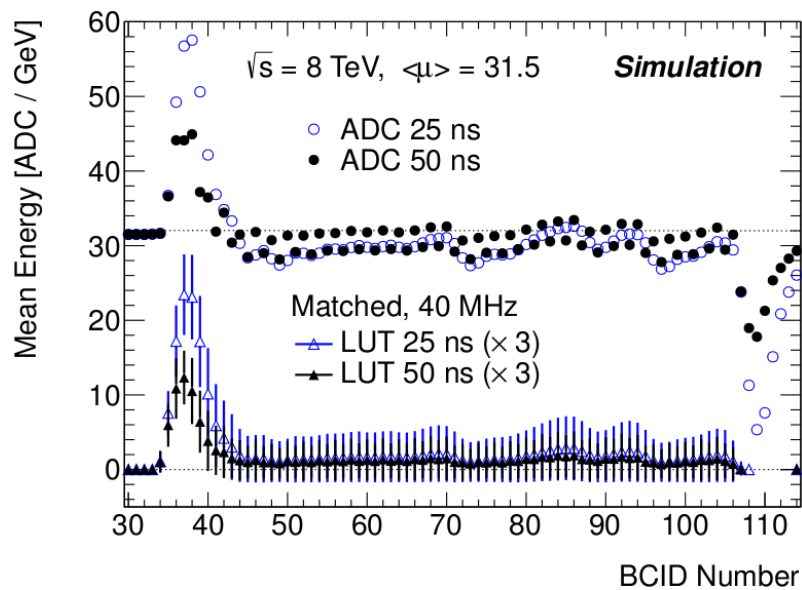


Abbildung 5.2: Der obere Teil zeigt das Ergebnis einer Simulation des Pedestals eines Trigger-Towers im elektromagnetischen Vorwärtskalorimeter als Funktion der Position innerhalb eines Bunch-Trains auf, für Bunch-Abstände von 25 ns (leere blaue Kreise) sowie 50 ns (volle schwarze Kreise). Der untere Teil zeigt das Ergebnis der Berechnung der Energie durch die LUT in dieser Konstellation[17].

selgewirkt haben, erreichen die ersten Signale den Trigger. Bei den einlaufenden Signalen handelt es sich vor allem um eine große Zahl kleiner Energiedepositionen. Deren Signale werden addiert und führen zunächst zu einem Anstieg des Pedestals. Nach einigen Bunch-Crossings jedoch wird durch diese Überlagerung eine Verringerung des Pedestals erreicht, da nun die Unterschwinger der zuerst eingegangenen Signale die Anstiege der nachfolgenden Signale ausgleichen, sinkt das Pedestal wieder, bis sich ein Gleichgewicht um den ursprünglichen Wert des Pedestals einstellt. Am Ende des Bunch-Trains tritt dann der umgekehrte Fall ein: da keine Signale mehr nachfolgen, beginnen die Unterschwinger der Signale zu dominieren, wodurch das Pedestal verringert wird. Wenn schließlich genügend Zeit vergangen ist, so dass alle Signale ihr Ende erreicht haben, ist das Pedestal wieder beim ursprünglichen Wert angekommen.

Beide vorgestellten Effekte beeinflussen den Wert des Pedestals und somit die Energiemessung im L1Calo-System. In diesem Kapitel werden zwei mögliche Algorithmen diskutiert, die dynamisch, das heißt während des Betriebs des Triggers, einen Wert für das Pedestal berechnen, um so eine genauere Energiemessung zu ermöglichen. Dabei wird vor allem die erste der beiden vorgestellten Situationen untersucht.

## 5.2 Algorithmen zur dynamischen Pedestalkorrektur

Um eine Schätzung für das Pedestal zu erhalten stehen im Trigger nur die Informationen über die ADC-Werte der aufeinanderfolgenden Digitalisierungs-Samples zur Verfügung. Um aus diesen eine Abschätzung für das Pedestal berechnen zu können, werden im folgenden zwei Algorithmen untersucht.

Der erste der beiden Algorithmen besteht darin, aus den Samples direkt vor Beginn des Pulses einen Mittelwert zu bilden. Dieser Mittelwert wird dann als Pedestal für die Berechnung der Energie benutzt. Abbildung 5.3 zeigt eine Illustration einer solchen Berechnung: durch Bildung des Mittelwertes der ADC-Werte der drei Samples vor dem rechten Puls (markiert durch orangene Pfeile) wird ein Wert für die Signalthöhe vor dem Puls berechnet, der dann in der Berechnung der Energie des Signals als Pedestal angenommen wird. In diesem Fall wird also die Größe

$$p(n) = \frac{1}{m} \sum_{k=0}^m ADC(n - s - k) \quad (5.1)$$

berechnet. Hier bezeichnet  $p(n)$  den Wert des Pedestals zum BC  $n$  und  $s$  eine Konstante, die beschreibt, wie weit vor dem Maximum des Pulses mit der Bildung des Mittelwertes begonnen wird.

Der zweite Algorithmus ist von der analogen Schaltungstechnik inspiriert, wo Durchschnittswerte von Spannungen durch RC-Kreise ermittelt werden können, die die (oftmals hochfrequenten) Schwankungen als Frequenzfilter einfach abschneiden.

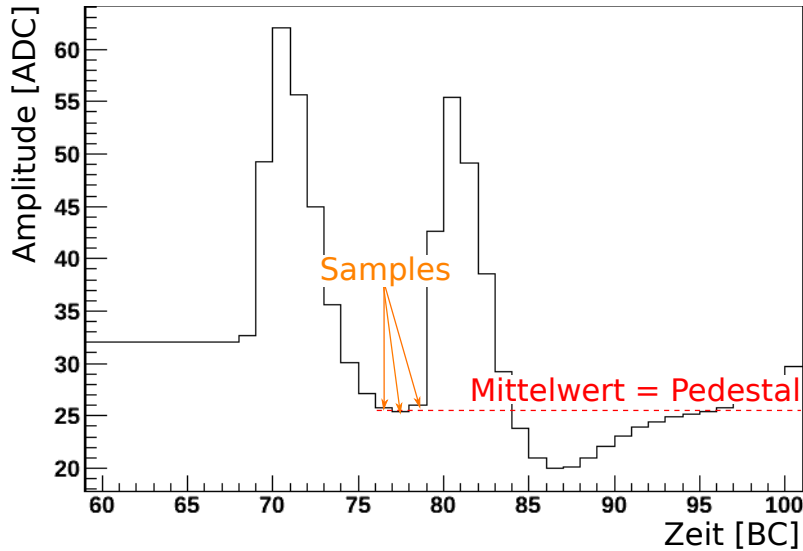


Abbildung 5.3: Prinzip des Mittelwert-Algorithmus zur dynamischen Berechnung des Pedestals. Die orange markierten Samples werden gemittelt und der so erhaltene Wert als Pedestal in der Berechnung der Energie des rechten Signals verwendet.

Für den hier behandelten Fall ist, da die Signale nur in digitalisierter Form zur Verfügung stehen, eine digitale Version eines solchen RC-Kreises notwendig. Ein solcher ist beispielsweise in [18] beschrieben. Hier berechnet sich das Pedestal als

$$p(n) = p(n - 1) + k \cdot (ADC(n - 1) - p(n - 1)). \quad (5.2)$$

Die Konstante  $k$  ist dabei das digitale Analogon der Zeitkonstante  $\frac{1}{RC}$  des RC-Kreislaufs.

Dieser Algorithmus berechnet zu jedem BC eine Schätzung für das zu diesem BC vorliegende Pedestal, indem das Pedestal  $p(n - 1)$  des vorangegangenen BCs mit der Differenz zum tatsächlich vorliegenden ADC-Wert  $ADC(n - 1)$  korrigiert wird. Je nachdem, wie der Faktor  $k$  gewählt wird, ist diese Korrektur mehr oder weniger stark. Für ein großes  $k$  folgt das berechnete Pedestal möglichen Änderungen schneller, ist allerdings auch sensitiver auf einzelne Ausreißer-Werte. Wird  $k$  hingegen kleiner gewählt, ist das berechnete Pedestal stabiler, allerdings reagiert der Algorithmus auch langsamer auf Änderungen.

## 5.3 Erste Tests

Um die Algorithmen einem ersten Test zu unterziehen, wurden Situationen wie in Abbildung 5.1 generiert. Zu diesem Zweck wurde für den Trigger-Tower 0x00100000, der mit dem Oszilloskop aufgenommen wurde (s. Kap. 4.3), eine normierte Pulsform für Kollisionspulse berechnet, wie sie auch zum Vergleich mit den Kalibrationspulsen benutzt wurden. Durch Wahl von Punkten in Abständen von 25 ns lässt sich eine

digitalisierte Version dieser Pulsform bestimmen. Diese wird, entsprechend skaliert, als Form eines Pulses einer gegebenen Amplitude angenommen.

Indem nun zwei solche Pulse zeitlich gegeneinander verschoben überlagert werden, und zusätzlich eine Konstante als Pedestal hinzuaddiert wird, lassen sich Situationen wie die in Abbildung 5.4 dargestellte konstruieren. Die Amplituden  $A_1$  und  $A_2$  der beiden Pulse sowie der zeitliche Abstand  $T$  dienen als Parameter der Simulation, die Amplitude  $A_2^{algo}$ , die sich mit dem vom Algorithmus bestimmten Wert für das Pedestal ergibt, wird als Maß für die Güte des Ergebnisses genutzt.

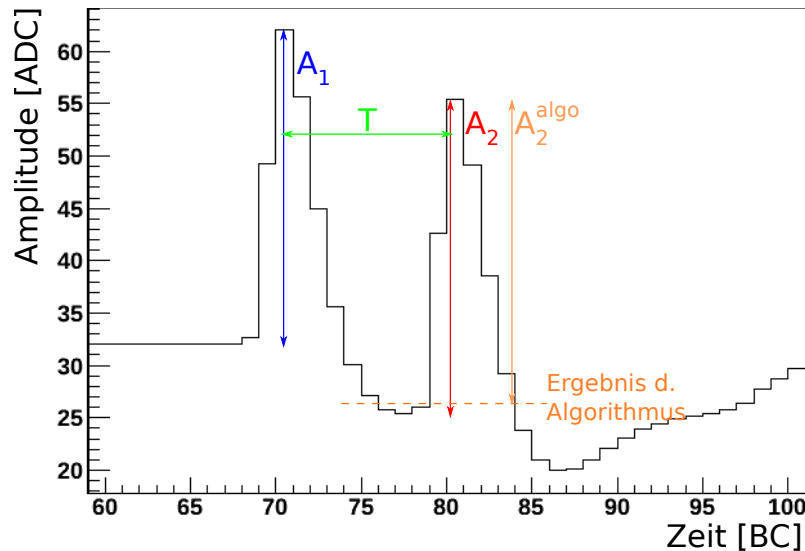


Abbildung 5.4: Um die Algorithmen zur dynamischen Pedestalkorrektur zu testen, wurden Situationen wie die hier dargestellte konstruiert. Die Amplituden der Pulse und der zeitliche Abstand werden dabei variiert.

Um das Verhalten der Algorithmen in diesen Situationen zu beurteilen, wird der Eingabewert für die Amplitude  $A_2$  mit dem Wert verglichen, der sich ergibt, indem die Differenz zwischen dem Pulsmaximum und dem vom Algorithmus ermittelten Pedestal gebildet wird. Dazu wird die Variable

$$\delta = \frac{A_2 - A_2^{Algo}}{A_2} \quad (5.3)$$

betrachtet.

Zunächst wird der erste Algorithmus analysiert, der Mittelwerte der Samples vor dem Puls bildet, um eine Schätzung für das Pedestal zu erhalten. In Abbildung 5.5 ist das Ergebnis einer solchen Simulation gezeigt. Farblich kodiert ist dort der Wert  $\delta$  aufgetragen, für verschiedene Werte des Abstandes zwischen den beiden Pulsen und die Anzahl an Samples, die zur Bildung des Mittelwertes verwendet wurden. Der Algorithmus ist sehr sensitiv auf die Form des vorangehenden Pulses: ist der Zeitabstand  $T$  zwischen den Pulsen gering ( $T \approx -5$  BC), werden in die Berechnung des Pedestals die Samples des vorherigen Pulses mit einbezogen, wodurch der Wert des

Pedestals vor dem späteren Puls stark überschätzt wird. Dies führt zu einem großen Unterschied zwischen der berechneten Amplitude und der tatsächlich eingegebenen Amplitude. Auf eine analoge Weise ergibt sich eine Abweichung zwischen den Amplituden, sobald der spätere Puls am Ende des Unterschwingers des vorhergehenden Pulses liegt ( $T \approx -20$  BC).

Abbildung 5.6 zeigt, ebenfalls für den Mittelwert-Algorithmus, das Verhalten von  $\delta$  als Funktion der Amplituden der beiden Pulse. Als Zeitunterschied wurde zehn BC gewählt, damit sich der untersuchte Puls genau im Unterschwinger des vorherigen Pulses befindet. Man sieht, dass bei einer größeren Amplitude  $A_2$  eine genauere Bestimmung derselben erfolgt. Umgekehrt führt eine größere Amplitude des vorhergehenden Pulses dazu, dass die Berechnung ungenauer wird. Dies ist dadurch begründet, dass die Tiefe des Unterschwingers des Pulses proportional zu dessen Höhe ist. Die Änderung des Verhaltens von  $\delta$  bei  $A_1 \approx 140$  ADC folgt daher, dass bei dieser Signalhöhe der Unterschwinger unter 0 ADC-Counts fällt, dies aber der kleinste Wert ist, den der FADC darstellen kann. Negative Werte werden unterdrückt, wodurch das Ergebnis mehr und mehr verfälscht wird.

In Abbildung 5.7 ist ein Test des zweiten Algorithmus zur Bestimmung des Pedestals gezeigt, der einen digitalen RC-Kreislauf darstellt. Dargestellt ist farbkodiert der Wert  $\delta$  als Funktion des Abstands  $T$  zwischen den beiden Pulsen und des im Algorithmus verwendeten Koeffizienten  $k$ . Ähnlich wie der Mittelwert-Algorithmus zeigt sich auch der RC-Algorithmus sehr sensitiv auf die Form des Pulses. Allerdings ist hier der Bereich, in dem das Ergebnis stärker vom richtigen Ergebnis abweicht, wesentlich breiter. Dies liegt daran, dass der RC-Algorithmus nur sehr langsam auf Veränderungen reagiert: der Mittelwert-Algorithmus bezieht nur die direkt vor dem Puls befindlichen Samples mit in die Berechnung ein, beim RC-Algorithmus hingegen werden alle Sample verwendet, um einen sich ständig ändernden Wert für das Pedestal zu berechnen. Auch fällt auf, dass die Abweichung zwischen berechneter und tatsächlicher Amplitude für sehr kleine Werte von  $k$  am geringsten ist. In diesem Fall wird aber durch den Algorithmus keinerlei Änderung des Pedestals mehr vorgenommen.

Dasselbe ist in Abbildung 5.8 zu beobachten. Dort ist  $\delta$  für den RC-Algorithmus für verschiedene Werte der Amplitude  $A_1$  des vorangehenden Pulses sowie des Koeffizienten aufgetragen. Wieder ergibt sich die geringste Abweichung der berechneten von der korrekten Amplitude für den kleinsten Wert des Koeffizienten.

Insgesamt ergibt sich daher folgendes Bild: beide Algorithmen sind sehr sensitiv auf die Pulsform des vorangehenden Pulses. Sobald die Pulse zu nahe beieinander liegen, ist mit keinem der untersuchten Algorithmen eine korrekte Bestimmung des Pedestals möglich. Liegen die Pulsmaxima aber weit genug auseinander, so dass sich der spätere Puls im Unterschwinger des früheren Pulses befindet, liefern beide Algorithmen gute Ergebnisse.

Die hier vorgestellten Studien lassen zwar erste Aussagen über die Verwendbarkeit der vorgestellten Algorithmen zu, allerdings stehen noch detailliertere Tests aus. Insbesondere das Verhalten in genaueren Simulationen ganzer Bunch-Trains ist noch zu analysieren, bevor ein Urteil über die Algorithmen gebildet werden kann.

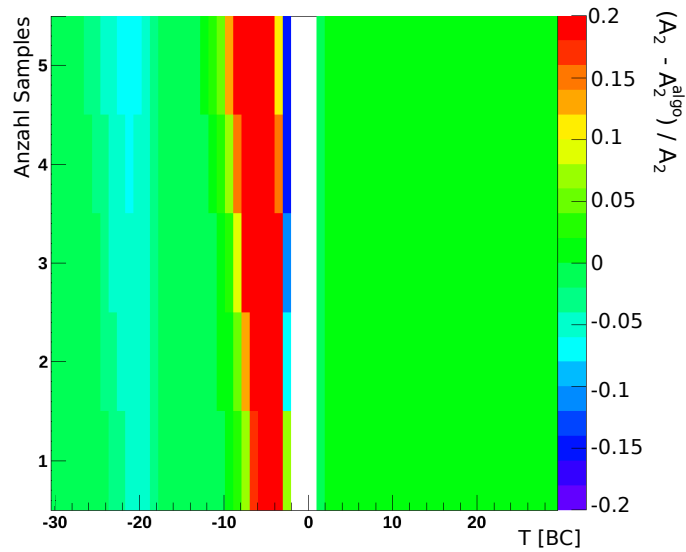


Abbildung 5.5: Die Farbachse zeigt das  $\delta$  des Mittelwert-Algorithmus für verschiedene zeitliche Abstände zwischen den Pulsen und eine unterschiedliche Anzahl an Samples, die in die Mittelwertbildung mit eingehen. Hier ist  $A_1 = 30$  ADC und  $A_2 = 60$  ADC.

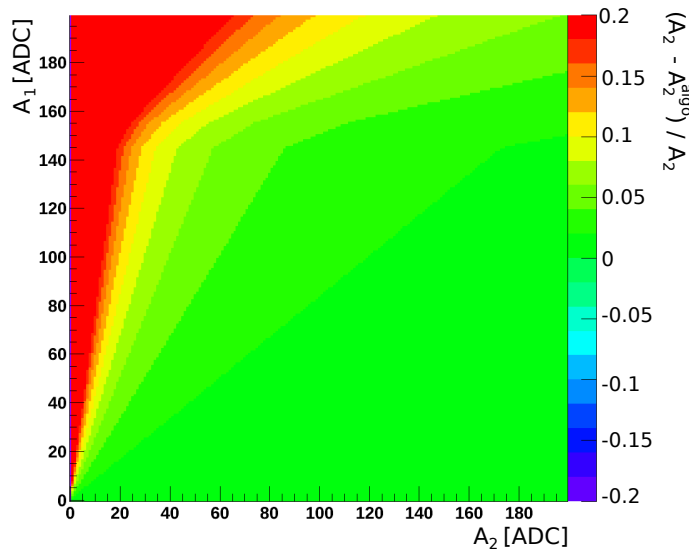


Abbildung 5.6:  $\delta$  für den Mittelwert-Algorithmus für unterschiedliche Werte der beiden Amplituden. Als Zeitabstand wurden zehn BC gewählt, so dass sich der spätere Puls genau im Unterschwinger des vorherigen Pulses befindet. In die Mittelwertbildung wurde drei Samples mit einbezogen.



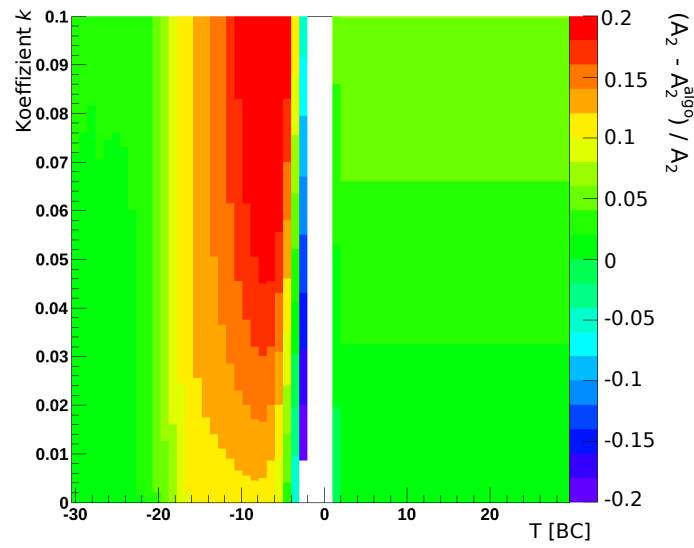


Abbildung 5.7:  $\delta$  des RC-Algorithmus für unterschiedliche Werte des Koeffizienten  $k$  und des Abstands zwischen den beiden Signalen. Für diese Simulation wurden die Amplituden als  $A_1 = 30\text{ADC}$  und  $A_2 = 60\text{ADC}$  gewählt.

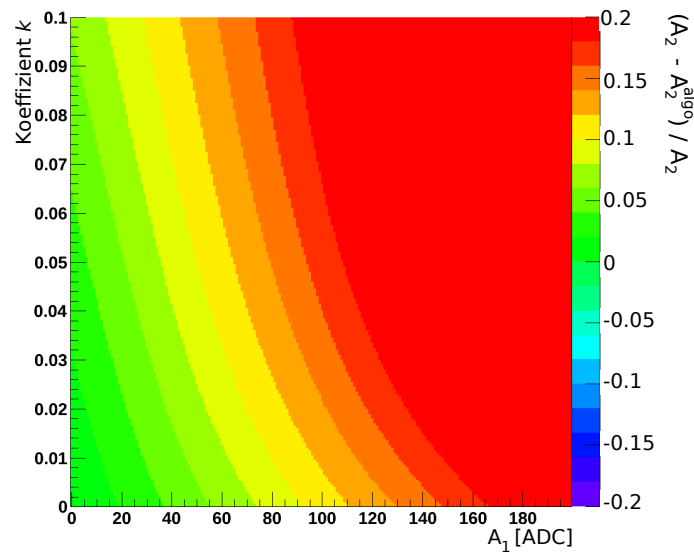


Abbildung 5.8:  $\delta$  des RC-Algorithmus für unterschiedliche Werte des Koeffizienten  $k$  und der Amplitude des vorhergehenden Pulses  $A_1$ .  $A_2$  ist auf 200 ADC-Counts festgelegt, der zeitliche Abstand der beiden Pulse auf zehn Bunch-Crossings.

## 6 Zusammenfassung

Der ATLAS-Detektor am LHC verfügt über ein leistungsstarkes Trigger-System, welches aus der großen Menge an stattfindenden Teilchenkollisionen Ereignisse selektiert, die für eine spätere Analyse abgespeichert werden. Als Teil dieses Systems ist daher auch der Level-1 Kalorimeter-Trigger essenziell wichtig für die Suche nach neuen Phänomenen der Teilchenphysik.

Um auch nach den LHC-Upgrades der nächsten Jahre eine effiziente Funktion des Kalorimeter-Triggers gewährleisten zu können, wird eine neue Version des Multichip-Moduls (nMCM) entwickelt, welches die Berechnung der transversalen Energie der Trigger-Tower-Signale durchführt und die Signale den Strahlkreuzungen des LHC zuordnet. Die neue Hardware ermöglicht es, mit einer höheren Digitalisierungsfrequenz und einem modernen FPGA, diese Aufgaben mit neuen, besseren Algorithmen zu erledigen. Aufgrund der Wiederprogrammierbarkeit des FPGAs ist eine zusätzliche Flexibilität für die zukünftigen Herausforderungen gegeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Fragestellungen studiert: zum einen die als BCID bezeichnete Identifizierung der Strahlkreuzung für saturierte Pulse, zum anderen mögliche Verbesserungen der Energiemessung durch eine dynamische Bestimmung des Pedestals. Es wurde ein verbesserter Algorithmus zur BCID für saturierte Signale vorgestellt und analysiert, der auf der erhöhten Digitalisierungsfrequenz des nMCM aufbaut. Anhand einer Extrapolation von Kalibrationspulsen konnte eine Abschätzung der maximalen Energie gewonnen werden, bis zu der hin der Algorithmus die korrekte Strahlkreuzung wählt. Im Vergleich zum bisher implementierten Algorithmus konnte dabei eine höhere Maximalenergie für alle untersuchten Kanäle nachgewiesen werden.

Durch Vergleich der Kalibrationspulse mit Kollisionspulsen, die für einzelne Kanälen mit einem Oszilloskop aufgenommen wurden, konnte anschließend eine Abschätzung der Maximalenergie der Algorithmen für Kollisionen gewonnen werden. Diese ist durchgehend größer als für die Kalibration. Da nur für eine begrenzte Anzahl von Kanälen Pulse mit dem Oszilloskop aufgezeichnet werden konnten, sind die Studien jedoch mit gewissen Unsicherheiten behaftet, die nur durch weitere Daten reduziert werden können.

Schließlich wurden zwei Algorithmen zur Berechnung des Pedestals untersucht, die eine genauere Bestimmung der Energie ermöglichen sollen. Der Wert des Pedestals vor einem gegebenen Puls wird aufgrund der Länge und der Form der vorhergehenden Pulse beeinflusst. In Zukunft ist hier aufgrund der hohen Luminositäten ein signifikanter Effekt zu erwarten. Im Rahmen eines einfachen Modells haben sich beide Algorithmen als sehr sensitiv auf die Form vorheriger Pulse erwiesen. Detaillierte Studien der Algorithmen, insbesondere unter Berücksichtigung des Verhaltens

---

des Pedestals über den Verlauf einer langen Abfolge von Strahlkreuzungen hinweg, stehen noch aus und werden eine genauere Aussage über ihre Leistungsfähigkeit ermöglichen.

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass durch verbesserte Algorithmen das Potential der neuen Hardware ausgenutzt werden kann und so die Funktionen des Kalorimeter-Triggers verbessert werden können.

# A Listen

## A.1 Abbildungsverzeichnis

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.1  | ATLAS-Detektor . . . . .  | 18 |
| 2.2  | ATLAS-Spurdetektor . . . . .  | 19 |
| 2.3  | ATLAS-Detektor . . . . .  | 21 |
| 2.4  | EMB-Modul . . . . .   | 22 |
| 2.5  | Tile-Modul . . . . .  | 24 |
| 2.6  | Kalorimeter-Pulsform . . . . .  | 26 |
| 2.7  | ATLAS-Myondetektor . . . . .  | 28 |
| 2.8  | ATLAS-Magnete . . . . .   | 29 |
| 2.9  | ATLAS-Trigger . . . . .   | 30 |
| 2.10 | Trigger-Tower Granularität . . . . .  | 32 |
| 2.11 | PPM . . . . .   | 33 |
| 2.12 | MCM . . . . .   | 34 |
| 2.13 | PPr-Funktionen . . . . .  | 35 |
| 2.14 | CP-Algorithmus . . . . .  | 37 |
|      |   |    |
| 3.1  | Trigger-Raten vs. Cut für verschiedene Szenarien . . . . .                        | 41 |
| 3.2  | Myon-Untergrund . . . . .   | 42 |
| 3.3  | L1-Upgrade . . . . .  | 43 |
| 3.4  | Vergleich MCM mit nMCM . . . . .  | 46 |
| 3.5  | FADC-Funktionalität des nMCM . . . . .  | 48 |
| 3.6  | PHOS4-Funktionalität des nMCM . . . . .   | 48 |
|      |   |    |
| 4.1  | Zur Idee des BCID-Algorithmus . . . . .   | 50 |
| 4.2  | Notation für Erklärung des BCID-Algorithmus . . . . .                             | 52 |
| 4.3  | Beispielsituationen für den BCID-Algorithmus . . . . .                            | 53 |
| 4.4  | Vergleich der 40 MHz- und 80 MHz-Algorithmen . . . . .                            | 56 |
| 4.5  | Speicherung von Kollisionspulsen und benötigte Pulsformen . . . . .               | 57 |
| 4.6  | Prinzip der PHOS4-Rekonstruktion . . . . .  | 59 |
| 4.7  | Ergebnis der PHOS4-Rekonstruktion . . . . .                                       | 60 |
| 4.8  | Korrigierter Puls und Gauß-Landau-Fit . . . . .                                   | 61 |
| 4.9  | 80 MHz-digitalisierter Puls . . . . .   | 62 |
| 4.10 | Linearität der Samples . . . . .  | 63 |
| 4.11 | Differenz zwischen hohem und niedrigem Schwellenwert, elektromagnetisch . . . . . | 66 |
| 4.12 | Differenz für den niedrigen Schwellenwert, elektromagnetisch . . . . .            | 67 |
| 4.13 | Differenzen der Schwellenwerte, hadronisch . . . . .                              | 68 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.14 | Differenzen der Schwellenwerte, Tile-Kalorimeter . . . . .  | 68 |
| 4.15 | Bestimmung der Maximalenergie . . . . .   | 70 |
| 4.16 | Maximalenergie für den 40 MHz-Algorithmus . . . . .   | 71 |
| 4.17 | Maximalenergie für den 80 MHz-Algorithmus . . . . .   | 71 |
| 4.18 | Datennahme Oszilloskop . . . . .  | 72 |
| 4.19 | Vergleich Kalibration/Kollision, EMB . . . . .  | 74 |
| 4.20 | Vergleich Kalibration/Kollision, FCAL1 und FCAL2 . . . . .  | 75 |
| 4.21 | Vergleich Kalibration/Kollision, EMEC und HEC . . . . .   | 75 |
| 4.22 | Trigger-Tower Pulsform um $ \eta  = 1$ , Kalibration . . . . .  | 76 |
| 4.23 | Trigger-Tower Pulsform um $ \eta  = 1$ , Kollision . . . . .  | 76 |
| 4.24 | Maximalenergie für den 40 MHz-Algorithmus, Kollision . . . . .  | 78 |
| 4.25 | Maximalenergie für den 80 MHz-Algorithmus, Kollision . . . . .  | 78 |
| 5.1  | Pedestal-Veränderung durch bipolare Pulsform . . . . .  | 81 |
| 5.2  | Pedestal-Veränderung in Bunch-Train . . . . .   | 81 |
| 5.3  | Prinzip des Mittelwert-Algorithmus zur Pedestalbestimmung . . . . .                                       | 83 |
| 5.4  | Parameter der Simulation zur Pedestalbestimmung . . . . .   | 84 |
| 5.5  | Mittelwert-Algorithmus Ergebnis, Anzahl Samples vs. Abstand der<br>Pulse . . . . .                        | 86 |
| 5.6  | Mittelwert-Algorithmus Ergebnis, Amplitude des frühen Pulses vs.<br>Amplitude des späten Pulses . . . . . | 86 |
| 5.7  | RC-Algorithmus Ergebnis, Koeffizient vs. Abstand der Pulse . . . . .                                      | 87 |
| 5.8  | RC-Algorithmus Ergebnis, Koeffizient vs. Amplitude des frühen Pulses                                      | 87 |

## A.2 Tabellenverzeichnis

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 2.1 | Übersicht Elementarteilchen . . . . .               | 11 |
| 2.2 | Energieauflösung der ATLAS-Kalorimeter . . . . .    | 21 |
| 4.1 | Umrechnungsfaktoren Kalibration/Kollision . . . . . | 77 |

## B Literaturverzeichnis

- [1] J. BERINGER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *2012 Review of Particle Physics*. J.Phys. D**86** (2012) 010001.
- [2] CMS COLLABORATION: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. arXiv:1207.7235.
- [3] ATLAS COLLABORATION: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. arXiv:1207.7214.
- [4] S. P. MARTIN: *A Supersymmetry Primer*. arXiv:hep-ph/9709356.
- [5] P. BRYANT, L. EVANS: *LHC Machine*. JINST **3** (2008) S08001.
- [6] *Tevatron Luminosity*. Link: <http://www.fnal.gov/pub/now/tevlum.html>, aufgerufen 22.08.2012.
- [7] ATLAS COLLABORATION: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST **3** (2008) S08003.
- [8] C. GRUPEN: *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verl., Mannheim, 1993.
- [9] R. ACHENBACH ET AL.: *The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*. JINST **3** (2008) P03001.
- [10] ATLAS COLLABORATION: *Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment*. CERN-LHCC-2011-012, 2011.
- [11] M. CAPEANS ET AL.: *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*. CERN-LHCC-2010-013, 2010.
- [12] V. ANDREI: *persönliche Kommunikation*.
- [13] U.PFEIFFER, W. HÖTZEL: *Bunch-Crossing Identification for saturated calorimeter signals*. ATL-DAQ-99-009.
- [14] U.PFEIFFER: *A Compact Pre-Processor System for the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*. Dissertation, Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, 1999.
- [15] N. MORANGE, J. T. CHILDERS, S. HILLIER, B. MANSOULIÉ: *Study and Validation of the BCID of the L1Calo at very high transverse energies*. ATL-DAQ-INT-2011-001.

- [16] V. LANG: *Präzisionssynchronisierung des Level-1-Kalorimeter-Triggers am ATLAS-Experiment*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.
- [17] A. DANIELLS: *Filter Performance for Phase-0*. Vortrag, Mini-TDAQ Week, Juli 2012, CERN, Genf.
- [18] K. CHAPMAN: *Digitally Removing a DC Offset: DSP Without Mathematics*. Xilinx WP279, 2008.

# Danksagungen

Ich danke ...

... Prof. Schultz-Coulon für die Möglichkeit, ein spannendes Thema in einer tollen Arbeitsgruppe zu bearbeiten.

... Prof. Uwer, der sich bereit erklärt hat, diese Arbeit als Zweitkorrektor zu lesen.

... Dr. Rainer Stamen für die Beantwortung aller Fragen, die während meiner Zeit in der Arbeitsgruppe aufkamen, sowie die Korrektur des größten Teils der Arbeit. Mit seinen Kommentaren trägt er außerdem stets zur Auflockerung der Arbeitsatmosphäre bei.

... Dr. Stiewe, der sich bei der Korrektur dieses Dokuments nicht durch unzählige Komma- und Grammatik-Fehler hat ablenken lassen, und an einigen Punkten zu entscheidenden Verbesserungen der Argumentation und Präsentation beigetragen hat.

... Heiko Laier für das Korrekturlesen der Kapitel 2 und 3. Außerdem unzählige Kicker-Spiele, in denen ich als sein Padawan viele wertvolle Lektionen lernen konnte. Nicht zuletzt spannende Diskussionen über arbeitsferne Themen (Dwarf Fortress lässt grüßen).

... Thorwald Klapdor-Kleingrothaus für LaTeX-Tips und Bubble Trouble. Level 34 verfolgt mich heute noch in meinen Albträumen.

... Konrad Briggl, der über einen großen Teil meiner Zeit in der Arbeitsgruppe im selben Büro saß, und am selben Tag wie auch ich seine Arbeit einreichen muss. Viel Erfolg!

... Alessandra Baas, die über lange Zeit zur Stamm-Kicker-Gruppe nach dem Mittagessen zählte.

... Tobias Harion für gedit und dafür, dass er mir meinen Nachtschimmel immer wieder zurückgegeben hat.

Diese Liste könnte natürlich noch ziemlich weit fortgeführt werden. Allerdings sollte eine Danksagung in ihrem Umfang nicht den Rest einer solchen Arbeit überschatten. Daher an dieser Stelle ein großes globales Dankeschön an alle Mitarbeiter der Gruppen F8,F10,F11 des KIP! So ziemlich jeder von euch hat in irgendeiner Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, sei es durch Hilfe bei Fragen oder spannende Kicker-Spiele. Am Ende des Tages sind es eben doch die Menschen, mit denen man diesen Tag verbringt, die ihn gut oder schlecht sein lassen. Und ich hatte hier eine Menge guter Tage :)



Erklärung:

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

Heidelberg, den (Datum) .....