

**Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg**

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Falk Bartels

born in Hildesheim (Germany)

2015

**Kalibration des Finite-Impulse-Response-Filters im
PreProcessor des ATLAS Level-1 Calorimeter Triggers
für den LHC Run-2**

This Bachelor Thesis has been carried out by Falk Bartels at the
Kirchhoff-Institute for Physics in Heidelberg
under the supervision of
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Abstract

In order to deal with the higher energy and luminosity in the second LHC data-taking phase, the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger was upgraded. An included improvement is the use of an autocorrelation filter for the PreProcessor's finite impulse response filter.

In this thesis, detector region dependent coefficients for the autocorrelation filter were obtained for a collision frequency of 20 MHz. Subsequently, the look-up table, which determines the pulse's transverse energy, was recalibrated. For 40 MHz collisions, it was found that reliable coefficients could not be calculated from the available data, thus further studies are necessary.

It was shown in studies for 20 MHz collisions that the bunch crossing identification was improved and that the transverse energy assignment is performed more reliably with the new parameters. Especially for low energies and in regions with high event rates, significant improvements are observed.

Zusammenfassung

Um auf die höheren Energien und Luminositäten der zweiten Phase zur Datennahme vorbereitet zu sein, wurde der ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger nachgerüstet. Ein Bestandteil dessen ist die Umsetzung des digitalen Finite-Impulse-Response-Filters im PreProcessor als Autocorrelation-Filter.

In dieser Arbeit wurden dazu die von der Detektorregion abhängigen, optimalen Koeffizienten für eine Kollisionsfrequenz von 20 MHz bestimmt und jeweils die Look-Up Table zur Energiebestimmung von Pulsen rekaliibriert. Bei der Betrachtung von 40 MHz-Kollisionen hat sich ergeben, dass eine Berechnung der Koeffizienten auf Grundlage der bisher zur Verfügung stehenden Daten noch keine optimalen Ergebnisse liefert und hierzu weitere Studien notwendig sind.

In anschließenden Untersuchungen der Leistungsfähigkeit im 20 MHz-Betrieb wurde sichergestellt, dass die Zuordnung der Pulse zur korrekten Strahlkreuzung und die Rekonstruktion ihrer transversalen Energie mithilfe der neuen Parameter zuverlässiger erfolgt als bisher. Insbesondere für niedrige Energien und in Detektorregionen mit großer Ereignisrate haben sich deutliche Verbesserungen gezeigt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Der Large Hadron Collider	1
1.2	Das ATLAS-Experiment	3
1.3	Der ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger	5
2	Finite-Impulse-Response-Filter	9
2.1	Pile-Up Noise	9
2.2	FIR-Filter im nMCM	10
2.3	Wahl der Koeffizienten	11
2.3.1	50 ns Bunch-Abstand	13
2.3.2	25 ns Bunch-Abstand	16
2.3.3	Ganzzahlige Koeffizienten	19
2.4	Switching Noise Channels	19
3	Die Look-Up Table	21
3.1	Bestimmung von Slope und Offset	22
3.2	Energiespektrum und Noise Cuts	22
4	Leistungsfähigkeit des Filters	25
4.1	BCID-Effizienz	25
4.2	Energie-Rekonstruktion	27
5	Fazit	29
	Anhang	31
A	Pulsformen	31
B	Finale FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter	33
C	Weitere Ergebnisse zur Leistungsfähigkeit	35

Kapitel 1: Einleitung

Am 4. Juli 2012 machten die Experimente ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) und CMS (*Compact Muon Solenoid*) weltweit Schlagzeilen, indem sie unabhängig voneinander die Entdeckung eines neuen Teilchens verkünden konnten, das sich in den untersuchten Zerfallskanälen wie das etwa 50 Jahre zuvor postulierte Higgs-Boson verhält [9]. Die inzwischen fortgeschrittene Analyse der vorhandenen Daten bekräftigt die Vermutung, dass es sich bei dem gefundenen Boson tatsächlich um das Higgs handelt, dessen Wechselwirkung den übrigen Elementarteilchen ihre Masse verleiht [8]. Damit hat es der Large Hadron Collider (LHC) zu Stande gebracht, den lange erwarteten Beweis für die Theorie des Higgs-Mechanismus zu erbringen und damit eine Bestätigung für unser bisheriges Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen in Form des Standardmodells geliefert.

Gleichzeitig wird sich vom LHC aber auch erhofft, Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells zu finden – seien es supersymmetrische Partner, Kandidaten für Dunkle Materie oder auch gänzlich unerwartete Konzepte. Mit den ersten Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV, statt wie zuvor 8, hat der LHC dieses Jahr den nächsten Schritt in bislang unerforschte Energien und somit in Richtung eventueller Entdeckungen neuer Physik gemacht.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit soll eine generelle Einordnung des Level-1 Calorimeter Triggers in das ATLAS-Experiment erfolgen, Kapitel 2 behandelt den Finite-Impulse-Response-Filter in dessen PreProcessor, das dritte Kapitel beinhaltet die Energie-Rekonstruktion durch eine Look-Up Table. Im vierten Kapitel wird der Einfluss der neuen Optimierung auf die Leistungsfähigkeit des Triggers untersucht und Kapitel 5 bietet eine Zusammenfassung der gefundenen Ergebnisse.

1.1 Der Large Hadron Collider

Bei dem Large Hadron Collider handelt es sich um einen Ringbeschleuniger des CERN¹. Er nutzt den im Umfang 26.7 km messenden Tunnel des ehemaligen *Large Electron-Positron Collider* (LEP), der sich 45–170 m unter der Erdoberfläche zu Teilen in der Schweiz und in Frankreich befindet. Er kann mit Protonen oder schweren Ionen betrieben werden, die zuerst einen Linearbeschleuniger durchlaufen (LINAC2 bzw. LINAC3). Die Protonen, die den LINAC2 durchlaufen, erhalten so eine Energie von 50 MeV. Anschließend werden sie nacheinander im *Proton Synchrotron Booster*, *Proton Synchrotron* und *Super Proton Synchrotron* auf 450 GeV gebracht, bevor sie in den LHC-Ring eingespeist werden. Dort werden die Protonen in zwei Strahlrohren gegenläufig bis auf eine Schwerpunktsenergie von planmäßig 14 TeV beschleunigt. Tatsächlich erreicht wurden bisher zwar erst 13 TeV, der LHC stellt dennoch den derzeit stärksten Teilchenbeschleuniger

¹ Europäische Organisation für Kernforschung (frz: *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*).

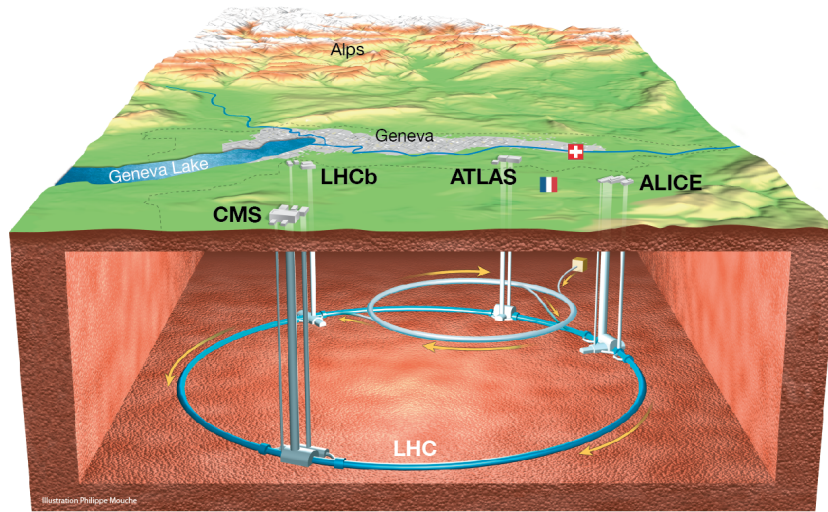


Abbildung 1.1: Übersicht über den LHC und die vier großen Experimente [15].

weltweit dar.

Auch bezüglich der Luminosität² \mathcal{L} von $\sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ hält der LHC den Weltrekord für Protonen-Beschleuniger. Um diese zu erreichen, werden in beiden Strahlrohren bis zu 2808 Pakete (*Bunches*) in 25 ns Abständen mit je $\sim 10^{11}$ Protonen gefüllt. Im LHC Run-1 (2010–2012) wurde allerdings nur jedes zweite dieser möglichen Bunches tatsächlich besetzt, sodass der effektive Abstand 50 ns betrug. Der Umstieg auf 25 ns-Betrieb für Run-2 ist von zentraler Bedeutung für diese Arbeit.

An vier Stellen werden die Strahlen gekreuzt und dabei annähernd frontale Teilchen-Kollisionen produziert. An ebendiesen Stellen sind die vier großen Experimente des LHC installiert: ATLAS, CMS, ALICE und LHCb (siehe Abbildung 1.1).

ATLAS und CMS sind beides Allzweck-Teilchendetektoren, sie können die wesentlichen Signaturen (Elektronen, Myonen, Jets und fehlende transversale Energie) mit hoher Effizienz nachweisen [14]. Damit eignen sie sich unter anderem für die Untersuchung des Higgs-Bosons oder die Suche nach der Supersymmetrie.

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) interessiert sich für die Kollisionen der schweren Ionen. Die dabei entstehenden hohen Energiedichten ermöglichen die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas, wie es auch kurz nach dem Urknall vermutet wird.

LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) vermisst präzise die CP-Verletzung anhand von B-Mesonen. Dadurch lassen sich nähere Erkenntnisse zu der beobachteten Asymmetrie von Materie und Antimaterie im Universum finden.

² Mit $dN/dt = \mathcal{L}\sigma$ ist die Luminosität das Maß dafür, mit welcher Rate Ereignisse mit einem Wirkungsquerschnitt σ auftreten. Durch eine hohe Luminosität lassen sich somit auch seltene Prozesse beobachten.

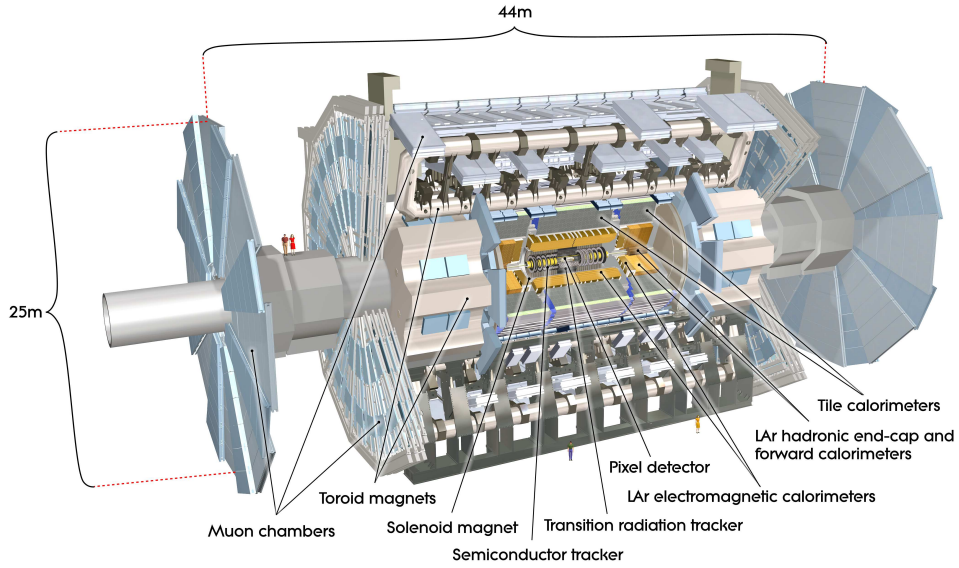


Abbildung 1.2: Schnittansicht des ATLAS-Detektors [19].

1.2 Das ATLAS-Experiment

Mit einem Durchmesser von 25 m und einer Länge von 46 m stellt der ATLAS-Detektor nicht nur den größten Teilchendetektor am LHC, sondern sogar weltweit dar. Möglich gemacht wurde der 7000 t schwere Apparat durch eine Kollaboration von über 8000 Mitarbeitern aus 38 Ländern [2]. Er ist wie CMS ein Allzweck-Detektor, verwendet allerdings andere technische Umsetzungen und Magnetsysteme, sodass eventuelle Entdeckungen von zwei unabhängigen Experimenten bestätigt werden können, wie es auch beim Higgs-Boson geschehen ist.

Der ATLAS-Detektor ist symmetrisch in ϕ um das Strahlrohr, sowie symmetrisch in der Pseudo-Rapidity³ η in beide Richtungen vom Interaktionspunkt aufgebaut. Um Ort, Impuls und Energie der Teilchen festzustellen, besteht der Detektor aus mehreren Subsystemen (in Abbildung 1.2 dargestellt), die jeweils verschiedene Aufgaben übernehmen:

Direkt um das Strahlrohr ist das Tracking-System platziert, das die Spur von geladenen Teilchen aufzeichnet. Durch die vom Magnetfeld eines Solenoids verursachte Krümmung der Bahn lassen sich Ladung und Impuls der Teilchen bestimmen. Gleichzeitig kann durch eine Extrapolation der Spuren zum Interaktionspunkt zugeordnet werden, welche Teilchen aus welchem primären bzw. sekundären Vertex stammen. Technisch umgesetzt wird das Tracking durch den inneren, sehr hochauflösenden Pixel Detektor, gefolgt von dem größeren, aber einen größeren Bereich abdeckenden Semi-Conductor Tracker und am weitesten außen dem Transition Radiation Tracker aus sehr feinen Zählrohren (*Straws*).

Um den Tracking Detektor ist das Kalorimeter aufgebaut, in dem die Energien der Teilchen bestimmt werden. In der inneren Schicht, dem elektromagnetischen (EM) Layer, werden insbesondere Elektronen (und Positronen) sowie Photonen zu elektromagnetischen Schauern angeregt, sodass meist ihre komplette Energie im Kalorimeter deponiert wird. Die Anregung erfolgt dabei

³ $\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$, wobei θ dem Winkel zwischen Strahl-Achse und dreidimensionalen Impuls des Teilchens entspricht. Im relativistischen Limit geht die Pseudo-Rapidity gegen die Rapidity $y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_L}{E-p_L} \right)$ mit dem longitudinalen Impuls p_L .

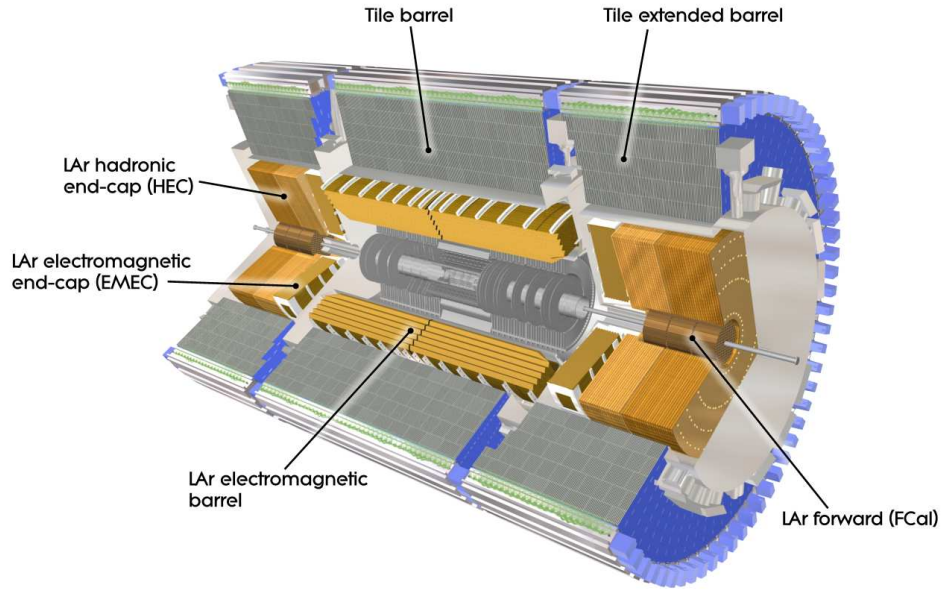


Abbildung 1.3: Kalorimeter-Regionen des ATLAS-Detektors [19].

EM	EMB		$ \eta < 1.475$
	EMEC OW	1.375	$< \eta < 2.5$
	EMEC IW	2.5	$< \eta < 3.2$
	FCAL1	3.1	$< \eta < 4.9$
Had	TileLB		$ \eta < 1.0$
	TileEB	0.8	$< \eta < 1.7$
	HEC OW	1.5	$< \eta < 2.5$
	HEC IW	2.5	$< \eta < 3.2$
	FCAL2,3	3.1	$< \eta < 4.9$

Tabelle 1.1: η -Abdeckung der einzelnen Kalorimeter-Regionen [19].

durch akkordeonartig gefaltete 1.1–2.2 mm dicke Blei-Absorber (siehe Abbildung 1.6). Zwischen den Schichten befindet sich flüssiges Argon als aktives Detektormaterial und jeweils auf der Rückseite Kupferelektroden zur Detektion der Ionisation. Das elektromagnetische Kalorimeter ist nach η unterteilt (siehe Tabelle 1.1) in das zentrale *Barrel* (EMB), die *End Cap* (EMEC) bestehend aus dem *Outer Wheel* (OW) und *Inner Wheel* (IW) sowie das *Forward Calorimeter* (FCAL1).

Aufgrund der größeren Strahlungslänge für Hadronen [17], deponieren letztere meist nur einen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Layer. Deshalb wird dieses noch von dem hadronischen (Had) Kalorimeter umschlossen, das wesentlich mehr Absorber-Material aufweist. Es ist ebenfalls in verschiedene Regionen unterteilt: Das *Tile Long Barrel* (TileLB), *Tile Extended Barrel* (TileEB), *End Cap Outer Wheel* und *Inner Wheel* (HEC OW und HEC IW) sowie das *Forward Calorimeter* (FCAL2,3). Im Tile-Detektor werden Szintillatoren als aktives Material und Stahl als Absorber verwendet, während die restlichen Regionen wie das elektromagnetische Layer flüssiges Argon nutzen, allerdings mit dickeren Absorbern verschiedener Materialien. Die Komponenten beider Layer des Kalorimeters sind in Abbildung 1.3 skizzenhaft dargestellt.

Die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors bildet das Myon-System. Da Myonen eine

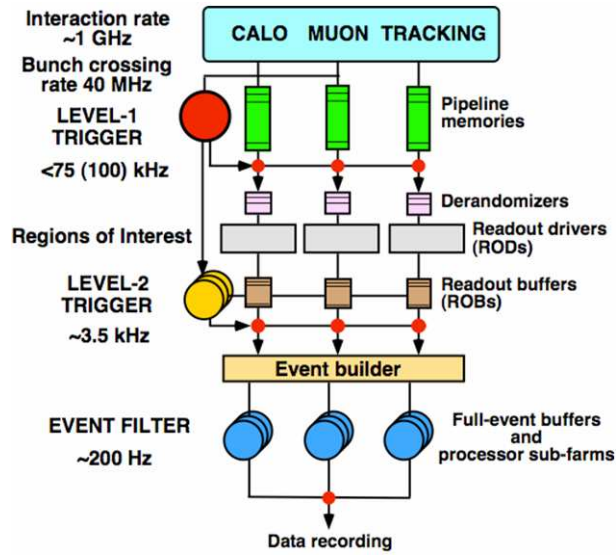


Abbildung 1.4: Schematischer Aufbau der drei ATLAS Trigger-Level [4].

im Vergleich zu Elektronen ca. 200-fach größere Masse besitzen, liefert Bremsstrahlung erst für wesentlich höhere Energien einen signifikanten Beitrag⁴, und somit durchdringen Myonen den Großteil des Detektors mit geringem Energieverlust. Um sie dennoch zu detektieren, bildet das äußere Myon-System einen sehr voluminösen zweiten Tracker, der mit separaten Toroid-Magneten eine im Vergleich zum inneren Tracker entgegengesetzte Krümmung erzeugt. Auch das Myon-System besteht aus mehreren Sub-Komponenten, die sich grob in Präzisions-Tracking sowie Bestimmung des Austrittspunkts und Trigger einteilen lassen. Auch hier kann aus der Bahn-Krümmung der Impuls bestimmt werden, und da selten andere Teilchen als Myonen hier interagieren, auch deren Energie.

1.3 Der ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger

Bei einer Datenmenge von ca. 1.6 MB für jedes aufgezeichnete Ereignis und einer Kollisionsfrequenz von 40 MHz würden ohne Selektion pro Sekunde mehr als 60 TB anfallen, die es abzuspeichern und später auszuwerten gilt [1]. Um diese Datenrate wesentlich zu verringern, enthielt das ATLAS-Experiment in Run-1 ein Triggersystem in 3 Stufen, die nacheinander uninteressante Ereignisse verwerfen, um auf eine letztendlich abgespeicherte Rate von einigen hundert Ereignissen pro Sekunde zu kommen. Diese Architektur ist in Abbildung 1.4 schematisch dargestellt, wobei die angegebenen Raten von Level-2 und insbesondere des Event Filters lediglich den Design-Werten entsprechen. Durch eine niedriger als geplante Laufzeit des LHC in Run-1, konnte mit einer höheren Rate aufgezeichnet werden, ohne die verfügbaren Speicherkapazitäten zu überschreiten. Für Run-2 wird die mögliche Output-Rate des Level-1 Triggers von 75 auf 100 kHz erhöht, Level-2 und der Event Filter werden flexibler zum *High Level Trigger* (HLT) zusammengefasst, für den eine Rate von ~1 kHz zur Speicherung vorgesehen ist.

Da für die Zeit, die ein Trigger zur Entscheidung benötigt, alle folgenden Ereignisse zwischengespeichert werden müssen, ist insbesondere für Level-1 eine sehr schnelle Prozessierung

⁴ $\frac{dE}{dx} \Big|_{Brems} \propto \frac{E}{m^2}$ [17]

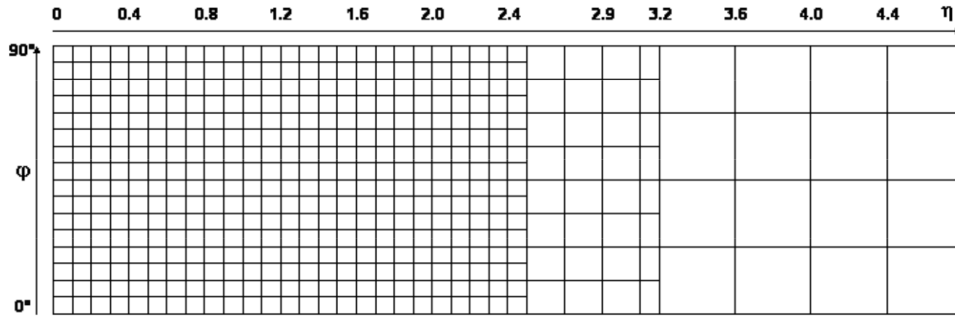


Abbildung 1.7: Granularität der Trigger Tower in einem ϕ -Quadranten, $\eta > 0$. Zu sehen sind somit 33 der 66 η -Streifen und 16 der 64 ϕ -Streifen eines Layers [4].

Energie vornehmen⁵. Gleichzeitig wird dabei letztere richtig kalibriert, indem beispielsweise die Abschwächung durch die verschiedenen Kabellängen kompensiert wird. Diese Signale werden dann an den *PreProcessor* weitergeleitet, der aus 128 *PreProcessor Modules* (PPMs) besteht, die je 64 Trigger Tower verarbeiten. Dort wird vorab ein Tower-spezifischer Offset addiert, um später im digitalen Signal eine Grundlinie bei 32 ADC-Counts zu erhalten, der Großteil der Funktionalität des PPM wird dann vom *new Multi-Chip Module* (nMCM)⁶ übernommen. Darin wird zuerst mittels eines *Analogue-to-Digital Converters* (ADC) mit 80 MHz (seit den nMCMs) der Input digitalisiert. Dann wird aus den digitalen Pulsen das richtige Bunch Crossing des Ereignisses ermittelt und diesem eine transversale Energie zugeordnet, was die beiden Hauptaugenmerke dieser Arbeit sein werden.

Diese Informationen werden dann im *JetEnergy Processor* (JEP) und *Cluster Processor* (CP) weiterverarbeitet, wo die Signaturen von hadronischen beziehungsweise elektromagnetischen Schauern gesucht werden. Die gefundenen *Regions of Interest* (ROIs) werden an Level-2 übergeben, die Anzahl an Ereignissen, die bestimmte Schwellen überschreiten, an den Central Trigger Processor. Dieser entscheidet daraus und den Ergebnissen von L1Muon, ob das Ereignis verworfen oder weiterverarbeitet wird. In letzterem Fall wird ein Level-1 Accept erteilt und Level-2 liest die ROIs aus. In Verbindung mit dem Event Filter werden dann die Ereignisse teilweise rekonstruiert und weiter selektiert. Dies geschieht Software-basiert auf ~ 3000 Rechnern des CERN, was pro Ereignis etwa 4 s in Anspruch nimmt, weshalb eine hinreichende Vorauswahl durch Level-1 unbedingt nötig ist [19].

⁵ Abhängig von der Detektorregion entspricht das von den Tovern ausgegebene analoge Signal entweder der totalen oder transversalen Energie. Für die Regionen, in denen noch keine Umrechnung zu transversaler Energie stattfand, wird am Receiver mit $1/\cosh(\eta)$ skaliert.

⁶ Das nMCM bildet den inzwischen installierten Nachfolger des *Multi-Chip Module* (MCM) aus Run-1

Kapitel 2: Finite-Impulse-Response-Filter

2.1 Pile-Up Noise

Wie bereits erwähnt, beträgt der Bunch-Abstand des LHC im normalen Betrieb 50 bzw. 25 ns. Der Nachteil dieser hohen Kollisions-Frequenz besteht darin, dass sich ein elektrischer Kalorimeter-Puls zeitlich über mehrere kollidierende Bunches (*Bunch Crossings*, BCs) erstreckt. Typische Pulsformen mit der jeweiligen Zeitskala sind in Abbildung A.2 im Anhang zu finden. In Verbindung mit der Tatsache, dass pro Bunch Crossing bis zu 40 sichtbare Proton-Proton-Interaktionen¹ statt-

finden, führt das zu einer stetigen Überlagerung mehrerer Pulse in den einzelnen Trigger Tovern, dem sogenannten *Pile-Up*. Da dessen Stärke durch die Rate der im Trigger Tower auftreffenden Teilchen bestimmt ist, nimmt der Pile-Up mit μ und der Kollisionsfrequenz zu. Mit zunehmendem abgedeckten $\Delta\eta \times \Delta\phi$ fällt ebenfalls eine höhere Rate innerhalb eines Towers an und somit ist im EMEC IW und insbesondere im FCAL stärkerer Pile-Up zu beobachten. Im Gegensatz zur Angabe in $\eta - \phi$ -Karten, decken nicht alle Tower im FCAL gleichmäßig $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ ab. Somit kommt es zwischen den einzelnen η -Streifen noch zu teilweise großen Unterschieden. Gleichzeitig werden die hauptsächlich auftretenden niederenergetischen Teilchen schnell abgebremst, sodass sich ein Abschirmungseffekt für weiter außen liegende Zellen einstellt, so ist beispielsweise im gesamten hadronischen Layer der Pile-Up schwächer. Dies fällt auch im Forward Calorimeter auf, sodass im FCAL2-2 stärkerer Pile-Up zu beobachten ist als im FCAL3-2, obwohl beide vergleichbares η und Geometrie aufweisen (siehe Abbildung 2.1).

Die vom Kalorimeter ausgegebenen analogen Pulse sind bipolar geformt, das heißt direkt nach einem Signal folgt ein Ausschlag ins Negative, der sogenannte *Undershoot*. Aufgrund von Ladungserhaltung ist dieser gerade so intensiv, dass das Integral des gesamten Pulses verschwindet. Somit verringert sich das Pile-Up-Problem, da sich bei einer Überlagerung ausreichend vieler Pulse Undershoots und Signale gegenseitig aufheben.

Im LHC-Ring sind die Bunches allerdings nicht kontinuierlich verteilt, sondern befinden sich in sogenannten *Bunch Trains* mit dazwischenliegenden Lücken. Letztere sind durch die Schaltgeschwindigkeit der Injektionsmagnete der Vorbeschleuniger, bzw. der Magnete zum Auskoppeln des Strahls bedingt. In Abbildung 2.2 ist das Standard-Füllschema im 50 ns-Betrieb dargestellt,

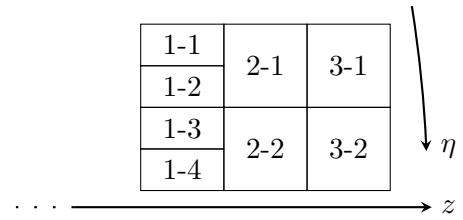


Abbildung 2.1: Nomenklatur der Trigger Tower im FCAL. Abbildung entlang z gestaucht.

¹ Die mittlere Anzahl von sichtbaren Interaktionen pro Bunch Crossing wird im Folgenden mit μ notiert. Es gilt $\mu = \mathcal{L} \sigma_{inel} \varepsilon (n_b f_r)^{-1}$ mit dem totalen Wirkungsquerschnitt für inelastische Interaktion σ_{inel} , der Nachweis-Effizienz ε , der Umlauffrequenz der Bunches f_r und der Anzahl an Bunches im LHC-Ring n_b [3].

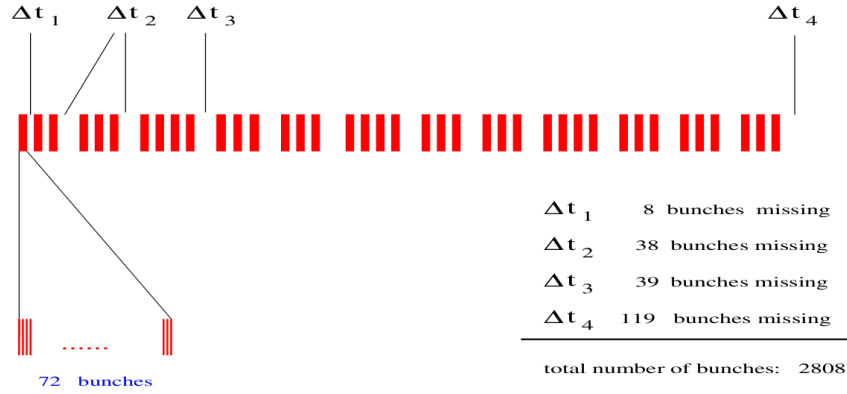


Abbildung 2.2: Füllschema des LHC bei nominalem 50 ns Betrieb [13].

bestehend aus Trains zu je 72 Bunches, getrennt durch *Gaps* verschiedener Längen. Da die Pulse immer mit dem positiven Ausschlag beginnen, ergibt sich zu Beginn des Bunch Trains jeweils eine Erhöhung der Grundlinie (*Pedestal*) bis ausreichend Undershoot zur Kompensierung vorhanden ist. Durch die für jede Detektorregion leicht verschiedene Pulsform, ergeben sich dadurch auch verschiedene Pedestal-Fluktuationen in Abhängigkeit von der Position im Bunch Train. Mit dieser Struktur überlagert liegen dann die tatsächlichen höherenergetischen Pulse, die es bestmöglich vom Untergrund zu trennen gilt.

2.2 FIR-Filter im nMCM

Die Logik zur Identifikation von Signalen im PreProcessor ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Sie entspricht zwar noch dem alten MCM von Run-1, aber die grundsätzliche Architektur ist im nMCM unverändert.

Alle 25 ns wird der Data Pipeline ein 10-Bit ADC-Output d_i hinzugefügt. Mit ebendieser Frequenz werden fünf aufeinanderfolgende Werte durch einen *Finite-Impulse-Response* (FIR)-Filter² zu einem 16-Bit FIR-Output verarbeitet. Dies geschieht gemäß (2.1) durch die Multiplikation mit fünf festgelegten Konstanten a_i und anschließender Summierung

$$y = \sum_{i=1}^5 d_i a_i (-y_{pedCorr}) . \quad (2.1)$$

Die Konstanten a_i sind für jeden Trigger Tower einzeln festlegbar und können damit für die verschiedenen Pulsformen und Untergründe optimiert werden. Das Ziel des FIR-Filters ist es, einen „schärferen“ Peak zu erzeugen und das Signal-to-Noise Verhältnis zu maximieren. Im nMCM ist nach dem Adder Tree noch die neue *Pedestal Correction* enthalten. Dort wird über 2^{16} Umläufe für jedes mögliche Bunch Crossing der FIR-Output gemittelt und anschließend die Abweichung $y_{pedCorr}$ zwischen diesem Mittelwerts und dem gewünschten Pedestal vom FIR-Output subtrahiert. Es wird somit für ein möglichst konstantes Pedestal unabhängig von der Position im Train gesorgt.

² Der Name folgt der Definition, dass ein FIR-Filter auf einen Dirac-Pulse mit einer garantiert *endlichen* Impulsantwort reagiert. Damit ist in einer festgelegten Zeit nach einem Signal wieder der Ausgangszustand erreicht.

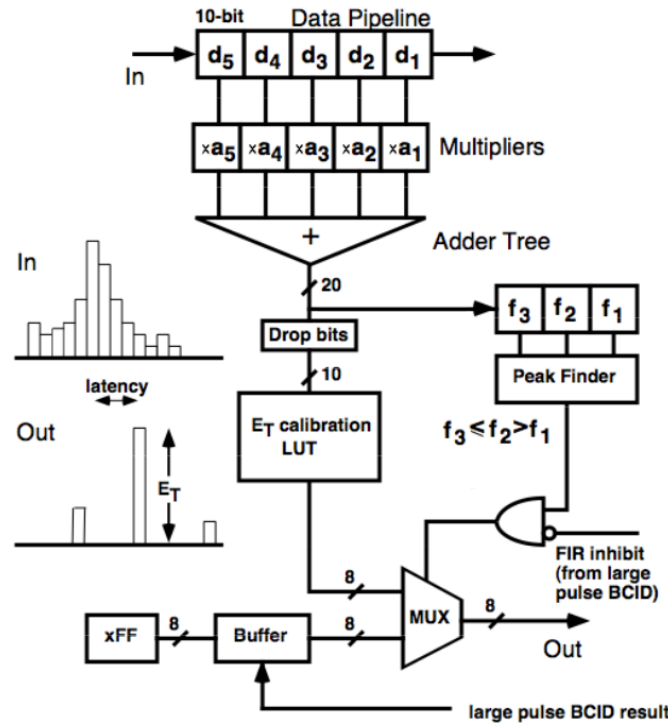


Abbildung 2.3: Blockdiagramm der Bunch Crossing Identification im L1Calo PreProcessor. Ursprünglich aus [15], bearbeitet wegen fehlerhafter Darstellung des Peak Finders.

Vom FIR-Output wird im Drop-Bits-Block eine Trigger-Tower-abhängige Anzahl von Bits abgeschnitten, um wieder in den 10-Bit-Bereich zu kommen; in der *Look-Up Table* (LUT) wird danach die Umrechnung zu einem 8-Bit-Wert in GeV vorgenommen. Im nMCM sind zwei unabhängige LUTs vorhanden, die in Einheiten 1 GeV bzw. 0.5 GeV konvertieren, wobei die verschiedenen Ergebnisse für den JetEnergy Processor bzw. Cluster Processor verwendet werden.

Parallel zur LUT läuft der *Peak-Finder-Algorithmus*, der jeweils drei aufeinanderfolgende FIR-Outputs betrachtet. Ist der mittlere ein Maximum, gibt der Peak Finder eine 1 aus, die einen von 0 verschiedenen LUT-Output erlaubt. Wird kein Peak gefunden, wird der LUT-Output auf 0 gesetzt, sodass am Ende nur für die Bunch Crossings mit einem tatsächlichen Ereignis eine Energie ungleich 0 ausgegeben wird. Diese *Bunch Crossing Identification* (BCID) stellt einen essentiellen Ablauf des PreProcessors dar. Einen Sonderfall bilden hierbei saturierte Pulse, die den 10-Bit-Bereich (entspricht etwa 250 GeV) der ADCs überschreiten und damit oben abgeschnitten werden. Für diese wird die BCID in einem separaten Pfad, dem Saturated-BCID-Algorithmus, durchgeführt. Dabei werden die Werte vor der Saturierung, das heißt in der steigenden Flanke des Signals, mit Schwellenwerten verglichen, die die Zuordnung des korrekten Bunch Crossings ermöglichen. Hierfür wird auch die im nMCM auf 80 MHz verdoppelte Sampling-Frequenz verwendet, wohingegen in der Logik aus Abbildung 2.3 jedes zweite Sample verworfen wird und somit derzeit weiterhin wie beim MCM mit 40 MHz gearbeitet wird.

2.3 Wahl der Koeffizienten

Um nun eine optimale Filterung durch die Koeffizienten a_i zu erreichen, ist es zuerst notwendig, das Eingangssignal genauer zu betrachten. Die Notation ist hierbei an *Signal Analysis* von

A. Papoulis [16] orientiert, wo auch sehr detaillierte Betrachtungen zu FIR-Filtern zu finden sind. Hier sollen nur die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Ergebnisse aufgelistet werden.

Der digitalisierte ADC-Output d_i besteht aus einer Überlagerung des tatsächlichen Signals f_i mit unbekannter Amplitude A und dem Untergrund n_i

$$d_i = A f_i + n_i , \quad (2.2)$$

wobei mit dem Index i jeweils das i -te betrachtete Sample bezeichnet ist. Nach Anwenden des FIR-Filters ergibt sich damit

$$y = \sum_i a_i d_i = A \sum_i a_i f_i + \sum_i a_i n_i \equiv A y_f + y_n \quad (2.3)$$

mit dem Anteil y_f aus dem Signal und y_n aus dem Untergrund. Durch eine Maximierung des Signal-to-Noise Verhältnisses

$$\frac{S}{N} = \frac{y_f(t_0)}{\sqrt{\langle |y_n(t_0)|^2 \rangle}} \quad (2.4)$$

zum Zeitpunkt t_0 des Maximums eines Signals ergibt sich für die Koeffizienten a_i

$$\mathbf{a} = \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{f} \quad (2.5)$$

mit der Autokorrelationsmatrix \mathbf{R} des Untergrunds. Sie ist gegeben durch

$$R_{ij} = R(t_i - t_j) = R((i - j)T) = \int_{-\infty}^{\infty} n^*((i - j)T - \tau) n(-\tau) d\tau , \quad (2.6)$$

wobei $R(t)$ die Autokorrelationsfunktion und T das Sampling-Intervall notiert. Es lässt sich zeigen, dass ein FIR-Filter mit diesen Koeffizienten einem χ^2 -Fit erster Ordnung von f an y mit der Amplitude als freien Parameter entspricht [10].

In Run-1 wurde der FIR-Filter als sogenannter *Matched Filter* betrieben. Dieser operiert effizient, wenn es sich bei n um weißes Rauschen handelt. Darunter versteht man ein Signal, das ein konstantes Leistungsdichtespektrum $S(\omega) = \text{const}$ aufweist. Nach dem Wiener-Khinchin-Theorem ist das gleichbedeutend damit, dass dessen Autokorrelationsfunktion einem δ -Peak entspricht. Mit $R(\tau) = \delta(\tau)$ ergibt sich somit für \mathbf{R} eine Einheitsmatrix und damit für die optimalen Koeffizienten $a_i = f_i$ [16].

Wie im Kapitel 2.1 beschrieben, ist die Annahme weißen Rauschens in unserem Fall nicht unbedingt gerechtfertigt, da durch den Pile-Up definitiv eine zeitliche Korrelation im Untergrund vorliegt. Deshalb sind für Run-2 Filter vorgesehen³, die diese Korrelation berücksichtigen, das heißt \mathbf{R} muss für den tatsächlichen Untergrund bestimmt werden. Um dabei nicht auf die funktionale Beschreibung $n(t)$ angewiesen zu sein, kann man auf die statistische Darstellung der Autokorrelationsmatrix zurückgreifen. Hierzu betrachtet man eine ausreichend große Stichprobe von ADC-Windows⁴ und bestimmt den mittleren Korrelationskoeffizienten zwischen Samples

³ Im Folgenden *Autocorrelation* (AC)-Filter genannt

⁴ Zu jedem getriggerten Ereignis werden standardmäßig die fünf zugehörigen ADC-Outputs mit ausgelesen. Jeweils fünf zusammengehörige ADC-Outputs werden hier als ein Window bezeichnet.

i und j ,

$$R_{ij} = \frac{\langle n_i n_j \rangle - \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle}{\sqrt{\langle n_i^2 \rangle - \langle n_i \rangle^2} \sqrt{\langle n_j^2 \rangle - \langle n_j \rangle^2}} \quad (2.7)$$

$$= \frac{N \sum n_i n_j - \sum n_i \sum n_j}{\sqrt{\left(N \sum n_i^2 - (\sum n_i)^2\right) \left(N \sum n_j^2 - (\sum n_j)^2\right)}} , \quad (2.8)$$

mit der Anzahl von verwendeten Windows N .

Um den Pile-Up als Noise zu berücksichtigen, müssen hierfür Daten tatsächlicher Kollisionen verwendet werden. Daraus ergibt sich das Problem, dass aus den ausgelesenen ADC-Outputs die Trennung von d_i in n_i und f_i nicht mehr möglich ist, weshalb im Folgenden die Näherung $d_i \approx n_i$ angewandt wird [11]. Dass diese Näherung naheliegend ist, zeigt die typischerweise sehr steil abfallende E_T -Verteilung der aufgenommenen Ereignisse, wie beispielsweise in Abbildung 3.2 aufgetragen. Später werden die Noise Cuts so gewählt, dass nur 0.5% der Ereignisse eine ausreichend hohe Energie besitzen, um einen LUT-Output ungleich null zu erzeugen, womit der Großteil der Ereignisse tatsächlich als Noise anzusehen ist.

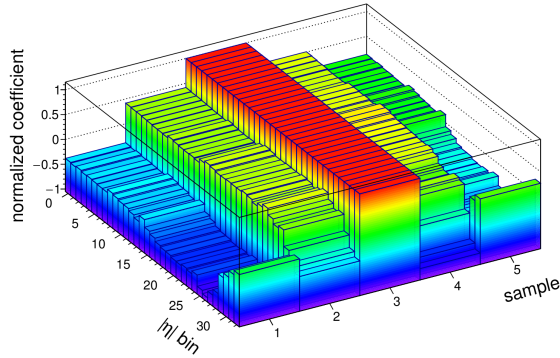
Durch die getroffene Annahme ist für die folgenden Studien die Auswahl der zugrundegelegten Ereignisse zu beachten. Die üblichen Trigger-Algorithmen suchen nach „interessanten“, Ereignissen, die sich von dem Großteil der auftretenden abheben, beispielsweise indem sie bestimmte Energieschwellen überschreiten. Gerade dies ist hier unerwünscht, da die unbeeinflusste Energieverteilung aller Ereignisse, die von L1Calo gesehen werden, benötigt wird. Deshalb werden in allen folgenden Studien Ereignisse aus dem ZeroBiasOverlay-Stream oder L1CaloCalib-Stream verwendet. Beide triggern rein zufallsbasiert und bilden somit eine unverfälschte Stichprobe. Der L1CaloCalib-Stream liefert, sofern er während eines Runs aktiv war, eine deutlich höhere Rate, enthält dafür aber nur die von L1Calo ausgelesenen Daten.

Für solch unbeeinflusste Datensätze berechnen sich somit die optimalen Koeffizienten nach Gleichung 2.5 mit der Matrix

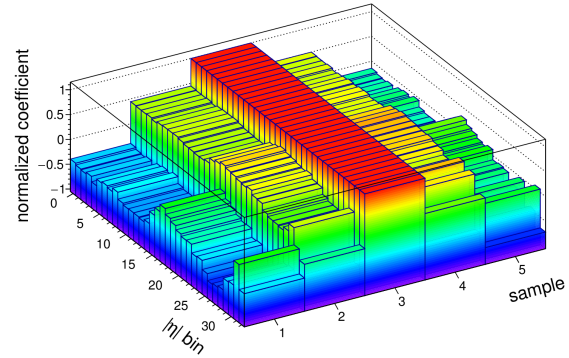
$$R_{ij} = \frac{N \sum d_i d_j - \sum d_i \sum d_j}{\sqrt{\left(N \sum d_i^2 - (\sum d_i)^2\right) \left(N \sum d_j^2 - (\sum d_j)^2\right)}} . \quad (2.9)$$

2.3.1 50 ns Bunch-Abstand

Da der LHC zu Beginn von Run-2 nicht sofort im 25 ns-Betrieb startet, sondern zuerst noch Testläufe mit 50 ns Bunch-Abstand bis Ende Juli vorgesehen sind, ist es sinnvoll auch für letzteres die neuen Autocorrelation-Koeffizienten zu bestimmen. Durch die Berücksichtigung des Pile-Ups werden die Koeffizienten eine μ -Abhängigkeit aufweisen, weshalb deren Bestimmung ein Datensatz zugrunde liegen sollte, der den späteren Run-Bedingungen möglichst nahe kommt. Hierbei wurde sich für den speziellen High-Brightness Run 215559 von 2012 entschieden, der ein ausreichend hohes μ zwischen 32 und 36 aufweist. Da hier auch der L1CaloCalib-Stream verfügbar war, steht ausreichend Statistik zur Verfügung. Gleichzeitig gestattet die spezielle Auslese von jeweils 7 ADC-Slices pro Ereignis die nachträgliche Simulation des Peak Finders für beliebig gewählte Koeffizienten, da hierbei für drei aufeinanderfolgende BCs jeweils zwei vorherige und zwei nachfolgende ADC-Outputs benötigt werden (siehe Abbildung 2.3).



(a) Elektromagnetisches Layer



(b) Hadronisches Layer

Abbildung 2.4: Optimale Koeffizienten im 50 ns-Betrieb für $\langle\mu\rangle \approx 34$ in Abhängigkeit von $|\eta|$. Auf 1 im zentralen Slice normiert.

Wie bereits in Kapitel 1.3 erwähnt, sind die Trigger Tower in 66 η -Streifen eingeordnet. Da sich die Tower-Geometrie zwischen diesen ändert (teilweise auch innerhalb einer Detektorregion), ist es sinnvoll, auch die Koeffizienten in η differenziert zu bestimmen. Unter Ausnutzung der Symmetrie in $\pm\eta$, können jeweils die Ergebnisse mit gleichem $|\eta|$ zusammengefasst werden, um die Statistik zu verdoppeln. Somit ergeben sich 33 $|\eta|$ -Streifen⁵, für die jeweils die optimalen Koeffizienten bestimmt werden. Unter Verwendung aller nicht-saturierten Pulse in der Datenmenge und der Pulsformen f_i aus Oszilloskopmessungen, auf die im Anhang A eingegangen wird, ergeben sich die optimalen Koeffizienten wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass sich für niedriges η , das heißt im Falle schwachen Pile-Ups, eine Form der fünf Koeffizienten ergibt, die der des alten Matched Filters und damit der Pulsform nahekommt. Ein Blick auf die Autokorrelationsmatrizen (Abbildung 2.5) zeigt, dass die zentrale Region einer Einheitsmatrix und damit der Grundlage des Matched Filters näher kommt, während im FCAL auch zwischen weiter entfernten Samples noch recht starke Korrelationen herrschen. Diese sorgen für die typische Form der Koeffizienten im FCAL mit einem positiven Koeffizienten in der Mitte, zwei negativen direkt daneben und zweien nahe 0 an den Rändern. Wegen $a_2, a_4 < 0$ konnte mit dem alten MCM, das ein Vorzeichen-Bit nur für a_1 und a_5 vorsah, kein Autocorrelation Filter implementiert werden.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.31 & 0.21 & 0.2 & 0.053 \\ 0.31 & 1 & 0.27 & 0.2 & 0.19 \\ 0.21 & 0.27 & 1 & 0.25 & 0.17 \\ 0.2 & 0.2 & 0.25 & 1 & 0.29 \\ 0.053 & 0.19 & 0.17 & 0.29 & 1 \end{bmatrix}$$

(a) EM Layer, $|\eta| = 0.05$ (EMB)

$$\begin{bmatrix} 1 & 0.79 & -0.04 & -0.52 & -0.25 \\ 0.79 & 1 & 0.39 & -0.21 & -0.18 \\ -0.04 & 0.39 & 1 & 0.62 & 0.025 \\ -0.52 & -0.21 & 0.62 & 1 & 0.63 \\ -0.25 & -0.18 & 0.025 & 0.63 & 1 \end{bmatrix}$$

(b) EM Layer, $|\eta| = 4.45$ (FCAL1-4)

Abbildung 2.5: Autokorrelationsmatrix nach (2.9) für (a) schwachen, (b) starken Pile-Up.

⁵ Im Folgenden von 0 (niedriges $|\eta|$) bis 32 (hohes $|\eta|$) nummeriert.

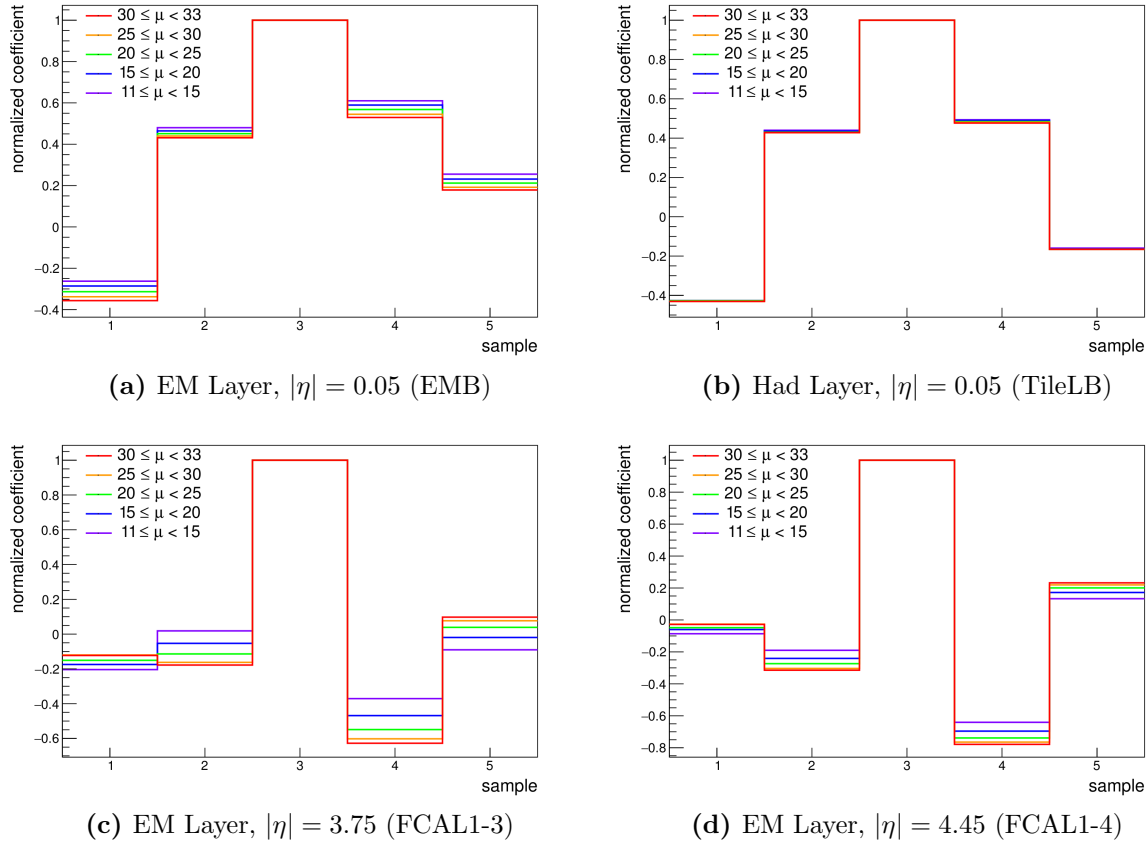


Abbildung 2.6: μ -Abhängigkeit der optimalen Koeffizienten im 50 ns-Betrieb. Eingezeichnet sind die optimalen Koeffizienten die sich aus Ereignissen aus dem angegebenen μ -Bereich ergeben, jeweils auf 1 im zentralen Slice normiert.

μ -Abhängigkeit

Durch den Einfluss des Pile-Ups auf die Koeffizienten werden diese auch eine μ -Abhängigkeit aufweisen. Wie stark diese ausfällt, lässt sich durch Einschränkungen in μ zur Auswahl der ADC-Windows für die Berechnung von \mathbf{R} erkennen. Hierfür eignet sich beispielsweise der Standard-Run 215464 von 2012, der einen besonders großen μ -Bereich abdeckt, startend bei 33 und bis auf 11 abfallend. Bei diesem war der L1CaloCalib-Stream zwar nicht verfügbar, aber da der Run ca. 12.5 Stunden mit stabilem Strahl lief, steht mit 560'000 Kollisionen auch im ZeroBiasOverlay-Stream genügend Statistik zur Verfügung.

Beispiele der sich ergebenden optimalen Koeffizienten für das jeweilige μ sind in Abbildung 2.6 aufgetragen. In TileLB, TileEB und HEC Outer Wheel ist hierbei kaum eine Änderung zu erkennen, da der Pile-Up dort eine untergeordnete Rolle spielt. Für das HEC Inner Wheel und das komplette elektromagnetische Layer mit Ausnahme des FCAL ist eine eher schwache Abhängigkeit sichtbar. Wie zu erwarten, ist insbesondere im FCAL zu sehen, dass ein höheres μ die Tendenz zu den „extremen“ Koeffizienten begünstigt. Ähnliches ergibt sich im hadronischen Layer für das FCAL2-2, das dort als einziges zu der extremen Form neigt. Interessanterweise fällt die Abhängigkeit beispielsweise im FCAL1-3 stärker aus als die im FCAL1-4, wo noch stärkerer Pile-Up vorliegt. Wahrscheinlich dominiert dort aber ohnehin schon die Pile-Up-Noise über dem elektrischen Rauschen, während im FCAL1-3 eine etwaige Dominanz stark von μ abhängt.

Da während eines Runs allerdings nur ein Satz von Koeffizienten verwendet werden kann, muss man sich für ein $\langle\mu\rangle$ entscheiden, auf das die Koeffizienten optimiert werden sollen. Im Falle des 50 ns-Betriebs ist diese Entscheidung auf $\langle\mu\rangle = 34$ gefallen, weil man so dem geplanten μ von Run-2 nah genug kommt und durch den High-Brightness Run ausreichend Daten zur Verfügung stehen.

2.3.2 25 ns Bunch-Abstand

Die soeben erwähnte μ -Abhängigkeit erschwert die Bestimmung der Koeffizienten für den geplanten Betrieb mit 25 ns Bunch-Abstand, da lediglich Daten aus Test-Runs mit niedrigem $\mu \leq 11$ zur Verfügung stehen. Das in diesem Kapitel verwendete Beispiel ist Run 216399 aus 2012 mit $9 \leq \mu \leq 11$. Um dennoch Koeffizienten für den Betrieb mit hohem μ bestimmen zu können, besteht eine Möglichkeit darin, sich einer bereits existierenden Simulation von Prozessen im PreProcessor (*ToyMC* [12]) zu bedienen und im ersten Schritt die bestehenden Daten mit niedrigem μ zu reproduzieren. Anschließend kann dann die Simulation verwendet werden, um zu höherem μ zu extrapolieren. Der Simulation zugrunde liegen unter anderem die Kalorimeter-Pulsformen gemäß Anhang A, die Verteilung der ADC-Peak-Amplituden sowie Pile-Up-Amplituden aus Single-Bunch-Runs und das mittlere elektronische Rauschen, jeweils in Abhängigkeit von η . Zudem kann man den μ -Verlauf des zu simulierenden Runs beliebig vorgeben.

Einen ersten Anhaltspunkt, wie realitätsnah der Pile-Up simuliert wird, liefert der mittlere ADC-Output in Abhängigkeit von der Position im Bunch Train. Dieser kann mit den Daten aus Run 216399 verglichen werden und entsprechend angepasst werden. Dazu hat man auf zwei weitere Größen der Simulation unmittelbaren Einfluss: Ein Faktor a für die Verschiebung des absoluten Pedestals, sowie b zur Skalierung der Stärke des Pile-Ups, wieder jeweils in Abhängigkeit von η . Letzterer sorgt für eine lineare Skalierung des entstehenden ADC-Output-Profiles ohne Absolutanteil entlang der y-Achse. Das ermöglicht es, die Ergebnisse der Monte Carlo Simulation an die vorhandenen Daten zu fitten.

Dazu kann man von dem entstehenden Profil den BC-unabhängigen Teil des Pedestals abziehen, um den Anteil zu erhalten, den man linear skalieren will, ohne das Pedestal zu verschieben. Nennt man den übrigen Anteil p , so kann man die Kurve

$$f(BC) = a + b \cdot p(BC) \quad (2.10)$$

an den mittleren ADC-Output in den Daten fitten und erhält die Parameter a und b , die wiederum in die Monte Carlo Simulation eingesetzt werden können. Eine weitere Iteration kann die Werte dann in der Regel noch marginal verbessern.

Ein Auszug der Ergebnisse der ToyMC im Vergleich zu den Daten ist in Abbildung 2.7 zu finden. In den meisten Fällen erscheint die Simulation vernünftig, lediglich im EMEC Outer Wheel und einigen FCAL-Towern ergeben sich größere Diskrepanzen in der Form. Diese lassen sich zumindest im ersten Fall auf die unzureichend bekannten Pulsformen in dieser Region zurückführen. Im TileLB erweist sich der Fit aufgrund des schwachen Pile-Ups als schwierig, da das Pedestal im Rahmen der Fehler fast konstant ist und somit b schlecht bestimmt werden kann.

Vergleicht man allerdings die von der Simulation bestimmten Autokorrelations-Koeffizienten, ergeben sich stärkere Abweichungen (Abbildung 2.8). Selbst für die η -Streifen, in denen das Pedestal mit lediglich geringen Diskrepanzen simuliert wurde, zeigen sich signifikante Unterschiede

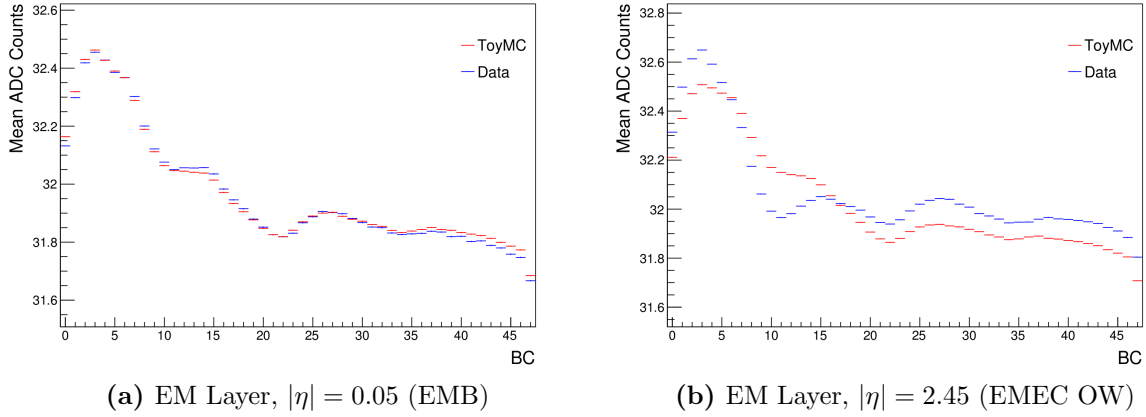


Abbildung 2.7: Vergleich des simulierten und tatsächlichen Pedestals im 25 ns-Betrieb mit $\langle\mu\rangle \approx 10$ nach einem Fit für die optimalen Parameter a und b .

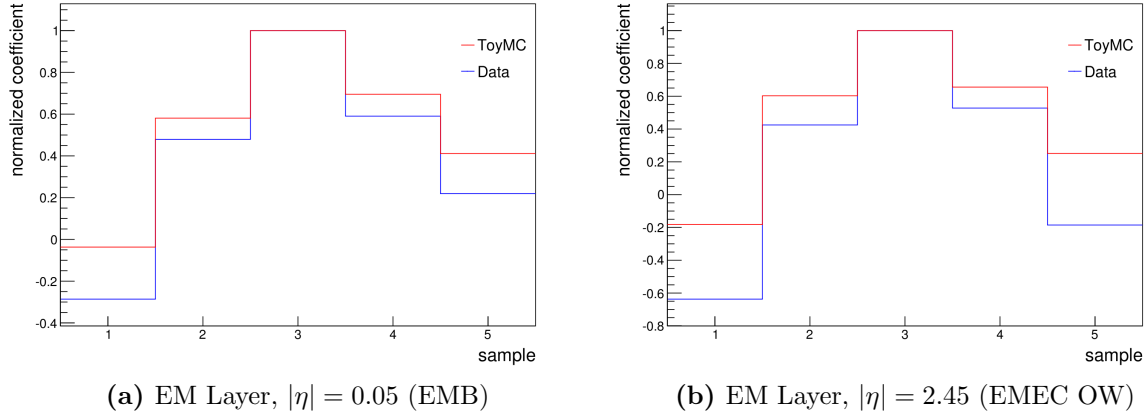


Abbildung 2.8: Resultierende Koeffizienten aus der ToyMC mit gemäß des Pedestal-Fits optimalen Parametern für a und b .

in den resultierenden Koeffizienten. Betrachtet man die zugrundeliegenden Autokorrelationsmatrizen von Daten und ToyMC, weisen diese in der Simulation im Allgemeinen schwächere Korrelationen zwischen den Samples auf. Ein Vergleich mit den Matrizen in Abbildung 2.5, legt den Schluss nahe, dass in der Simulation die Stärke des Pile-Ups meist unterschätzt wird.

Ein weiterer Ansatz ist, nicht erst die Form des Pedestals zu betrachten, sondern direkt b so zu einzustellen, dass die resultierenden Koeffizienten den auf Daten basierenden möglichst nah kommen (a hat keinen Einfluss auf die Form der Koeffizienten, da in Gleichung 2.9 nur Abweichungen vom Mittelwert betrachtet werden). Allerdings ist der Zusammenhang zwischen b und der Form der Koeffizienten nicht so einfach ersichtlich, wie dessen Auswirkung auf die Form des Pedestals. Somit ist es bei dieser Variante nicht ohne weiteres möglich, einen Fit für die optimalen Parameter durchzuführen. Allerdings können durch manuelles Verändern von b und Überprüfen des Ergebnisses nach einigen Iterationen zumindest in bestimmten Detektorregionen zufriedenstellende Übereinstimmungen erzielt werden, wie in Abbildung 2.9 dargestellt.

Dadurch ist aber trotzdem noch nicht gegeben, dass die Simulation zuverlässig genug arbeitet und für eine μ -Extrapolation geeignet ist. Um hierfür einen Anhaltspunkt zu bekommen, wurde mit den Parametern, die die Koeffizienten im 25 ns-Run 216399 mit niedrigem μ annähernd

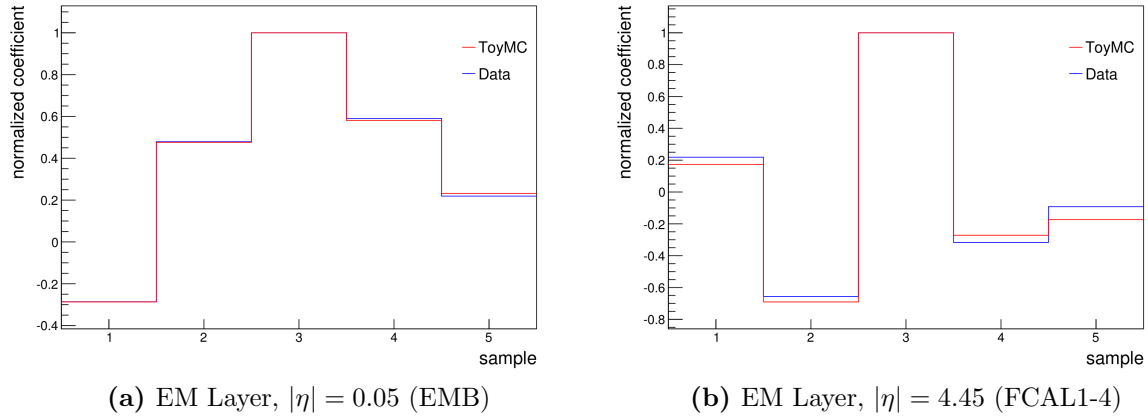


Abbildung 2.9: Koeffizienten der ToyMC, falls b manuell für eine optimale Übereinstimmung mit den Koeffizienten aus Daten eingestellt wurde. Die hier ausgewählten Tower stammen aus den Regionen, in denen die besten Übereinstimmungen erzielt werden konnten.

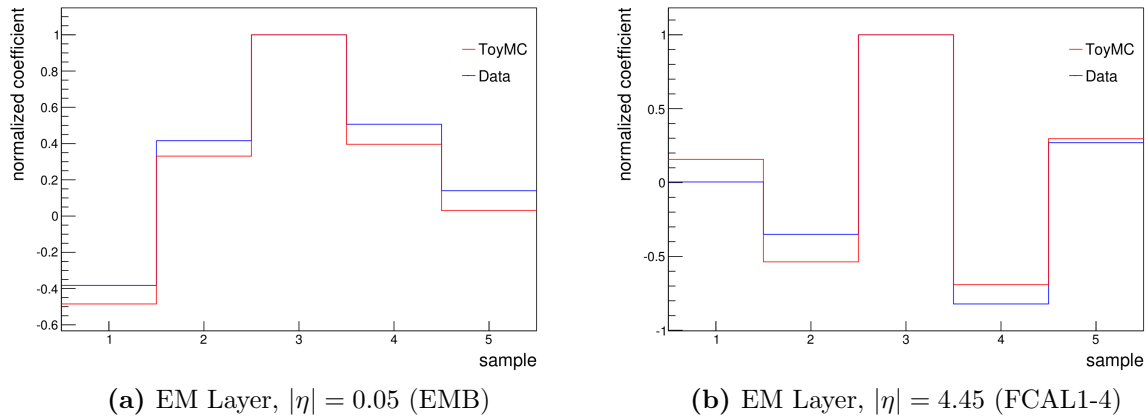


Abbildung 2.10: Koeffizienten aus der Extrapolation zu höherem μ bei 50 ns mit denselben Parametern wie in Abbildung 2.9.

reproduziert haben, der High-Brightness 50 ns-Run 215559 simuliert. Dabei zeigten sich in den meisten Fällen signifikante Unterschiede zwischen der Simulation und den Daten. (Die in Abbildung 2.10 ausgewählten Graphen zeigen bereits die Tower mit der besten Übereinstimmung.) Da also die vorhandenen Daten nicht zufriedenstellend simuliert werden können, kann ohne weitere Studien eine verlässliche Extrapolation zu höherem μ bei 25 ns Bunch-Abstand nicht gewährleistet werden.

Anscheinend reicht eine lineare Skalierung des aus der Energieverteilung gemittelten Pile-Ups nicht aus, sondern die Verteilung der Pile-Up-Ereignisse selbst müsste angepasst werden. Hierfür wurde bereits ein neuer Run mit 7-Slice-Readout eingeplant, der die dafür nötigen Daten liefern soll [7]. Die Bestimmung des einsatzfähigen Satzes von 25 ns-Koeffizienten muss also auf einen späteren Zeitpunkt vertagt werden. Dennoch steht durch die Koeffizienten aus Daten mit niedrigem $\langle\mu\rangle \approx 10$ zumindest eine erste Approximation zur Verfügung, bis eine sinnvolle Simulation oder eventuell sogar schon erste Daten mit höherem μ vorhanden sind.

2.3.3 Ganzzahlige Koeffizienten

Bisher wurden nur die optimalen, im zentralen Slice auf 1 normierten Koeffizienten betrachtet, wie sie sich aus (2.5) ergeben. Um diese im nMCM implementieren zu können, müssen sie auf den verfügbaren 4-Bit-Bereich eingeschränkt werden. Für die Wahl der ganzzahligen Koeffizienten a_i wurde mit folgendem Algorithmus optimiert:

In zwei geschachtelten Schleifen werden alle Kombinationen vom mittleren Koeffizienten a_3 und der Anzahl an nach dem FIR-Filter abgeschnittenen Bits db betrachtet. Für diese werden zuerst die restlichen Koeffizienten relativ zu a_3 skaliert und zu ganzen Zahlen gerundet. Für die so erhaltenen Koeffizienten a_i wird dann der FIR-Filter auf die normierte Pulsform f_i angewandt und durch 2^{db} dividiert. Das Ergebnis hiervon entspricht dann gerade der Änderung des LUT-Inputs bei Erhöhung der Signal-Amplitude A um 1,

$$\frac{d(\text{LutIn})}{dA} = \frac{\sum_i a_i f_i}{2^{db}}. \quad (2.11)$$

Der Algorithmus sucht jetzt diejenige Kombination aus a_3 und db , für die $d(\text{LutIn})/dA$ maximal wird, aber gleichzeitig für einen maximalen, nicht in Sättigung gegangenen Puls der 10-Bit-Bereich von LutIn nicht überschritten wird. Somit wird der verfügbare LUT-Bereich größtmöglich ausgenutzt.

Hierbei wird noch die Nebenbedingung gestellt, dass a_5 auf 0 gesetzt werden muss, falls f_5 negativ ist. Dies ist notwendig, um eventuelle Nichtlinearitäten in der Look-Up Table zu vermeiden: Da die Grundlinie der analogen Signale auf 32 ADC Counts digitalisiert wird, bleiben im 10-Bit-Bereich noch 991 ADC Counts Spielraum nach oben, allerdings nur 32 nach unten. Dadurch kann der Undershoot schon bei verhältnismäßig kleinen Pulsen in Sättigung gehen. Damit würden Pulse ohne saturierten Undershoot noch die gewöhnliche Steigung des LUT-Inputs von $\sum_{i=1}^5 a_i f_i / 2^{db}$ erzeugen, während energiereichere Pulse eine verminderte Steigung $\sum_{i=1}^4 a_i f_i / 2^{db}$ hervorrufen würden. Durch $a_5 = 0$ wird die Nicht-Linearität umgangen.

Diese Nebenbedingung sorgt wiederum im FCAL teilweise für Probleme. Die Pedestal Correction erfordert eine positive Summe der Koeffizienten, die ohne die nachträgliche Veränderung von a_5 auch naturgemäß aus dem Algorithmus herauskommt. Im FCAL allerdings, wo die Summe der optimalen Koeffizienten nur noch knapp größer null ist, wird sie durch Veränderung von a_5 schnell negativ. Dies trat bisher aber nur für den 50 ns, High-Brightness Run im FCAL1-4 auf, sodass noch eine Justierung von Hand möglich war, um die Bedingungen $a_5 = 0$ und $\sum a_i > 0$ mit minimaler Abweichung von der optimalen Koeffizientenform zu erfüllen. Damit stehen alle ganzzahligen Koeffizienten fest, die in den Tabellen B.1 und B.2 im Anhang verzeichnet sind.

2.4 Switching Noise Channels

Vom Tile-Kalorimeter ist für die Überwachung des MinimumBias-Stroms⁶ in jedem Kanal ein zusätzlicher Integrator-Pfad enthalten [5]. Um die Datennahme nicht zu beeinflussen, werden diese aber nur im *Long Gap* (Δt_4 in Abbildung 2.2) hinzugeschaltet. Planmäßig sollten hierbei die Signale innerhalb des Gaps wieder abgefallen sein, sodass bei Beginn des nächsten Bunch Trains der Ausgangszustand wiederhergestellt ist. Allerdings zeigt sich in 9 Tovern, den sogenannten

⁶ Inelastische Proton-Proton Kollisionen, denen ein geringer Impuls-Transfer zugrunde liegt.

Switching Noise Channels (SNCs), dass der Abfall des Signals noch weit über das Gap hinaus verläuft. Dies sorgt für ein um mehrere hundert ADC-Counts erhöhtes Pedestal, was nach FIR-Filter und Look-Up Table eine konstant hohe gemessene Energie erzeugen würde. Um dies zu umgehen, können die FIR-Koeffizienten derart angepasst werden, dass sie sich zu 0 summieren. Ein über fünf BCs annähernd konstantes Pedestal sorgt damit für einen FIR-Output – und damit auch LUT-Output – nahe 0.

In Run-1 wurden die Koeffizienten von Hand angepasst, um in der Form etwa den Matched Koeffizienten zu entsprechen und trotzdem $\sum_i a_i = 0$ zu erfüllen. Um für Run-2 konsistent den Autocorrelation Filter zu verwenden, kann die beschriebene Methode zur Bestimmung der Koeffizienten separat für diese 9 Tower angewandt werden. Um hierbei die Statistik zu verbessern, werden sie zusammengefasst, da η -Abhängigkeiten hier vernachlässigbar sind. Dafür wird ebenfalls der L1CaloCalib-Stream des High-Brightness Runs 215559 verwendet.

Als direktes Ergebnis des Algorithmus findet man die Koeffizienten

$$a_1 = -11, a_2 = 4, a_3 = 13, a_4 = 5, a_5 = -8, db = 4, \quad (2.12)$$

wodurch sich bereits zeigt, dass der Autocorrelation Filter für diese Tower Koeffizienten mit einer Summe nahe 0 bevorzugt (insbesondere im Vergleich mit den Ergebnissen für die restlichen Tower von Tile). Um tatsächlich $\sum_i a_i = 0$ zu erreichen, können noch manuell Änderungen vorgenommen werden, ohne stark von der vorgegebenen optimalen Form abzuweichen. Als finale Koeffizienten ergeben sich dann

$$a_1 = -12, a_2 = 4, a_3 = 13, a_4 = 4, a_5 = -9, db = 4. \quad (2.13)$$

Kapitel 3: Die Look-Up Table

Wie bereits im Kapitel 2.2 angemerkt, wird nach dem FIR-Filter die im Tower deponierte transversale Energie in zwei separaten Look-Up Tables für das JEP- und CP-System bestimmt. Dazu ist zu jedem möglichen LUT-Input im Bereich 0–1023 ein LUT-Output 0–255 abgelegt, wobei die Relation derzeit noch linear vorliegt¹:

$$\text{LutOut} = \begin{cases} \frac{\text{LutIn} \cdot \text{Slope} - \text{Offset}}{4096} & \text{falls } \text{LutIn} \cdot \text{Slope} - \text{Offset} > \text{NoiseCut} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.1)$$

Die Division durch 4096 wird hierbei durch ein Abschneiden von 12 Bit und vorheriger Addition von 2048 erreicht, um eine korrekte Rundung auf ganze Zahlen zu erreichen. Die Kalibration der Look-Up Table erfolgt derart, dass in der JEP-Table ein Output-Count 1 GeV und in der CP-Table 0.5 GeV entspricht. Bei der Bestimmung von Slope und Offset wird allerdings 1 GeV als Einheit angenommen, da die Verdopplung der Skala beim Füllen der CP-Table berücksichtigt wird.

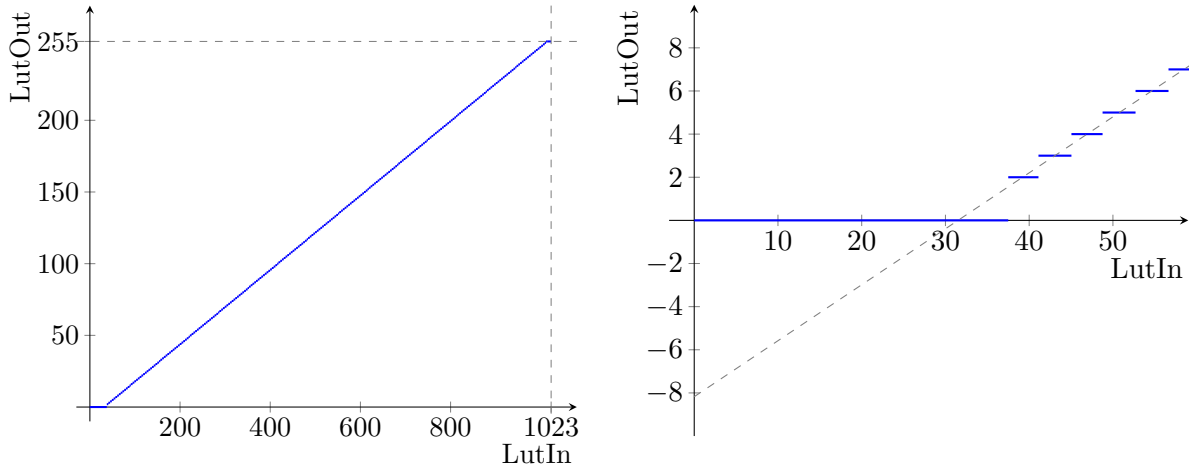


Abbildung 3.1: Relation LutIn ↔ LutOut in der Look-Up Table, exemplarisch mit Werten aus dem EMB.

¹ Es ist geplant, in Zukunft bei Bedarf auch nichtlineare Korrekturen in die Look-Up Table aufzunehmen [18].

3.1 Bestimmung von Slope und Offset

Mit einer Veränderung der FIR-Koeffizienten ist es auch notwendig, Slope und Offset neu zu bestimmen. Dazu wird eine korrekte Energiekalibrierung in den analogen Kalorimeterpulsen durch die Receiver Gains angenommen, sodass für die Amplitude des ADC-Peaks gilt $1 \text{ Count} \hat{=} 0.25 \text{ GeV}$ [20]. Mit Gleichungen 3.1 und 2.11 ergibt sich unter dieser Annahme:

$$\text{Slope} = 4096 \cdot \frac{d(\text{LutOut})}{d(\text{LutIn})} \quad (3.2)$$

$$= 4096 \cdot \underbrace{\frac{d(\text{LutOut})}{dA}}_{0.25} \left(\underbrace{\frac{d(\text{LutIn})}{dA}}_{(\sum_i a_i f_i)/2^{db}} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

$$= \frac{1024 \cdot 2^{db}}{\sum_i a_i f_i} \quad (3.4)$$

Aus den neuen Koeffizienten und der Anzahl an abgeschnittenen Bits sowie der normierten Pulsform lässt sich auf diese Weise für jeden η -Streifen die neue Slope berechnen. Der Offset ergibt sich wie folgt: Solange das analoge Signal nur der Grundlinie entspricht und damit alle fünf ADC-Outputs bei 32 liegen, ist ein LUT-Output von 0 GeV erwünscht,

$$\left[\left(\left(32 \cdot \sum_i a_i \right) \gg db \right) \cdot \text{Slope} - \text{Offset} \right] / 4096 \stackrel{!}{=} 0 . \quad (3.5)$$

\gg bezeichnet hierbei den bitweisen Verschiebungsoperator. Wenn man wie hier absolute Werte betrachtet, statt Differenzen wie bei der Bestimmung der Slope, muss beachtet werden, dass das Abschneiden von db Bits nicht gleichbedeutend mit einer Division durch 2^{db} ist. Unter Berücksichtigung des dabei auftretenden Rundungsfehlers ergibt sich

$$\text{Offset} = \left(\left(32 \cdot \sum_i a_i \right) / 2^{db} - 0.5 \right) \cdot \text{Slope} . \quad (3.6)$$

Die neu berechneten Slope- und Offset-Werte für jeden η -Streifen sind mit den neuen Koeffizienten in den Tabellen B.1 und B.2 im Anhang verzeichnet. Im Falle der Switching Noise Channels mit $\sum_i a_i = 0$ wurde der Offset von $-0.5 \cdot \text{Slope}$ auf 0 korrigiert, um eine Verschiebung in Richtung höherer Energien zu vermeiden.

3.2 Energiespektrum und Noise Cuts

In der Berechnung des LUT-Outputs taucht noch ein weiterer Parameter auf: Der *Noise Cut*. Er stellt die untere Schwelle dar, bis zu der die niederenergetischen Signale ignoriert und deren LUT-Outputs auf 0 gesetzt werden. Dadurch werden ständige Ausgaben kleiner Energien bedingt durch elektronisches Rauschen oder Pile-Up-Noise verhindert, die beispielsweise zu stärkeren Fluktuationen in der Bestimmung der *fehlenden transversalen Energie*² führen würden. Der

² E_T^{miss} wird bestimmt, indem E_T über ϕ vektoriell aufsummiert wird. Fluktuationen von E_T in einzelnen Toren sorgen hierbei fälschlicherweise für eine Differenz zu 0.

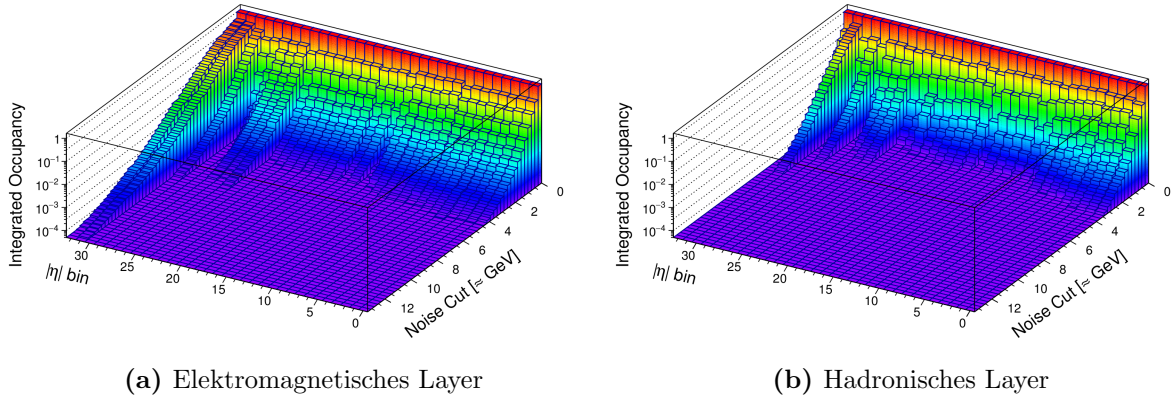


Abbildung 3.2: Integrated Occupancy aller η -Streifen für $25 \leq \mu < 30$.

Noise Cut ist so festgelegt, dass nur in 0.5% der Fälle eine Energie ungleich 0 ausgegeben wird. Die Untersuchung der Energiespektren erfolgt hier am Standard-Run 215464, so kann der Noise Cut gleichzeitig für einen beliebigen μ -Bereich gewählt werden.

Da in den Daten von 2012 noch keine Pedestal Correction vorhanden war, diese für Run-2 allerdings vorgesehen (und inzwischen auch implementiert) ist, ist zu beachten, dass sich diese auf das Energiespektrum auswirkt. Dadurch, dass das Pedestal im Verlauf eines Trains annähernd konstant gehalten wird, wird seltener fälschlicherweise Tovern eine Energie ungleich 0 zugewiesen. Um den Bedingungen bei eingeschalteter Pedestal Correction möglichst nahe zu kommen, werden daher für die folgenden Betrachtungen nur die Ereignisse verwendet, die sich mindestens 24 Bunches nach Train-Beginn (und damit im sogenannten *Bulk*) befanden, da dann ein flacheres Pedestal vorliegt (vergleiche Abbildung 2.7).

In der Look-Up Table stehen für den Output nur 8 Bit zur Verfügung, im Gegensatz zu 10 Bit beim Input. Deshalb ist es sinnvoll, das Energiespektrum vor der internen Division durch 4096, das heißt vor Abschneiden der 12 Bits, zu betrachten, da dabei Information verloren geht. Das ist auch ohne weiteres möglich, weil bereits mit dem standardmäßigen 5-Slice-Readout die Look-Up Table für beliebige Koeffizienten simuliert werden kann.

Um direkt ablesen zu können, wie groß der Noise Cut gewählt werden muss, kann man in jedem Bin statt der Anzahl von Ereignissen mit der entsprechenden Energie, die Anzahl der Ereignisse mit *mindestens* dieser Energie plotten. Normiert man diesen Plot dann auf 1 im ersten Bin, erhält man die *Integrated Occupancy*, die direkt angibt, welcher Anteil von Ereignissen einen dieser Energie entsprechenden Noise Cut überschritten hätten. Der Verlauf der Integrated Occupancy für alle η -Streifen ist in Abbildung 3.2 aufgetragen.³ Hier zeigt sich überall ein stärker als linearer Abfall. In den Regionen starken Pile-Ups erfolgt dieser jedoch langsamer als in denen schwachen Pile-Ups.

Aus diesen Kurven lässt sich der Noise Cut für jeden η -Streifen bestimmen, indem linear zwischen den beiden Bins interpoliert wird, bei denen die 0.5% Occupancy unterschritten wird, siehe hierzu Abbildung 3.3. Abhängig vom betrachteten μ können auf diese Weise für jeden η -Streifen die Noise Cuts bestimmt werden, die Ergebnisse sind in Abbildung 3.4 aufgetragen. Es zeigt sich erwartungsgemäß, dass mit steigendem μ , das heißt steigendem Pile-Up, auch die

³ Um den Bezug zur Energieskala herzustellen, wurde hier wieder durch 4096 geteilt.

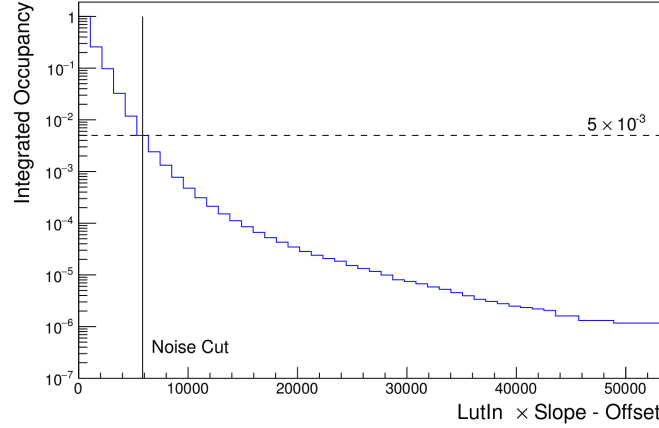
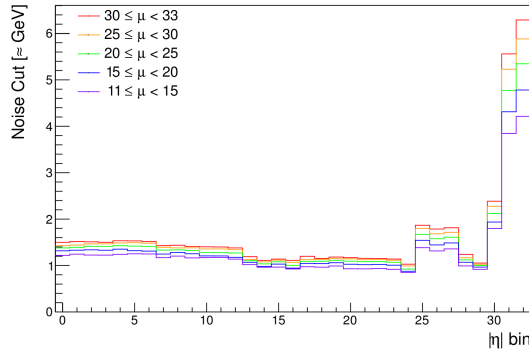
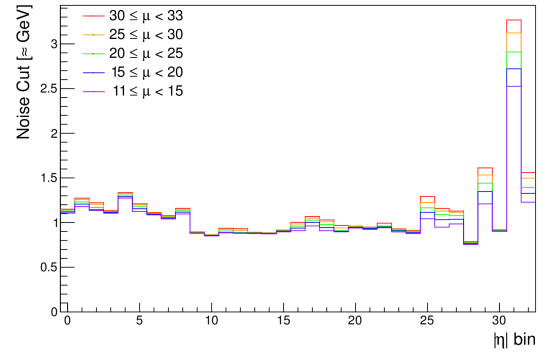


Abbildung 3.3: Bestimmung des Noise Cuts aus der Integrated Occupancy, exemplarisch an einem Tower des EMBs für $25 \leq \mu < 30$. Zwischen dem ersten Bin, der 5×10^{-3} unterschreitet und dem vorherigen wird linear interpoliert und der Schnittpunkt mit 5×10^{-5} wird als Noise Cut gewählt.



(a) Elektromagnetisches Layer



(b) Hadronisches Layer

Abbildung 3.4: Noise Cuts im 50ns-Betrieb. Für die neu bestimmten FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter wird für Ereignisse aus dem jeweiligen μ -Bereich mit den aufgetragenen Cuts eine Occupancy $< 0.5\%$ im Bulk erreicht.

Noise Cuts größer gewählt werden müssen, um die gewünschte 0.5% Occupancy zu erreichen. Gleichzeitig sind auch hier die Regionen stärkeren Pile-Ups an den höheren Noise Cuts zu erkennen.

Für das Ramp-Up zu höheren Luminositäten zu Beginn von Run-2 wurde sich für die Noise-Cuts aus dem Bereich $25 \leq \mu < 30$ als bestmöglicher Kompromiss entschieden [11], sie sind ebenfalls im Anhang B aufgelistet. Für die Switching Noise Channels wird der in Run-1 individuell angepasste Noise Cut beibehalten.

Die so bestimmten LUT-Parameter sind allerdings nicht unbedingt final. In Run-1 wurden die Slopes später noch Tower-spezifisch korrigiert, um den rekonstruierten Energien aus Runs zur tatsächlichen Datennahme möglichst nahe zu kommen, was auch eine Veränderung des Offsets zur Folge hat. Gleichzeitig wurden die Noise Cuts im FCAL teilweise angepasst, da sie einen ziemlich direkten Einfluss auf die Triggerrate haben und somit Abweichungen von der erwünschten Rate korrigiert werden konnten.

Kapitel 4: Leistungsfähigkeit des Filters

Die in den vorherigen Kapiteln bestimmten Filter-Koeffizienten und LUT-Parameter für 50 ns Bunch-Abstand können nun auf ihre Leistungsfähigkeit untersucht und insbesondere mit dem zuvor verwendeten Matched Filter verglichen werden.

4.1 BCID-Effizienz

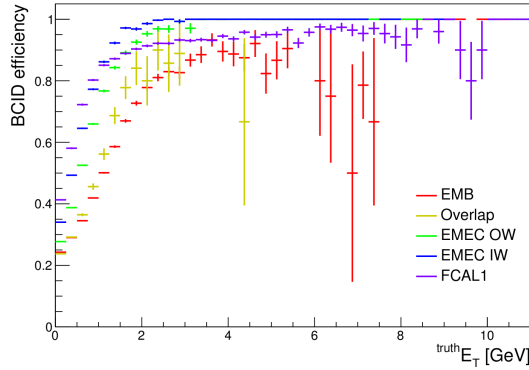
Ein Hauptkriterium für die Leistungsfähigkeit der Filterkoeffizienten ist die sogenannte BCID-Effizienz. Sie gibt an, wie viele Ereignisse durch den Peak Finder nach dem FIR-Filter im richtigen Bunch Crossing identifiziert wurden:

$$\text{BCID-Effizienz} = \frac{\#\text{Ereignisse im richtigen BC}}{\#\text{Ereignisse insgesamt}} \quad (4.1)$$

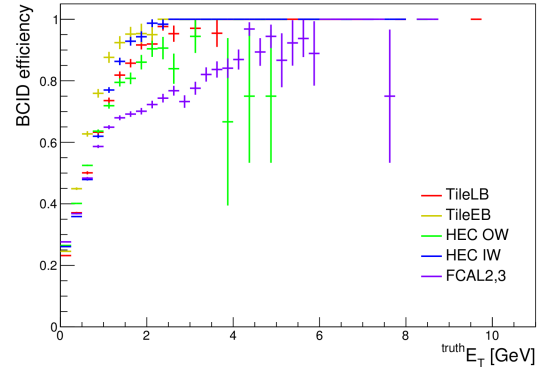
Es macht Sinn, sie in Abhängigkeit von der im Trigger Tower deponierten transversalen Energie zu betrachten, da sich niederenergetische Pulse schwerer aus dem Untergrund herausfiltern lassen. Für genügend große Energien ist eine Effizienz von nahezu 1 zu erwarten. Als tatsächliche transversale Energie E_T^{truth} wird hier die Summe der von Level-2 rekonstruierten Energien der einzelnen Kalorimeterzellen eines Towers angenommen, gewichtet mit $1/\cosh(\eta)$, um die Skalierung zu transversaler Energie vorzunehmen. Da der High-Brightness-Run 215559 mit 7-Slice-Readout aufgenommen wurde, eignet sich dieser, um nachträglich den Peak Finder mit verschiedenen Filter-Koeffizienten zu simulieren. Allerdings ist in dem bisher verwendeten L1CaloCalib-Stream die E_T^{truth} -Information nicht vorhanden, sodass hier auf den ZeroBiasOverlay-Stream zurückgegriffen werden muss. Dieser stellt mit 2200 Ereignissen nur sehr wenig Statistik zur Verfügung. Dem kann ein wenig entgegengewirkt werden, indem Tower der einzelnen Detektorregionen zusammengefasst werden.

Damit können dann die BCID-Effizienzen des alten Matched und des neuen Autocorrelation Filters verglichen werden, siehe dazu Abbildungen 4.1 und C.3. In letzterer ist zusätzlich noch der über die jeweilige Detektorregion gemittelte Noise Cut aus Kapitel 3.2 eingezeichnet. Allerdings ist auch die Effizienz unterhalb dieser Schwelle nicht irrelevant: Alle Graphen sind in Abhängigkeit von E_T^{truth} gegeben. Die in der Look-Up Table bestimmte Energie, auf die der Noise Cut angewandt wird, weicht insbesondere bei niedrigen Energien teilweise stark von E_T^{truth} ab (siehe Abbildung 4.3). Somit ist der eingezeichnete Noise Cut nur als Richtwert anzusehen, tatsächlich sollte auch für Ereignisse unterhalb dieser Schwelle die BCID-Effizienz möglichst hoch liegen, falls eine zu hohe Energie zugeordnet wird. Gleichzeitig ist es möglich, dass in Zukunft mit angewandter Pedestal Correction die Noise Cuts noch weiter gesenkt werden können.

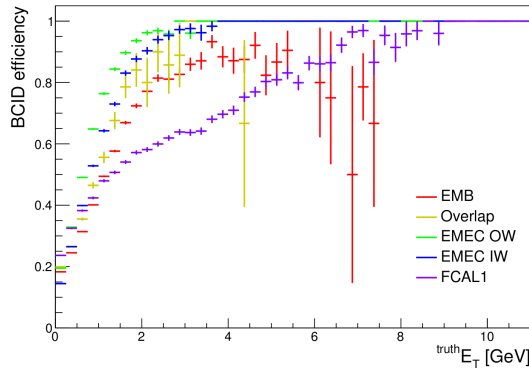
Mit den gegebenen Unsicherheiten lassen sich für die Ergebnisse in Barrel und End Cap Outer Wheel beider Layer sowie HEC IW kaum Unterschiede zwischen Autocorrelation und



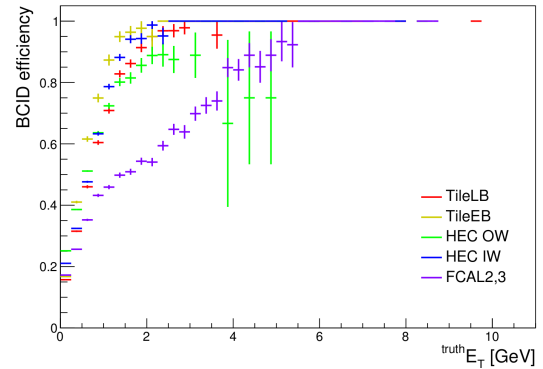
(a) EM Layer, Autocorrelation Filter



(b) Had Layer, Autocorrelation Filter



(c) EM Layer, Matched Filter



(d) Had Layer, Matched Filter

Abbildung 4.1: Vergleich der BCID-Effizienzen von Autocorrelation und Matched Filter nach Detektorregionen mit statistischen Fehlern der Mittelwerte.

Matched Koeffizienten erkennen. Lediglich für sehr kleine Energien $E_T^{truth} \lesssim 1$ GeV ergeben sich leicht bessere Ergebnisse für den Autocorrelation Filter.

Deutlicher werden die Vorteile der neuen Koeffizienten in EMEC IW und FCAL. Die Effizienzen setzen bei niedrigen Energien bereits auf einem teilweise deutlich höheren Level ein und gehen gleichzeitig schneller gegen 1. Insbesondere das FCAL1-3, 1-4 und 2-2 mit dem stärksten Pile-Up zeigen klare Verbesserungen.

Es ist zu erwarten, dass im 25 ns-Betrieb aufgrund des erhöhten Pile-Ups der Unterschied noch deutlicher ausfallen wird. Sobald hierzu mehr Daten mit ausreichend hohem μ zur Verfügung stehen, ist es sinnvoll erneute Studien zu BCID-Effizienzen durchzuführen.

Insgesamt ergibt sich hier bei der Betrachtung der BCID-Effizienz das Problem unzureichender Statistik, da man auf einen Run mit 7-Slice-Readout und möglichst hohem μ angewiesen ist. Da die neuen Autocorrelation-Koeffizienten inzwischen aber schon im PreProcessor angewandt werden, kann nun auch auf aktuelle Daten mit 5-Slice-Readout zurückgegriffen werden, schließlich muss der Peak Finder dann nicht mehr mit anderen Koeffizienten simuliert werden. Ein Beispiel dafür liefert Run 267167 vom Juni 2015. Hierbei sollte auch beachtet werden, dass die in diesem Run verwendeten Trains lediglich aus 6 Bunches bestanden, wodurch gerade der starke Pile-Up-Effekt zu Beginn eines Trains überrepräsentiert wird. Außerdem waren in diesem Run die Koeffizienten für das FCAL wieder auf den Matched Filter zurückgesetzt, da dort bei einem

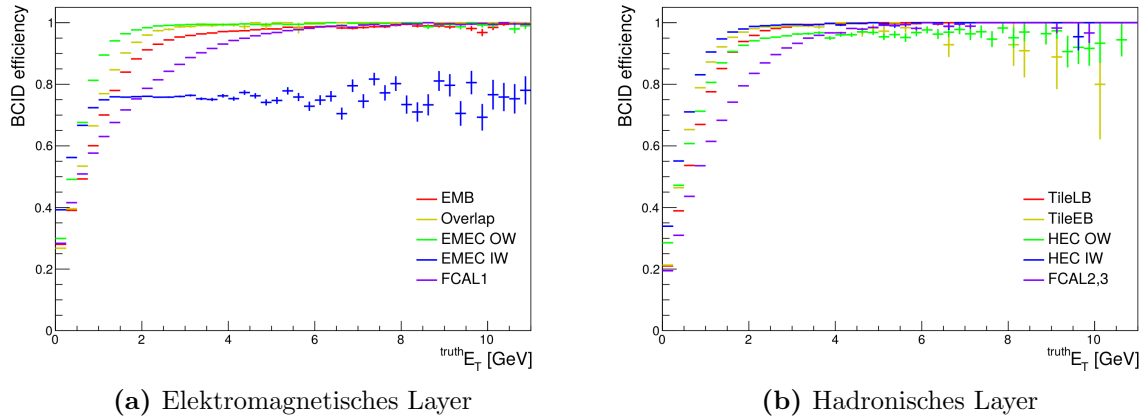


Abbildung 4.2: BCID-Effizienzen mit ersten Daten aus Run-2, Autocorrelation-Koeffizienten in allen Regionen außer FCAL.

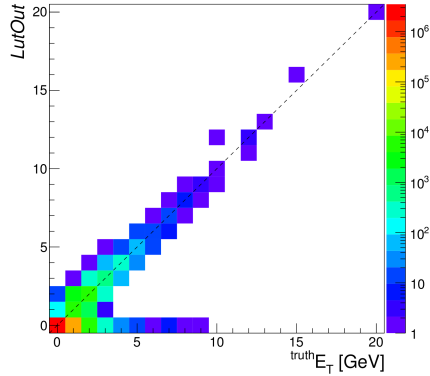
vorherigen Single-Bunch-Run häufig das falsche BC identifiziert wurde¹. Für die restlichen Detektorregionen lässt sich so aber die BCID-Effizienz mit guter Statistik betrachten (Abbildung 4.2). Hierbei verhält sich das EMEC IW auffällig, da dort die Effizienz nie über 80% steigt. Dies ließ sich auf einige Tower zurückführen, deren Signal-Synchronisation ca. 15 ns verschoben waren, sodass für diese fast nie das korrekte Bunch Crossing identifiziert wurde (vergleiche Abbildung C.2). Gleichzeitig zeigen sich aufgrund der wesentlich höheren Statistik glatte Kurvenverläufe, die eventuelle Ausreißer, wie sie noch in Abbildung 4.1 auftreten, ausschließen.

Lässt man das FCAL wegen der zurückgesetzten Koeffizienten außer Acht, zeigt sich für alle Detektorregionen eine insgesamt bessere Effizienz als im High-Brightness Run 215559 mit denselben Koeffizienten. Um die Verschlechterung der BCID durch die kürzeren Trains einzuschätzen, sind in Abbildung C.1 zusätzlich die Effizienzen aus dem High-Brightness Run aufgetragen, falls man nur die ersten 6 Bunches eines Trains bzw. den Bulk betrachtet. Dabei zeigt sich lediglich ein geringer Nachteil für den Start eines Trains. Die trotzdem höheren Effizienzen aus Run 267167 lassen sich größtenteils auf das noch geringere $\langle\mu\rangle \approx 22$, im Gegensatz zu 34 bei dem High-Brightness Run, zurückführen. Gleichzeitig leistet auch die neue Hardware einen Beitrag, beispielsweise durch das verbesserte Verhalten des nMCM bezüglich elektrischen Rauschens.

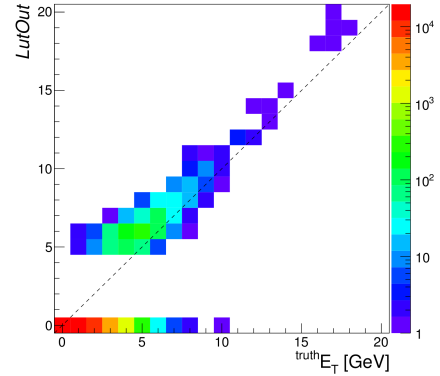
4.2 Energie-Rekonstruktion

Da zu den Hauptaufgaben des PreProcessors die Identifikation des Bunch Crossings und die Rekonstruktion der Energie eines Pulses gehört, sollte auch der Einfluss der neuen Koeffizienten auf letzteres untersucht werden. Dazu kann der mit den jeweiligen Koeffizienten simulierte LUT-Output mit dem bekannten E_T^{truth} verglichen werden. Auch hier wird wieder für eine Simulation des Peak Finders 7-Slice-Readout und die E_T^{truth} -Information benötigt, sodass wie bei der BCID-Effizienz durch die Wahl des ZeroBiasOverlay-Streams von Run 215559 wenig Statistik vorliegt. Deshalb werden auch hier die Detektorregionen zusammengefasst betrachtet, mit Ausnahme des

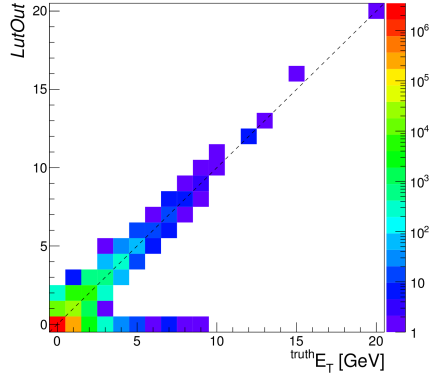
¹ Bei Runs, die keine Trains, sondern einzelne Bunches enthalten, entfällt die Überlagerung mit Signalen vorheriger Bunch Crossings. Somit arbeiten insbesondere die Autocorrelation Filter im FCAL, die auf starken Pile-Up optimiert sind, bei Single-Bunch-Runs nicht effektiv.



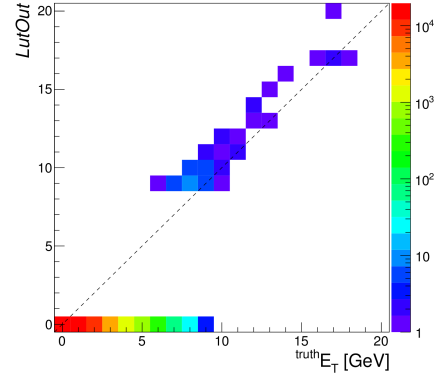
(a) EMB, Autocorrelation Filter



(b) FCAL1-3, Autocorrelation Filter



(c) EMB, Matched Filter



(d) FCAL1-3, Matched Filter

Abbildung 4.3: Vergleich der Energie-Rekonstruktion von Autocorrelation und Matched Filter nach Detektorregionen.

FCAL, da dort die einzelnen η -Streifen recht unterschiedliche Ergebnisse liefern. Eine Auswahl der Ergebnisse dieses Vergleichs ist in Abbildung 4.3 zu finden, ein direkter Vergleich der entlang der y-Achse gemittelten Histogramme in C.4.

Auch hier sind mit der vorliegenden Statistik wenig offensichtliche Unterschiede in Barrel und End Cap Outer Wheel beider Layer zu finden. Allerdings bleibt die Hoffnung, dass nach einer Tower-abhängigen Rekalibrierung der LUT-Parameter, die für den Matched Filter im Gegensatz zum Autocorrelation Filter schon durchgeführt wurde, letzterer eine weitere Verbesserung der Leistung erfährt. In End Cap Inner Wheel und FCAL sind insbesondere die niedrigeren Noise Cuts sichtbar. Dass das Verhältnis $\langle \text{LutOut} \rangle / E_T^{\text{truth}}$ für kleine Energien stets kleiner als 1 bleibt, liegt an der durch den Noise Cut unten abgeschnitten Energieverteilung von LutOut. Die beispielsweise in FCAL1-3 und 1-4 wesentlich schnellere Annäherung an die 1 für den Autocorrelation Filter ist also zumindest teilweise hierauf zurückzuführen. Gleichzeitig ist es aber wünschenswert, bereits für niedrigere Energien eine ähnliche Effizienz zu erreichen.

Kapitel 5: Fazit

Der ATLAS-Detektor am LHC benötigt ein leistungsfähiges Triggersystem, um aus der anfallenden Datenmenge die interessanten Ereignisse zur Speicherung auszuwählen. Als Komponente dessen leistet der Level-1 Calorimeter Trigger einen bedeutenden Beitrag zu Überprüfungen des Standardmodells und der Suche nach neuer Physik.

Das Upgrade des LHC auf höhere Energien und Luminositäten für Run-2 stellt die Herausforderung an den PreProcessor, eine verbesserte Bunch Crossing Identification und Energie-Rekonstruktion zu gewährleisten. In dieser Arbeit wurden neue Koeffizienten für den dabei involvierten Finite-Impulse-Response-Filter ermittelt, die Korrelationen des Untergrunds berücksichtigen, und deren Performance in den beiden genannten Prozessen untersucht.

Zur Bestimmung der Koeffizienten ist ein Datensatz von Ereignissen notwendig, der die Energieverteilung und Interaktionsrate des geplanten Betriebs möglichst gut repräsentiert. Dieser ist für 50 ns Bunch-Abstand in Form von Kollisionen aus 2012 gegeben, sodass hierfür einsatzfähige Koeffizienten zu einer mittleren p - p -Interaktionsanzahl pro Bunch Crossing von $\langle\mu\rangle \approx 34$ gefunden werden konnten.

Für die Betrachtung von 25 ns Bunch-Abstand liegen lediglich Test-Daten mit sehr geringem $\langle\mu\rangle \approx 10$ vor, sodass für die Bestimmung der Koeffizienten auf die Extrapolation einer Simulation zurückgegriffen werden muss. Dabei zeigte sich, dass diese auf Basis der ihr zu Verfügung stehenden Messungen, vorhandene Daten nicht hinreichend reproduzieren kann und damit auch zur Extraktion von Koeffizienten momentan ungeeignet ist. Es ist geplant, anhand von zukünftigen 25 ns-Runs die zugrundeliegenden Daten der Simulation zu aktualisieren und damit eine bessere Extrapolation zu ermöglichen. Für 25 ns Bunch-Abstand liegen somit bisher nur auf niedrige Intensitäten optimierte Koeffizienten vor.

Die vorhandenen 50 ns-Koeffizienten wurden anschließend auf ihre Auswirkungen in der Effizienz des Level-1 Calorimeter Triggers untersucht. Bei Vergleich der Leistungsfähigkeit in der Bunch Crossing Identification mit den vorherigen Koeffizienten ergaben sich insbesondere in den Kalorimeterregionen nahe der Strahlachse deutliche Verbesserungen. Hier gelingt es nun bereits für niedrige Pulse, zuverlässiger das korrekte Bunch Crossing zuzuordnen. Für die Energie-Rekonstruktion zeigte sich, dass ohne sichtbare Verschlechterung der Effizienz die Noise Cuts gesenkt werden konnten. Somit ergibt sich auch hier eine erhöhte Leistungsfähigkeit für niederenergetische Signale.

Inzwischen wurden die bestimmten FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter im PreProcessor implementiert und zeigen erwartetes Verhalten.

Anhang

A Pulsformen

Die Tower aus verschiedenen Kalorimeter-Regionen des ATLAS-Detektors weisen teilweise verschiedene analoge Pulsformen auf. Um diese zu bestimmen, wurden Oszilloskop-Messungen an den Receivern während tatsächlicher Kollisionen durchgeführt, da die Formen der ebenfalls möglichen, künstlich erzeugten Kalibrationspulse teilweise abweichen. Allerdings stehen hier von nur Daten aus wenigen Tovern zur Verfügung, sodass über die Detektorregionen konstante Formen angenommen werden mussten. Dass dies anscheinend nicht unbedingt gegeben ist, hat sich beispielsweise bei den η -Streifen 20–24 im EMEC OW oder im Großteil des HEC OW gezeigt, als die beobachtete Pedestal-Struktur mit der Simulation aus den angenommenen Pulsformen verglichen wurde (siehe Abbildung A.1). Erneute Oszilloskop-Messungen zu Beginn von Run-2 würden hier Verbesserungen ermöglichen.

In Abbildung A.2 sind die verwendeten Pulsformen aufgetragen, jeweils mit den in Kapiteln 2 und 3 eingesetzten f_i . Sie ergeben sich, indem die Pulsform in 25 ns-Intervallen ausgelesen wird und mit dem mittleren Slice genau das Maximum des analogen Pulses abgetastet wird. Das wird im nMCM durch ein korrekt kalibriertes Fine-Timing der einzelnen Tower forciert. Somit stellen die f_i die (hier auf 1 normierte) Form dar, die sich später im ADC-Output durch ein tatsächliches Signal ergibt.

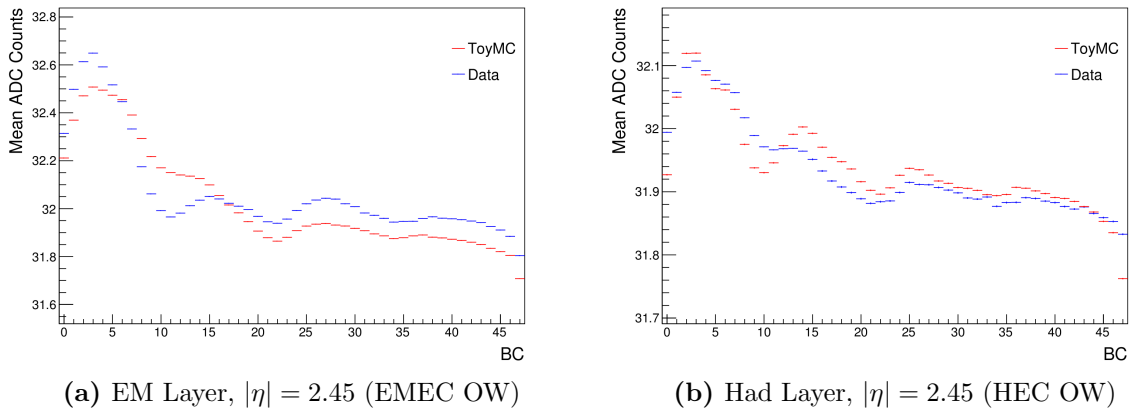
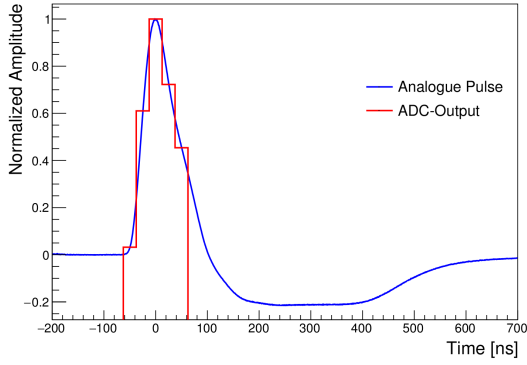
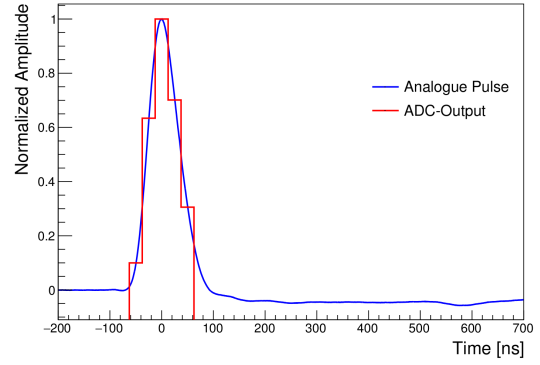


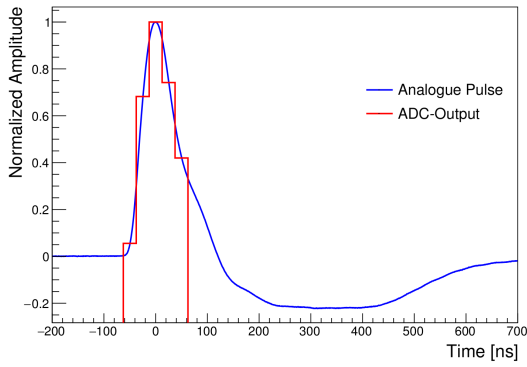
Abbildung A.1: Diskrepanzen in tatsächlicher Pedestal-Struktur und Simulation.



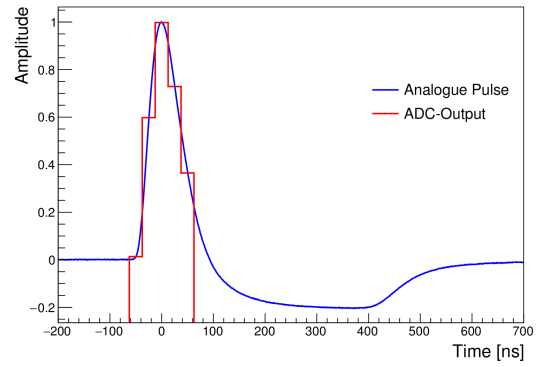
(a) EMB, Overlap



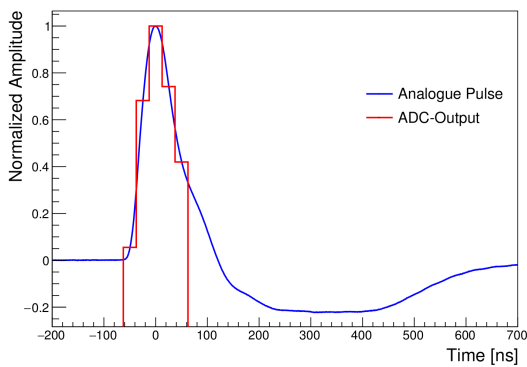
(b) TileLB, TileEB, HEC OW



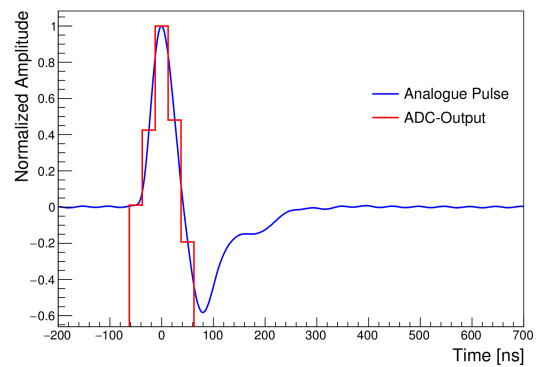
(c) EMEC OW, EMEC IW



(d) HEC IW



(e) FCAL1



(f) FCAL2,3

Abbildung A.2: Typische analoge Pulsformen nach Detektorregion aus Oszilloskop-Messungen bei tatsächlichen Kollisionen.

B Finale FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter

Region	$ \eta $ -Streifen	FIR-Koeffizienten						LUT-Parameter		
		a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	db	Slope	Offset	Noise Cut
EMB	0	-3	4	9	5	1	4	1063	33485	5845
	1	-4	4	9	5	1	4	1065	31418	5906
	2	-3	4	9	4	1	4	1115	32893	6008
	3	-4	4	9	4	1	4	1117	30718	6008
	4	-4	4	9	4	1	4	1117	30718	6084
	5	-4	3	9	4	1	4	1166	29733	6107
	6	-4	3	9	4	1	4	1166	29733	6069
	7	-2	2	5	2	0	3	1077	29618	5759
	8	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	5652
	9	-3	4	9	5	1	4	1063	33485	5653
	10	-4	3	9	5	1	4	1109	30498	5557
	11	-4	3	9	5	1	4	1109	30498	5562
	12	-4	4	9	5	1	4	1065	31418	5495
Overlap	13	-5	4	10	5	0	4	1030	28325	4721
	14	-3	4	8	5	1	4	1136	33512	4420
EMEC OW	15	-5	4	9	6	-1	4	1058	26979	4573
	16	-5	4	9	5	-1	4	1111	26109	4369
	17	-7	4	10	6	-2	4	1026	22059	4620
	18	-7	4	10	6	-3	4	1054	20553	4636
	19	-7	5	10	5	-3	4	1058	20631	4700
	20	-4	2	5	3	-2	3	1087	16849	4683
	21	-7	5	10	5	-3	4	1058	20631	4611
	22	-7	5	10	5	-3	4	1058	20631	4622
EMEC IW	23	-7	5	10	5	-3	4	1058	20631	4562
	24	-7	4	11	5	-3	4	1037	20222	4060
	25	-5	3	6	2	-3	3	1024	11776	7363
	26	-6	3	6	2	-3	3	1031	7733	6895
FCAL1-1	27	-2	1	3	1	-1	2	1052	16306	7025
	28	-4	2	6	2	-2	3	1051	16291	4775
FCAL1-2	29	-4	4	12	4	0	4	1046	32949	4242
FCAL1-3	30	-2	0	9	-2	0	3	1041	20300	9336
FCAL1-4	31	0	-1	6	-4	0	2	1177	8828	21567
	32	0	-1	6	-4	0	2	1161	8708	24260
TileLB	0	-4	4	10	5	-1	4	1068	29370	4684
	1	-1	1	3	1	-1	2	1042	24487	5149
	2	-1	1	3	1	-1	2	1042	24487	4934
	3	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	4634
	4	-2	1	3	1	-1	2	1069	16570	5426
	5	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4906
	6	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4541
	7	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4387
TileEB	8	-3	4	9	5	0	4	1111	32775	4780
	9	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3638
	10	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3535
	11	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3791
	12	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3727
	13	-3	2	5	3	-1	3	1055	24793	3641
HEC OW	14	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3621
	15	-1	2	4	3	0	3	1126	35469	3773
	16	0	2	4	3	1	3	1066	42107	4205
	17	1	10	15	11	5	5	1067	44281	4304
	18	0	2	4	3	1	3	1066	42107	4298
	19	0	2	4	3	1	3	1066	42107	4074
	20	-1	2	4	3	0	3	1126	35469	3930
	21	-1	2	4	3	0	3	1126	35469	3890
	22	-1	2	4	3	0	3	1126	35469	4171
	23	-3	4	9	5	-1	4	1134	31185	3791
HEC IW	24	-3	4	9	5	-1	4	1134	31185	3717
	25	-3	2	5	2	0	3	1079	25357	5071
	26	-4	2	6	2	-2	3	1046	16213	4625
	27	-2	1	3	1	-1	2	1047	16229	4554
FCAL2-1	28	-3	1	5	3	0	3	1054	24769	3229
FCAL3-1	29	-4	3	10	5	0	4	1101	30278	6319
FCAL2-2	30	-3	4	9	5	0	4	1124	33158	3782
FCAL3-2	31	2	-8	15	-8	0	3	1048	3668	12799
SNC	32	-5	-1	14	4	0	4	1050	24675	6180
		-12	4	13	4	-9	4	1138	0	

Tabelle B.1: FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter für 50 ns Bunch-Spacing und $\langle\mu\rangle = 34$.

Region	$ \eta $ -Streifen	FIR-Koeffizienten						LUT-Parameter		
		a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	db	Slope	Offset	Noise Cut
EMB	0	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4459
	1	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4484
	2	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4518
	3	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4451
	4	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4555
	5	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4512
	6	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4522
	7	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4315
	8	-2	4	8	5	2	4	1099	36817	4553
	9	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4448
	10	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4277
	11	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4231
	12	-3	4	9	5	2	4	1032	34572	4178
Overlap	13	-4	4	9	5	1	4	1065	31418	3688
	14	-1	2	4	3	1	3	1048	37204	3579
EMEC OW	15	-2	2	4	3	0	3	1095	30113	3680
	16	-5	4	9	6	-1	4	1058	26979	3564
	17	-6	4	9	5	-2	4	1148	22386	3860
	18	-6	4	9	5	-2	4	1148	22386	3858
	19	-6	4	9	5	-2	4	1148	22386	3882
	20	-6	4	9	5	-2	4	1148	22386	3670
	21	-7	4	10	6	-3	4	1054	20553	3575
	22	-6	4	9	5	-2	4	1148	22386	3752
	23	-7	4	10	6	-3	4	1054	20553	3591
	24	-6	4	10	5	-2	4	1073	23070	3356
EMEC IW	25	-5	3	6	2	-3	3	1024	11776	5368
	26	-3	1	3	1	-1	2	1066	7995	4960
	27	-2	1	3	1	-1	2	1052	16306	4991
	28	-4	2	6	2	-2	3	1051	16291	3677
FCAL1-1	29	-1	2	6	2	0	3	1046	37133	3243
FCAL1-2	30	-1	-1	7	2	0	3	1062	29205	6468
FCAL1-3	31	1	-6	11	-1	0	3	1041	20300	13907
FCAL1-4	32	2	-5	7	-2	0	2	1031	15981	15941
TileLB	0	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4230
	1	-4	4	10	5	-2	4	1090	27795	4547
	2	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	4316
	3	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4248
	4	-2	1	3	1	-1	2	1069	16570	4770
	5	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4336
	6	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	4124
	7	-4	5	10	5	-1	4	1025	30238	3681
TileEB	8	-3	4	9	5	-1	4	1134	31185	4344
	9	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3497
	10	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3331
	11	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3490
	12	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3496
	13	-3	2	5	3	-1	3	1055	24793	3515
	14	-2	2	5	3	-1	3	1041	28628	3523
HEC OW	15	-1	2	4	3	0	3	1126	35469	3389
	16	0	2	4	3	1	3	1066	42107	3508
	17	2	10	15	11	5	5	1064	45220	3520
	18	0	2	4	3	1	3	1066	42107	3522
	19	0	2	4	3	1	3	1066	42107	3469
	20	-1	2	4	3	1	3	1081	38376	3485
	21	-1	2	4	3	0	3	1126	35469	3510
	22	-1	2	4	3	1	3	1081	38376	3516
	23	-4	4	9	6	0	4	1067	31477	3183
	24	-3	4	9	6	0	4	1060	33390	3139
HEC IW	25	-5	3	9	5	0	4	1140	26790	3901
	26	-2	1	3	1	-1	2	1046	16213	3621
	27	-6	3	10	6	-2	4	1067	22941	3578
	28	-6	2	9	7	0	4	1072	25192	2668
FCAL2-1	29	-2	1	5	3	0	3	1092	30030	4682
FCAL3-1	30	-2	4	9	5	0	4	1122	35343	3247
FCAL2-2	31	1	-4	6	-1	0	2	1040	16120	9359
FCAL3-2	32	-3	0	7	2	0	3	1025	24088	5139

Tabelle B.2: FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter für 25 ns Bunch-Spacing und $\langle\mu\rangle = 10$.

C Weitere Ergebnisse zur Leistungsfähigkeit

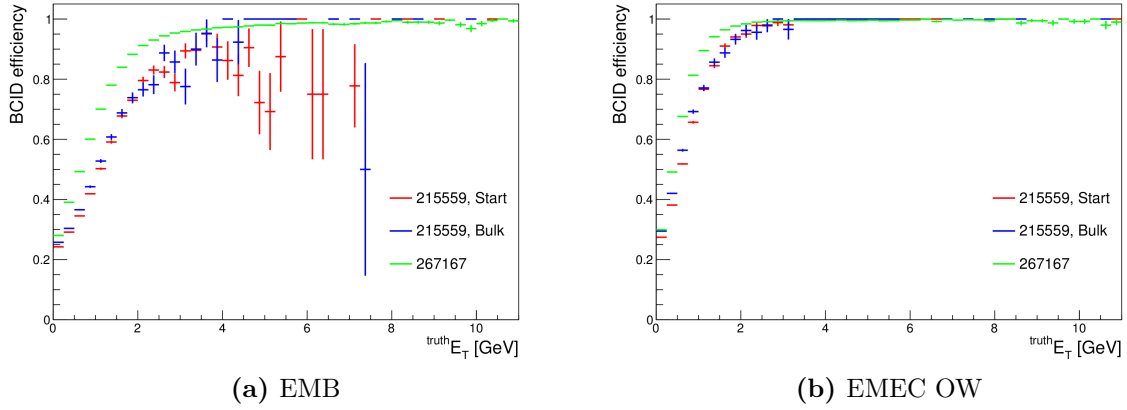


Abbildung C.1: Vergleich der BCID-Effizienzen des High-Brightness Runs 215559 aus 2012 und des Test-Runs 267167 vom Juni 2015. Um den Effekt der 6-Trains von Run 267167 abzuschätzen, wurde bei Run 215559 ein Cut auf die ersten 6 Bunches eines Trains gesetzt. Zum Vergleich ist ebenfalls die Effizienz im Bulk angegeben. Die dargestellten Fehler sind die statistischen Fehlern der Mittelwerte.

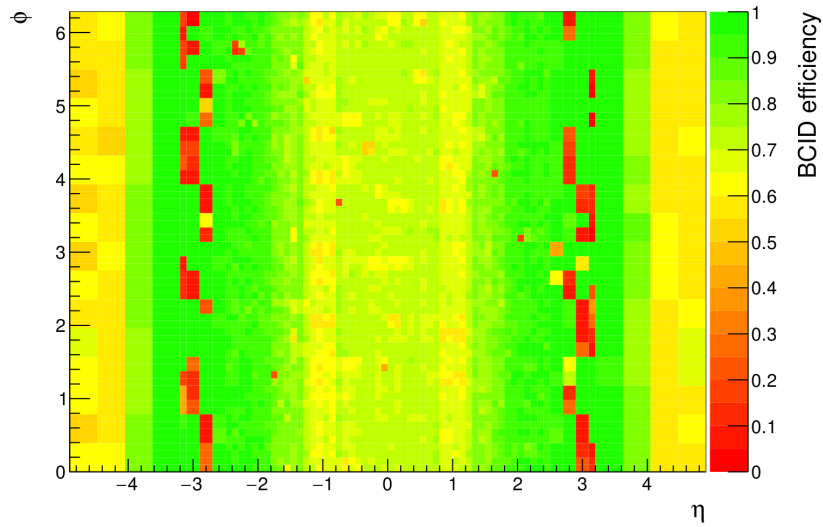
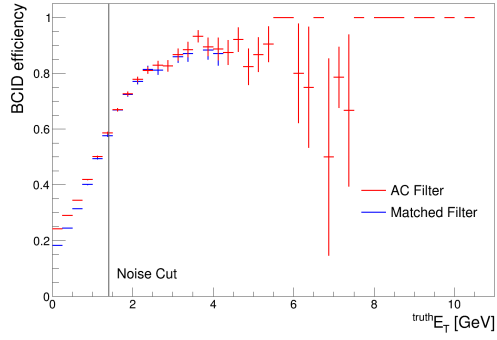
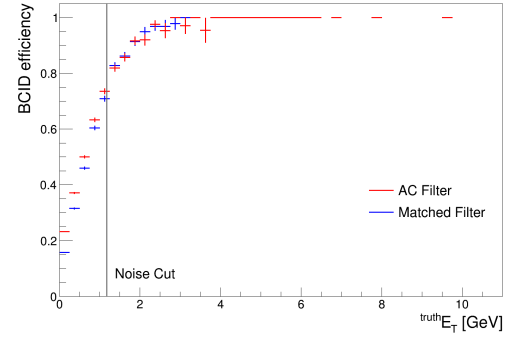


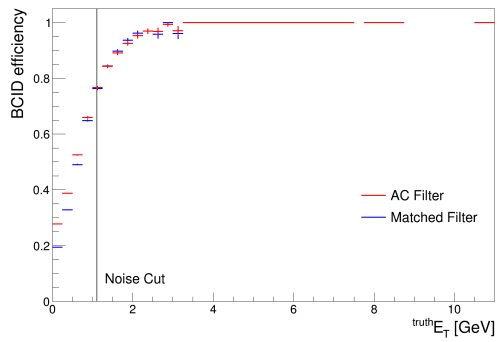
Abbildung C.2: BCID-Effizienz bei $E_T^{\text{truth}} = 1 \text{ GeV}$ im elektromagnetischen Layer für Run 267167. Deutlich erkennbar an ihrer niedrigen Effizienz sind die Tower im EMEC IW mit falschem Timing.



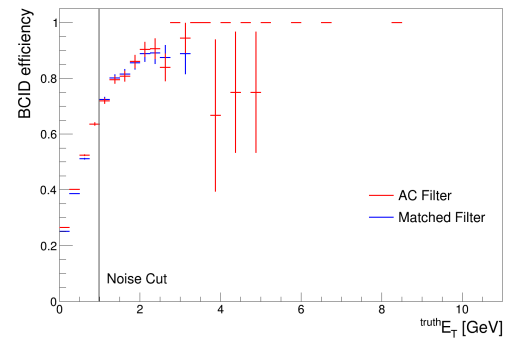
(a) EMB



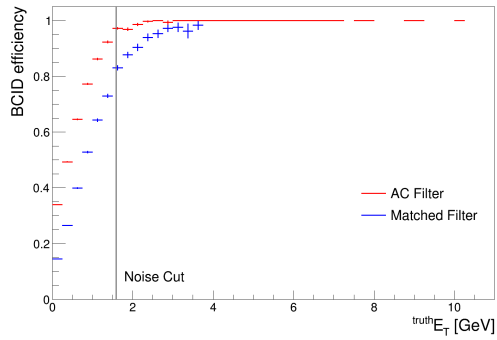
(b) TileLB



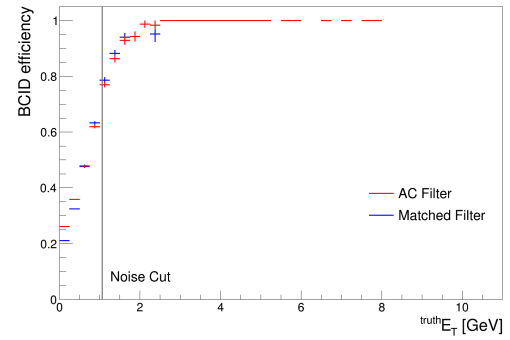
(c) EMEC OW



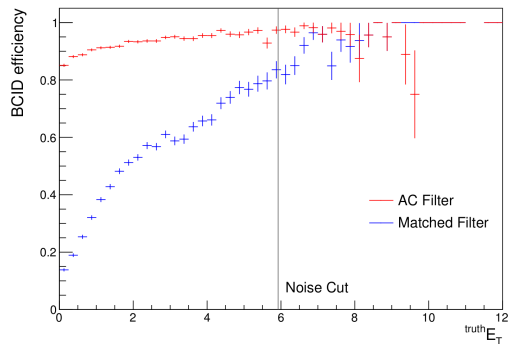
(d) HEC OW



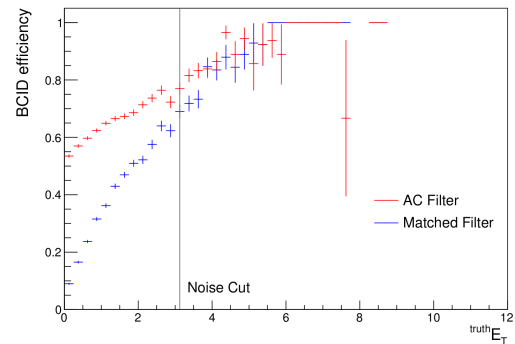
(e) EMEC IW



(f) HEC IW

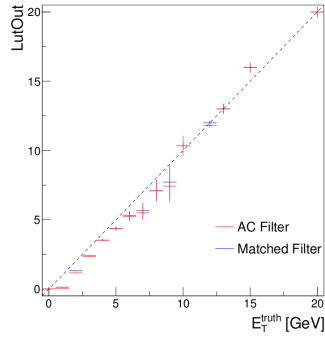


(g) FCAL1-4

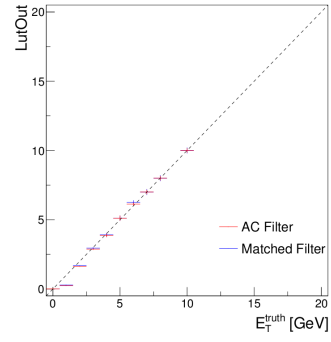


(h) FCAL2-2

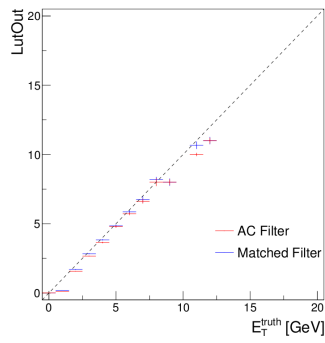
Abbildung C.3: Vergleich der BCID-Effizienzen von Matched und AC Filter für 50 ns Bunch-Spacing, $\langle \mu \rangle = 34$ mit statistischen Fehlern der Mittelwerte. Die eingezeichneten Noise Cuts entsprechen jeweils dem Mittelwert der Detektorregion.



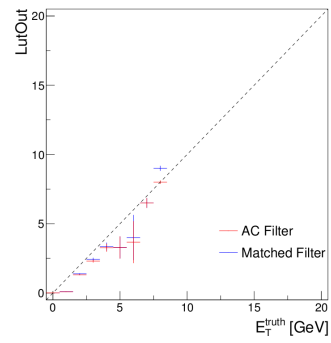
(a) EMB



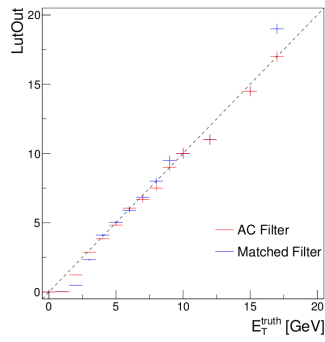
(b) TileLB



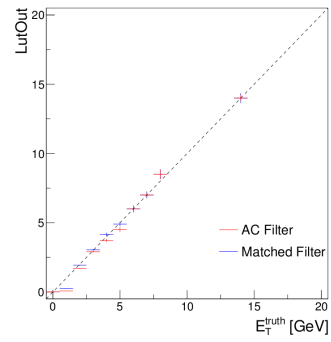
(c) EMEC OW



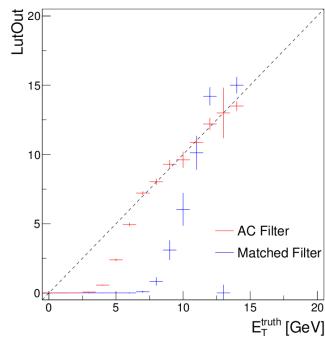
(d) HEC OW



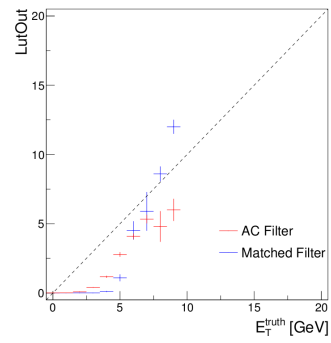
(e) EMEC IW



(f) HEC IW



(g) FCAL1-4



(h) FCAL2-2

Abbildung C.4: Vergleich der Energie-Rekonstruktion von Matched und Autocorrelation Filter für 50 ns Bunch-Spacing, $\langle \mu \rangle = 34$ mit statistischen Fehlern der Mittelwerte.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über den LHC und die vier großen Experimente	2
1.2	Schnittansicht des ATLAS-Detektors	3
1.3	Kalorimeter-Regionen des ATLAS-Detektors	4
1.4	Schematischer Aufbau der drei ATLAS Trigger-Level	5
1.5	Schematischer Aufbau des Level-1 Calorimeter Triggers	6
1.6	Schematische Darstellung eines Trigger Towers	6
1.7	Granularität der Trigger Tower	7
2.1	Nomenklatur der Trigger Tower im FCAL	9
2.2	LHC-Füllschema	10
2.3	Blockdiagramm der Bunch Crossing Identification	11
2.4	Optimale Koeffizienten im 50 ns-Betrieb	14
2.5	Autokorrelationsmatrizen für schwachen und starken Pile-Up	14
2.6	μ -Abhängigkeit der optimalen Koeffizienten	15
2.7	Vergleich des simulierten und tatsächlichen Pedestals	17
2.8	Koeffizienten aus der Simulation, Variante 1	17
2.9	Koeffizienten aus der Simulation, Variante 2	18
2.10	Extrapolierte Koeffizienten	18
3.1	Relation LutIn \leftrightarrow LutOut in der Look-Up Table	21
3.2	Integrated Occupancy nach η	23
3.3	Bestimmung des Noise Cuts aus der Integrated Occupancy	24
3.4	Noise Cuts im 50 ns-Betrieb	24
4.1	BCID-Effizienzen von Autocorrelation und Matched Filter	26
4.2	BCID-Effizienzen aus Run-2	27
4.3	Energie-Rekonstruktion von Autocorrelation und Matched Filter	28
A.1	Diskrepanzen in tatsächlicher Pedestal-Struktur und Simulation	31
A.2	Analoge Pulsformen	32
C.1	BCID-Effizienzen aus Run 215559 und 267167	35
C.2	η - ϕ -Karte der BCID-Effizienz aus Run 267167	35
C.3	BCID-Effizienzen von Autocorrelation und Matched Filter	36
C.4	Energie-Rekonstruktion von Autocorrelation und Matched Filter	37

Tabellenverzeichnis

1.1	η -Abdeckung der einzelnen Kalorimeter-Regionen	4
B.1	FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter für 50 ns Bunch-Spacing	33
B.2	FIR-Koeffizienten und LUT-Parameter für 25 ns Bunch-Spacing	34

Abkürzungen

AC	Autocorrelation
ADC	Analogue-to-Digital Converter
BC	Bunch Crossing
BCID	Bunch Crossing Identification
CP	Cluster Processor
CTP	Central Trigger Processor
EMB	Electromagnetic Barrel
EMEC	Electromagnetic End Cap
FCAL	Forward Calorimeter
FIR	Finite-Impulse-Response
HEC	Hadronic End Cap
HLT	High Level Trigger
IW	Inner Wheel
JEP	JetEnergy Processor
L1Calo	Level-1 Calorimeter Trigger
L1Muon	Level-1 Muon Trigger
LEP	Large Electron-Positron Collider
LHC	Large Hadron Collider
LUT	Look-Up Table
MCM	Multi-Chip Module
nMCM	new Multi-Chip Module
OW	Outer Wheel
PPM	PreProcessor Module
ROI	Region of Interest
SNC	Switching Noise Channel
TileEB	Tile Extended Barrel
TileLB	Tile Long Barrel

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS fact sheet. <http://www.atlas.ch/fact-sheets.html>. Aufgerufen: 2015-07-13.
- [2] ATLAS-Teilnehmerliste. <http://graybook.cern.ch/programmes/experiments/lhc/ATLAS.html>. Aufgerufen: 2015-12-06.
- [3] G. Aad et al. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *European Physical Journal C*, 71:1630, Apr. 2011.
- [4] R. Achenbach et al. The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger. *Journal of Instrumentation*, 3(03):P03001, 2008.
- [5] G. Blanchot et al. Long term monitoring of tilecal response in ATLAS: Design considerations.
- [6] W. Buttinger. The ATLAS level-1 trigger system. *Journal of Physics: Conference Series*, 396(1):012010, 2012.
- [7] R. Camacho and J. Bracinik. L1calo on-call report. <https://indico.cern.ch/event/406996/contribution/2/material/slides/0.pdf>. Aufgerufen: 2015-07-15.
- [8] CERN press office. CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson. <http://press.web.cern.ch/press-releases/2012/07/cern-experiments-observe-particle-consistent-long-sought-higgs-boson>. Aufgerufen: 2015-07-15.
- [9] CERN press office. New results indicate that particle discovered at cern is a higgs boson. <http://press.web.cern.ch/press-releases/2013/03/new-results-indicate-particle-discovered-cern-higgs-boson>. Aufgerufen: 2015-07-15.
- [10] W. Cleland and E. Stern. Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 338(2):467–497, 1994.
- [11] A. Daniells.
- [12] A. Daniells. L1CaloToyMC. <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasgroups/browser/Trigger/L1Calo/Simulation/L1CaloToyMC/>. Version: 1.0.3, Aufgerufen: 2015-26-05.
- [13] W. Herr et al. Long range beam-beam effects in the LHC. *CERN*, 2014-004:87–92, 2014.

- [14] K. Jakobs. ATLAS - ein Schlüsselexperiment zum Verständnis von Kräften und Materie. <http://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/lhc/lhc-experimente/atlas>. Aufgerufen: 2015-10-06.
- [15] P. Mouche. Overall view of the lhc. <https://cds.cern.ch/record/1708847>. Aufgerufen: 2015-10-06.
- [16] A. Papoulis. *Signal analysis*. McGraw-Hill, 1977.
- [17] H.-C. Schultz-Coulon and J. Stachel. The physics of particle detection.
- [18] S. Suchek. L1Calo jet and missing transverse energy calibration. https://indico.cern.ch/event/391113/session/3/contribution/15/attachments/782756/1073092/suchek_triefels_talk.pdf. Aufgerufen: 2015-07-09.
- [19] The ATLAS Collaboration et al. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003, 2008.
- [20] B. Åsman et al. The ATLAS level-1 calorimeter trigger: PreProcessor implementation and performance. *Journal of Instrumentation*, 7(12):P12008, 2012.

Erklärung

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

Heidelberg, den 18. Juli 2015
