

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

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Dennis Wörthmüller

born in Mannheim (Germany)

2015

**Kalibration eines verbesserten Algorithmus zur Identifikation
der Strahlkreuzung saturierter Signale für den ATLAS
Level-1 Kalorimeter-Trigger**

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

Abstract

For the run 2 data-taking phase of the Large Hadron Collider, the PreProcessor of the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger was upgraded. The Multi-chip Module used previously was replaced by the more efficient new Multi-chip Module (nMCM), which can digitize the analogue input signals with higher frequency. In addition an improved algorithm for Bunch-crossing Identification (BCID) of saturated signals was implemented on the nMCM. In this thesis pulses using collision data were studied in order to derive the parameters that are necessary for the improved BCID algorithm.

Zusammenfassung

Im Rahmen des für Run 2 durchgeführten LHC-Upgrades wurde der PreProcessor des ATLAS Level-1 Kalorimeter-Triggers verbessert. An Stelle des bisher verwendeten Multichip-Moduls wird nun das leistungsfähigere neue Multichip-Modul (nMCM) verwendet, auf welchem die eingehenden analogen Signale mit doppelter Frequenz digitalisiert werden. Zudem ist auf dem nMCM ein verbesserter Algorithmus zur Bestimmung der Strahlkreuzung saturierter Signale implementiert. In dieser Bachelorarbeit wurden anhand von Kollisionspulsen die für eine korrekte Funktionalität des verbesserten Algorithmus benötigten Parameter bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 9 |
| 1.1. Allgemeine Einführung | 9 |
| 1.2. Der Large Hadron Collider | 9 |
| 2. Das ATLAS-Experiment | 13 |
| 2.1. Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors | 14 |
| 2.2. Level-1 Kalorimeter-Trigger | 16 |
| 3. Bunch-Crossing Identifikation | 21 |
| 4. Analyse | 27 |
| 4.1. Oszilloskopaufbau und Datensätze | 27 |
| 4.2. Filtern der Datensätze | 28 |
| 4.2.1. Herausfiltern der Kalibrationssignale | 28 |
| 4.2.2. Herausfiltern deformierter Signale | 32 |
| 4.2.3. Abgleich mit Run-Info | 34 |
| 4.3. Bestimmung der Schwellenwerte | 36 |
| 4.3.1. Manuelle 80 MHz-Digitalisierung | 36 |
| 4.3.2. Extrapolation der Grenzen für die Schwellenwerte | 37 |
| 5. Zusammenfassung und Diskussion | 45 |
| A. Anhang | 47 |

1. Einleitung

1.1. Allgemeine Einführung

Alle bisher bekannten subatomaren Teilchen sowie deren Wechselwirkungen untereinander werden im *Standardmodell der Teilchenphysik* zusammengefasst. Entwickelt wurde es im Verlauf der letzten Hälfte des 20. Jahrhunderts. Viele Vorhersagen, die mit Hilfe des Standardmodells getroffen wurden, konnten anhand von Experimenten bestätigt werden, was es zu einem der erfolgreichsten theoretischen Modelle der letzten Jahrzehnte macht.

Es zeigt sich allerdings, dass das Standardmodell weiterhin viele Fragen unbeantwortet lässt. Beispielsweise wird die Gravitation im Standardmodell nicht berücksichtigt. Weiterhin beinhaltet es keine Teilchen, mit denen sich die in der Astronomie beobachteten Eigenschaften von dunkler Materie erklären lassen. Um diesen Fragen nachzugehen und darüber hinaus weitere Theorien zu testen, werden komplexe Experimente aufgebaut, bei denen Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Bei diesen Kollisionen können dann sowohl bekannte als auch unbekannte Teilchen entstehen. Beispielsweise konnte am Kernforschungszentrum **CERN**¹ 2012 ein neues Teilchen nachgewiesen werden, welches in allen bisher getesteten Eigenschaften mit einem schon in den 1960er Jahren vom britischen Physiker Peter Higgs postulierten Elementarteilchen, dem sogenannten *Higgs-Boson*, übereinstimmt.

1.2. Der Large Hadron Collider

Um Teilchen auf hohe Energien zu beschleunigen, kommen moderne Teilchenbeschleuniger zum Einsatz. Der *Large Hadron Collider* (**LHC**), welcher bei Genf am Europäischen Kernforschungszentrum CERN steht, ist der in Bezug auf Energie weltweit leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger. In einem zwischen 45 und 170 m tief gelegenen ringförmigen Tunnel, in dem sich vorher der *Large Electron-Positron Collider* (**LEP**) befand, steht nun dieses ungefähr 27 km lange Synchrotron.

Ausgelegt ist der LHC auf die Beschleunigung und Kollision von Protonen sowie auch Blei-Kernen. Protonen bieten sich für Beschleunigerexperimente an, da sie über eine sehr viel größere Ruhemasse als die bspw. zuvor im LEP verwendeten Elektronen verfügen. Dadurch ist der Energieverlust P durch Synchrotronstrahlung gemäß Gleichung 1.1

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{r^2} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^4 \sim \frac{1}{m_0^4} \quad (1.1)$$

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

deutlich geringer als bei Elektronen, da dieser invers proportional zur vierten Potenz der Ruhemasse m_0 der beschleunigten Teilchen ist². Protonen lassen sich also somit auf wesentlich höhere Energien beschleunigen.

Erzeugt werden die Protonen durch Ionisation von Wasserstoff, welcher aus einer handelsüblichen Druckflasche stammt. Anschließend durchlaufen die Protonen diverse Vorbeschleuniger, von denen sich drei noch oberirdisch befinden. Der LHC, das System aus Vorbeschleunigern, sowie der Weg, den die Teilchen nehmen, bis sie in den LHC eingespeist werden, ist in Abbildung 1.1 gezeigt.

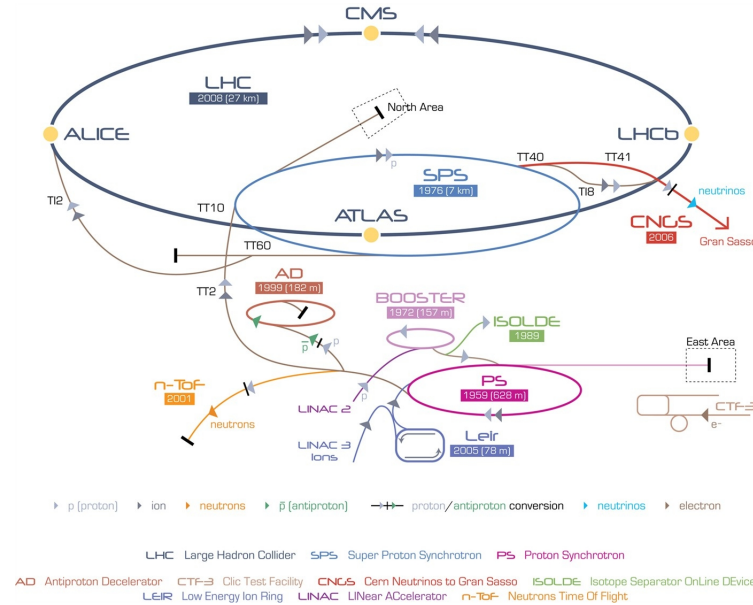


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung des Beschleunigersystems. Mit Pfeilen ist der Weg der Teilchen gekennzeichnet. [1]

In den LHC gelangen die Protonen mit einer Einschussenergie von etwa 450 GeV und zwar zusammengefasst als Pakete, auch „Bunches“ genannt, von denen jedes bis zu $1,25 \cdot 10^{11}$ Protonen enthalten kann. Im LHC haben insgesamt 3564 Bunches Platz, von denen aus technischen Gründen nur 2808 befüllt sind. Eingespeist werden die Bunches mit einer Rate von 40 MHz und können durch Hohlraumresonatoren (cavities) auf bis zu 7 TeV pro Teilchen beschleunigt werden. Normalerweise muss die Beschleunigungsfrequenz an die Teilchengeschwindigkeit angepasst werden. Da aber schon bei einer Einschussenergie von 450 GeV die Teilchengeschwindigkeit ungefähr gleich der Lichtgeschwindigkeit ist, werden die Protonen nur unmerklich schneller, sondern lediglich energiereicher. Daher kann am LHC mit einer konstanten Frequenz von 400.8 MHz [2] beschleunigt werden. Insgesamt sind 16 solcher supraleitenden Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren in Betrieb.

Um die Teilchen auf der Bahn zu halten und auch nach langen Strecken noch einen stabilen und fokussierten Strahl gewährleisten zu können, werden supraleitende Dipol- sowie Quadrupolmagnete eingesetzt. Damit eine Supraleitung möglich ist, muss das

²Das Massenverhältnis Proton Elektron beträgt: $\frac{m_p}{m_e} = (1836,152668 \pm 4)$, wobei sich die Fehlerangabe auf die letzte signifikante Stelle bezieht [12].

System mit Helium auf 1.9 K gekühlt werden [3].

Sind die Bunches auf genügend hohe Energie beschleunigt worden, so können sie alle 25 ns an vier möglichen Punkten zur Kollision gebracht werden. Diese Kollision bezeichnet man auch als Strahlkreuzung bzw. *Bunch-Crossing* (**BC**). Am Kreuzungspunkt zweier Strahlen, errechnet sich die Anzahl der Wechselwirkungen N in einem gewissen Zeitintervall aus der *instantanen Luminosität* \mathcal{L} sowie dem Wirkungsquerschnitt des Prozesses σ gemäß:

$$N = \sigma \int \mathcal{L}(t) dt. \quad (1.2)$$

Für den LCH kann die instantane Luminosität durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$\mathcal{L} = f N_B \frac{n_1 n_2}{A}. \quad (1.3)$$

Hierbei bezeichnet f die Frequenz, mit der die Bunches kollidieren, n_1 und n_2 die Anzahl der Teilchen pro Bunch des jeweiligen Strahls, N_B die Anzahl der Bunches in einem Strahl und A die Querschnittsfläche der Bunches. Gemäß Gleichung 1.3 lassen sich hohe Luminositäten und damit hohe Wechselwirkungsraten durch stark gebündelte Strahlen sowie hohe Teilchenzahldichten innerhalb der Bunches erreichen. Am LHC sind Luminositäten von ungefähr $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ möglich.

Eine weitere wichtige Größe neben der Luminosität ist die Schwerpunktsenergie, die der Beschleuniger erreichen kann. Sie ist definiert durch:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2}, \quad (1.4)$$

wobei P_1 und P_2 die Viererimpulse der kollidierenden Teilchen sind. Große Schwerpunktsenergien werden benötigt, um Prozesse untersuchen zu können, die erst bei hohen Energien auftreten. Obwohl für die Schwerpunktsenergie des LHC bei *Run 1*³ wegen eines Zwischenfalls nur ein Spitzenwert von 8 TeV möglich war, soll bei *Run 2*⁴ eine in einem Hadronenbeschleuniger-Experiment noch nie erreichte Schwerpunktsenergie von 14 TeV möglich sein.

Die auch in Abbildung 1.1 benannten Experimente sind **ATLAS**⁵, **CMS**⁶, **LHCb**⁷ und **ALICE**⁸. **ATLAS** und **CMS** sind Detektoren, die auf die generelle Suche nach „neuer“ Physik, also Physik jenseits des Standardmodells und dem *Higgs-Boson* ausgelegt sind. **LHCb** wird für die Suche nach CP verletzenden Prozessen eingesetzt, welche anhand des Zerfalls von B-Mesonen untersucht wird. **ALICE** ist auf die Untersuchung der Kollision von Schwerionen ausgelegt. Ziel dieses Experiments ist es, das sogenannte *Quark-Gluon-Plasma* nachzuweisen.

³Datennahmeperiode von 2009-2013

⁴Datennahmeperiode von 2015-

⁵**A** Toroidal **LHC** **A**pparatu**S**

⁶**C**ompact-**M**uon-**S**olenoid

⁷**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty

⁸**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment

2. Das ATLAS-Experiment

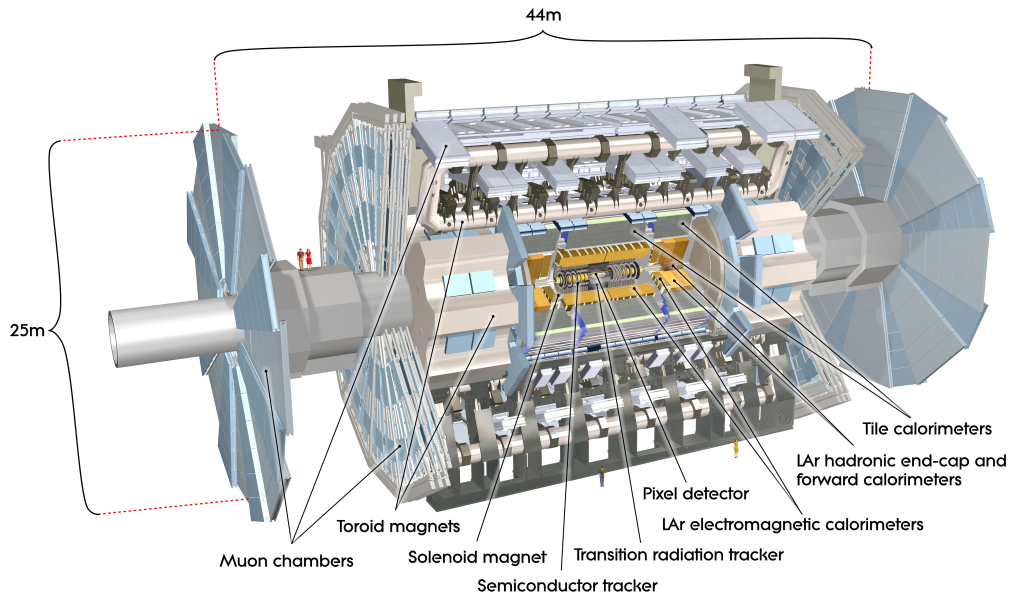


Abbildung 2.1.: Der ATLAS-Detektor.[4]

Der ATLAS-Detektor ist der größte am LHC eingesetzte Teilchendetektor. Er ist 25 m hoch, 44 m lang und wiegt ca. 7000 Tonnen. Das Koordinatensystem des Experiments ist so definiert, dass die z -Achse entlang der Strahlrichtung zeigt, die x -Achse in Richtung des Zentrums des LHC-Rings und die y -Achse nach oben. Beschrieben wird das System allerdings durch den Azimutwinkel ϕ , der von der x -Achse aus gesehen von 0 bis 2π gemessen wird, und den Polarwinkel θ , der von der z -Achse aus beginnend Werte zwischen 0 und π annehmen kann. Anstatt des Polarwinkels θ benutzt man üblicherweise die sogenannte Pseudorapidität, die durch

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.1)$$

definiert ist¹.

Im Zentrum des Detektors befindet sich der Kollisionspunkt. Um diesen herum sind die verschiedenen Komponenten schichtenweise aufgebaut. In Abbildung 2.1 sind die einzelnen Bestandteile des Detektors dargestellt. Dem Kollisionspunkt am nächsten

¹Es lässt sich zeigen, dass für hochrelativistische Teilchen die Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ gleich der in 2.1 definierten Pseudorapidität ist. Unter einem Lorentzboost in z -Richtung gilt für die transformierte Rapidität $y' = y + \ln \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$. Daher sind Rapiditätsdifferenzen lorentzinvariant.

befindet sich der *Spurendetektor*. Dieser ist dazu konzipiert, die Flugbahnen geladener Teilchen zu vermessen. Dabei durchfliegen die Teilchen ein starkes Magnetfeld, wodurch anhand der Krümmung der Trajektorie der Impuls der Teilchen bestimmt werden kann. Genauere Informationen zur Funktionsweise und zum Aufbau der Spurendetektoren finden sich in [10].

Um den inneren Detektor herum befindet sich das *Kalorimetersystem*, welches aus einem elektromagnetischen sowie einem hadronischen Kalorimeter besteht. Es dient dazu, so viele Teilchen wie möglich zu stoppen und ihre im Kalorimeter hinterlassene Energie so genau wie möglich zu messen. Auf die Funktionsweise des Kalorimetersystems wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

Umschlossen werden innerer Detektor und Kalorimetersystem vom *Myonensystem*. Myonen sind Teilchen die beim Durchfliegen von Materie nur wenig Energie verlieren und daher in der Lage sind, das Kalorimetersystem zu passieren. Um deren Impuls bestimmen zu können, nutzt man erneut den Einfluss von Magnetfeldern auf die Trajektorie geladener Teilchen. Über die genaue Funktionsweise kann in [10] gelesen werden.

Angegeben werden die gemessenen Energien und Impulse meistens durch ihren zur Strahlrichtung transversalen Anteil. Da die Protonen vor der Kollision nur einen Impuls in Strahlrichtung haben, sollten sich die transversalen Impulse aller bei der Kollision entstandenen Teilchen zu Null addieren. Die *transversale Energie* berechnet sich dabei direkt aus dem *transversalen Impuls* mit²

$$E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}. \quad (2.2)$$

Als fehlende transversale Energie E_T^{miss} (*missing transverse energy*) wird der bei einer Summation nicht verschwindende Anteil bezeichnet. Im Allgemeinen entsteht E_T^{miss} durch Teilchen, die nicht detektiert werden wie beispielsweise Neutrinos. Oft ergeben sich aber auch kleine E_T^{miss} durch Ungenauigkeiten im Messprozess.

In Strahlrichtung muss sich der Impuls zweier Wechselwirkungspartner hingegen nicht zu Null addieren. Dies liegt an der Substruktur der Protonen, den Quarks. Der Impuls des Protons verteilt sich kontinuierlich auf seine Konstituenten, weshalb bei einer Kollision die Impulse der wechselwirkenden Quarks nicht genau bekannt sind, insbesondere betragsmäßig nicht gleich groß sein müssen.

2.1. Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors

In Abbildung 2.2 ist das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors vergrößert dargestellt. Es ist ca. 11m lang und hat einen äußeren Radius von 4,25 m. Insgesamt deckt es einen Winkelbereich von $|\eta| < 4,9$ ab. Es ist unterteilt in einen hadronischen und einen elektromagnetischen Bereich, wobei das hadronische Kalorimeter das elektromagnetische umschließt. Diese werden nochmals in drei unterschiedliche Bereiche, nämlich Barrel ($|\eta| < 1,7$), Endkappe ($1,5 < |\eta| < 3,2$) sowie Vorwärtsbereich ($3,2 < |\eta| < 4,9$)

²In natürlichen Einheiten $c = \hbar = 1$

untergliedert.

Bei allen Kalorimetern des ATLAS-Detektors handelt es sich um sogenannte *Sampling Kalorimeter*. Diese sind aus sich abwechselnden Schichten von Absorber und aktivem Material zusammengesetzt. Flüssiges Argon (*liquid argon*, **LAr**) wird im elektromagnetischen Kalorimeter, hadronischen Endkappen-Kalorimeter (*Hadronic End Cap*, **HEC**) wie auch im gesamten Vorwärtskalorimeter (*Forward Calorimeter*, **FCal**) als aktives Detektormaterial eingesetzt. Als Absorbermedium wird im elektromagnetischen Barrel (*Electromagnetic Barrel*, **EMB**) sowie in der elektromagnetischen Endkappe (*Electromagnetic End Cap*, **EMEC**) Blei mit einer Edelstahlbeschichtung verwendet. Im HEC sowie im FCal wird dafür Kupfer benutzt. Im hadronischen Tile-Kalorimeter werden hingegen Stahlplatten als Absorber- und Plastik-Szintillatoren als aktives Medium benutzt.

Die Vorwärtskalorimeter werden in FCal1 bis FCal3 gegliedert. Das FCal1 ist dabei auf elektromagnetische Wechselwirkung, FCal2-3 sind auf hadronische Wechselwirkung ausgelegt. Eine Übersicht über die Kalorimeterregionen und die von ihnen abgedeckten Winkelbereiche ist in Tabelle 2.1 zusammengefasst [10].

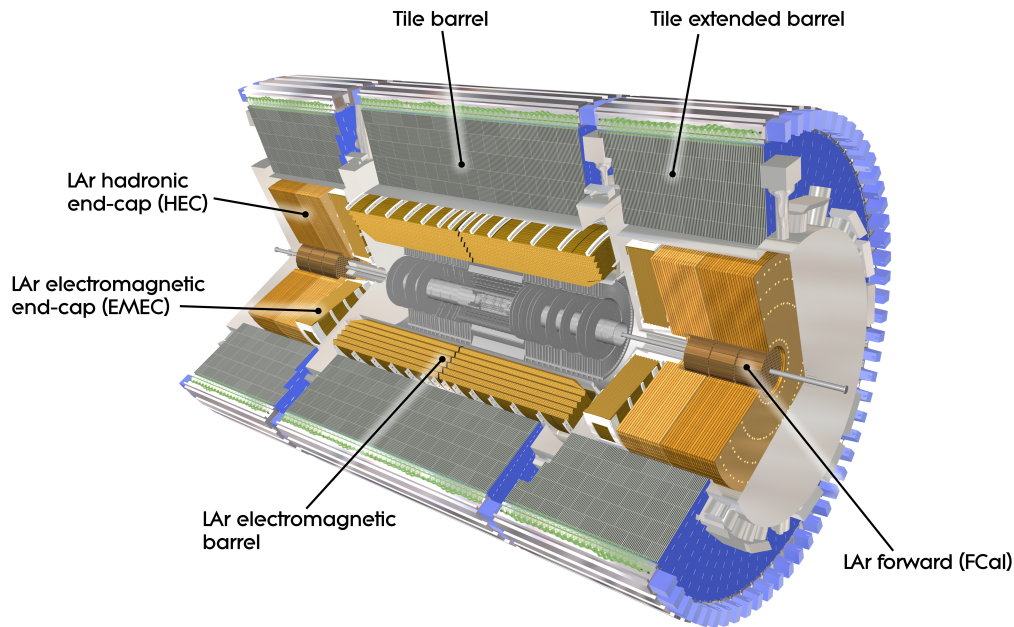


Abbildung 2.2.: Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors.[5]

Der schematische Aufbau des EMB ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Zu sehen ist ein zentral gelegenes EMB-Modul. Die kleinsten Einheiten eines Kalorimeters bilden die Kalorimeterzellen. In den verschiedenen Lagen ist deren Granularität unterschiedlich. Die Dicke der einzelnen Lagen ist in Einheiten von Strahlungslängen³ angegeben. Aktives und Absorbermedium sind in einer akkordeonartigen Struktur angeordnet. Durch die

³Die Strahlungslänge X_0 ist die Länge, nach der die Energie eines Teilchens aufgrund elektromagnetischer Wechselwirkung um den Faktor $\frac{1}{e}$ abgenommen hat. Die dazu korrespondierende Größe im hadronischen Fall ist die Wechselwirkungslänge λ . Der Unterschied zur Strahlungslänge ist, dass sich die Angabe hier auf hadronische Wechselwirkung bezieht.

| Lage | η | Region |
|-------------------------|----------------------|--|
| elektromagnetische Lage | $0 < \eta < 1,4$ | elektromagnetisches Barrel (EMB) |
| | $1,4 < \eta < 1,5$ | Überlappregion EMB und EMEC |
| | $1,5 < \eta < 3,2$ | elektromagnetische Endkappe EMEC |
| | $3,2 < \eta < 4,9$ | elektromagnetisches Vorwärtskalorimeter (FCal1) |
| hadronische Lage | $0 < \eta < 0,9$ | hadronisches Tile-Barrel |
| | $0,9 < \eta < 1,0$ | Überlappregion zwischen Tile und erweitertem Tile |
| | $1,0 < \eta < 1,5$ | erweitertes Tile |
| | $1,5 < \eta < 3,2$ | hadronische Endkappen (HEC) |
| | $3,2 < \eta < 4,9$ | hadronische Vorwärtskalorimeter (FCal2, FCal3) |

Tabelle 2.1.: Übersicht über die Regionen des Kalorimeters und ihren jeweiligen Winkelbereich. [10]

se Anordnung kann sichergestellt werden, dass der komplette ϕ -Bereich von beiden Materialien abgedeckt ist.

In das Kalorimeter eindringende Teilchen verlieren durch Wechselwirkungsprozesse Energie. Beispielsweise emittieren Elektronen durch die Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial Bremsstrahlung in Form von Photonen. Bei hohen Energien wechselwirken Photonen hauptsächlich über Paarproduktion ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$). Die so entstandenen Elektronen bzw. Positronen können nun wieder Photonen emittieren, sodass sich diese Prozesse so lange fortsetzen, bis die übrigen Teilchen so kleine Energien haben, dass nur noch Streuprozesse stattfinden.

Die Teilchen, die in diesen sogenannten *elektromagnetischen Schauern* entstehen, können das aktive Medium anregen. Dadurch entsteht bspw. im LAr ein Ladungsfluss zwischen Elektroden, der proportional zur Energie des ursprünglichen Teilchens ist. Elektronen und Photonen deponieren ihre Energie hauptsächlich im elektromagnetischen Kalorimeter. Ähnlich wie im elektromagnetischen Fall entstehen durch hochenergetische Hadronen sogenannte *hadronische Schauer*.

2.2. Level-1 Kalorimeter-Trigger

Alle 25 ns finden im Detektor Teilchenkollisionen statt. Die dadurch produzierte Datenmenge ist so groß, dass es nicht möglich ist, die Daten aller Ereignisse zu speichern. Daher wurde das *ATLAS-Triggersystem* entwickelt, welches in der Lage ist, innerhalb sehr kurzer Zeit zu entscheiden, ob ein Ereignis gespeichert oder verworfen werden soll. Dabei wird in den verschiedenen Trigger-Stufen nach verschiedenen Kriterien entschieden. Das gesamte Trigger-System ist in Abbildung 2.4 (a) abgebildet.

Insgesamt besteht das ATLAS-Triggersystem aus drei Stufen. Diese werden in *Level-1* (**L1**), *Level-2* (**L2**) und *Event Filter* (**EF**) unterschieden. Der L1-Trigger ist ein rein hardwarebasierter Trigger, der auf Elektronen, Photonen, Tau-Leptonen, Jets sowie

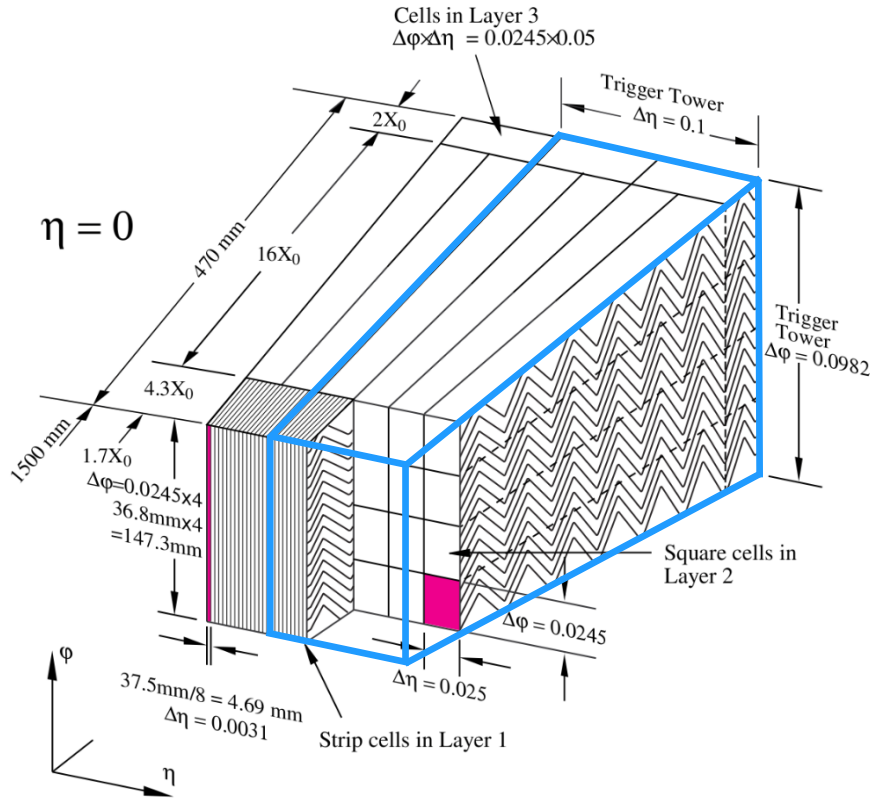


Abbildung 2.3.: Skizze eines EMB-Moduls, in der die unterschiedlichen Lagen sowie deren Granularität zu erkennen sind. [10]

Myonen mit hoher transversaler Energie anspricht. Die Ereignisrate wird durch die erste Stufe von ca. 40 MHz auf nur noch 75 kHz während Run 1 und 100 kHz während Run 2 reduziert. Dies entspricht einer Reduktion von 99,8%. Die Zeit, die dem Trigger-System zur Entscheidung bleibt, beträgt maximal $2,5 \mu\text{s}$ pro Ereignis.

Durch den *zentralen L1-Triggerprozessor (CTP)* werden sogenannte *Regions of Interest (RoI)* festgelegt. Bei den RoI handelt es sich um Koordinaten von Detektorregionen, in denen es zu hohen Energiedepositionen kam. Wird ein Ereignis von L1 akzeptiert, so wird ein *L1 Accept Signal* gesendet, die Daten zwischengespeichert und die Informationen über die RoI an das L2-Triggersystem weitergegeben.

Der Level-2 Trigger ist, anders als der Level-1 Trigger, ein softwarebasiertes Triggersystem. Dadurch, dass ihm die Informationen über die RoI zur Verfügung stehen, kann er innerhalb dieser die volle Granularität der verschiedenen Detektorsysteme nutzen und die Ereignisrate dadurch auf etwa 3,5 kHz senken. Dafür benötigt er maximal 40 ms pro Ereignis. Passiert ein Ereignis auch diese Trigger-Stufe, so wird es an den *Event Builder* weitergegeben, in welchem es rekonstruiert wird. Die finale Entscheidung wird schließlich durch den *Event Filter* getroffen. Sollte ein Ereignis auch diese Trigger-Stufe passieren, wird es zwecks späterer Datenanalyse gespeichert. Durch den EF wird die Ereignisrate auf 200 Hz reduziert.

Zusammen mit dem L1-Myon Trigger (**L1Muon**), welcher dazu eingesetzt wird, Myonen mit hohem transversalem Impuls zu identifizieren, bildet der L1-Kalorimeter

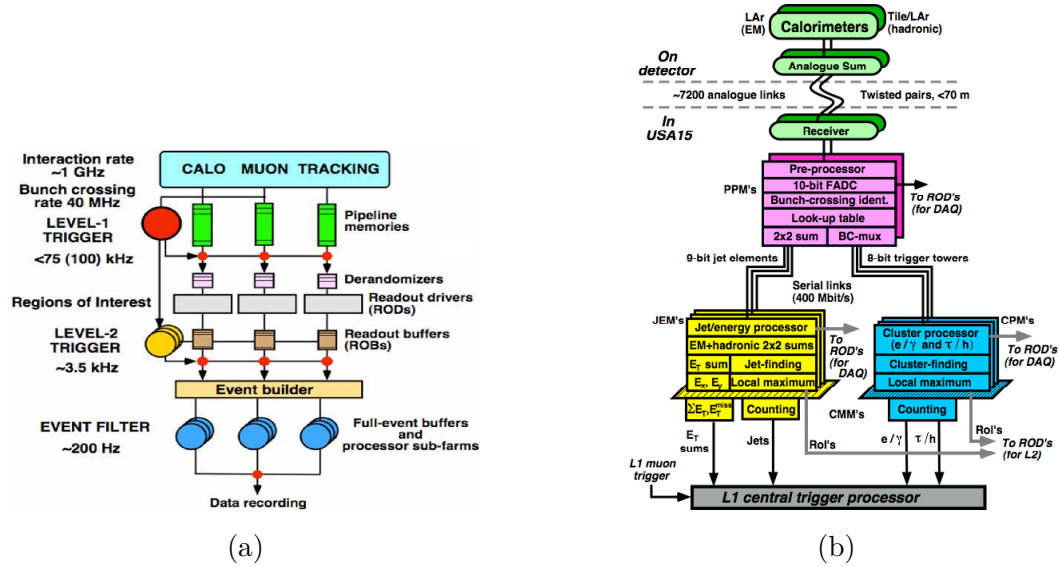


Abbildung 2.4.: (a) Schematische Darstellung des gesamten ATLAS-Triggersystems
(b) Level1-Kalorimeter Trigger während Run 1 [6]

Trigger (**L1Calo**) den L1-Trigger. Die einzelnen Komponenten des L1Calo, wie sie während Run1 im Einsatz waren, sind in Abbildung 2.4 (b) zu sehen. Während der Pause zwischen Run 1 und dem derzeit laufenden Run 2 wurden an einigen Stellen Neuerungen vorgenommen, auf die später eingegangen wird.

Insgesamt setzt sich das Kalorimetersystem aus ungefähr 190 000 Kalorimeterzellen zusammen. Bei einer Bunch-Crossing-Frequenz von 40 MHz kann eine solche Fülle an Informationen vom Trigger-System nicht verarbeitet werden. Aus diesem Grund verringert man die Granularität des Kalorimeters, indem man für verschiedene Bereiche eine gewisse Anzahl an Kalorimeterzellen zu sogenannten *Trigger Tovern* (**TT**) zusammenfasst (blau hervorgehobener Bereich in Abbildung 2.3). Meistens beträgt der $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$ -Bereich eines TT $(0,1 \times 0,1)$. Das gesamte Kalorimeter besteht aus ungefähr 7200 Tovern. Jeder dieser TT besitzt eine eindeutige Kennung, die sogenannte CoolID⁴. Ist die CoolID eines Towers bekannt, so kann seine genaue Position innerhalb des Kalorimeters bestimmt werden.

In der Signalverarbeitung wird das Zusammenfassen zu TT so umgesetzt, dass die analogen Signale aller Kalorimeterzellen innerhalb eines TT summiert werden. Diese Signale werden anschließend an den *Receiver* gesendet, wo sie noch zusätzlichen Bearbeitungen unterzogen werden. Die Receiver stellen die letzte Station der analogen Signalverarbeitung dar. Anschließend werden die Signale digital verarbeitet. Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau von L1Calo während Run 2.

Direkt auf den Receiver folgt der sogenannte *PreProcessor* (**PPr**). Hier werden die Signale mit einer festen Frequenz digitalisiert, das zum Signal führende Bunch-Crossing bestimmt und die transversale Energie berechnet. Die digitalen Daten werden daraufhin an den *Cluster Processor* (**CP**) sowie den *Jet Energy Processor* (**JEP**) gesendet. Mit sogenannten *Sliding Window Algorithmen* werden hier die Kalorimeter parallel nach

⁴Sie wird wie folgt konstruiert: $0\alpha 1\beta 0\gamma 0\delta$, $\alpha \triangleq$ Crate 0-7; $\beta \triangleq$ Modul 0-F (PPM, hexadezimal); $\gamma \triangleq$ Submodul 0-F (MCM, hexadezimal); $\delta \triangleq$ Kanal 0-3

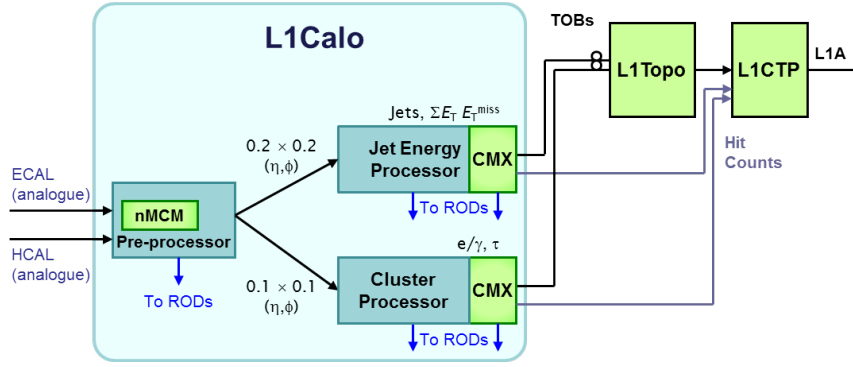


Abbildung 2.5.: Aufbau von L1Calo während Run 2. Neuerungen sind in grün dargestellt. [9]

großen Energiedepositionen durchsucht. Der CP ist dabei für hochenergetische Elektronen, Photonen und τ -Leptonen zuständig und der JEP für Jets. Zusätzlich wird im JEP die totale transversale Energie sowie die gesamte fehlende transversale Energie berechnet. In den *Common Merger Modulen* (CMM) werden die Daten aus den einzelnen Prozessor-Modulen gesammelt und an den CTP weitergeleitet.

Der größte Teil der digitalen Datenverarbeitung im PreProcessor findet auf dem sogenannten *Multi-Chip Module* (MCM) statt. Die wesentlichen Komponenten des MCM sind der *PHOS4*-Chip, die *FADCs* (Flash analog-to-digital converter) sowie der *ASIC*-Chip (Application specific integrated circuit). Digitalisiert werden die analogen Signale in den FADCs mit einer Frequenz von 40 MHz und einer Genauigkeit von 10bit⁵. Der PHOS4-Chip bietet die Möglichkeit, den Digitalisierungszeitpunkt der FADCs für jeden Kanal separat festzulegen. Dieser kann in Schritten von 1 ns innerhalb eines Zeitfensters von 25 ns verschoben werden. Sind die Signale digitalisiert, werden im ASIC das Bunch-Crossing sowie die transversale Energie ermittelt. Das genaue Verfahren zur Bestimmung des Bunch-Crossings wird im Kapitel zur Bunch-Crossing-Identifikation erläutert.

Die eben beschriebene Abfolge der digitalen Datenverarbeitung wurde anhand der in Run 1 verwendeten Elektronik erklärt. Wie durch einen Vergleich von Abbildung 2.4 und 2.5 festgestellt werden kann, wurde für Run 2 das MCM durch das neue Multichip-Modul (**nMCM**) sowie die CMMs durch die *Extended Common Merger Module* (**CMX**) ersetzt. Weiterhin wurde das Triggersystem durch einen neuen Trigger, den *topologischen Trigger* (**L1Topo**) erweitert, durch welchen topologische Informationen von Ereignissen analysiert werden können. Die CMX werden benötigt, um die Informationen aus JEP und CP korrekt an L1Topo weitergeben zu können.

Auf dem nMCM werden die Aufgaben von ASIC- und PHOS4-Chip nun von einem FPGA (Field programmable gate-array) übernommen. Dieser hat im Vergleich zum ASIC den Vorteil, dass er wiederprogrammierbar ist, was die digitale Datenverarbeitung dynamischer gestaltet und zu dem die Möglichkeit bietet, Fehler in der Programmierung zu korrigieren. Weiterhin verfügt das nMCM über bessere digitale Filter und ermöglicht eine dynamische Pedestalkorrektur. Die im Rahmen dieser Arbeit wichtigs-

⁵1 ADC-Count entspricht ungefähr 250 MeV

te Neuerung ist ein verbesserter Algorithmus zur Bestimmung des BC für saturierte Signale, der ausnutzt, dass die neuen FADCs des nMCM die analogen Signale mit einer höheren Frequenz von 80 MHz digitalisieren. Weitere Eigenschaften und Verbesserungen des nMCM gegenüber dem MCM können in [8] nachgelesen werden.

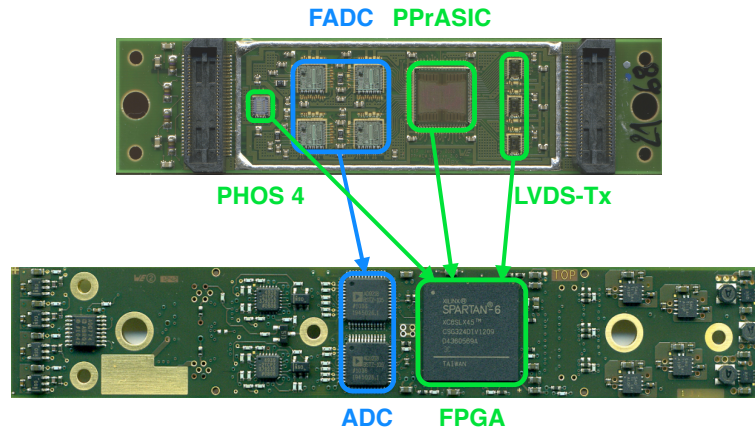


Abbildung 2.6.: Vergleich zwischen MCM und dem verbesserten nMCM.

3. Bunch-Crossing Identifikation

Die in den PPr gelangenden analogen Signale werden von den ADC des MCMs mit der BC-Frequenz von 40 MHz digitalisiert. Es wird also alle 25 ns vom ADC ein Wert (Sample) genommen, der in ADC-Counts¹ angegeben wird. Der maximale Wert, der im FADC angenommen werden kann, beträgt 1023 ADC-Counts. Alle Signale, bei denen ein Sample den Wert 1023 erhält, werden saturierte Signale genannt. Saturation tritt im FADC für alle Signale auf, die Spannungswerte von mehr als 2,5 V erreichen. Allen Spannungswerten ab 2,5 V wird folglich der ADC Wert 1023 zugeordnet und man spricht von digitaler Saturation. Allerdings ist es möglich, dass TT-Signale schon vor der Digitalisierung in Sättigung gehen, was im folgenden als analoge Saturation bezeichnet wird. Für den LAr Bereich findet analoge Saturation in der TT-Elektronik bei ungefähr 3 V statt.

Da ein TT-Puls einen Zeitraum von bis zu fünf BCs überdeckt, muss nach der Digitalisierung bestimmt werden, welches BC zur Energiedeposition im TT führte. Dieses Verfahren wird auch als *Bunch-Crossing Identification* (**BCID**) bezeichnet. Dabei wird ausgenutzt, dass das zur Energiedeposition gehörige BC der Position des Maximums des Signals entspricht. Für BCID gibt es im PPr zwei verschiedene Algorithmen. In einem der beiden Algorithmen wird ein sogenannter *Finite Impulse Response Filter* (**FIR-Filter**) gefolgt von einem Peak-Finder Algorithmus verwendet. Ein Schema dieses Bearbeitungsvorganges ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

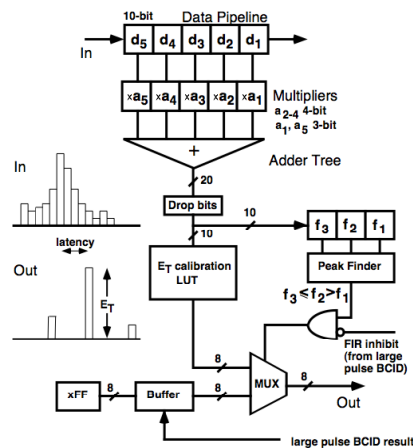


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des BCID für nicht-saturierte Signale

Aus den genommenen Samples werden zunächst fünf Samples in einer Daten-Pipeline gehalten, nämlich das zu untersuchende Sample, die zwei BCs davor, sowie zwei BCs da-

¹Einheit, in der die Samplehöhen angegeben werden

nach. Anschließend wird jeder dieser Werte mit einem sogenannten Filter-Koeffizient² multipliziert und die fünf Ergebnisse summiert. Durch die Multiplikation vor der Summation wird ein besseres Signal/Noise-Verhältnis erreicht. Für den nächsten Durchlauf werden alle Sample um eine Position verschoben und die selbe Prozedur für ein anderes Sample durchgeführt. Anschließend werden im Peak-Finder die Ergebnisse von drei Summen miteinander verglichen und nach einem Maximum gesucht.

Im Fall von Abbildung 3.1 liegt das Maximum bei f_2 . Für diesen Wert wird dann anhand einer *Look-Up Table (LUT)* die korrespondierende transversale Energie bestimmt.

Sollte es allerdings zu Saturation von *mehreren* aufeinanderfolgenden Samplen im ADC kommen, ist die Zuweisung des BC mit dem eben beschriebenen Algorithmus nicht mehr zuverlässig. In einem solchen Fall würde die zur Signalerzeugung gehörige Energiedeposition einem falschen BC zugeordnet werden. In Abbildung 3.2 ist die Digitalisierung unterschiedlich großer Pulse gezeigt.

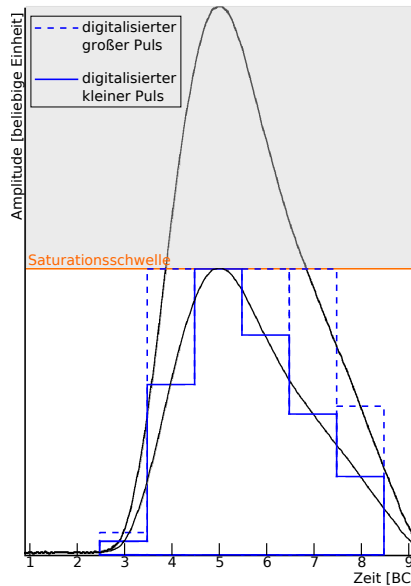


Abbildung 3.2.: Sowohl der große als auch der kleine analoge Puls saturieren im FADC. Die Digitalisierung des kleinen Pulses wird durch die durchgezogene blaue Linie dargestellt, die für den großen durch die gestrichelte. Für den großen Puls saturieren vier Sample, während für den kleinen nur eines in Sättigung geht. [15]

Saturation tritt immer dann auf, wenn die innerhalb eines TT deponierte Energie einen Wert von 250 GeV übersteigt. Da aber gerade diese Signale aufgrund ihrer Größe zu den Ereignissen gehören, die man auf der Suche nach neuer Physik unbedingt untersuchen möchte, ist es wichtig, dass auch sie dem korrekten BC zugeordnet werden. Für BCID von Ereignissen, für die mehrere ADC-Werte saturieren, wird ein zweiter Algorithmus [17] [15] eingesetzt. Das korrekte BC wird hier durch einen Vergleich der ADC-Werte auf der ansteigenden Flanke mit zwei Schwellenwerten bestimmt. Dieser Algorithmus basiert auf der Annahme, dass die Anstiegszeit³ auch für Signale die weit

²Bei den Filter-Koeffizienten handelt es sich um individuell auf die Pulsform abgestimmte Zahlen.

³Die Zeit, in der der Puls von 5% auf 100% des Maximums ansteigt. Sie sollte bei ungefähr 50 ns liegen.

über die Saturationsschwelle ragen, nahezu konstant bei 50 ns liegt. Dadurch gehört das korrekte BC immer entweder zum ersten oder zum zweiten saturierten Sample. In Abbildung 3.2 erkennt man, dass die ansteigende Flanke des großen Pulses deutlich steiler ist als die des kleinen, was zu unterschiedlich großen Abständen zwischen den einzelnen ADC-Werten der Pulse führt. Die Schwellenwerte (Abbildung 3.3) werden so gesetzt, dass durch den Abgleich der ADC-Werte auf der ansteigenden Flanke abgeschätzt werden kann, wie groß der Abstand zwischen ihnen ist und daraus, ob das korrekte BC zum ersten oder zweiten saturierten Sample gehört.

Die verwendete Notation ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

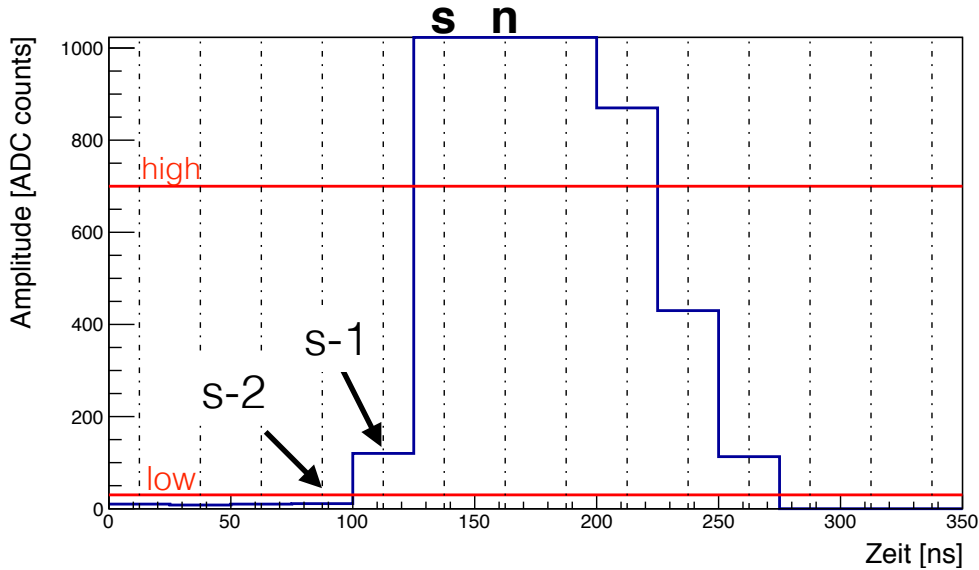


Abbildung 3.3.: Erläuterung der im Folgenden benutzten Notation. Zu sehen ist ein digitalisierter Puls. Die gestrichelten Linien geben die Position der BC in ns an. Für dieses Beispiel saturieren drei Sample. Das zeitlich erste saturierte Sample wird immer mit **s** bezeichnet. Die davor liegenden Sample, die im Algorithmus die zentrale Rolle spielen, werden mit **s-1**, **s-2** etc. bezeichnet. Weiterhin ist das korrekte BC immer mit **n** benannt. Im Algorithmus findet die Zuordnung des BC durch Vergleich der beiden Sample vor **s** mit den Schwellenwerten statt.

Die Schwellenwerte werden mit **high** für hohe Schwelle und **low** für niedrige Schwelle bezeichnet. Das erste gesättigte Sample in der Zeit wird immer mit **s** bezeichnet, während das korrekte BC, also das Maximum des analogen Pulses, mit **n** bezeichnet wird. Der erste nicht saturierte ADC-Wert wird **s-1** genannt, der davor **s-2**.

Im Vergleich der Sample mit den Schwellenwerten können drei verschiedene Fälle eintreten. Zunächst vergleicht der Algorithmus den ADC-Wert des Sample **s-1**, im Folgenden mit $ADC(\mathbf{s-1})$ bezeichnet, mit dem hohen Schwellenwert. Ist $ADC(\mathbf{s-1})$ echt größer als **high** wird $ADC(\mathbf{s-2})$ mit **low** verglichen. Sollte $ADC(\mathbf{s-2})$ größer sein als **low**, dann wird der Größenunterschied von $ADC(\mathbf{s-1})$ und $ADC(\mathbf{s-2})$ als nicht sehr groß angesehen, was einer eher kleineren Steigung der ansteigenden Flanke entspricht und das BC dem Sample **s** zugeordnet. Sollte allerdings $ADC(\mathbf{s-2})$ kleiner oder gleich **low** sein, so ist der Abstand zwischen $ADC(\mathbf{s-1})$ und $ADC(\mathbf{s-2})$ größer als im Fall

davor, was mit einer steileren Flanke, also einem größeren Puls assoziiert wird. Daher wird in diesem Fall das BC dem Sample $s+1$ zugeordnet. Im Falle, dass $ADC(s-1)$ kleiner oder gleich **high** ist, wird der Abstand dieses Samples zur Saturationsschwelle als groß eingeschätzt und das BC ebenfalls $s+1$ zugeordnet. Die drei Fälle können folgendermaßen zusammengefasst werden:

- $ADC(s-1) > \text{high}$ und $ADC(s-2) > \text{low}$ dann $\mathbf{n} = \mathbf{s}$, Abbildung 3.4 (a)
- $ADC(s-1) > \text{high}$ und $ADC(s-2) \leq \text{low}$ dann $\mathbf{n} = \mathbf{s+1}$, Abbildung 3.4 (b)
- $ADC(s-1) \leq \text{high}$ dann $\mathbf{n} = \mathbf{s+1}$, Abbildung 3.3

Da sich die Signalformen in verschiedenen Bereichen des Kalorimeters unterscheiden, können diese Schwellen für jede Kalorimeterregion, sogar für jeden Tower individuell festgelegt werden.

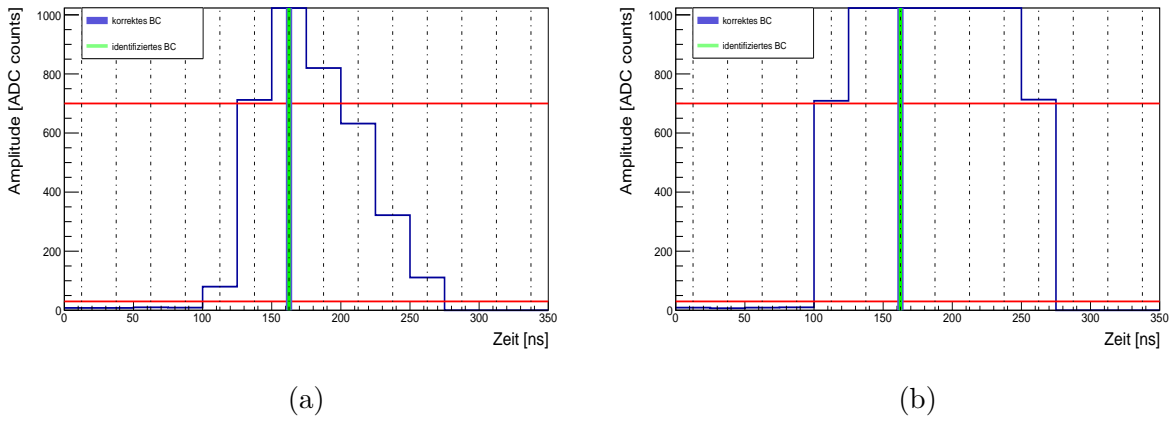


Abbildung 3.4.: (a) Das Sample $\mathbf{s-1}$ liegt oberhalb von **high** und das Sample $\mathbf{s-2}$ oberhalb von **low**. Daher ist das korrekte BC das erste saturierte Sample
(b) Das Sample $\mathbf{s-1}$ ist größer als **high** aber $\mathbf{s-2}$ ist kleiner als **low**. In diesem Fall wird das BC dem Sample $\mathbf{s+1}$ zugeordnet.

Die Effizienz der eben vorgestellten Version des BCID-Algorithmus für saturierte Signale wurde in verschiedenen Studien getestet und als weitgehend zuverlässig angesehen. Im Rahmen einer der Studien [16] wurde allerdings festgestellt, dass es einige Trigger Tower gab, für die der Algorithmus bei sehr hohen transversalen Energien ($\mathcal{O}(\text{TeV})$) falsche BCs bestimmt hat. Der Grund hierfür ist, dass die starke Annahme einer konstanten Anstiegszeit der Signale von 50 ns nicht für alle Tower gültig ist. Für einige Tower liegt die Anstiegszeit oberhalb der 50 ns. Durch eine Anstiegszeit von unter 50 ns wird eine Saturation des Samples $\mathbf{n-2}$ in jedem Fall ausgeschlossen. Für Anstiegszeiten größer als 50 ns ist dieser Sachverhalt nicht mehr wahr. Sollte das Sample $\mathbf{n-2}$ saturieren, so müsste der Algorithmus das korrekte BC dem Sample $\mathbf{s+2}$ zuordnen, wozu er nach der oben beschriebenen Logik nicht in der Lage ist. Das bedeutet, dass der Algorithmus, bei allen Signalen für die das Sample $\mathbf{n-2}$ saturiert, das Signal dem BC, welches direkt vor dem korrekten BC liegt, zuordnet. Aufgrund dieser Feststellung und der Tatsache, dass die geplante maximale Schwerpunktsenergie für Run 2 deutlich

größer ist als die bei Run 1 erreichte, wodurch größere Pulse wahrscheinlicher werden, muss der Algorithmus so modifiziert werden, dass auch für sehr hohe transversale Energien das Signal dem korrekten BC zugeordnet wird.

Dieser modifizierte Algorithmus ist im FPGA des nMCM bereits implementiert, wurde allerdings noch nicht für BCID eingesetzt. Auch bei dem verbesserten Algorithmus findet die Zuordnung des korrekten BCs über den Vergleich der ADC-Werte auf der ansteigenden Flanke mit den Schwellenwerten statt. Die Neuerung besteht in der Ausnutzung der erhöhten Digitalisierungsfrequenz von 80 MHz in den ADCs. Im Vergleich zur Digitalisierung im MCM wird nun nicht mehr nur alle 25 ns, sondern alle 12,5 ns ein Wert genommen. Dadurch befinden sich doppelt so viele Sample auf der ansteigenden Flanke, die dem Algorithmus zur Verfügung stehen. Sollte also das Sample **n-2** in Sättigung gehen, kann jetzt die Höhe des Samples 12,5 ns vor **s** dazu benutzt werden, um zu entscheiden ob **s+1** oder **s+2** dem korrekten BC entspricht. Der verbesserte Algorithmus geht für den Fall, dass das $ADC(s-1)$ größer ist als **high** vor wie bisher. Der letzte Punkt in der Zusammenfassung für den bisherigen Algorithmus wird nun in zwei Fälle unterschieden. Wenn also $ADC(s-1)$ unterhalb oder auf der hohen Schwelle liegen sollte, so wird der ADC-Wert des Samples 12,5 ns vor **s-1** mit der hohen Schwelle abgeglichen. Dieses Sample wird im Folgenden mit **s-0.5** bezeichnet. Für den Fall, dass $ADC(s-0.5)$ echt größer als die hohe Schwelle ist, wird diesem Signal das zum Sample **s+1** gehörige BC zugeordnet. Diese Entscheidung lässt sich wie schon zuvor qualitativ mit der Steigung der ansteigenden Flanke begründen. In diesem Fall wird die Flanke als weniger steil eingeschätzt, da das Sample oberhalb der hohen Schwelle liegt. Sollte allerdings bei einem Abgleich von $ADC(s-0.5)$ mit **high** festgestellt werden, dass $ADC(s-0.5)$ kleiner oder gleich dem hohen Schwellenwert ist, so wird die ansteigende Flanke steiler als im Fall zuvor angenommen und der Algorithmus identifiziert das zum Signal korrespondierende BC mit der Position des Samples **s+2**.

Der Unterschied zwischen dem bisherigen und dem verbesserten Algorithmus ist in Abbildung 3.5 anhand eines Beispiels dargestellt. Für den verbesserten Algorithmus lassen sich die vier möglichen Fälle folgendermaßen zusammenfassen:

- (i) $ADC(s-1) > \text{high}$ und $ADC(s-2) > \text{low}$ dann **n = s**
- (ii) $ADC(s-1) > \text{high}$ und $ADC(s-2) \leq \text{low}$ dann **n = s+1**
- (iii) $ADC(s-1) \leq \text{high}$ und $ADC(s-0.5) > \text{high}$ dann **n = s+1**
- (iv) $ADC(s-1) \leq \text{high}$ und $ADC(s-0.5) \leq \text{high}$ dann **n = s+2**

Im Analyseteil dieser Arbeit wird das Verhalten der Sample auf der ansteigenden Flanke anhand von Kollisionspulsen untersucht. Theoretisch wäre eine Analyse auch mit Kalibrationsdaten⁴ möglich. Die künstlich erzeugten Kalibrationspulse sind den Kollisionspulsen für geringe Energien zwar sehr ähnlich, jedoch sind für hohe transversale Energien die Unterschiede, besonders in der ansteigenden Flanke, zu groß. Um die Pulse vor ihrer Digitalisierung im PPr analysieren zu können, war ein spezieller Aufbau nötig, der im folgenden Kapitel beschrieben wird.

⁴Die Front-End Elektronik der Kalorimeter verfügt über sogenannte Kalibrationsboards, die es ermöglichen, Spannungspulse zu induzieren, die, wie Pulse aus Kollisionen, von L1Calo ausgelesen werden.

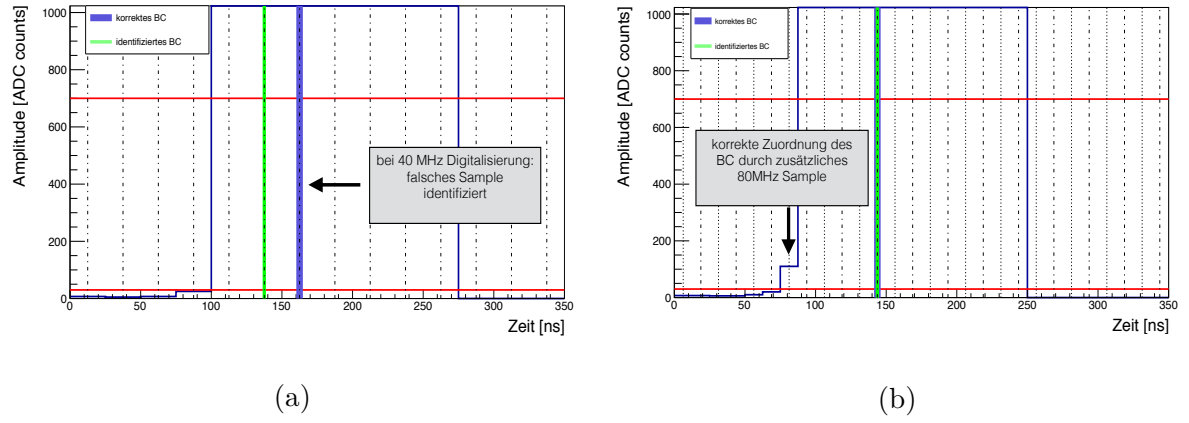


Abbildung 3.5.: (a) Dargestellt ist genau der Fall, für den der bisher verwendete Algorithmus das BC 25 ns zu früh zuordnet. Die Schwellen sind in rot dargestellt, das vom Algorithmus identifizierte BC in grün sowie das korrekte in violett. (b) zeigt das schon in (a) abgebildete Beispiel mit 80 MHz Digitalisierung. Durch den Vergleich des zusätzlichen Samples mit der oberen Schwelle weist der Algorithmus dem Signal dem zu $s+2$ gehörigem BC zu.

4. Analyse

4.1. Oszilloskopaufbau und Datensätze

Die letzte Station, bevor die analogen Pulse im PPr digitalisiert werden, ist der Receiver. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Signale so, wie sie in den PPr gelangen, untersucht werden. Daher wird an einem Ausgang des Receivers ein modernes Oszilloskop angeschlossen, mit welchem man die Signale eines TT speichern kann. Bereits am Oszilloskop lassen sich verschiedene Spannungsschwellen einstellen, wodurch es möglich ist, die Daten schon vor der Speicherung zu selektieren. Daher enthalten die Datensätze nur Signale oberhalb gewisser Schwellen, die für die verschiedenen Kalorimeterregionen unterschiedlich sein können.

Die Auflösung des Oszilloskops im Spannungsbereich beträgt $0,015\text{ V}$ und für die Zeitachse $0,4\text{ ns}$. Für jeden erzeugten analogen Puls werden die Spannungs- und Zeitwerte in einer Textdatei gesichert. Zudem wird von jedem Puls der auf die Sekunde genaue Zeitpunkt, zu dem er gemessen wird, gespeichert. Insgesamt wurden die Ereignisse von 47 Tovern aufgezeichnet, manche auch mehrfach. Von jedem dieser Tower ist zusätzlich die CoolID bekannt, so dass eine genau Zuordnung der Position im Kalorimeter möglich ist.

Ein vom Oszilloskop gespeichertes Signal ist in der folgenden Abbildung gezeigt:

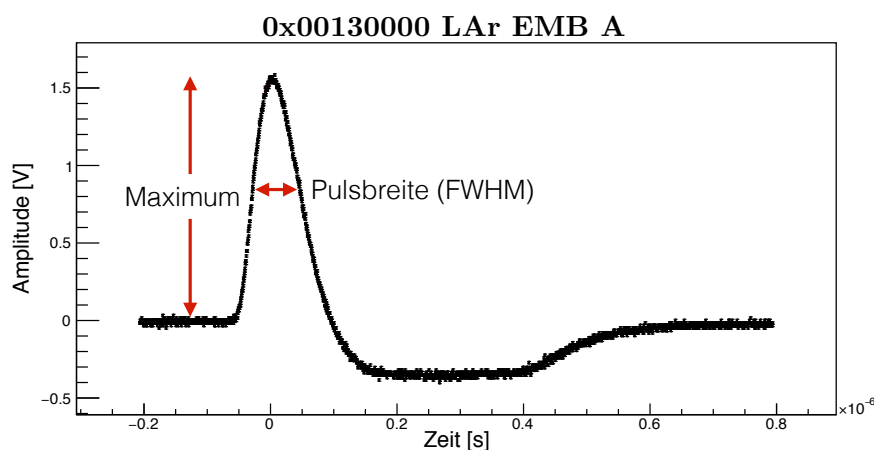


Abbildung 4.1.: Beispiel eines TT-Signals, bevor es in den PPr gelangt. Eingezeichnet sind die für die Analyse wichtigen Parameter, nämlich Maximum und Breite des Pulses.

4.2. Filtern der Datensätze

Wie im Kapitel 4.1 bereits beschrieben, werden alle in einem gewissen Zeitraum vom Detektor registrierten Ereignisse gespeichert. Daher beinhalten die Datensatz sowohl Signale, die durch tatsächliche Kollision von Bunches entstanden sind, als auch Signale, welche aufgrund von zu Kalibrationszwecken induzierten Spannungen erzeugt wurden. Die folgende Analyse sollte aber möglichst anhand von Kollisionssignalen durchgeführt werden, weshalb die Kalibrationssignale von den Kollisionssignalen getrennt werden müssen. Um sich über die Eigenschaften der Pulse einen Überblick zu verschaffen, werden die vorliegenden Signale auf diverse Eigenschaften und ihre jeweilige Abhängigkeit voneinander untersucht. Mit dem Wissen, dass sich die Signal-Formen der Kalibrationsdaten von den Kollisionsdaten in ihren Eigenschaften unterscheiden, sollte sich so eine Möglichkeit bieten, die Daten voneinander zu separieren.

4.2.1. Herausfiltern der Kalibrationssignale

Die offensichtlichsten Pulseigenschaften sind die volle Halbwertsbreite¹ sowie die Amplitude. Deren Verteilungen sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Da man für die Breite der Signale keine großen Schwankungen erwartet und Ereignisse mit großen Spannungen, was Ereignissen mit höherer Energie entspricht, weniger häufig auftreten, entsprechen beide Diagramme den Erwartungen.

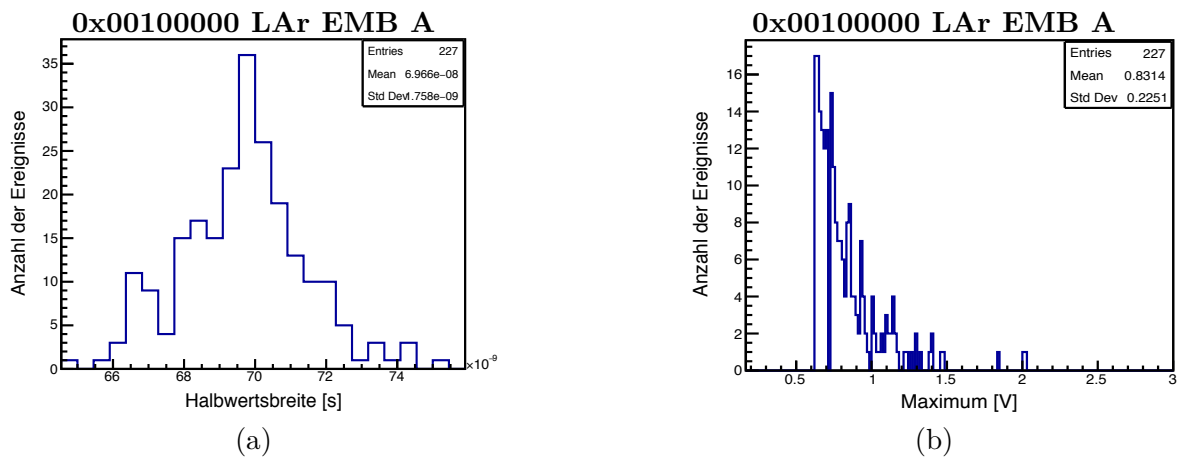


Abbildung 4.2.: Statistische Verteilung der: (a) Halbwertsbreite und (b) Amplitude

Bei diesen Abbildungen und bei allen Folgenden, in denen diese Größen aufgetragen sind, ist die Binbreite an die Genauigkeit des Oszilloskops angepasst. Die Binbreite in Abbildung 4.2 (a) beträgt ungefähr $0,45\text{ ns}$, die in Abbildung 4.2 (b) etwa $0,015\text{ V}$. Diagramme der selben Eigenschaften für einen anderen Trigger-Tower (**TT**) zeigen eine etwas andere Struktur und sind in Abbildung 4.3 gezeigt.

In Abbildung 4.3 (a) ist nicht mehr nur eine Breiten-Verteilung zu erkennen, sondern fünf klar voneinander zu unterscheidende. Dies lässt vermuten, dass sich die Pulsformen der einzelnen Verteilungen systematisch unterscheiden. Es ist allerdings nicht offent-

¹Die Begriffe Breite, Halbwertsbreite sowie deren Abkürzung FWHM (full width half maximum) werden im Folgenden synonym verwendet.

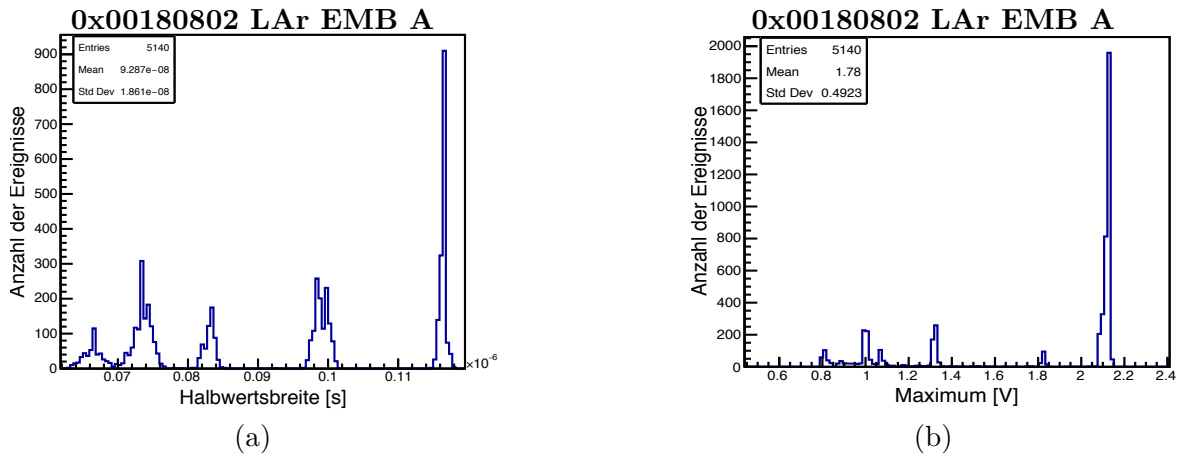


Abbildung 4.3.: Statistische Verteilung der: (a) Halbwertsbreite und (b) Amplitude

sichtlich, welche der Verteilungen zu welcher Art von Signal gehört. Um zu überprüfen, inwiefern sich Signale aus unterschiedlichen Verteilungen unterscheiden, werden stichprobenartig Signale betrachtet. Zwei dieser Signale sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

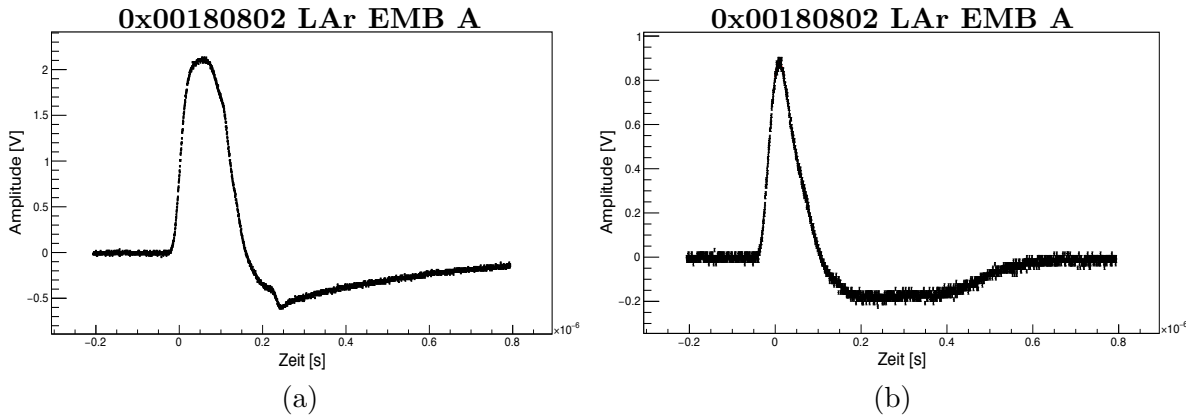


Abbildung 4.4.: (a) Puls aus dem Bereich FWHM größer als 90 ns und (b) zu erwartende Signalform

Auffällig ist zunächst, dass der linke Puls mehr als doppelt so hoch ist wie der rechte und der Peak deutlich breiter. Der Puls rechts weist den für die EMB-Region typischen langen *Undershoot* auf, das linke Signal hingegen ist in diesem Bereich anders geformt. Es wird daher davon ausgegangen, dass es sich bei Abbildung 4.4 (a) um ein Kalibrationspuls handelt². Zudem ist ersichtlich, dass die Verteilungen von Breite und Amplitude alleine nicht ausreichen, um die Kalibrationssignale eindeutig zu identifizieren. Trägt man allerdings die beiden Größen gegeneinander auf, so ergeben sich Diagramme wie in Abbildung 4.5.

Im rechten Diagramm von Abbildung 4.5 ist zu erkennen, dass die Amplitude mit der Breite kaum variiert. Im linken Diagramm ist im Bereich für Pulsbreiten kleiner als 70 ns eine Struktur zu erkennen, die der im rechten Diagramm gleich kommt. Hingegen im Bereich für Pulsbreiten größer als 70 ns erkennt man eine Vielzahl an „Plateaus“ deren Amplitude mit zunehmender Breite größer wird und gegen einen Wert bei ungefähr

²Dass es sich um ein Kalibrationspuls handelt, wird sich im nächsten Abschnitt bestätigen.

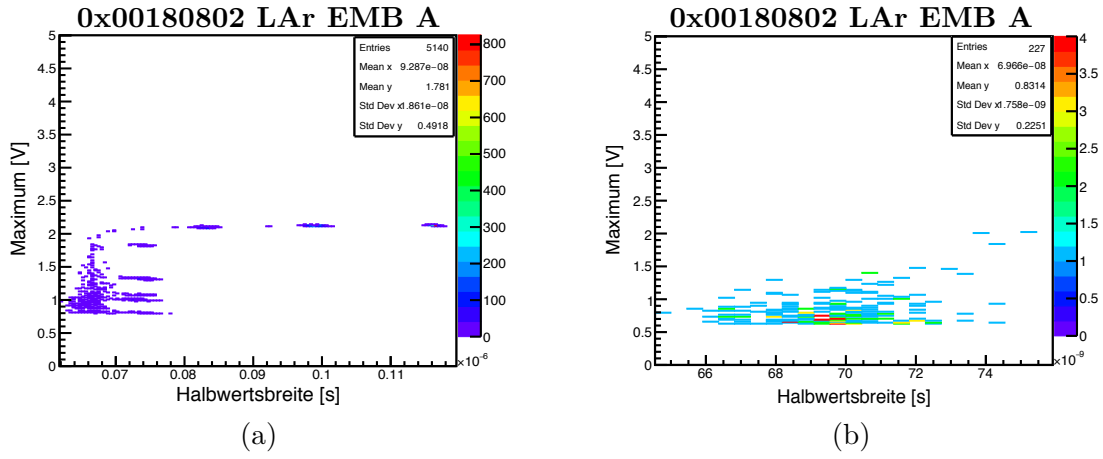


Abbildung 4.5.: Amplitude als Funktion der Breite für zwei verschiedene Tower

2,1 V strebt. Dieses stufenweise Ansteigen der Amplitude ist sogenannten *Energy-Scans* zuzuordnen. Bei einem Energy-Scan werden ca. 200 Pulse mit gleicher Energie bzw. Amplitude erzeugt, die schrittweise erhöht wird. Abbildung 4.6 zeigt dasselbe Diagramm für Energy-Scans. Man erkennt genau die Struktur, wie sie auch in Abbildung 4.5 (a) zu sehen ist.

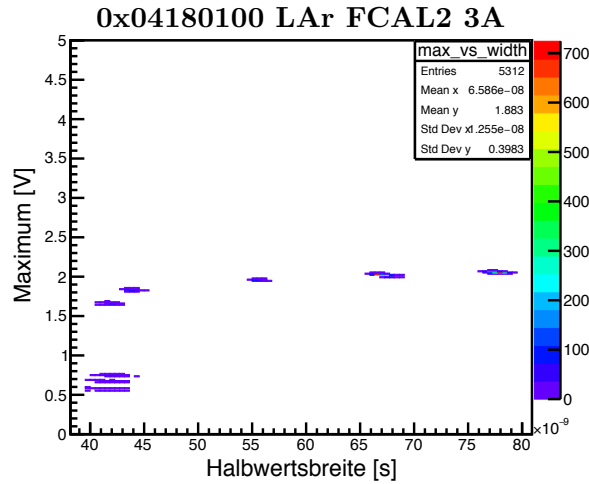


Abbildung 4.6.: Amplitude als Funktion der Halbwertsbreite für Energy-Scans

Es ist folglich davon auszugehen, dass sich Kalibrationssignale in einem Datensatz befinden, wenn diese Struktur zu sehen ist. Allerdings ist es anhand von diesem Diagramm nicht möglich, die Kollisionssignale mit einem Schnitt von den Kalibrationssignalen zu trennen, da sich die Strukturen überlagern können. Um einen eindeutigen Schnitt setzen zu können, wird ausgenutzt, dass Kalibrationen und Kollisionen nicht zeitgleich stattfinden. Solche *Kollisionsruns* dauern meistens deutlich länger als die *Kalibrationsruns*, in denen die Kalibrationssignale erzeugt werden. Daher wird die zeitliche Verteilung der Breite und der Amplitude untersucht. Wie im Abschnitt 4.1 erwähnt, ist von jedem Puls der genau Zeitpunkt bekannt, zu dem er registriert wurde. Von jedem Signal wird also die Amplitude bzw. die Halbwertsbreite gegen den Zeitpunkt der Messung aufgetragen.

Der Zeitstempel wird dabei in Unixzeit³ umgerechnet. In Abbildung 4.7 ist das eben Beschriebene dargestellt.

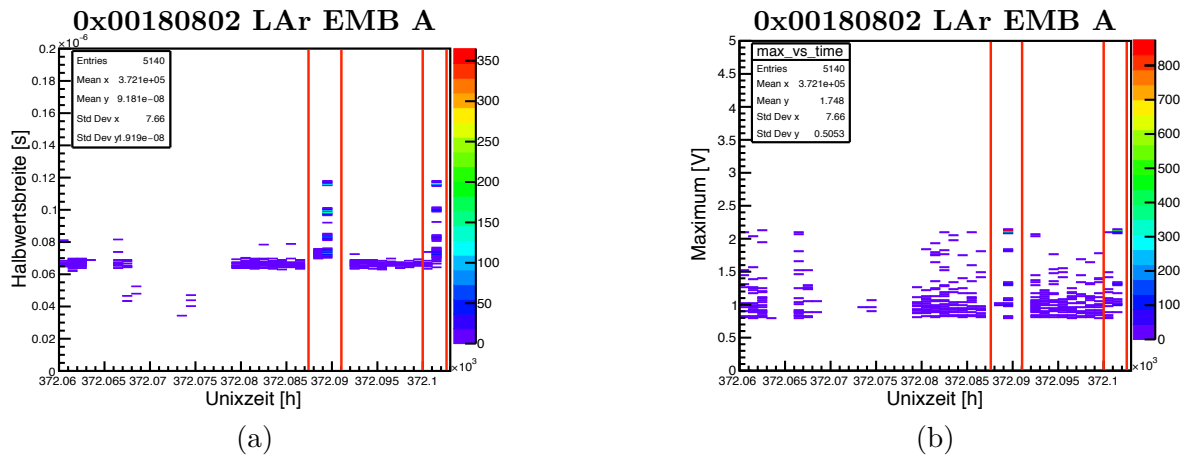


Abbildung 4.7.: Zeitliche Verteilung der: (a) Halbwertsbreite und (b) Amplitude

Auf der x -Achse ist die Unixzeit in Stunden aufgetragen. Die Breite eines Bins entspricht dabei genau einer Stunde. Die von den roten Markierungen eingegrenzten Bereiche weisen eine erhebliche Anzahl an registrierten Daten innerhalb einer Stunde auf. Besonders in Abbildung 4.7 (a) stechen sie durch die systematische Zunahme der Breite innerhalb kurzer Zeit hervor. Da sich die rot markierten Bereiche deutlich vom Rest abheben, ist es möglich, sie mit einem Schnitt zu entfernen. Dieses Verfahren lässt sich auf alle Datensätze, für die es notwendig ist, anwenden. Abbildung 4.8 zeigt dieselben Diagramme, nachdem die Kalibrationspulse entfernt wurden.

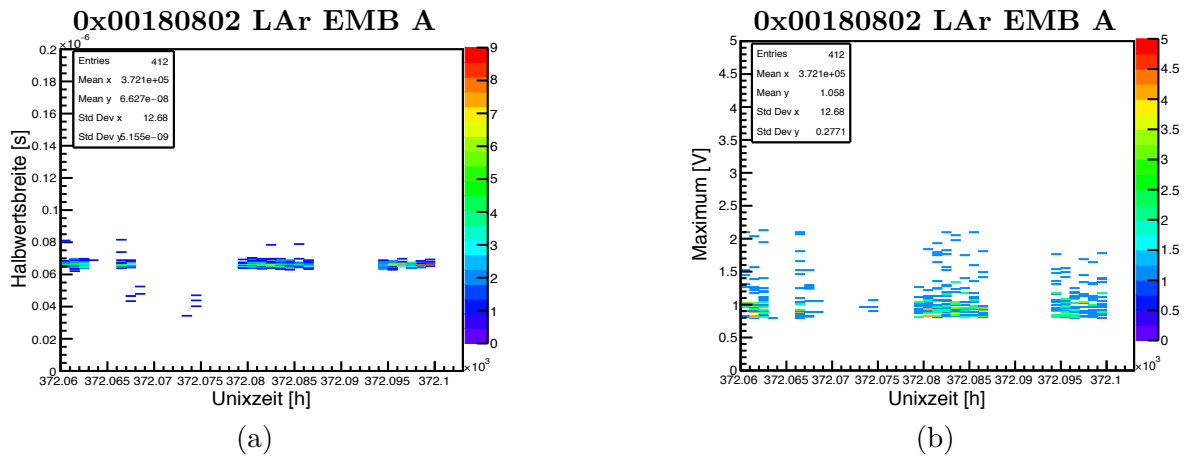


Abbildung 4.8.: Zeitliche Verteilung der: (a) Halbwertsbreite und (b) Amplitude, nachdem ein Schnitt auf die Zeit gesetzt wurde.

Es zeigt sich allerdings, dass das Herausschneiden der Kalibrationssignale zu einer erheblichen Reduzierung der Datenmenge führt. Für diesen Tower bspw. wird die Datenmenge von anfänglich 5140 registrierten Events auf nur noch 412 reduziert. Einige der Datensätze sind nach diesem Bearbeitungsschritt nicht mehr verwendbar, da sie

³Unixzeit ist eine Zeitdefinition, die für das Betriebssystem Unix entwickelt wurde. Dabei wird die Zeit in Sekunden ab dem 1. Januar 1970 00:00 Uhr gezählt.

zu wenige Daten enthalten um sie für eine zuverlässige Analyse weiter zu verwenden. Die Auswirkungen dieser Methode auf die zu Beginn dieses Abschnittes aufgeführten Diagramme ist in den Abbildungen 4.9 und 4.10 gezeigt.

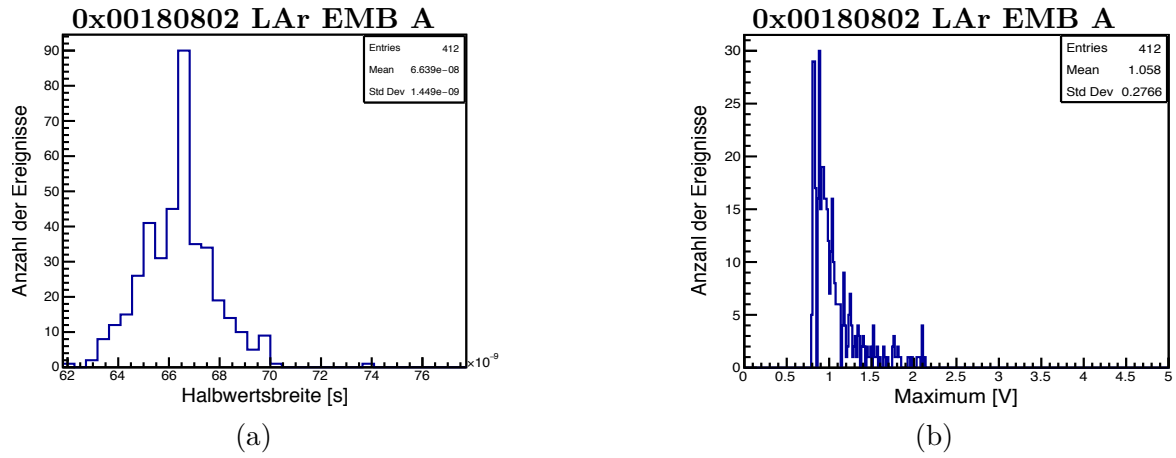


Abbildung 4.9.: Statistische Verteilung der: (a) Halbwertsbreite und (b) Amplitude nach dem Schnitt

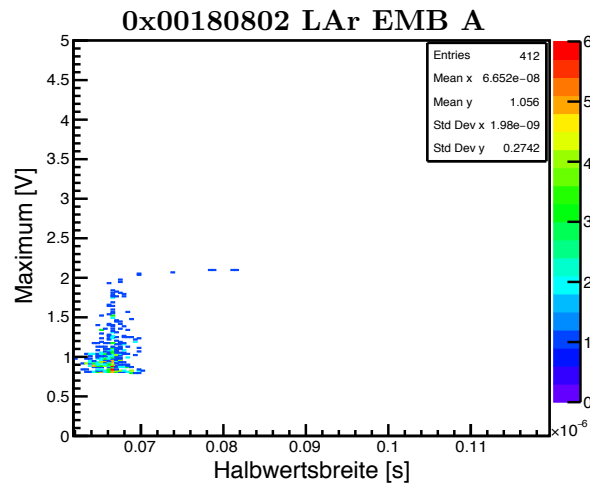


Abbildung 4.10.: Amplitude als Funktion der Halbwertsbreite nach dem Schnitt

Das Auftreten von mehreren Verteilungen bei verschiedenen Breiten bzw. Amplituden ist jetzt nicht mehr zu beobachten. Die Diagramme gleichen in ihrer Struktur jetzt den erwarteten Verteilungen, wie sie in Abbildung 4.2 zu sehen sind. Dieses Resultat bestätigt auch die anfängliche Vermutung über den Kalibrationspuls. Alle Signale, die zu den unterschiedlichen Verteilungen geführt haben, befinden sich innerhalb der rot markierten Bereiche.

4.2.2. Herausfiltern deformierter Signale

Für die verschiedenen Diagramme werden weiterhin stichprobenartig Signale betrachtet die, auch nach dem Aussortieren der Kalibrationspulse, abseits der erwarteten Verteilung lagen. Bezogen auf Abbildung 4.10 sind damit vereinzelt gefüllte Bins im Bereich von 30 ns bis 60 ns der FWHM gemeint. In Abbildung 4.11 ist dieser Bereich vergrößert

dargestellt.

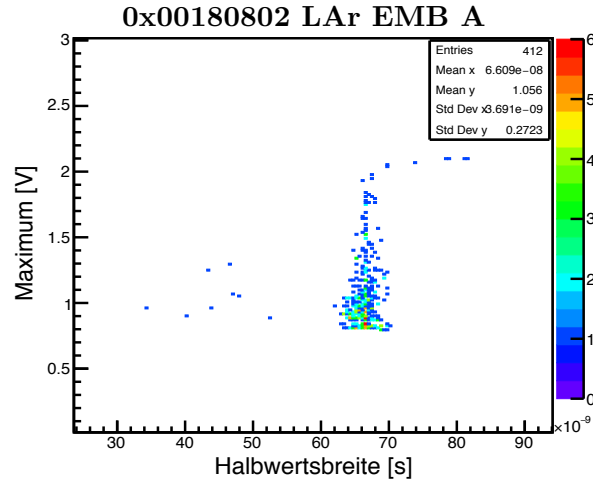


Abbildung 4.11.: Amplitude als Funktion der Halbwertsbreite. Bereich zwischen 30 ns und 60 ns vergrößert.

Die genaue Form der Signale, die zu diesen Ausreißern gehört, ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Ein Trigger-Tower-Signal sollte immer nur **einen** Peak, gefolgt von **einem** Undershoot, aufweisen. Beide der in Abbildung 4.12 gezeigten Pulse haben mehr als einen Peak oder sogar einen Undershoot vor dem höchsten Peak. Dies sind nur zwei Beispiele, wobei sich herausstellt, dass die Signale, die zu Ausreißern führen, sich nicht nur von den zu erwartenden TT-Signalen unterscheiden, sondern auch untereinander stark differieren.

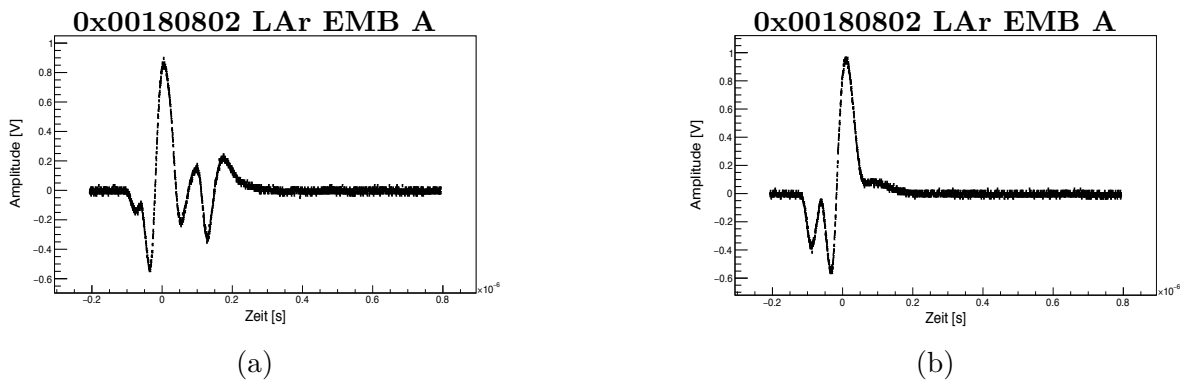


Abbildung 4.12.: Deformierte Trigger-Tower-Signale

Trotz dieser großen Unterschiede haben aber alle diese Signale eines gemeinsam, nämlich weisen alle zwei oder mehr Peaks auf. Daher werden die Datensätze nach dem bereits durchgeführten Schnitt auf die Zeit so bearbeitet, dass alle Signale, die mehr als einen Peak aufweisen, verworfen werden. Abbildung 4.13 zeigt 4.11, nachdem diese Art Signal aussortiert wurde. Zu erkennen ist, dass ein Signal weiterhin übrig geblieben ist. Der übrig gebliebene Puls ist der, der in Abbildung 4.12 (b) zu sehen ist. Dass er nicht aussortiert wurde, liegt wahrscheinlich daran, dass er nur einen Peak aufweist, der über die Nulllinie ragt.

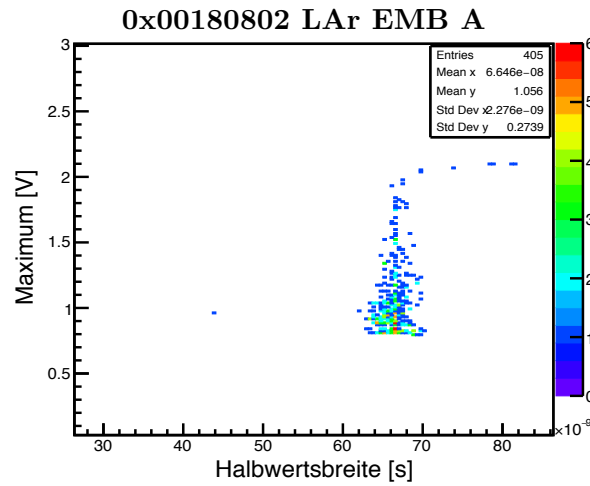
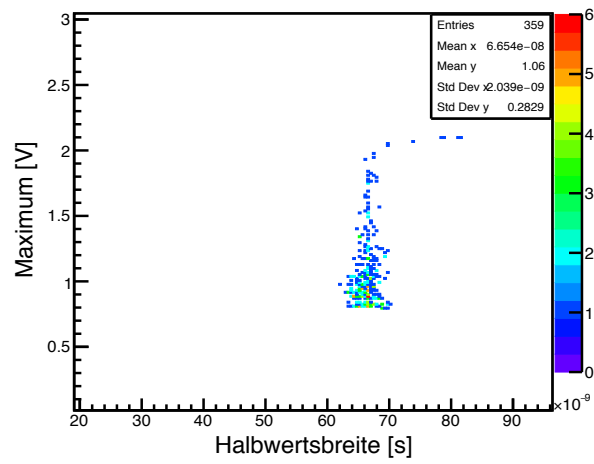


Abbildung 4.13.: Amplitude als Funktion der Halbwertsbreite. Signale mit mehreren Peaks wurden aussortiert.

4.2.3. Abgleich mit Run-Info

Zusätzlich zu den zuvor beschriebenen Selektionsschritten bietet sich die Möglichkeit, mit Hilfe der sogenannten Run Info für jedes Signal einzeln zu überprüfen, ob es bei einer instantanen Luminosität größer als Null aufgezeichnet wurde. Abbildung 4.14 zeigt den Einfluss dieser Selektionsmethode auf Abbildung 4.13. Der Ausreißer bei ca. 44 ns ist nicht mehr zu sehen. Insgesamt hat sich die Datenmenge von 405 gefüllten Bins auf 359 reduziert. Bis auf den Ausreißer hat sich an der Form der Verteilung scheinbar nichts geändert. Die Daten, die durch diesen Schritt ausgesiekt wurden, befanden sich direkt in der zu erwartenden Verteilung. Dadurch wird klar, dass dieser Schritt der Datenselektion der wichtigste ist, da durch diesen Abgleich Signale verworfen werden, die man anhand ihrer übrigen Eigenschaften nicht identifizieren kann. Wie genau es zu den deformierten Signalen kommt, bzw. warum sich in den Verteilungen vor dem letzten Selektionsschritt Daten befinden, die anscheinend zu Kalibrationspulsen gehören, ist nicht genau geklärt. Vermutet wird, dass es im Fall von zu kurzen Pausen zwischen Kollisionsruns und Kalibrationsruns aufgrund des groben Zeitbinnings von einer Stunde nicht möglich ist, fehlerlos zwischen Kalibration und Kollision zu unterscheiden. Diese Unsicherheit kann man beispielsweise durch einen großzügigeren Schnitt umgehen, was aber vermutlich zu einem noch höheren Verlust an Kollisionspulsen führt.



CoolID:0x00180802, LAr EMB A

Abbildung 4.14.: Amplitude als Funktion der Halbwertsbreite nach dem Abgleich mit der Run-Info

4.3. Bestimmung der Schwellenwerte

4.3.1. Manuelle 80 MHz-Digitalisierung

Anhand der selektierten Daten soll nun das Verhalten der ansteigenden Signalfanke genauer studiert werden. Dazu wird die 80 MHz-Digitalisierung, wie sie im neuen MCM benutzt wird, für die ansteigende Flanke simuliert. Dafür werden, ausgehend vom Maximum der Signale, die Spannungswerte in Schritten von 12,5 ns bestimmt. Spannungswerte werden bis hin zu 75 ns vor dem Pulsmaximum genommen, da dies der für den BCID-Algorithmus für saturierte Signale relevante Bereich ist. Im Nachfolgenden werden diese Werte in Anlehnung an die Digitalisierung im ADC als Sample bezeichnet.

Um ein manuelles Sampling so genau wie möglich durchführen zu können, wird deshalb die Position des Pulsmaximums durch einen Fit in diesem Bereich bestimmt. Der Fit ist nötig, da es teilweise vorkommt, dass durch die Auflösung des Oszilloskopes oder Rauschen in der Elektronik der spannungsmäßig höchste Wert des Signals leicht vor oder nach der eigentlichen Position des Maximums liegt.

Für den Fit wird eine Landauverteilung der folgenden Form verwendet:

$$L(x) = A_0 \cdot e^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} + e^{-\frac{x - \mu}{\sigma}} \right) \right\} ,$$

wobei A_0 , μ und σ die Amplitude, Maximumsposition sowie die Signalbreite definieren und zusätzlich die freien Parameter des Fits sind. Gefittet werden immer die oberen 10% des Pulses. Ein Beispiel für diesen Fit ist in Abbildung 4.15 gezeigt.

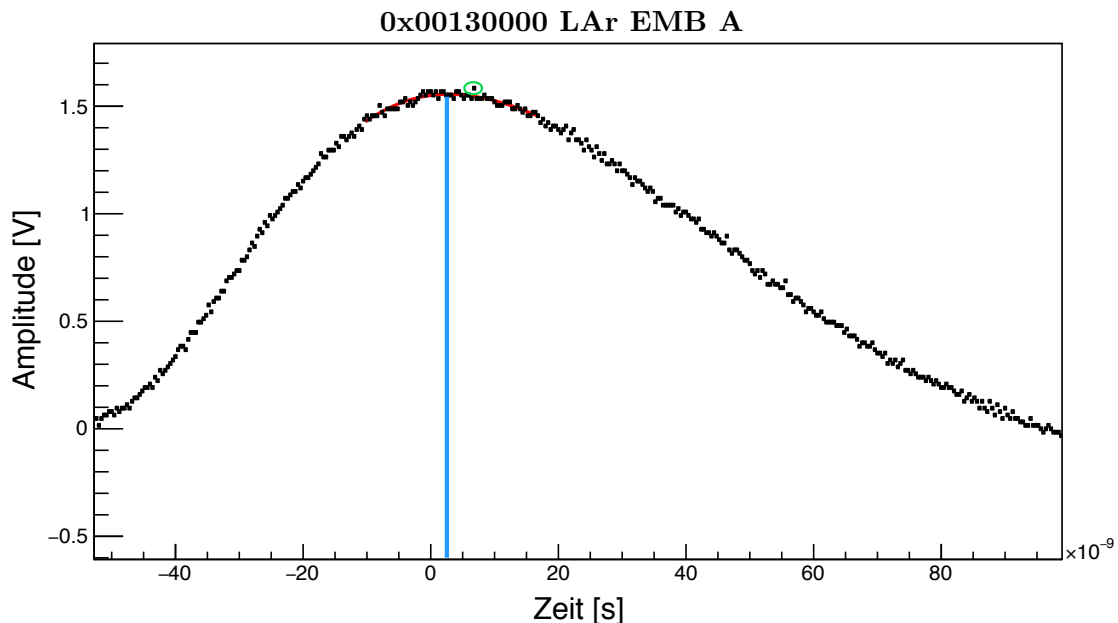


Abbildung 4.15.: Dargestellt ist ein Oszilloskop-Puls aus der EMB-Region, der im Bereich des Maximums durch eine Landauverteilung gefittet (rot) ist. Ebenfalls dargestellt sind die Position des Maximums (blau) sowie der höchste Datenpunkt des Pulses (grün).

Wie zu erkennen ist, liegt der maximale Spannungswert des Signals deutlich neben der aus dem Fit bestimmten Position des Maximums.

Allerdings zeigt sich, dass der Fit nicht für alle Signale zuverlässig konvergiert, insbesondere nicht bei sehr kleinen und sehr großen Signalen. Für diese Signale lässt sich die Pulsform um das Maximum nicht mehr durch eine Landauverteilung beschreiben. Da die Anzahl der nicht fitbaren Signale sehr gering ist, haben diese so gut wie keinen Einfluss auf das Ergebnis.

Aufgrund der begrenzten Zeitauflösung des Oszilloskopes (siehe Abbildung 4.15), gibt es nicht unbedingt zu jedem Zeitpunkt, an dem ein Wert ausgelesen werden soll, auch tatsächlich einen Datenpunkt. In diesem Fall wird zwischen dem Datenpunkt direkt vor dem gewählten Zeitpunkt und dem danach linear interpoliert. Der zum Zeitpunkt gehörige Spannungswert wird dann anhand der Geradengleichung bestimmt. Ein Beispiel für die manuelle 80 MHz-Digitalisierung ist in Abbildung 4.16 gezeigt.

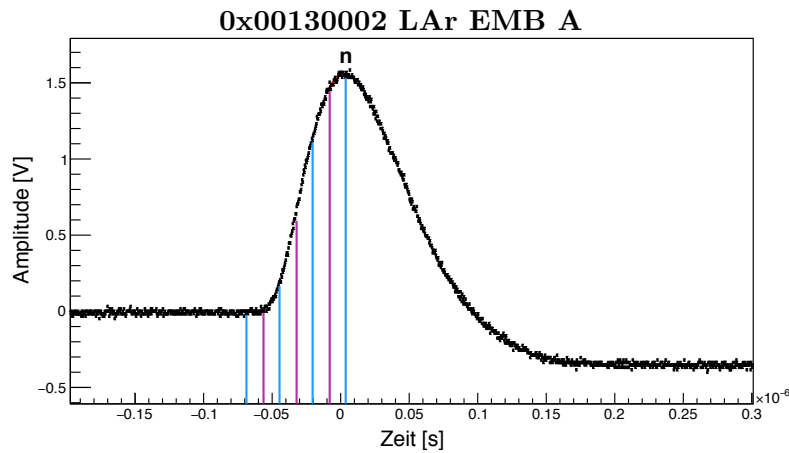


Abbildung 4.16.: Schema der manuellen 80 MHz-Digitalisierung. In blau markiert sind die bei 40 MHz-Digitalisierung verfügbaren Sample, in violett die bei 80 MHz-Digitalisierung zusätzlich genommenen.

4.3.2. Extrapolation der Grenzen für die Schwellenwerte

Die Werte des Samplings werden analog zu der in Kapitel 3 definierten Notation mit $ADC^V(\mathbf{n-k})$ bezeichnet. Das V im Superskript soll kennzeichnen, dass die Werte noch in Volt angegeben werden, also noch nicht in ADC-Counts umgerechnet wurden. Die Umrechnung dafür ergibt sich aus der Tatsache, dass digitale Saturation ab einem Spannungswert von 2,5 V eintritt. Demnach entsprechen 2,5 V einem Wert von 1023 ADC-Counts. Weiterhin entsprechen 0 V einem Pedestal-Wert von 32 ADC-Counts. Die Umrechnungsformel ist folglich gegeben durch⁴:

$$ADC = 32 + \frac{1024 - 32}{2,5 \text{ V}} \cdot ADC^V. \quad (4.1)$$

Für jeden Digitalisierungspunkt werden die Spannungswerte gegen das Pulsmaximum aufgetragen. Ein Beispiel ist in Abbildung 4.17 gezeigt. Wie in Abbildung 4.17

⁴Der Wert von 1024 ergab sich aus [14]

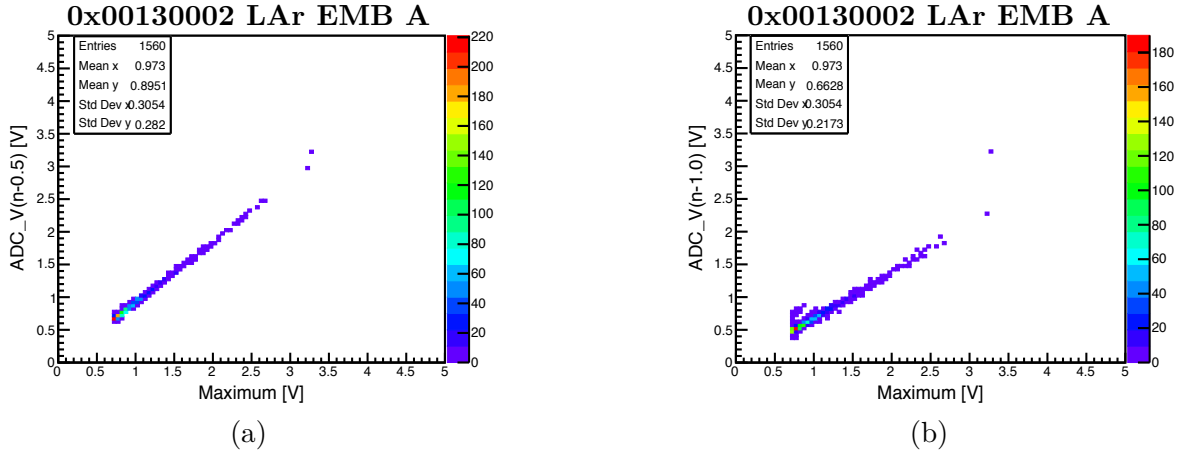


Abbildung 4.17.: Spannungswerte aus manueller Digitalisierung in Abhängigkeit vom Pulsmaximum für die Sample **n-0.5** (a) und **n-1.0** (b).

zu erkennen ist, skaliert die Samplehöhe linear mit der Pulshöhe. Dieses Verhalten ist bereits aus Pulsformstudien anhand von Kalibrationspulsen bekannt [16]. Da bekannt ist, bei welchem Spannungswert im ADC Saturation auftritt, können nun die verschiedenen Samplehöhen ermittelt werden für den Fall, dass ein bestimmtes Sample saturiert.

Der lineare Zusammenhang zwischen den Spannungswerten kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$ADC^V(n-k) = \mathcal{A}^{(k)} + \mathcal{B}^{(k)} \cdot M, \quad (4.2)$$

wobei **n-k** das betrachtete Sample, M die Pulshöhe am Maximum in V und \mathcal{A} bzw. \mathcal{B} die Parameter der Geradengleichung bezeichnen. Die Parameter \mathcal{A} und \mathcal{B} sind für verschiedene **k** unterschiedlich. Beispielsweise hat die Gerade für $ADC(\mathbf{n-1.0})$ eine andere Steigung.

Anhand von Gleichung 4.2 kann jetzt bestimmt werden, für welchen Wert $M^{SAT,k}$, das Sample **n-k** in Saturation geht.

$$M^{SAT,k} = \frac{1}{\mathcal{B}^{(k)}} \cdot (ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(k)}) \quad (4.3)$$

Wenn im Folgenden **n-m** ein Sample bezeichnet, das zeitlich vor **n-k** liegt, dann ist die Samplehöhe von **n-m**, bei Sättigung von **n-k**, durch die Gleichung

$$ADC^V(\mathbf{n-m}, M^{SAT,k}) = \mathcal{A}^{(m)} + \mathcal{B}^{(m)} \cdot M^{SAT,k} \quad (4.4)$$

gegeben. Durch Einsetzen von 4.3 in 4.4, erhält man

$$ADC^V(\mathbf{n-m}, M^{SAT,k}) = \mathcal{A}^{(m)} + \frac{\mathcal{B}^{(m)}}{\mathcal{B}^{(k)}} \cdot (ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(k)}). \quad (4.5)$$

Gleichung 4.5 hängt nur noch von den Parametern $\mathcal{A}^{(i)}$, $\mathcal{B}^{(i)}$ sowie der Saturationsschwelle $ADC_{SAT}^V = 2,5 \text{ V}$ ab.

Durch Gleichung 4.5 ist es nun möglich, die in Kapitel 3 beschriebenen Fälle des 80 MHz Algorithmus zu testen. Durch die Extrapolation der Samplehöhen vor dem ersten saturierten Sample kann bestimmt werden, welche Werte **high** und **low** annehmen müssen, damit der Algorithmus das korrekte BC, hier mit **n** bezeichnet, bestimmt.

Die Bedingungen, die die Schwellenwerte erfüllen müssen, können anhand der verschiedenen Fälle des Algorithmus auf Seite 25 abgeleitet werden:

- Wenn nur das Sample **n** saturiert, dann muss für eine korrekte Zuordnung des BC Situation (i) eintreten.
Folglich muss $ADC^V(\mathbf{n-1}, M^{SAT,0}) > \mathbf{high}$ und $ADC^V(\mathbf{n-2}, M^{SAT,0}) > \mathbf{low}$ gelten.
- Für den Fall, das das Sample **n-1** saturiert, muss entweder Fall (ii) oder (iii) eintreten. Welcher Fall eintritt, ist abhängig davon, ob $ADC^V(\mathbf{n-2}, M^{SAT,1})$ größer oder kleiner(gleich) **high** ist. Bei kleineren Pulsen ist das Sample **n-2** zunächst kleiner als **high**. Nach (iii) muss in diesem Fall also $ADC^V(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1})$ größer sein als **high**. Sollte das Sample **n-2** den hohen Schwellenwert überschreiten, muss Fall (ii) eintreten. Dieser ist so lange gültig, bis das Sample **n-2** in Sättigung geht. Für die untere Schwelle gilt daher $ADC^V(\mathbf{n-3}, M^{SAT,2}) < \mathbf{low}$.
- Der letzte mögliche Fall ist die Saturation von Sample **n-2**. Für eine korrekte Zuweisung des BC muss lediglich $ADC^V(\mathbf{n-2.5}, M^{SAT,2}) \leq \mathbf{high}$ erfüllt sein.

Die Bedingungen an die Schwellenwerte lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

$$ADC(\mathbf{n-3}, M^{SAT,2}) < \mathbf{low} < ADC(\mathbf{n-2}, M^{SAT,0}) \quad (4.6)$$

$$\mathbf{high} < \min \left(ADC(\mathbf{n-1}, M^{SAT,0}), ADC(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1}) \right) \quad (4.7)$$

Für die untere Schwelle gibt es sowohl eine obere als auch eine untere Schranke. Die hohe Schwelle wird hingegen nur von oben beschränkt. Damit man die Schwellenwerte bestimmen kann, darf die untere Schranke für die niedrige Schwelle nicht größer sein als ihre obere Schranke. Weiterhin darf die untere Schranke der niedrigen Schwelle nicht die obere Schranke der hohen Schwelle überschreiten.

Bestimmt werden können diese Schranken mit Gleichung 4.5. Die einzigen Unbekannten in dieser Gleichung sind die Parameter \mathcal{A} und \mathcal{B} . Diese lassen sich allerdings durch lineare Fits der Histogramme, wie bspw. in Abbildung 4.17 gezeigt, bestimmen. Um die zweidimensionalen Histogramme fitten zu können, werden davon sogenannte Profile erstellt. Dabei wird für jedes Bin auf der x -Achse entlang der y -Achse gemittelt, sodass auf der y -Achse der Mittelwert aller bestimmten Samplehöhen, die zu einer

Pulshöhe gehören, aufgetragen sind. Für jeden Mittelwert wird zusätzlich dessen Fehler bestimmt und eingetragen. Ein Profil des Histogramms aus Abbildung 4.17 ist in Abbildung 4.18 gezeigt.

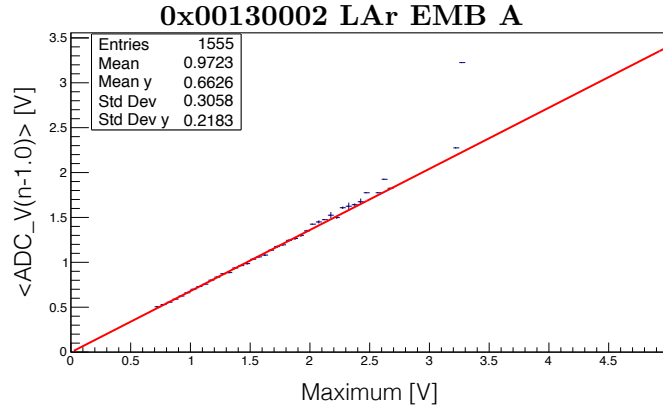


Abbildung 4.18.: Profil eines 2D-Histogramms, abgeleitet aus dem Histogramm in Abbildung 4.17 (b). In rot dargestellt ist ein linearer Fit.

Probleme ergeben sich bei dieser Methode hauptsächlich für das Sample **n-3**. Hier kommt es häufig vor, dass zu einer Pulshöhe nur ein Bin im 2D-Histogramm gefüllt ist. Bei der Mittelung kann demnach kein Fehler angegeben werden, welcher für eine kritische Beurteilung des Fits wichtig ist. Abbildung 4.19 zeigt ein Beispiel für ein nicht fitbares Diagramm.

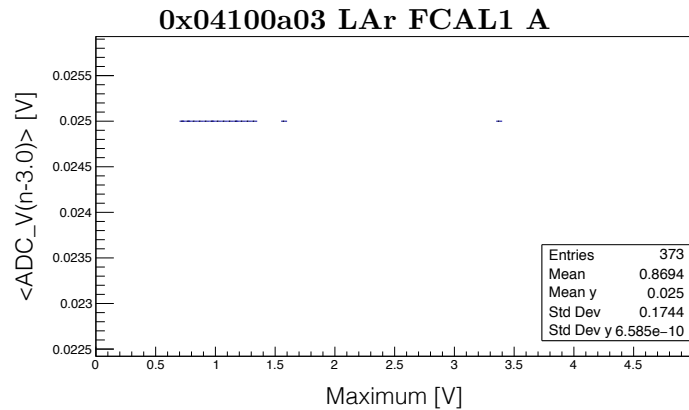


Abbildung 4.19.: Profil eines 2D-Histogramms für welches aufgrund fehlender Fehlerangaben kein Fit möglich ist.

Es ist zu erkennen, dass alle Datenpunkte den gleichen Wert von 0,025 V annehmen und keine Fehler in der Spannung haben. Daher wurde die Steigung bei diesen Plots auf Null und der y -Achsenabschnitt, welcher dem Parameter \mathcal{A} entspricht, auf 0,025 V gesetzt. Um den Fehler von \mathcal{A} in diesen Fällen nicht zu unterschätzen, wurde er auf 0,0075 V gesetzt, was der halben Auflösung des Oszilloskopes entspricht.

Für die Diagramme, bei denen ein Fit möglich ist, werden die Parameter \mathcal{A} und \mathcal{B} samt ihren Fehlern aus dem Fit bestimmt.

Zusammen mit Gleichung 4.5 können dann die Schranken für die Schwellenwerte berechnet werden. Die vier benutzten Gleichungen lauten:

$$ADC^V(\mathbf{n-3}, M^{SAT,2}) = \mathcal{A}^{(3)} + \frac{\mathcal{B}^{(3)}}{\mathcal{B}^{(2)}} \cdot (ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(2)}) \quad (4.8)$$

$$ADC^V(\mathbf{n-2}, M^{SAT,0}) = \mathcal{A}^{(2)} + \frac{\mathcal{B}^{(2)}}{\mathcal{B}^{(0)}} \cdot (ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(0)}) \quad (4.9)$$

$$ADC^V(\mathbf{n-1}, M^{SAT,0}) = \mathcal{A}^{(1)} + \frac{\mathcal{B}^{(1)}}{\mathcal{B}^{(0)}} \cdot (ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(0)}) \quad (4.10)$$

$$ADC^V(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1}) = \mathcal{A}^{(1.5)} + \frac{\mathcal{B}^{(1.5)}}{\mathcal{B}^{(1)}} \cdot (ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(1)}) \quad (4.11)$$

Die in den Gleichungen 4.9 und 4.10 auftretenden Parameter $\mathcal{A}^{(0)}$ und $\mathcal{B}^{(0)}$ werden auf $\mathcal{A}^{(0)} = 0$ und $\mathcal{B}^{(0)} = 1$ gesetzt, da sie der Situation entsprechen, bei der das Maximum, also die Samplewerte $ADC^V(\mathbf{n-0}, M^{SAT,0})$, gegen sich selbst aufgetragen werden. Beide Werte werden zudem als fehlerlos behandelt. Da bei allen betrachteten Tovern der Parameter $\mathcal{B}^{(3)}$ gleich Null ist, gilt immer $ADC^V(\mathbf{n-3}, M^{SAT,2}) = (0,025 \pm 0,0075) \text{ V}$. Im Falle eines erfolgreichen Fits werden die Fehler der ADC^V -Werte mit der Fehlerfortpflanzung nach Gauß berechnet. Sie lautet:

$$\Delta ADC(\mathbf{n-m}, M^{SAT,k}) = \left[(\Delta \mathcal{A}^{(m)})^2 + \left(\frac{\mathcal{B}^{(m)}}{\mathcal{B}^{(k)}} \cdot \Delta \mathcal{A}^{(k)} \right)^2 + \left((ADC_{SAT}^V - \mathcal{A}^{(k)})^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta \mathcal{B}^{(m)}}{\mathcal{B}^{(k)}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{B}^{(m)} \cdot \Delta \mathcal{B}^{(k)}}{(\mathcal{B}^{(k)})^2} \right)^2 \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.12)$$

Die Fits für die Sample **n-1** und **n-1.5** können immer durchgeführt werden. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 4.1 und 4.2 zusammengefasst.

| Region | CoolID | $ADC(\mathbf{n-3}, M^{SAT,2})$ | $ADC(\mathbf{n-2}, M^{SAT,0})$ |
|------------|------------|--------------------------------|--------------------------------|
| LArEMBA | 0x00100000 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00180802 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00180802 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00100601 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00180802 | 32.0 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00100601 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00110100 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00120000 | 32.0 ± 3.0 | 32.0 ± 3.0 |
| | 0x00120000 | 41.9 ± 3.0 | 51.1 ± 3.0 |
| | 0x00120100 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00120100 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x00120100 | 41.9 ± 3.0 | 48.0 ± 0.8 |
| | 0x00130000 | 41.9 ± 3.0 | 105.8 ± 10.8 |
| | 0x00130000 | 32.0 ± 3.0 | 192 ± 53 |
| | 0x00130002 | 41.9 ± 3.0 | 91.4 ± 3.2 |
| LArFCAL1A | 0x04100001 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x04100002 | 32.0 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x04100003 | 32.0 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x04100a03 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x04100a03 | 41.9 ± 3.0 | 41.7 ± 3.0 |
| LArFCAL1C | 0x00130020 | 41.9 ± 3.0 | 95.2 ± 5.3 |
| LArFCAL23A | 0x04180100 | 32.0 ± 3.0 | 32.0 ± 3.0 |
| | 0x04180903 | 32.0 ± 3.0 | 32.0 ± 3.0 |
| LArHECA | 0x04120000 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x04110000 | 32.0 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| | 0x04190002 | 41.9 ± 3.0 | 41.9 ± 3.0 |
| LArMECA | 0x02130100 | 32.0 ± 3.0 | 32.0 ± 3.0 |
| TileLBA | 0x06120000 | 41.9 ± 3.0 | 95.7 ± 10.0 |

Tabelle 4.1.: Grenzen für die niedrige Schwelle. Die ADC -Werte wurden hier auf ADC -Counts umgerechnet. Zudem sind Tower, zu denen es mehr als einen Datensatz gibt, mehrfach aufgelistet. Die Eta- und Phi-Koordinaten der Tower sind in Tabelle A.1 aufgelistet.

| Region | CoolID | $ADC(\mathbf{n-1}, M^{SAT,0})$ | $ADC(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1})$ |
|------------|------------|--------------------------------|----------------------------------|
| LArEMBA | 0x00100000 | 601.1 ± 13.0 | 389 ± 20 |
| | 0x00180802 | $552.80 \pm 4.73E-5$ | 367.5 ± 6.1 |
| | 0x00180802 | 574.3 ± 8.1 | 404 ± 12 |
| | 0x00100601 | 557.8 ± 0.7 | 336.2 ± 2.4 |
| | 0x00180802 | 572 ± 26 | 462 ± 129 |
| | 0x00100601 | 549.6 ± 3.5 | 345.9 ± 2.8 |
| | 0x00110100 | 527.7 ± 2.3 | 327.4 ± 1.8 |
| | 0x00120000 | 699 ± 11 | 491 ± 19 |
| | 0x00120000 | 691.2 ± 8.2 | 524.4 ± 8.9 |
| | 0x00120100 | 559 ± 21 | 362 ± 27 |
| | 0x00120100 | 596.2 ± 3.5 | 357.6 ± 5.5 |
| | 0x00120100 | 606.7 ± 5.3 | 376.6 ± 8.4 |
| | 0x00130000 | 756 ± 14 | 606 ± 14 |
| | 0x00130000 | 831 ± 41 | 614 ± 55 |
| | 0x00130002 | 706.9 ± 3.2 | 547.4 ± 2.8 |
| LArFCAL1A | 0x04100001 | 419 ± 14 | 190 ± 36 |
| | 0x04100002 | 430 ± 41 | 126 ± 76 |
| | 0x04100003 | 484 ± 75 | 197 ± 99 |
| | 0x04100a03 | 420.4 ± 8.7 | 288 ± 19 |
| | 0x04100a03 | 430.3 ± 8.9 | 235 ± 27 |
| LArFCAL1C | 0x00130020 | 716.9 ± 6.5 | 509.5 ± 9.8 |
| LArFCAL23A | 0x04180100 | 668 ± 90 | 365 ± 154 |
| | 0x04180903 | 552 ± 129 | 427 ± 180 |
| LArHECA | 0x04120000 | 572.3 ± 5.0 | 321.3 ± 8.3 |
| | 0x04110000 | 538.0 ± 7.7 | 282 ± 24 |
| | 0x04190002 | 554.3 ± 19.3 | 324 ± 45 |
| LArEMECA | 0x02130100 | 638 ± 13 | 537 ± 25 |
| TileLBA | 0x06120000 | 633 ± 10 | 489 ± 17 |

Tabelle 4.2.: Schranke für die hohe Schwelle. Die ADC -Werte wurden hier auf ADC -Counts umgerechnet. Zudem sind Tower zu denen es mehr als einen Datensatz gibt mehrfach aufgelistet. Die Eta- und Phi-Koordinaten der Tower sind in Tabelle A.1 aufgelistet.

Auffallend ist zunächst, dass der Wert $ADC(\mathbf{n-2}, M^{SAT,0})$ (Tabelle 4.1) für unterschiedliche Messreihen im selben Tower deutlichen Schwankungen unterworfen ist. Beispielsweise stimmen die ermittelten Werte, $(105, 8 \pm 10, 8)$ ADC -Counts und (192 ± 53) ADC -Counts für den Tower mit der CoolID 0x00130000 in der EMB-Region nur in-

nerhalb der 3σ -Umgebung überein. Dies liegt möglicherweise an den unterschiedlich vielen Datenpunkten in den Histogrammen. Dass sich die Anzahl der aufgezeichneten Pulse innerhalb dieser Datensätze unterscheiden, liegt an den einstellbaren Schwellen am Oszilloskop. Bei einer hoch eingestellten Schwelle werden weniger Ereignisse aufgezeichnet, da hohe Energiedepositionen in einem Tower seltener stattfinden. Bei Histogrammen mit wenig Daten sind Geraden deshalb nur noch ansatzweise zu erkennen, was zu einer großen Ungenauigkeit im Fit führt. Weiterhin ist der auffallend kleine Fehler von $4,37 \cdot 10^{-5}$ bei $ADC(\mathbf{n-1}, M^{SAT,0})$ in der zweiten Zeile von Tabelle 4.2 auf einen sehr kleinen Fehler von $5.9 \cdot 10^{-8}$ der beim Fit ermittelten Steigung zurückzuführen. Deutliche Abweichungen sind auch zwischen dem Bereich FCAL1C und FCAL1A zu erkennen. Dies liegt womöglich daran, dass die Auswirkungen der Datenselektion sich besonders bei den FCAL Datensätzen bemerkbar machen. Oftmals ist zu wenig Statistik vorhanden, wodurch Geraden nur ansatzweise erkennbar sind (siehe Seite 53)

Für die hohe Schwelle zeichnen sich die eben beschriebenen Tendenzen ebenfalls ab. Zudem lässt sich sagen, dass die Werte innerhalb ihrer jeweiligen Fehlergrenzen weitestgehend übereinstimmen.

Insgesamt ergaben sich für die EMB-Region mehr mögliche Schwellenwerte als für die anderen Regionen. Da saturierte Signale im EMB wahrscheinlicher sind als im FCAL, haben diese Ergebnisse demnach Priorität. Über die Regionen EMEC, Tile, HEC und FCAL2 sind nicht ausreichend Ergebnisse vorhanden, um diese untereinander Vergleichen zu können. Die Gültigkeit dieser Ergebnisse kann nur anhand von Tests überprüft werden.

5. Zusammenfassung und Diskussion

Das Trigger-System des ATLAS-Detektors muss innerhalb kürzester Zeit entscheiden, ob ein Ereignis gespeichert oder verworfen werden soll. Damit dieser Entscheidungsprozess auch bei immer größeren Schwerpunktsenergien und Luminositäten zuverlässig abläuft, muss das Trigger-System ständig an die neuen Herausforderungen angepasst werden. Im Zuge des LHC-Upgrades für den derzeitig laufenden Run 2 wurde dafür beispielsweise im PreProcessor des Level-1 Kalorimetertriggers eine neue Version des Multichip-Moduls eingesetzt. Das neue Multichip-Modul (**nMCM**) verfügt über ADCs, die die eingehenden TT-Signale mit doppelter Frequenz digitalisieren können.

Für die Zuweisung saturierter TT-Signale zur Strahlkreuzung wurde auf dem nMCM ein verbesserter Algorithmus implementiert, der die zusätzlichen Informationen, die durch die doppelte Digitalisierungsfrequenz gewonnen werden, mit einbezieht.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden basierend auf den Überlegungen aus [15] und [17] anhand von Kollisionspulsen, die mit Hilfe eines Oszilloskops vor der Digitalisierung im PPr aufgezeichnet werden konnten, Grenzen für die Schwellenwerte des verbesserten Algorithmus abgeleitet.

Die Ergebnisse der Analyse zeigen, dass eine Bestimmung der Grenzen der Triggerschwelle mit dem vorgestellten Verfahren prinzipiell möglich ist. Allerdings sind die ADC-Werte der Schranken für die niedrige Schwelle in der Mehrheit der Fälle gleich groß. In diesen Fällen ist es demnach nicht möglich, eine niedrige Schwelle zu definieren. Um diese eindeutig bestimmen zu können, müsste man sich entweder an den Werten der anderen Tower derselben Region orientieren oder dieselbe Analyse mit mehr Daten durchführen. Dafür könnte man beispielsweise die Daten der mehrfach aufgezeichneten TT zusammenführen, um so die Statistik für die Fits zu verbessern.

Die obere Schwelle ist in jedem Fall durch $ADC(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1})$ beschränkt. Sie muss oberhalb der niedrigen Schwelle liegen, kann theoretisch aber jeden Wert zwischen **low** und $ADC(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1})$ annehmen. Dennoch sollte sie möglichst hoch gewählt werden, also möglichst nah bei $ADC(\mathbf{n-1.5}, M^{SAT,1})$ sein, damit der Algorithmus über einen großen Energiebereich einsetzbar ist.

Beim bisherigen Algorithmus lagen die Schwellenwerte bei 5 ADC-Counts für die niedrige Schwelle und 1020 ADC-Counts für die hohe Schwelle. Diese Werte wurden nicht anhand einer Studie ermittelt, sondern so festgesetzt, dass der BCID-Algorithmus in der Mehrheit der Fälle das Sample **s+1** identifiziert hat.

Ob der verbesserte Algorithmus mit neu festgesetzten Schwellenwerten, die innerhalb der bestimmten Grenzen liegen, das richtige BC bestimmt, muss getestet werden. Man könnte den alten und den neuen Schwellenalgorithmus parallel laufen lassen und die BC-Identifikation der beiden direkt miteinander vergleichen. Allerdings könnte es sich als schwierig herausstellen zu überprüfen, ob der neue Algorithmus auch für Fälle, in

denen der alte Algorithmus versagt hat, das korrekte BC zuweist. Das liegt daran, dass Ereignisse, bei denen sehr viel Energie innerhalb von nur einem TT deponiert wird, sehr selten stattfinden und nicht durch Kalibrationssignale simuliert werden können.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse zeigt, dass eine Bestimmung der Schwellenwerte des verbesserten BCID-Algorithmus anhand von Kollisionspulsen möglich ist. Die Ergebnisse dieser Studie, insbesondere die ermittelten Schwellenwerte, können als Grundlage weiterer Studien dienen. Mit den berechneten Schwellenwerten ist es nun möglich, den verbesserten BCID-Algorithmus zu verwenden und seine Funktionalität zu testen.

A. Anhang

| Region | CoolID | η | ϕ |
|------------|------------|--------|--------|
| LArEMBA | 0x00100000 | 0.05 | 0.05 |
| | 0x00180802 | 0.15 | 3.98 |
| | 0x00100601 | 0.25 | 0.74 |
| | 0x00110100 | 0.65 | 0.05 |
| | 0x00120000 | 0.85 | 0.05 |
| | 0x00120100 | 1.05 | 0.05 |
| | 0x00130000 | 1.25 | 0.05 |
| | 0x00130002 | 1.35 | 0.05 |
| LArFCAL1A | 0x04100001 | 4.69 | 0.2 |
| | 0x04100002 | 3.84 | 0.2 |
| | 0x04100003 | 4.26 | 0.2 |
| | 0x04100a03 | 4.26 | 4.12 |
| LArFCAL1C | 0x0013002 | 0 | 0 |
| LArFCAL23A | 0x04180903 | 4.26 | 3.73 |
| | 0x04180100 | 3.41 | 0.59 |
| LArHECA | 0x04110000 | 1.65 | 0.05 |
| | 0x04120000 | 2.05 | 0.05 |
| | 0x04190002 | 1.75 | 3.19 |
| LArEMECA | 0x02130100 | 2.8 | 0.1 |
| TileLBA | 0x06120000 | 0.85 | 0.05 |

Tabelle A.1.: Eta- und Phi-Werte der in dieser Analyse verwendeten Tower

Einfluss der Datenselektion am Beispiel eines Towers aus der HEC-Region

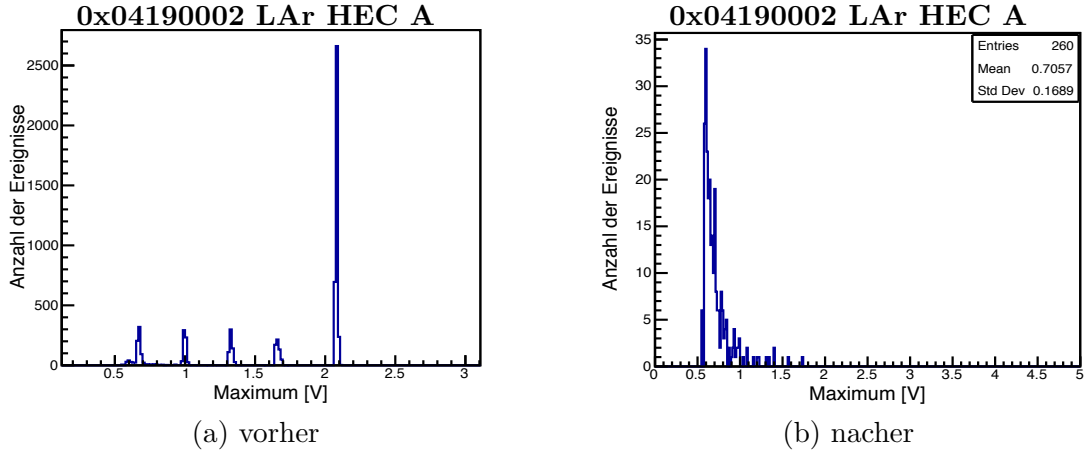


Abbildung A.1.

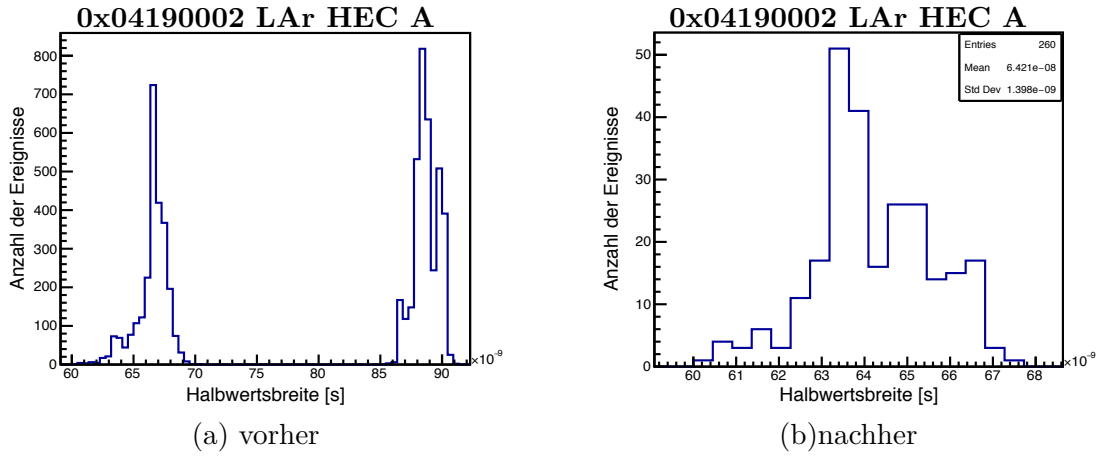


Abbildung A.2.

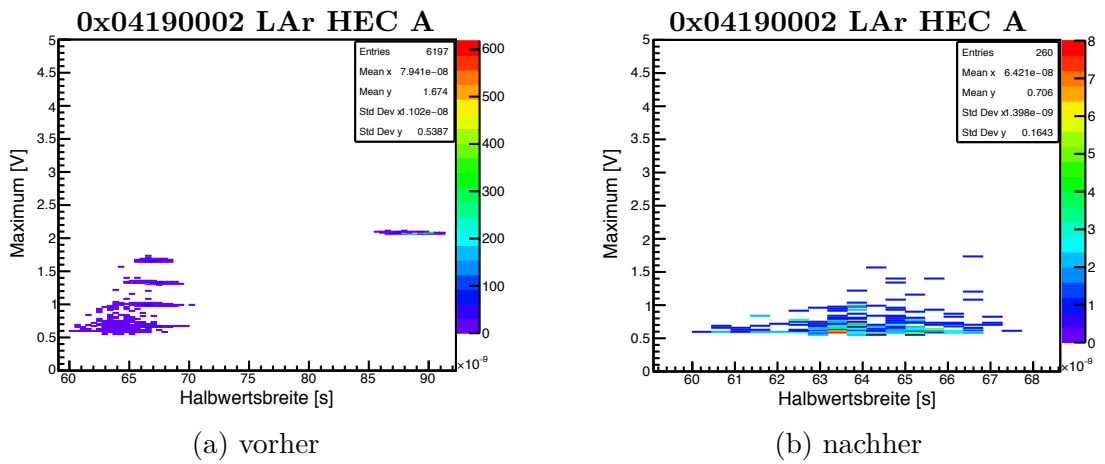


Abbildung A.3.

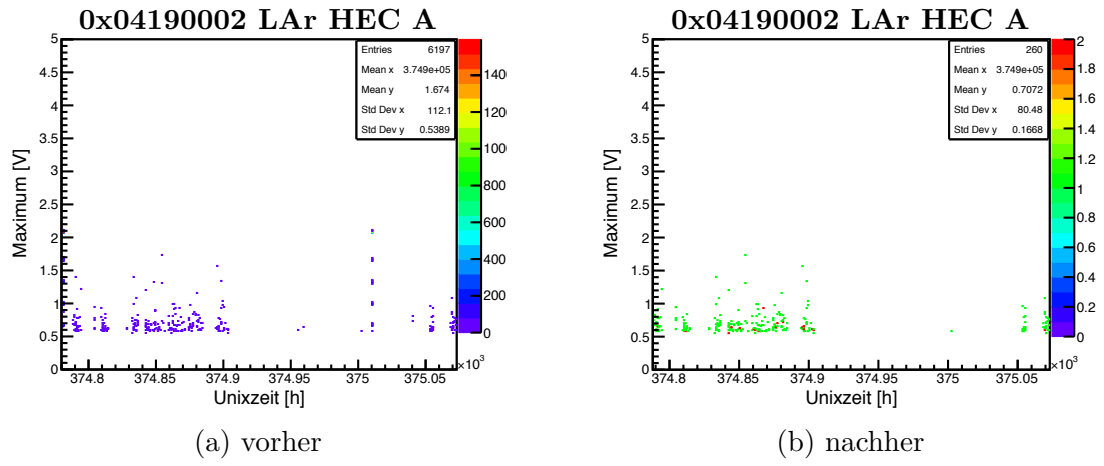


Abbildung A.4.

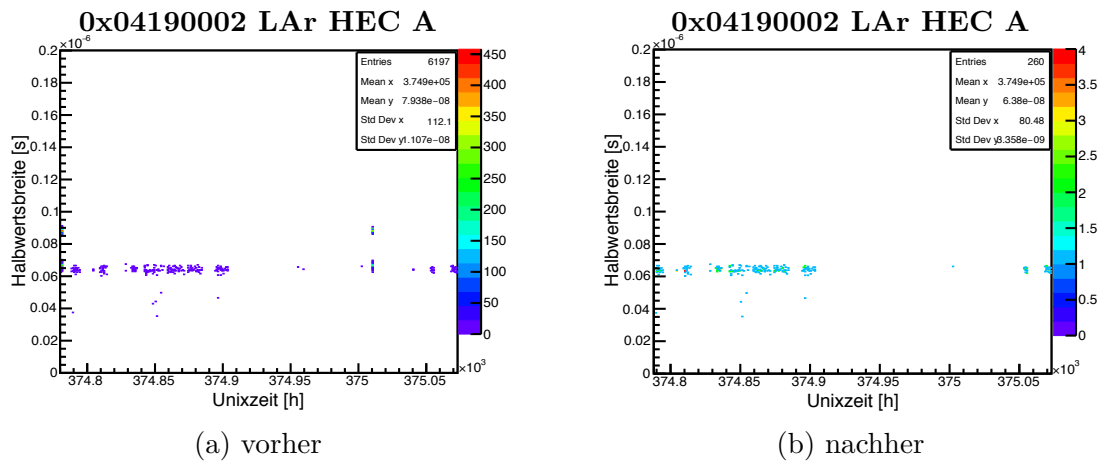


Abbildung A.5.

Samplehöhe in Abhängigkeit der Pulshöhe für einen Tower

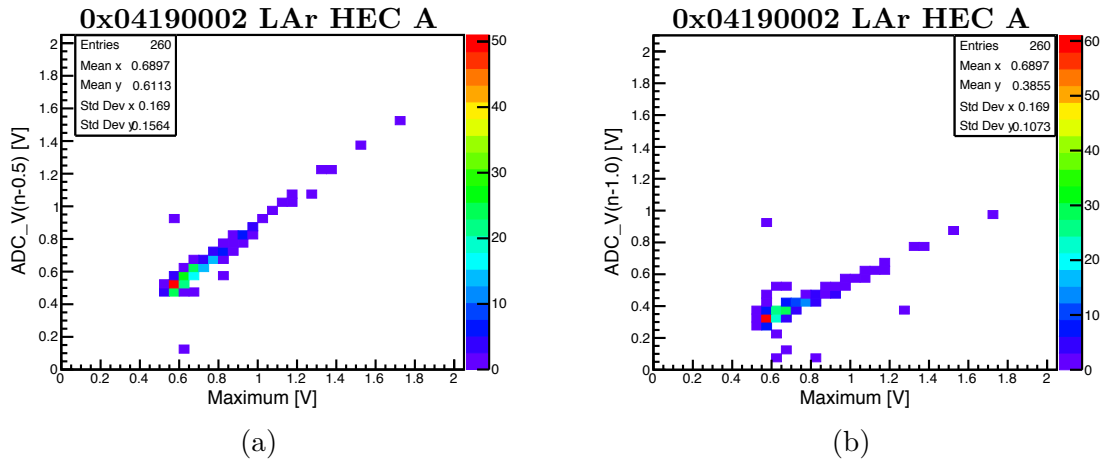


Abbildung A.6.

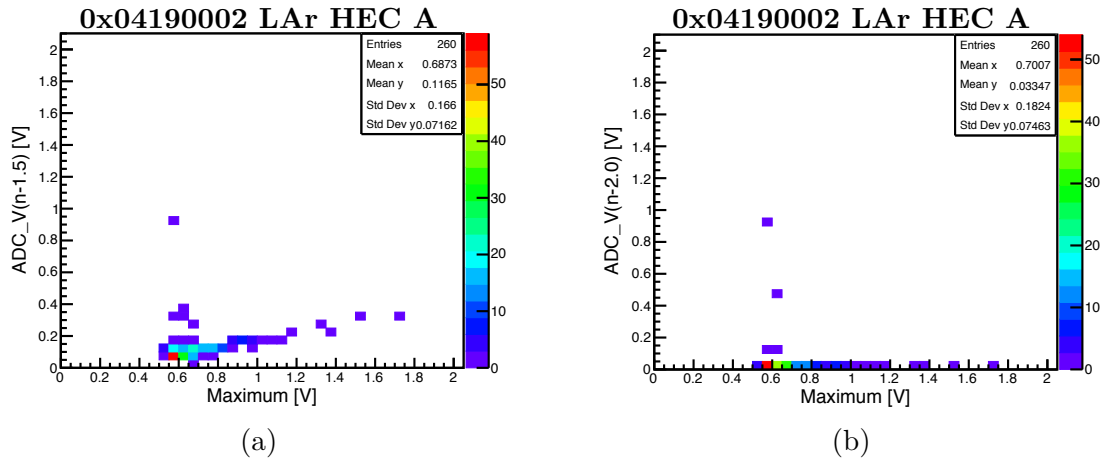


Abbildung A.7.

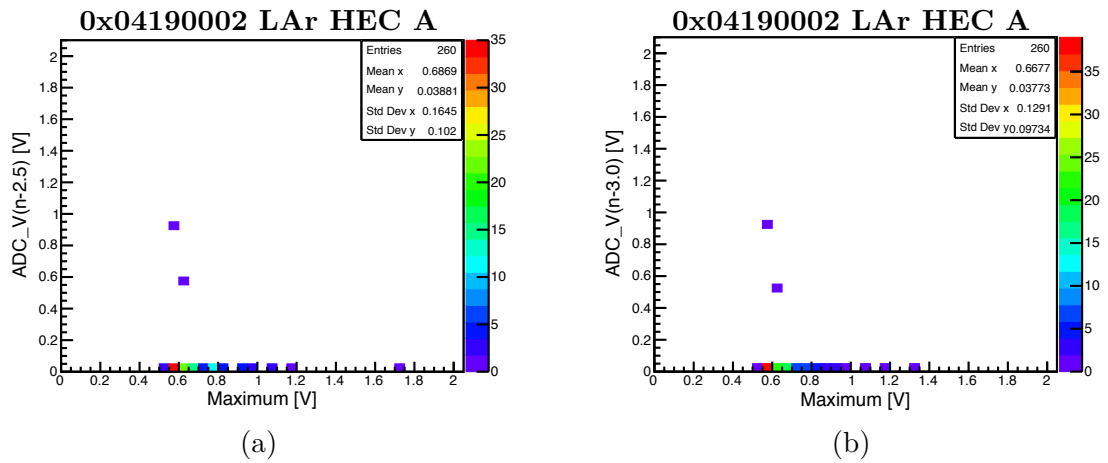


Abbildung A.8.

Beispiel für einen Datensatz mit erwarteten Verteilungen

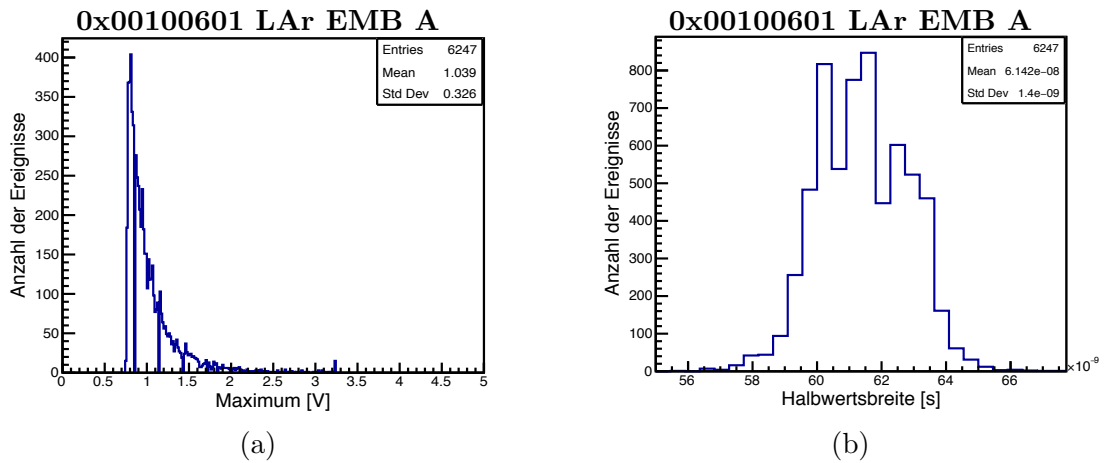


Abbildung A.9.

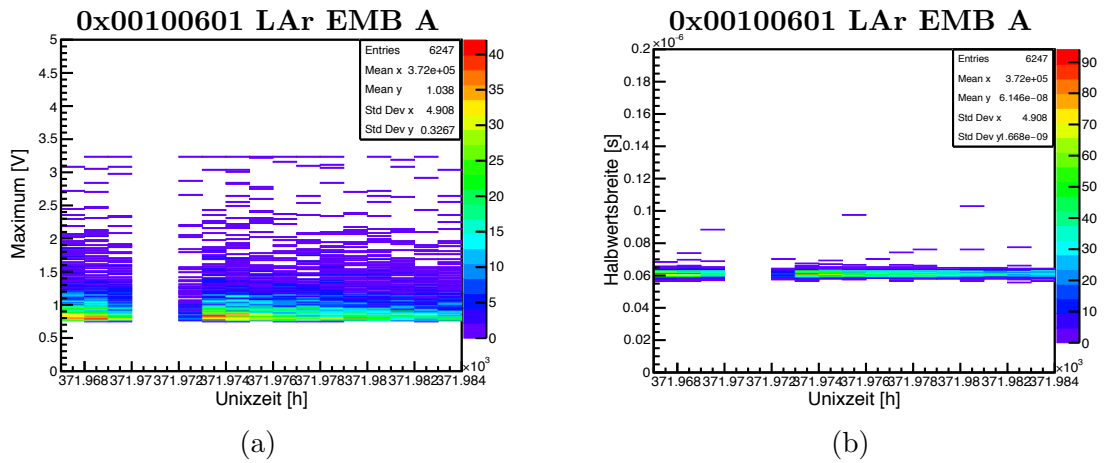


Abbildung A.10.

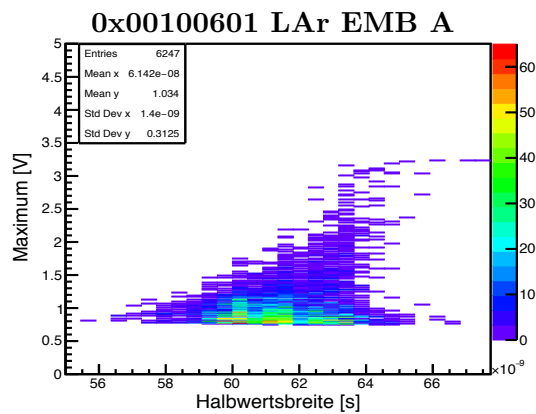


Abbildung A.11.

Beispiel für deutlich erkennbares lineares Verhalten der Sample

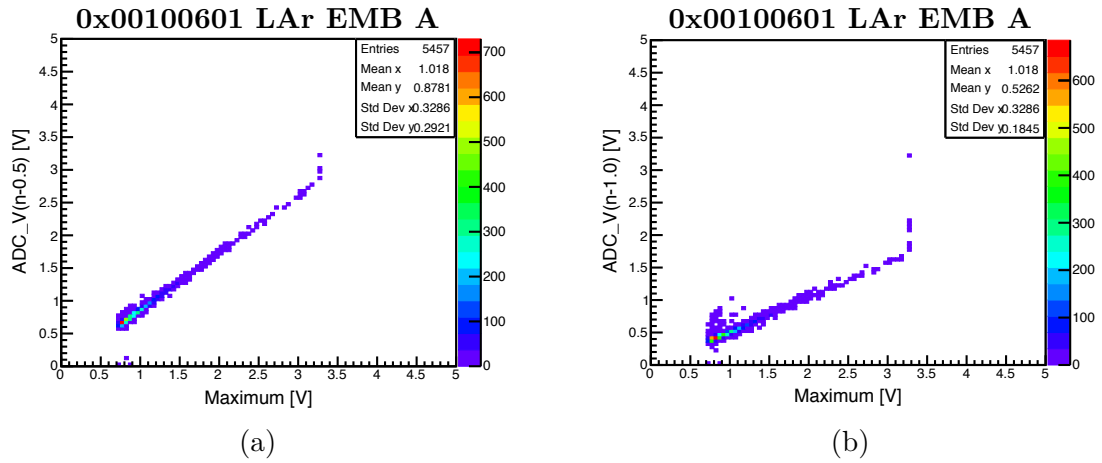


Abbildung A.12.

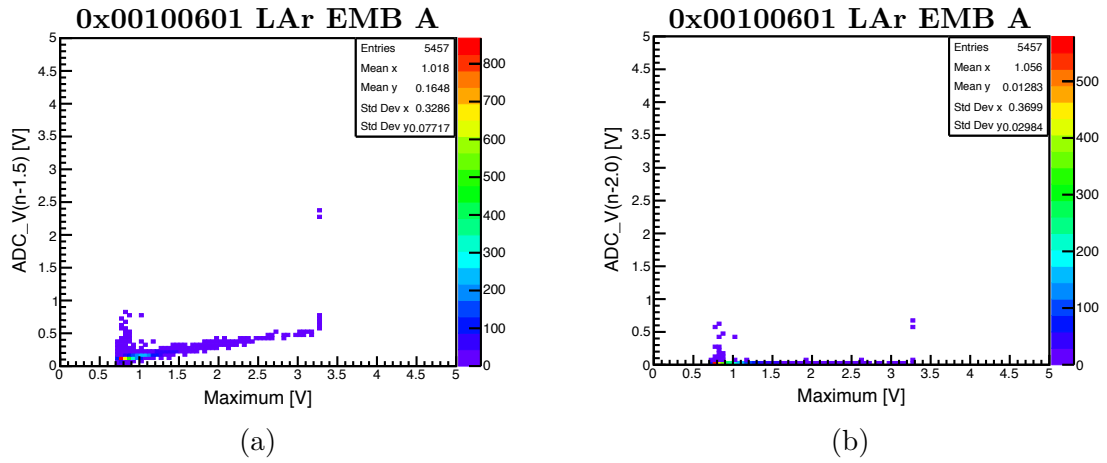


Abbildung A.13.

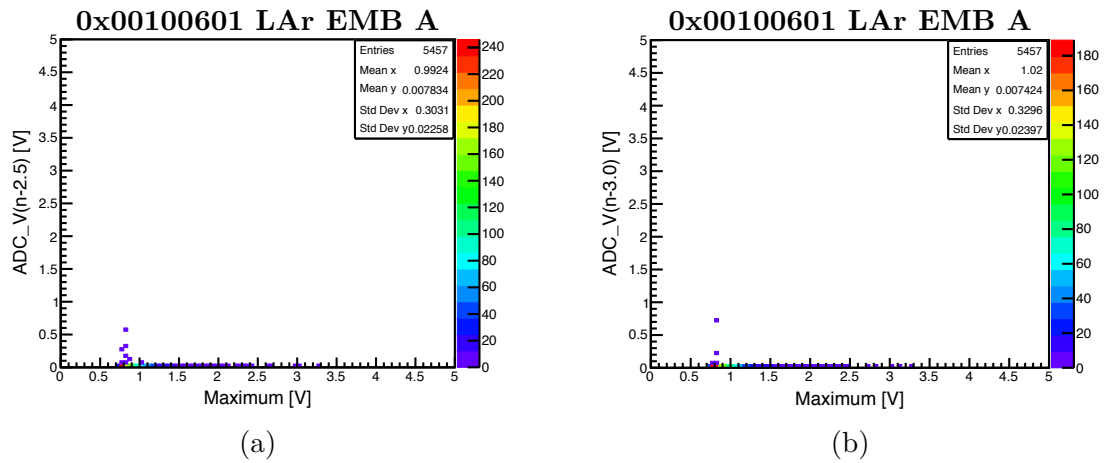


Abbildung A.14.

Beispiel für kaum erkennbare Geraden

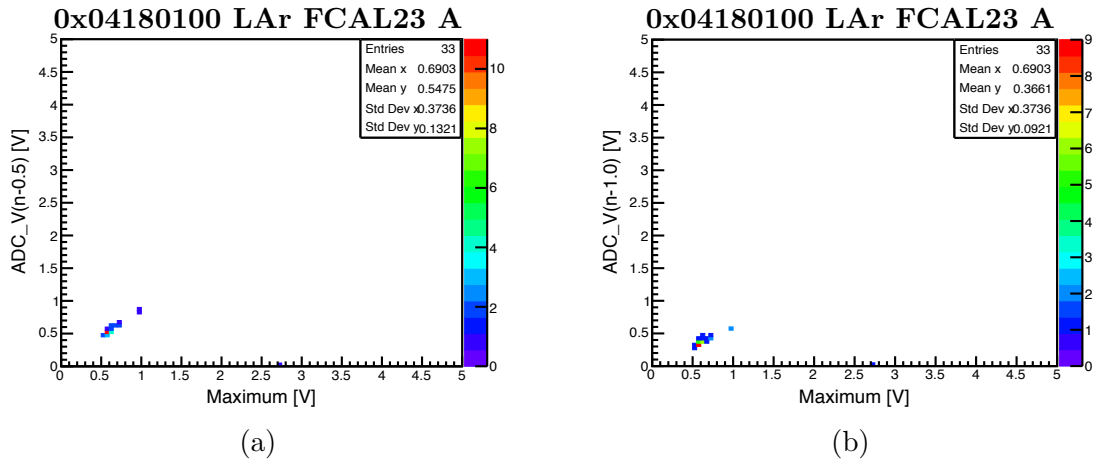


Abbildung A.15.

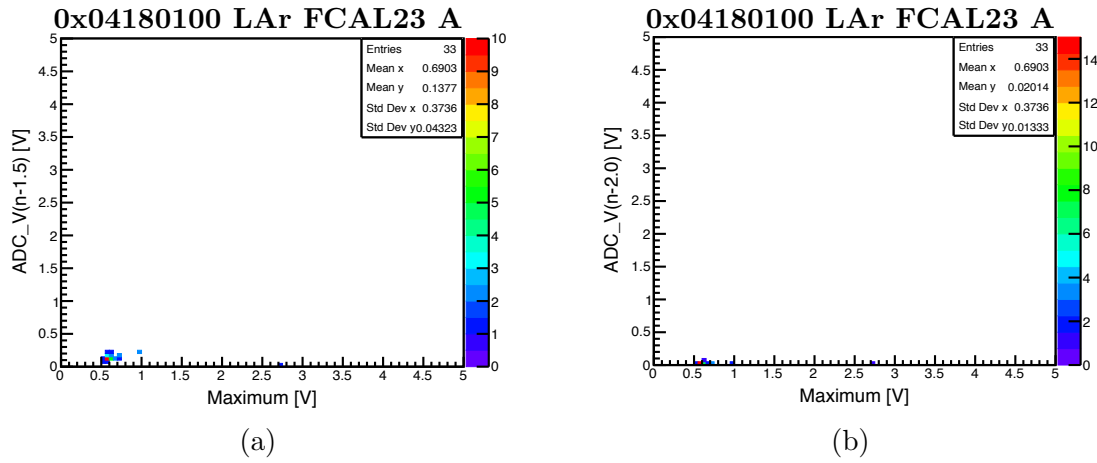


Abbildung A.16.

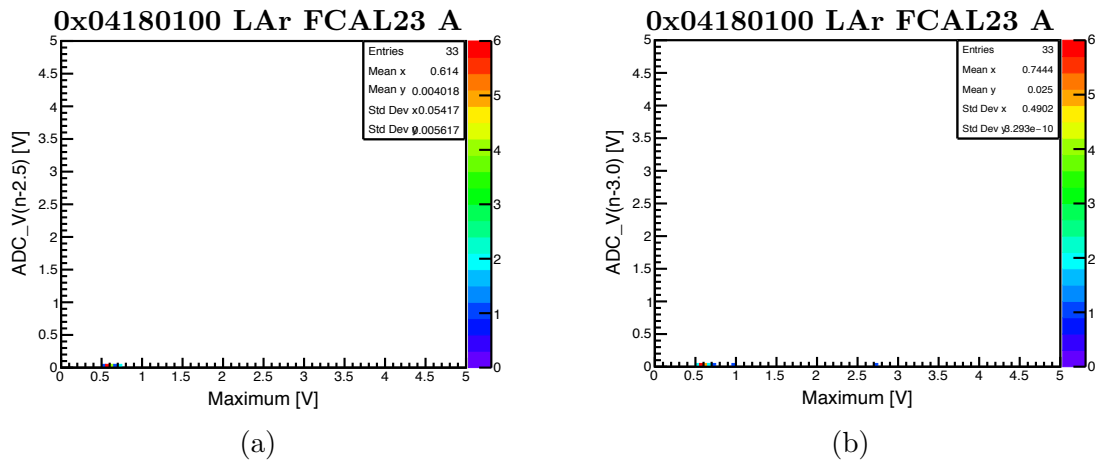


Abbildung A.17.

Zeitliche Verteilung von Halbwertsbreite und Maximum bei Energy Scans

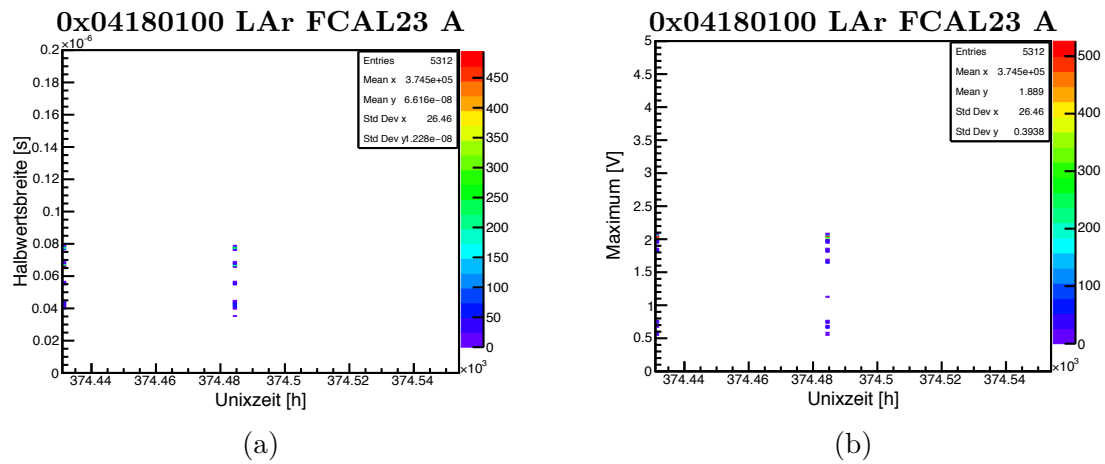


Abbildung A.18.

Beispiel für analoge Saturation

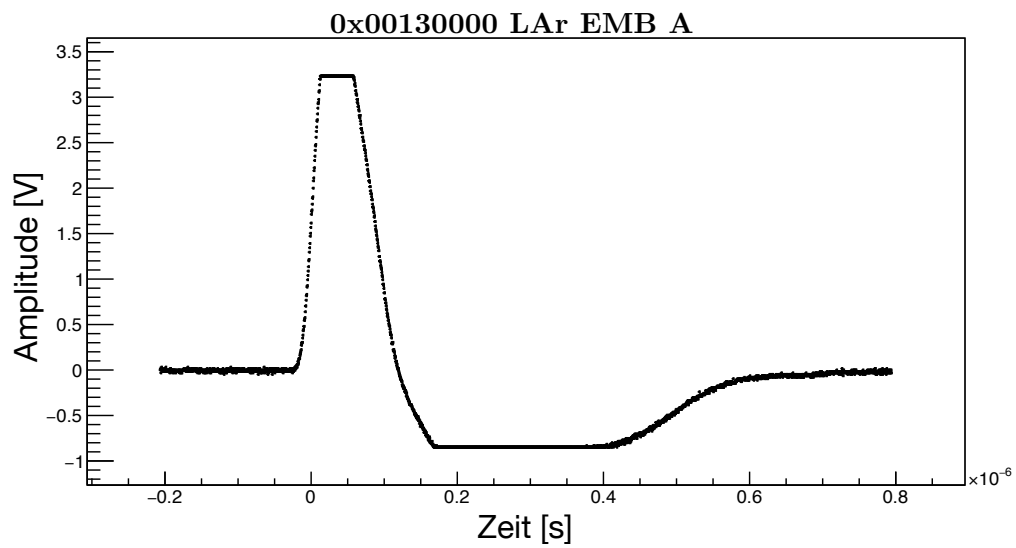


Abbildung A.19.

Abbildungsverzeichnis

| | |
|--|----|
| 1.1. Beschleunigersystem | 10 |
| 2.1. ATLAS-Detektor | 13 |
| 2.2. Kalorimetersystem | 15 |
| 2.3. Skizze EMB-Modul | 17 |
| 2.4. Triggersystem und L1Calo vor Upgrade | 18 |
| 2.5. L1Calo nach Upgrade | 19 |
| 2.6. Vergleich MCM und nMCM | 20 |
| 3.1. FIR-Filter und Peak-Finder Schema | 21 |
| 3.2. Unterschiedlich starke Saturation | 22 |
| 3.3. Erklärung der Notation | 23 |
| 3.4. Beispielsituationen | 24 |
| 3.5. Vergleich 40 MHz- und 80 MHz Zuordnung | 26 |
| 4.1. Beispielpuls mit Notation | 27 |
| 4.2. Erwartete Verteilungen | 28 |
| 4.3. Verschiedene Verteilungen im selben Datensatz | 29 |
| 4.4. Vergleich Kalibrations und Kollisionspuls | 29 |
| 4.5. Maximum als Funktion der Halbwertsbreite | 30 |
| 4.6. Beispiel Energy-Scans | 30 |
| 4.7. Halbwertsbreite bzw. Maximum als Funktion der Zeit | 31 |
| 4.8. Halbwertsbreite und Maximum als Funktion der Zeit nach dem Schnitt | 31 |
| 4.9. Verteilungen nach dem Schnitt | 32 |
| 4.10. Maximum als Funktion der Halbwertsbreite nach dem Schnitt | 32 |
| 4.11. Maximum als Funktion der Halbwertsbreite vergrößert | 33 |
| 4.12. Deformierte Signale | 33 |
| 4.13. Maximum als Funktion der Halbwertsbreite ohne deformierte Signale . | 34 |
| 4.14. Maximum als Funktion der Halbwertsbreite nach dem Abgleich mit der Run Info | 35 |
| 4.15. Fit | 36 |
| 4.16. Manuelle Digitalisierung | 37 |
| 4.17. Halbwertsbreite bzw. Maximum als Funktion der Zeit | 38 |
| 4.18. Profil mit Fit | 40 |
| 4.19. Nicht fitbares Profil | 40 |

Tabellenverzeichnis

| | |
|---|----|
| 2.1. Kalorimeterregionen | 16 |
| 4.1. Grenzen für niedrige Schwelle | 42 |
| 4.2. Grenze für hohe Schwelle | 43 |
| A.1. Eta- und Phi-Werte der verschiedenen Tower | 47 |

Literaturverzeichnis

- [1] URL: <http://www.schroediwi.de/arcorspiegel/klaus/cern/zwei/016.jpg> (besucht am 20.06.2015).
- [2] URL: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=kavitaet> (besucht am 22.06.2015).
- [3] URL: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=dipol> (besucht am 22.06.2015).
- [4] URL: <https://cds.cern.ch/record/1095924> (besucht am 23.06.2015).
- [5] URL: <http://cds.cern.ch/record/1095927> (besucht am 23.06.2015).
- [6] R Achenbach u. a. „The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger“. In: *Journal of Instrumentation* 3.03 (2008), P03001. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=03/a=P03001>.
- [7] M (CERN) Aleksa u. a. *ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade Technical Design Report*. Techn. Ber. CERN-LHCC-2013-017. ATLAS-TDR-022. Final version presented to December 2013 LHCC. Geneva: CERN, 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1602230>.
- [8] V Andrei u. a. „The upgrade of the PreProcessor system of the ATLAS level-1 calorimeter trigger“. In: *Journal of Instrumentation* 7.12 (2012), S. C12026. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=12/a=C12026>.
- [9] R (SLAC) Bartoldus u. a. *Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System*. Techn. Ber. CERN-LHCC-2013-018. ATLAS-TDR-023. Final version presented to December 2013 LHCC. Geneva: CERN, 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1602235>.
- [10] The ATLAS Collaboration. „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider“. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- [11] Lyndon Evans und Philip Bryant. „LHC Machine“. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- [12] Christian Gerthsen und Dieter Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag, 2010.
- [13] N.Morange H.Martinez Nathalie Besson. *Update on the Study and Validation of the BCID of the L1Calo at very high transverse energies*. ATL-LARG-INT-2012-005 Internal Note.
- [14] V. Andrei und J. Jongmanns. *persönliche Kommunikation*.
- [15] J. Jongmanns. „Algorithmen für das neue Multichip-Modul des PräProzessors des ATLAS-Kalorimeter-Triggers“. Masterarbeit. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.

- [16] S.Hillier B.Mansoulié N.Morange J.T.Childers. *Study and Validation of the BCID of the L1Calo at very high transverse energies*. ATL-DAQ-INT-2011-001.
- [17] U. Pfeiffer. „A Compact Pre-Processor System for the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger“. Promotion. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1999.
- [18] Prof. Johanna Stachel. *Physik V Kern- und Teilchenphysik*. Skript. 2001/02.

Erklärung

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

Heidelberg, den 17.07.2015

Unterschrift