

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK



**Fakultät für Physik und Astronomie**  
**Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Florian Kleine-Limberg**  
aus Heidelberg

2010



# Energiekalibration des ATLAS-Level-1 Kalorimetertriggers mit Elektronen

Die Diplomarbeit wurde von Florian Kleine-Limberg am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon verfasst.



## **Abstract**

The ATLAS trigger system is a differentiated decision system, the criteria of which are determined among other things by the energies of electrons created in proton-proton collisions. In this diploma thesis, a method for the calibration of the energy measurement performed by the trigger is developed and evaluated. The method uses information from the offline analysis for the identification of electrons, and as a reference value for the energy calibration. Using simulated data, we investigate and test the precision of this calibration for different integrated luminosities. The developed software has been successfully tested for initial data.

## **Zusammenfassung**

Das ATLAS-Triggersystem ist ein differenziertes Entscheidungssystem, dessen Kriterien unter anderem von den Energien der in Proton-Proton Kollisionen erzeugte Elektronen bestimmt werden. In dieser Arbeit wird eine Methode zur Kalibration der vom Trigger ausgeführten Energiemessung entwickelt und evaluiert. Bei dieser Methode werden Informationen der Offline-Analyse zur Identifizierung von Elektronen und als Referenzwert für die Energiekalibration verwendet. Mit simulierten Daten wird eine Untersuchung durchgeführt, die die Präzision dieser Kalibration für verschiedene integrierte Luminositäten testet. Die entwickelte Software wurde an ersten Daten erfolgreich getestet.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell</b>	<b>7</b>
2.1	Physik am Large Hadron Collider . . . . .	8
2.2	Grenzen des Standardmodells . . . . .	12
2.3	Produktion und Zerfall von $W$ - und $Z$ -Boson . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Der Large Hadron Collider und das ATLAS Experiment</b>	<b>17</b>
3.1	Der Beschleunigerring . . . . .	18
3.2	Das ATLAS-Experiment . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Das Triggersystem des ATLAS Detektors</b>	<b>29</b>
4.1	Das ATLAS Triggersystem . . . . .	30
4.2	Der Level-1-Kalorimeter Trigger . . . . .	32
4.3	Triggeralgorithmen . . . . .	36
4.4	Kalibrationsmethoden des Level-1-Kalorimeter Triggers . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Datenprozessierung und Elektronenidentifikation</b>	<b>43</b>
5.1	Datensätze . . . . .	44
5.2	Grid-Computing . . . . .	46
5.3	Datenprozessierung . . . . .	47
5.4	Elektronenidentifikation . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Kalibration mit isolierten Elektronen</b>	<b>55</b>
6.1	Rekonstruktion der $Z$ -Masse auf Triggerlevel mit Jet-Untergrund . . .	56
6.2	Elektronen aus $W$ -Boson Zerfällen . . . . .	60
6.3	Kalibration . . . . .	61
6.3.1	Kalibration mit Elektronen aus $Z$ -Zerfällen . . . . .	62
6.3.2	Kalibration mit Elektronen aus $W$ -Zerfällen . . . . .	66
6.3.3	Zusammenfassung . . . . .	69
6.4	Elektronen in ersten Daten . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
	Literaturverzeichnis	i





# **Kapitel 1**

## **Einführung**

Im Jahr 2009 wurde der **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC) am CERN<sup>1</sup> in Betrieb genommen. Dieser 27 km lange Ringbeschleuniger soll Proton-Proton- bzw. Schwerionen-Kollisionen mit 14 TeV Schwerpunktsenergie ermöglichen. Der ATLAS<sup>2</sup>-Detektor beobachtet, neben drei anderen Experimenten, die Ereignisse an einem der vier Wechselwirkungspunkte. Konzipiert als Universaldetektor soll das ATLAS Experiment das Standardmodell verifizieren und nach "neuer Physik" suchen. Dabei erhofft man sich, von der Theorie vorhergesagte, bisher unbeobachtete Phänomene, wie das Higgs-Boson, zu untersuchen.

Für viele Ereignisse, die am ATLAS Experiment untersucht werden sollen, erwartet man niedrige Wirkungsquerschnitte. Aus diesem Grund benötigt man eine hohe Ereignisrate, die durch eine instantane Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht wird. Ermöglicht wird diese instantane Luminosität durch eine Kollisionsfrequenz von 40 MHz. Es ist technisch nicht möglich, Daten von mehr als 200 Ereignissen pro Sekunde zu speichern, was eine effiziente Selektion erfordert. Diese Auswahl muss "online", also bevor die Daten gespeichert werden, mit Hilfe des drei-stufigen (drei Level) Triggersystems des ATLAS-Detektors erfolgen.

Die erste Stufe dieses Triggersystems ist komplett in Hardware implementiert und verwendet zur Triggerentscheidung ausschließlich reduzierte Informationen der Kalorimeter und Myonkammern. Der Level 1 Kalorimetertrigger (L1calo) verwendet einen speziellen Algorithmus, welcher Ereignisse identifiziert, die potentiell Elektronen enthalten, da diese ein mögliches Indiz für interessante Prozesse sind. Da die Energie der möglichen Elektronen für die Vorauswahl der Ereignisse entscheidend ist, muss eine Kalibration des L1calo so durchgeführt werden, dass die Energiemessung für Schauer, die von wirklichen Elektronen ausgelöst wurden, korrekt ist. Ziel dieser Arbeit ist es, eine Strategie für diese Energiekalibration zu entwickeln.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik. Die heute bekannten Elementarteilchen, ihre Wechselwirkungen, sowie der Higgs-Mechanismus werden eingeführt. Besonderes Augenmerk wird hierbei auf die Zerfälle von  $W$ - und  $Z$ -Boson gerichtet, da diese die Hauptquelle für isolierte Elektronen bzw. Positronen im zu kalibrierenden Energiebereich ( $E_T > 10 \text{ GeV}$ ) sind.

Eine Zusammenfassung der Eigenschaften des LHC gibt Kapitel 3. Außerdem wird ein ausführlicher Überblick über das ATLAS-Experiment gegeben. Der Aufbau des Detektors mit innerem Detektor, Kalorimeter, Myon- und Magnetsystem wird erläutert.

---

<sup>1</sup>Das CERN:(franz. **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) ist die Europäische Organisation für Kernforschung in der Nähe von Genf, Schweiz.

<sup>2</sup>ATLAS: (**A** Toroidal **L**H**C** **A**pparatu**S**)

Das Triggersystem des ATLAS-Experiments wird in Kapitel 4 vorgestellt. Besonders Interesse gilt hierbei dem Aufbau des L1calo und seinen wichtigsten Triggeralgorithmen. Weiterhin widmet sich diese Kapitel der Beschreibung verschiedener Kalibrationsmethoden für den L1calo.

In Kapitel 5 werden die, zur Erstellung einer Kalibration verwendeten, Datensätze beschrieben. Weiter wird erläutert wie es realisiert wurde, die gespeicherten L1calo Messergebnisse mit den Offlinedaten zu vergleichen. Insbesondere wird auf die Methoden zur Offlineidentifikation von Elektronen und deren Zuordnung zu Triggerergebnissen eingegangen.

Mit der qualitativen und quantitativen Untersuchung verschiedener Kalibrationsstrategien beschäftigt sich das 6. Kapitel. Hier werden verschiedene Szenarien mit Elektronen aus  $Z$ - und  $W$ -Boson-Zerfällen simuliert. Am Ende wird auf ersten Daten des ATLAS-Experimentes eingegangen und die Funktionalität der entwickelten Software an diesen getestet.



# **Kapitel 2**

## **Das Standardmodell**

## 2.1 Physik am Large Hadron Collider

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die eine Beschreibung aller bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen zum Ziel hat [17][2][15][1]. Es fasst die Eichtheorien der elektroschwachen und starken Wechselwirkung zu einer einheitlichen Theorie zusammen. Die elektroschwache Wechselwirkung vereinigt die Quantenelektrodynamik (QED) mit der Theorie der schwachen Wechselwirkung. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Jeder Eichtheorie werden Austauschquanten (Eichbosonen) zugeordnet. In der QED vermittelt das Photon ( $\gamma$ ), in der Theorie der schwachen Wechselwirkung die Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  und in der QCD die Gluonen ( $g$ ) die Wechselwirkung zwischen den Teilchen. Eine einheitliche Theorie, die auch die Gravitation umfasst, konnte bisher nicht entwickelt werden.

### Die Elementarteilchen

Nach heutigem Verständnis besteht unser Universum aus zwei Arten von elementaren Teilchen<sup>1</sup>, den sogenannten Bosonen und den Fermionen. Diese unterscheiden sich durch ihren Spin<sup>2</sup>. Fermionen besitzen halbzahligen Spin, Bosonen ganzzahligen. Fermionen gehorchen der Fermi-Statistik und unterliegen dem Pauliprinzip, welches besagt, dass sich zwei identische Fermionen nicht im selben quantenmechanischen Zustand befinden können. Bosonen dagegen verhalten sich gemäß der Bose-Einstein-Statistik und können sich im selben quantenmechanischen Zustand aufhalten. Zu jedem Fermion existiert ein Antiteilchen, welches gespiegelte Ladungsquantenzahlen besitzt.

Alle im SM vorkommenden elementaren Fermionen haben eine Spinquantenzahl von  $\frac{1}{2}$ . Aus Elementarteilchen zusammengesetzte Gebilde können auch mit höheren halbzahligen Spinquantenzahlen vorkommen. Fermionen werden noch einmal in zwei Gruppen unterteilt. Fermionen, die elementar sind und eine ganzzahlige elektrische Ladung besitzen (auch Null), heißen Leptonen. Diese wechselwirken ausschließlich elektromagnetisch und schwach. Zur Familie der Leptonen gehört das Elektron ( $e^-$ ) mit seinen "schweren Geschwistern" Myon ( $\mu^-$ ) und Tau ( $\tau^-$ ), sowie die im SM als masselos angenommenen Neutrinos ( $\nu$ ). Zu jedem geladenen Lepton gibt es ein entsprechendes neutrales Neutrino ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Das Elektron ist das einzige stabile Lepton. Myonen und Taus zerfallen, Neutrinos werden im SM als stabil angenommen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass sie in der Lage sind, sich in Neutrinos

---

<sup>1</sup>Teilchen gelten als elementar, wenn sie im Rahmen der Messgenauigkeit keine Substruktur aufweisen.

<sup>2</sup>Spin ist eine nicht klassische Eigenschaft von Teilchen, die einem geladenen Teilchen ein magnetisches Moment verleiht.

	Ladung	Masse	Wechselwirkung	Lebensdauer
$e^-$	-1	511 keV	elektromagnetisch, schwach	$\infty$
$\nu_e$	0	$\approx 0$	schwach	$\infty$
$\mu^-$	-1	105,6 MeV	elektromagnetisch, schwach	2,2 $\mu$ s
$\nu_\mu$	0	$\approx 0$	schwach	$\infty$
$\tau^-$	-1	1,78 GeV	elektromagnetisch, schwach	0,3 ps
$\nu_\tau$	0	$\approx 0$	schwach	$\infty$

Tabelle 2.1: Liste aller Leptonen

anderer Familien umzuwandeln. Dieses Phänomen wird als Neutrino-Oszillation bezeichnet. Geladene Leptonen, Antileptonen, die entsprechenden Neutrinos und Antineutrinos bilden jeweils eine von drei Leptonenfamilien. Die Leptonenzahl ist eine Quantenzahl, die bei jeder Wechselwirkung familienweise erhalten sein muss. Fermionen erhalten die Leptonenzahl 1, während Antifermionen eine  $-1$  zugeordnet wird. Eine Übersicht aller Leptonen findet sich in Tabelle 2.1.

Die Fermionen, die drittelzahlige elektrische Ladungen besitzen, heißen Quarks. Sie werden ebenfalls in drei Familien eingeteilt. Die erste Familie besteht aus den zwei leichtesten Quarks, dem up- ( $u$ ) und dem down- ( $d$ ) Quark. Weiter existieren zwei schwere Familien, die aus dem charm- ( $c$ ) und dem strange- ( $s$ ) Quark bzw. dem top- ( $t$ ) und dem bottom- ( $b$ ) Quark bestehen. Jede Familie besteht aus einem Quark mit der elektromagnetischen Ladung  $+\frac{2}{3}$  und einem mit  $-\frac{1}{3}$ . Die drei Familien der Quarks sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Die Zuordnung einer Quarkmasse ist nicht eindeutig, da Quarks nie frei, sondern ausschließlich in gebundenen Systemen vorkommen. Man kann ihnen eine Konstituentenmasse zuordnen, welche aus gebundenen  $q\bar{q}$ -Systemen bestimmt werden kann. Den Quarks wird eine "Flavour"-Quantenzahl zugeordnet, die von der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung erhalten wird. Die schwache Wechselwirkung ermöglicht Übergänge zwischen verschiedenen Flavours.

## Die Wechselwirkungen

Das Standardmodell ist in der Lage, drei der vier heute bekannten Wechselwirkungen zu beschreiben und zu vereinigen. Die erste dieser Kräfte ist die elektromagnetische Kraft, die durch die in sich geschlossene Theorie der Elektrodynamik oder Maxwell-Theorie aus der Mitte des 19. Jahrhunderts vollständig beschrieben wird. Diese



	Ladung	Masse
Up	$+\frac{2}{3}$	0,3 GeV
Down	$-\frac{1}{3}$	0,3 GeV
Charm	$+\frac{2}{3}$	$\approx 0,5$ GeV
Strange	$-\frac{1}{3}$	$\approx 1,6$ GeV
Top	$+\frac{2}{3}$	$\approx 4,5$ GeV
Bottom	$-\frac{1}{3}$	$\approx 175$ GeV

Tabelle 2.2: Liste der drei Quarkfamilien[14].

Theorie wurde Anfang des 20. Jahrhunderts um die spezielle Relativitätstheorie erweitert und Mitte des 20. Jahrhundert von Feynman, Schwinger und Tomonaga mit der Quantenmechanik zur Quantenelektrodynamik erweitert. Das Eichboson, welches die elektromagnetische Kraft vermittelt, ist das Photon. Dieses besitzt einen Spin von 1 und ist masselos. Dadurch besitzt die elektromagnetische Kraft eine unendliche Reichweite.

Für Teilchen, die stark wechselwirken, werden drei Ladungsfreiheitsgrade (Farben) postuliert, welche gemeinhin als rot, grün und blau bezeichnet werden. Ihren Antiteilchen wird je eine der drei entsprechenden Antifarben zugeordnet. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben, in der das ebenfalls masselose Gluon die Wechselwirkung vermittelt. Das Gluon besitzt keine elektrische Ladung, es trägt zwei Farbladungen (eine Farbe und eine Antifarbe) und besitzt eine Spin von eins. Diese Theorie verbietet die Existenz isolierter farbgeladener Teilchen. Sie setzen sich immer zu gebunden weißen<sup>3</sup> Zuständen zusammen (Confinement). Versuche die Bindungen mit hohen Energien aufzulösen, bewirken eine spontane Paarbildung, die wieder ein gebundenes System zur Folge hat. Die Ursache hierfür ist, dass das Potential des Farbfeldes (das Feld, das die Energiebeziehung zwischen farbgeladenen Teilchen beschreibt) linear mit dem Abstand ansteigt, was für eine konstante Kraft zwischen den Teilchen sorgt. Deshalb ist es ab einer gewissen Separation zweier Quarks energetisch günstiger ein Teilchen-Antiteilchen-Paar und damit zwei "weisse" Zustände zu erzeugen. Dieser Vorgang wird in Abbildung 2.1 veranschaulicht. Aus Quarks zusammengesetzte Gebilde werden Hadronen genannt. Man unterscheidet zwischen Hadronen, deren Quantenzahlen sich durch ein Quark-Antiquark-Paar ergeben und als Mesonen bezeichnet werden und Baryonen, deren Quantenzahlen sich aus drei Quarks, bzw. drei Antiquarks ergeben.

<sup>3</sup>Mit weiß wird ein farbneutraler Zustand bezeichnet. Dies meint, dass in einem gebundenen System immer gleich viele Ladungen wie Antiladungen, bzw. von jeder Farbe gleich viele Ladungen vorhanden sind.

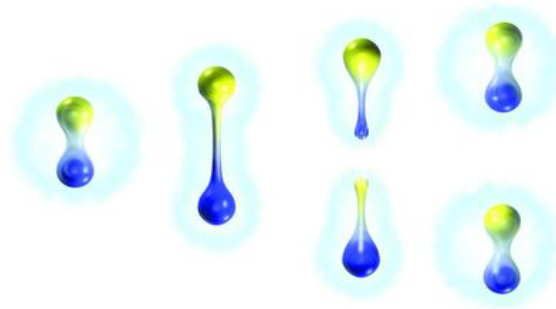


Abbildung 2.1: Erzeugung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares durch räumliche Trennung zweier Quarks.

	Ladung	Masse	Zugehörige Wechselwirkung
$\gamma$	0	0	elektromagnetisch
$W^\pm$	$\pm 1$	80,4 GeV	schwach
$Z^0$	0	91,2 GeV	schwach
$g$	0	0	stark

Tabelle 2.3: Liste aller Eichbosonen. Alle Eichbosonen besitzen einen Spin von eins.

Bei Stößen hochenergetischer Hadronen kann es zum Aufbrechen des Farbfeldes kommen, was die Erzeugung weiterer Quark-Antiquark-Paare zur Folge hat. Auf diese Weise entstehen ganze Schauer von Teilchen, die in eine Vorzugsrichtung (die Richtung des ursprünglichen Teilchens) fliegen. Diese Schauer werden als Jets bezeichnet.

Die schwache Wechselwirkung ist im Gegensatz zur Elektromagnetischen sehr kurzreichweitig. Die Ursache hierfür ist, dass die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, das geladene W-Boson ( $W^\pm$ ) und das elektrisch neutrale Z-Boson ( $Z^0$ ), hohe Massen besitzen. Die schwache Wechselwirkung ist z.B. für den  $\beta$ -Zerfall verantwortlich.

Eine Aufzählung aller Eichbosonen befindet sich in Tabelle 2.3. Eines der Ziele der modernen Physik ist es eine Theorie zu finden, die alle bekannten Kräfte auf eine allgemeine Wechselwirkung zurückführt. Wie in Abbildung 2.2 dargestellt wird, ist es im Laufe des vergangenen Jahrhunderts gelungen, alle Kräfte mit Ausnahme der Gravitation in einer konsistenten Theorie zu vereinen.

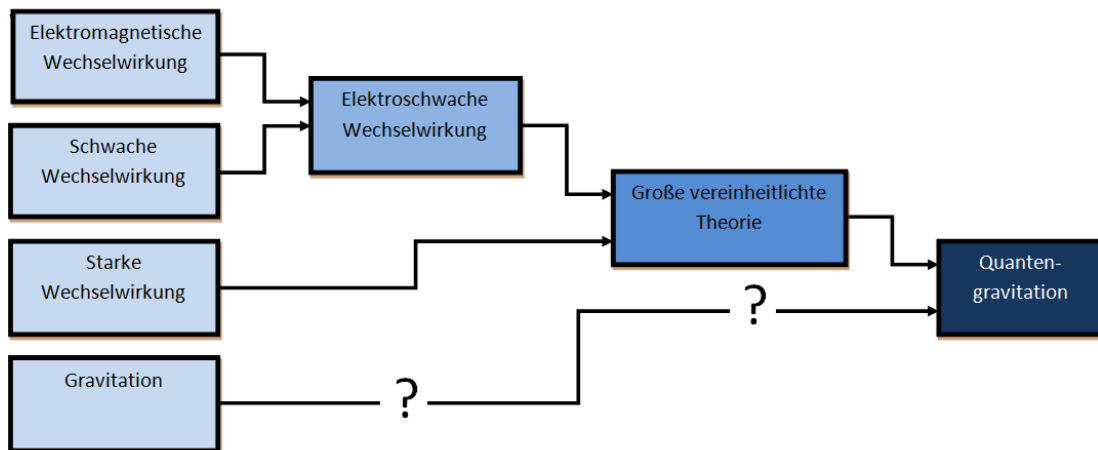


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Kräftevereinigung

## Der Higgs-Mechanismus

Im SM, oder allgemeiner gesagt in einer lokalen Eichtheorie, besitzen Austauschteilchen ("Eichbosonen") keine Masse. Dies steht im Widerspruch zu allen Experimenten, die sehr große Massen für  $Z^0$ ,  $W^+$  und  $W^-$  gemessen haben. Ein Mechanismus, zur Lösung dieses Problems, wurde von dem britischen Physiker Peter Higgs entwickelt und 1964 veröffentlicht[10].

Mit Hilfe der Technik der spontanen Symmetriebrechung in einer lokalen Eichtheorie gelingt es den Eichbosonen  $Z^0$ ,  $W^+$  und  $W^-$  eine Masse zu geben. Hierzu wird ein weiteres Feld, das Higgsfeld, eingeführt, welches mit allen anderen Feldern und mit sich selbst wechselwirkt und so die Masse der Eichbosonen erzeugt. Die Brechung lokaler Symmetrien durch den Higgs-Mechanismus hat als direkte Folge, dass das eingeführte Feld massiv wird. Die Wechselwirkungsteilchen dieses Feldes, die als Higgs-Bosonen bezeichnet werden, sind skalar, d.h. besitzen Spin 0.

Die Existenz des Higgs-Bosons konnte bis heute noch nicht experimentell nachgewiesen werden. Die momentane Untergrenze für die Masse des Higgs-Bosons wurde durch Experimente am LEP mit 114,1 GeV festgelegt. Die Entdeckung dieses Teilchens ist eines der Ziele des LHCs.

## 2.2 Grenzen des Standardmodells

Die Voraussagen des SM wurden durch viele Experimente bestätigt. Dennoch wird es als eine Art Vorstufe zu einer noch allgemeineren Theorie gesehen, da es viele Fragen nicht zufriedenstellend beantworten kann oder sie sogar offen lässt.

- Besitzen Leptonen und Quarks eine Substruktur?
- Existieren genau drei Familien von Elementarteilchen? Gibt es bei höheren Energien vielleicht noch weitere Familien?
- Das SM hat 18 freie Parameter. Diese Parameter sind die Teilchenmassen, die Elemente der CKM-Matrix[1] und die Kopplungskonstanten. Lassen sich diese theoretisch berechnen?
- Existiert Supersymmetrie<sup>4</sup>?
- Wenn ja, existiert ein leichtestes, stabiles, supersymmetrisches Teilchen, welches dann ein guter Kandidat für dunkle Materie wäre?
- Was lässt sich weiter über CP-Verletzung durch  $b$ -Quark Physik lernen?
- Warum sind die verschiedenen Wechselwirkungen so unterschiedlich stark? Wie schafft man es, die Gravitation zu integrieren?

## 2.3 Produktion und Zerfall von $W$ - und $Z$ -Boson

Ziel dieser Arbeit ist die Kalibration des ATLAS Kalorimeter Triggers für isolierte Elektronen und Positronen. Die Hauptquelle für isolierte Elektronen im erwünschten Energiebereich ( $E_T > 10 \text{ GeV}$ ) sind solche, aus Zerfällen von  $W$ - und  $Z$ -Bosonen[16].

### Erzeugung von $W$ - und $Z$ -Boson in Proton-Proton Kollisionen

Proton-Proton-Streuung bei hohen Energien führt zu tiefinelastischer Streuung. Hierbei streuen nicht die beiden Protonen als ganzes aneinander, sondern ihre Konstituenten, Quarks und Gluonen. Die quantenmechanischen Eigenschaften (Ladung und Spin) werden von drei so genannten Valenz-Quarks getragen. Bei einem Proton handelt es sich dabei um zwei  $u$ -Quarks und ein  $d$ -Quark. Streuexperimente haben gezeigt, dass nicht allein diese drei Quarks für Impuls und Masse des Protons verantwortlich sein können. Des Weiteren existieren in einem Proton noch Quark-Antiquark-Paare, die aus Vakuumfluktuationen erzeugt und wieder vernichtet wer-

---

<sup>4</sup>Die Supersymmetrie ist eine Theorie, die es ermöglicht, jedem Fermion einen bosonischen, "supersymmetrischen" Partner zuzuweisen und umgekehrt. Dieses Modell löst auf relativ einfachem Wege einige Probleme des SMs. Außerdem wäre es einfacher, die Gravitation in die spontan gebrochene SUSY-Theorie einzugliedern, als in das SM.

den. Diese bezeichnet man als See-Quarks. Ein weiterer Bestandteil sind Gluonen, die die starke Wechselwirkung zwischen Quarks vermittelt. Um die Wechselwirkung bei Proton-Proton-Streuung bei hohen Energien beschreiben zu können, wechselt man in den sogenannten "infinite momentum frame". Hier gilt

$$E_P = P_P \gg M_P, \quad (2.1)$$

wobei  $E_P$  die Gesamtenergie,  $P_P$  der Gesamtimpuls und  $M_P$  die Ruhemasse des Protons ist. Die Masse der Partonen und ihr Transversalimpuls wird vernachlässigbar. Dies gilt auch für die Wechselwirkung der Quarks untereinander. Quarks im "infinite momentum frame" gelten dann als "quasi frei".

Für die  $W$ - oder  $Z$ -Produktion benötigt man ein Quark und ein Antiquark mit den entsprechenden Ladungen. Der Wirkungsquerschnitt hierfür wird maximal, falls die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem der beiden Quarks in der Nähe der Masse des zu erzeugenden Teilchens liegt. Bei einem Beschleuniger wie dem LHC, bei dem Protonen mit Protonen kollidiert werden, ist es nur möglich,  $W$ s oder  $Z$ s zu erzeugen, wenn ein Antiquark, welches aus Vakuumschwankungen entsteht, mit einem Quark kollidiert. In Abbildung 2.4 (Rechts) ist die Impulsanteilverteilung der verschiedenen Protonkonstituenten dargestellt. Die Variable  $x$  beschreibt im "infinite momentum frame" den Bruchteil des Protonimpulses, der von den Partonen getragen wird. Man bezeichnet diese als "pdf" (parton density functions).

Aus dieser Abbildung geht hervor, dass die für die  $W$ - oder  $Z$ -Produktion benötigten Quarks viel wahrscheinlicher See-Quarks sind. Das Feynman-Diagramm führender Ordnung für  $W$ - bzw.  $Z$ -Produktion ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

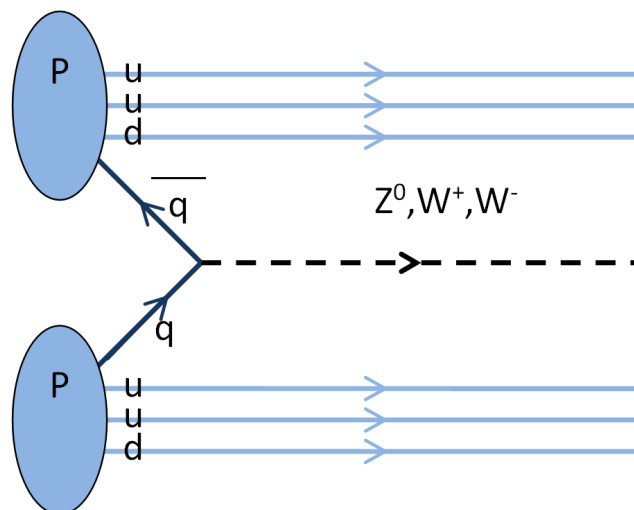


Abbildung 2.3: Dominanter  $W$  bzw.  $Z$  Produktionsprozess bei einer Proton-Proton Kollision. Zu diesem Prozess tragen ausschließlich See-Quarks bei.

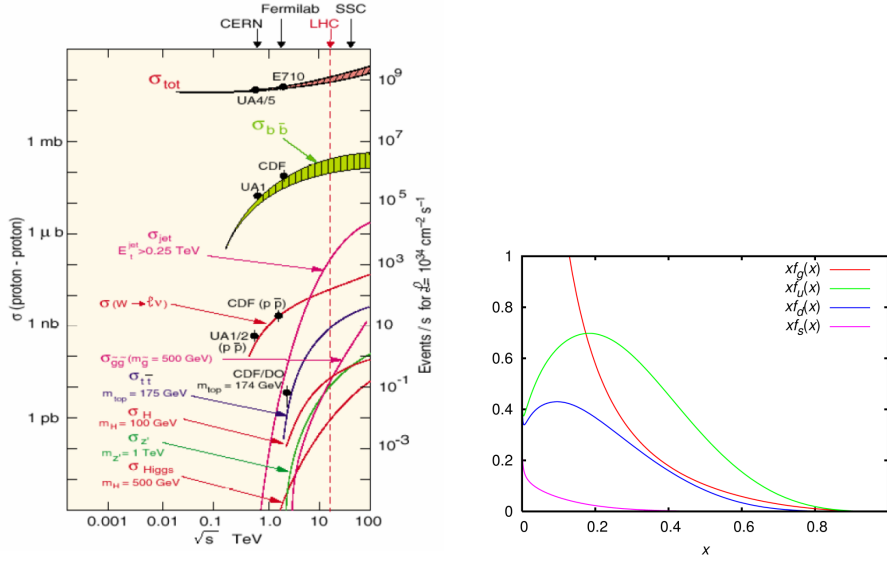


Abbildung 2.4: **(Links):** Wirkungsquerschnitte am LHC bei Proton-Proton Kollision[12]. **(Rechts):** Impulsverteilung der Protonkonstituenten: Valenz-up-Quarks (grün), Valenz-down-Quark (blau), Gluonen (rot) und See-Quarks (pink)

In Abbildung 2.4 (Links) sieht man die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse am LHC. Auf der rechten y-Achse ist die Ereignisrate gegen die Schwerpunktsenergie bei fester instantaner Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  aufgetragen. Für die instantane Luminosität ( $L$ ) gilt:  $dN/dt = \sigma L$ . Sie gibt die Wechselwirkungsrate für den durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  vorgegebenen Prozess an und ist ein Parameter, der durch den Beschleuniger festgelegt ist. Bei einem Ringbeschleuniger setzt sie sich folgendermaßen zusammen:

$$L = \frac{n_1 n_2 f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} N_b \quad (2.2)$$

$n_1$  und  $n_2$  sind die Anzahl der Teilchen pro Strahl,  $f$  ist die Wechselwirkungsfrequenz,  $N_b$  die Anzahl der Bunches im Ring und  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  sind Parameter für die Ausdehnung senkrecht zur Strahlrichtung. Dieser Abbildung ist auch zu entnehmen, dass der  $W$ -Wirkungsquerschnitt um viele Größenordnungen kleiner ist als der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$ , welcher zum größten Teil aus QCD Ereignissen besteht, die den Untergrund für Untersuchungen an Elektronen bilden. Die integrierte Luminosität  $\mathcal{L}$  ist definiert als

$$\mathcal{L} = \int L(t) dt, \quad (2.3)$$

wobei  $L(t)$  die instantane Luminosität ist. Für die Anzahl der produzierten Ereignisse mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  gilt

$$N = \int \dot{N} dt = \int \sigma L dt = \sigma \int L dt = \sigma \mathcal{L}, \quad (2.4)$$

da  $\sigma$  als zeitlich konstant angenommen wird.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$	10,75 %
$W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10,57 %
$W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$	11,25 %
$W^- \rightarrow q\bar{q}$	67,60 %
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	3,36 %
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	3,37 %
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	3,37 %
$Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$	20,00 %
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	69,91 %

Tabelle 2.4: Die wichtigsten Zerfallskanäle für  $W$ - und  $Z$ -Bosonen.

## Zerfall von $W$ - und $Z$ -Boson

Da alle Teilchen des Standardmodells, mit Ausnahme von Gluonen und Photonen, schwach wechselwirken, können das  $Z$ - und das  $W$ -Boson an jedes dieser Teilchen koppeln. Deshalb können sie grundsätzlich in alle Elementarteilchen kleinerer Masse zerfallen. In Abbildung 2.5 sind die Zerfallskanäle dargestellt. Auf Grund seiner großen Masse kommt das  $t$ -Quark als Zerfallsprodukt nicht in Frage.

Die möglichen Zerfallskanäle und deren Verzweigungsverhältnis sind in Tabelle 2.4 aufgelistet. Die Zerfälle des  $W^+$ -Bosons sind äquivalent zu denen des  $W^-$ -Bosons. Für diese Arbeit sind nur die Zerfallskanäle  $Z \rightarrow e^+ + e^-$  und  $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$  bzw.  $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$  von Bedeutung, da nur hierbei Elektronen bzw. Positronen entstehen.

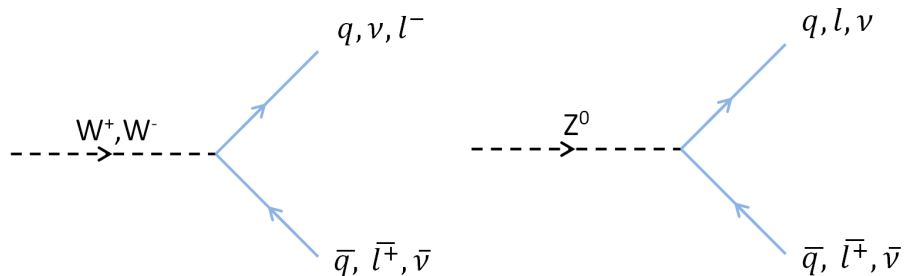


Abbildung 2.5: **(Links)**: Zerfallsdiagramm für das  $W$ -Boson. **(Rechts)**: Zerfallsdiagramm für das  $Z$ -Boson.

## **Kapitel 3**

# **Der Large Hadron Collider und das ATLAS Experiment**



## 3.1 Der Beschleunigerring

Der LHC ist ein Hadronen-Speicherring am CERN mit etwa 27 km Umfang. Zum Bau des LHC wurde der aus den 80er Jahren stammende Tunnel des LEP<sup>1</sup> verwendet. Am 10. September 2008 konnte der neue Beschleuniger in Betrieb genommen werden. Jedoch musste bereits nach zehn Tagen der Strahlbetrieb aufgrund eines technischen Problems im Kühlsystem wieder eingestellt werden. Erst am 20. November 2009 konnte der Beschleuniger wieder in Betrieb genommen werden.

Im Ring des LHCs werden Hadronen (Protonen bzw. Schwerionen) in entgegengesetzter Richtung auf je 7 TeV beschleunigt. Da in dieser Arbeit ausschließlich Kollisionen von Protonen untersucht werden, wird in diesem Abschnitt nur auf diese eingegangen. Die beiden Strahlen können an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. Die gegenläufige Bewegung der Protonen ermöglicht Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV.

Um die Protonen auf ihrer Kreisbahn zu halten, werden supraleitende Dipolmagnete eingesetzt. Insgesamt sind 1232 Dipolmagnete, mit einer Länge von je 14,3 m im Tunnel installiert, was einer Gesamtstrecke von 17,6 km entspricht. Hieraus ergibt sich ein effektiver Krümmungsradius von 2804 m. Mit jedem dieser Magnete lässt sich eine Feldstärke von 8,3 T erzeugen. Zur Fokussierung des Strahls werden weitere 392 Quadrupol- und 3700 Multipolmagnete verwendet. Die Beschleunigung der Hadronen findet in 16 Kavitäten (acht pro Strahl) durch hochfrequente elektrische Felder statt. Diese erreichen eine maximale Beschleunigungsspannung von 16 MV. Während des Beschleunigungsvorganges erhalten die Protonen eine Energiezufuhr von 0,5 MeV pro Umlauf.

Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung<sup>2</sup> eines Protons im LHC beträgt einige keV pro Umlauf. Dieser Verlust ist um einen Faktor 100 kleiner als der Energiegewinn pro Umlauf in den Kavitäten. Während beim Elektron-Positron-Beschleuniger die Synchrotronstrahlung (einige GeV pro Umlauf) der limitierende Faktor der Schwerpunktsenergie war, wird nun die obere Grenze durch die Stärke der magnetischen Felder der Dipolmagnete vorgegeben. Um hohe Feldstärken zu erreichen, werden ausschließlich supraleitende Elektromagnete eingesetzt. Aus diesem Grund wird der gesamte Beschleunigerring auf 1,9 K abgekühlt.

Um hohe Luminositäten zu erreichen, ist eine hohe Protonendichte im Strahl nötig. Dazu werden die Protonen in dichte "Bunches" zusammengefasst, wobei jeder dieser Bunches  $10^{11}$  Protonen enthält. Um die Luminosität weiter zu erhöhen, werden möglichst viele Bunches (bis zu 2808) gleichzeitig beschleunigt, dies entspricht einem Abstand zweier Bunches von 7,5 m. Wie oben bereits erwähnt, werden die Quadrupol- und Multipolmagnete dazu verwendet, den Strahl zu fokussieren. Senkrecht zur Flugrichtung wird in beide Raumrichtungen eine mittlere Ausdehnung von

---

<sup>1</sup>LEP: Large Electron-Positron Collider

<sup>2</sup>Als Synchrotronstrahlung bezeichnet man die elektromagnetische Strahlung, die von einem durch ein Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungenen geladenen Teilchen emittiert wird. Die ausgesendete Strahlungsleistung nimmt mit zunehmender Masse der Ladungsträger ab.

Beschleuniger	Typ	Endenergie	Länge
LINAC2	linear	50 MeV	80 m
PSB	zirkular	1,4 GeV	157 m
PS	zirkular	25 GeV	628 m
SPS	zirkular	450 GeV	7 km
LHC	zirkular	7 TeV	27 km

Tabelle 3.1: Vorbeschleuniger zum LHC.

1,6  $\mu\text{m}$  erreicht. Aus all diesen Faktoren ergibt sich bei einer Umlauffrequenz von 11,25 kHz eine Luminosität von  $3,5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pro Bunch. Sind alle möglichen Bunches gefüllt, erreicht man eine Spitzenluminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Das Beschleunigen der Bunches wird auf verschiedenen Stufen mit Vorbeschleunigern (Abbildung 3.1) verwirklicht. Diese Vorbeschleuniger sind Teilchenbeschleuniger, welche zum Teil auch schon Vorbeschleuniger zu LEP waren. Eine Auflistung aller Vorbeschleuniger mit den erreichten Injektionsenergien ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

An jedem der vier Kollisionspunkte befindet sich eines der LHC Experimente. ATLAS und CMS<sup>3</sup> sind Universaldetektoren, mit deren Hilfe ein großes Spektrum an Fragestellungen untersucht werden soll. Neben der Suche nach dem Higgs-Boson fällt hierunter auch die Frage nach einer Substruktur der Elementarteilchen und die Suche nach Supersymmetrie. Um eine bessere Überprüfbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, werden diese Fragestellungen von beiden Experimenten unabhängig untersucht.

LHCb<sup>4</sup> ist darauf spezialisiert die CP-Verletzung genauer zu untersuchen. Hierzu werden Entstehung und Zerfall der  $B$ -Mesonen beobachtet und ausgewertet. ALICE<sup>5</sup> hat die Aufgabe die Existenz des so genannten Quark-Gluon-Plasmas<sup>6</sup> zu untersuchen. Dieses könnte dem Zustand der Materie unmittelbar nach dem Urknall ähneln. Um die notwendigen Quark-Gluon-Dichten zu erzeugen, werden hier Schwerionen-Kollisionen beobachtet.

---

<sup>3</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>4</sup>Large Hadron Collider beauty

<sup>5</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>6</sup>Das Quark-Gluon-Plasma gilt als eigener Aggregatzustand, in dem sich Gluonen und Quarks quasifrei verhalten.

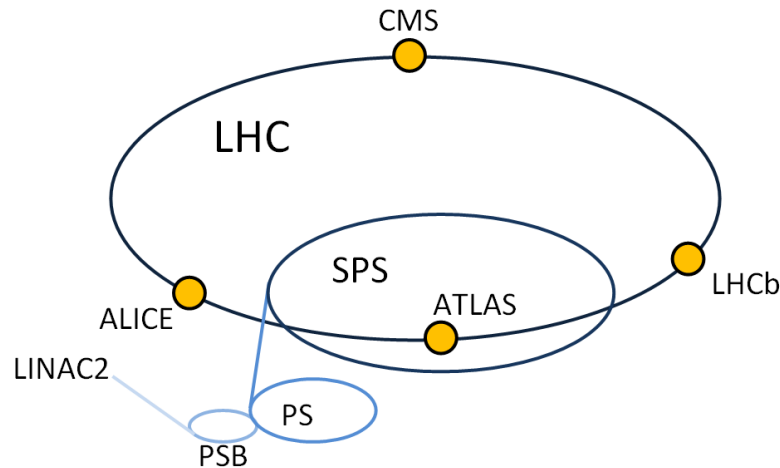


Abbildung 3.1: Der LHC mit seinen Vorbeschleunigern und Experimenten

## 3.2 Das ATLAS-Experiment

ATLAS ist mit seinen 45 m Länge, einem Durchmesser von 22 m und einem Gewicht von 7000 t der größte Detektor am LHC. Aufgrund der niedrigen Wirkungsquerschnitte der neuen Physik ist eine präzise Impuls- und Energiemessung geladener und ungeladener Teilchen notwendig um interessante Physik vom Untergrund trennen zu können und damit eine Selektion durchführen zu können. Dies stellt hohe technische Ansprüche an den ATLAS-Detektor.

- Die Kollisionsrate der Bunches von 40 MHz erfordert schnelle Triggerentscheidungen und präzise synchronisierte Ausleseelektronik. Speichern der Ereignisdaten ist mit einer Frequenz von 200 Hz möglich. Da der Beschleuniger eine Ereignisrate von 1 GHz liefert, müssen uninteressante Ereignisse online selektiert bzw. verworfen werden.
- Die hohe Anzahl an Spuren ( $4 \cdot 10^{10}$  pro Sekunde) erfordert hochauflösende, dreidimensionale Spurdetektoren, die neben Spurrekonstruktion noch dazu verwendet werden, den Impuls der geladenen Teilchen mit Hilfe eines Magnetfeldes zu bestimmen.
- Zur Messung der Energie werden Kalorimeter im vollen Raumwinkel benötigt. Die Dimensionen der Kalorimeter müssen so konzipiert sein, dass die gesamte Energie der Hadronen, der Elektronen sowie der  $\gamma$ -Quanten vollständig absorbiert wird. Für eine hohe Energie- und Winkelauflösung ist eine feine Granularität der Kalorimeterzellen Voraussetzung.

- Das Myonsystem hat die Aufgabe die Existenz von Myonen zu überprüfen. Da Myonen minimal ionisierende Teilchen (MIPs)<sup>7</sup> sind, ist dazu ein eigenes System nötig. Die Entstehung von Myonen spielt eine wichtige Rolle bei der Triggerentscheidung.
- Ein wichtiges Indiz für neue Physik ist die so genannte "fehlende Energie". Die Ursache hierfür sind Teilchen wie Neutrinos, die den Detektor verlassen, ohne von ihm erfasst zu werden. Fehlende Energie muss nachträglich mit Hilfe der physikalischen Erhaltungssätze berechnet werden.
- Da der Detektor ständig hoher Strahlung ausgesetzt ist (nach 10 Jahren Betrieb ca. 300 kGy) werden strahlungsresistente Bauteile und Elektronik benötigt.

Um all diese Anforderungen zu erfüllen, ist der ATLAS-Detektor aus zylinderförmigen Schichten um den Strahlkreuzungspunkt herum aufgebaut. Dies ist aus bautechnischen Gründen, sowie aus Gründen der Stabilität unvermeidbar. Das System von Spurdetektoren ist nahe am Kollisionsspunkt angebracht. Umschlossen wird das Spursystem vom elektromagnetischen und vom hadronischen Kalorimeter. Die äußerste Schicht bilden die Myonenkammern. Zur Impulsbestimmung geladener Teilchen wird der gesamte Detektor mit magnetischen Feldern durchzogen. Material, das Energie der passierenden Teilchen absorbiert, aber diese nicht misst, wird als totes Material bezeichnet. Der schematische Aufbau des ATLAS-Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

## Das ATLAS-Koordinatensystem

An dieser Stelle wird das ATLAS-Koordinatensystem eingeführt. In diesem kartesischen System verläuft die  $z$ -Achse in Strahlrichtung. Die positive  $x$ -Achse steht senkrecht darauf und zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings. Die positive  $y$ -Achse zeigt nach oben. Damit zeigt die positive  $z$ -Achse in Richtung der Teilchen, die sich im mathematisch positiven Drehsinn (aus der Vogelperspektive) im Beschleuniger bewegen. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Wechselwirkungspunkt. Weiter wird ein polares Koordinatensystem eingeführt. Der Abstand  $r$  ist definiert als  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ .  $\varphi$  ist der Azimutwinkel, der von  $-\pi <$  bis  $\pi$  läuft. Der Nullpunkt von  $\varphi$  zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigers, also in Richtung der  $x$ -Achse. Häufig wird auch die so genannte Pseudorapidität  $\eta$  verwendet. Diese ist über den Polarwinkel  $\theta$  definiert:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \frac{\theta}{2} \right] \quad (3.1)$$

---

<sup>7</sup>Minimal ionisierende Teilchen sind Teilchen, die im Minimum des Energieverlustes durch Ionisation in Materie liegen.

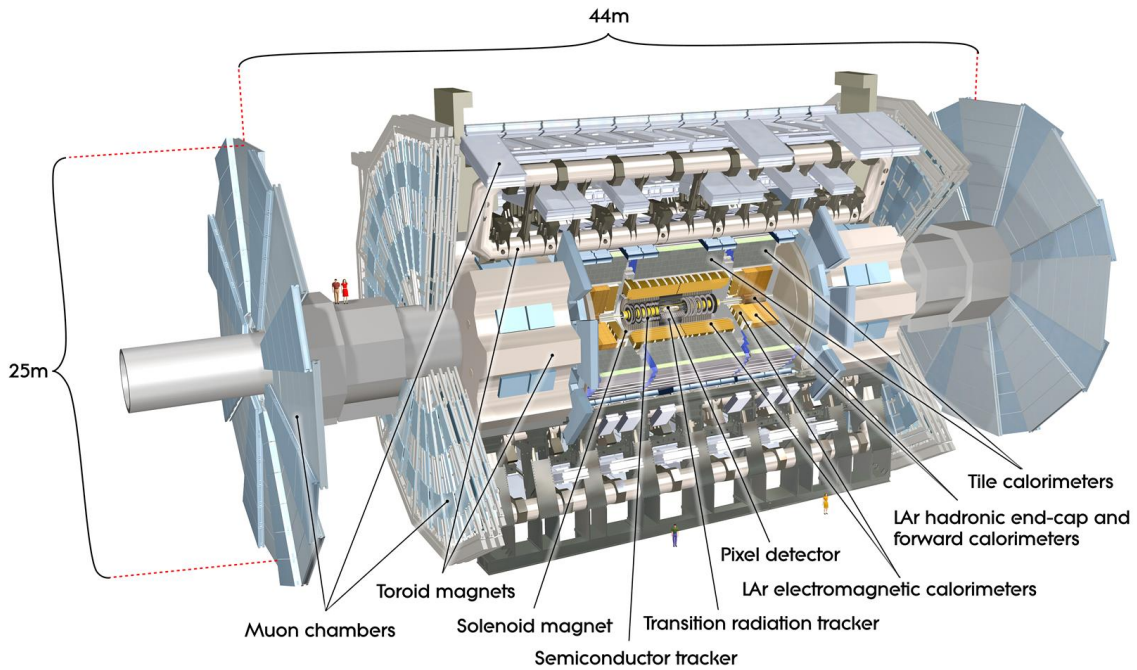


Abbildung 3.2: Der ATLAS-Detektor

Die Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \quad (3.2)$$

geht für hohe Energien (Vernachlässigung der Ruheenergie) in die Pseudorapidität über. Der Grund für die Verwendung von  $\eta$  liegt in der Tatsache, daß Abstände in  $\eta$  konstant unter Lorentz-Transformation sind. Des weiteren hat man experimentell beobachtet, dass der Fluss der erzeugten Teilchen bei Hadron-Kollisionen pro Rapiditätsintervall konstant ist. Das gilt in der Näherung auch für die Pseudorapidität, welche einfacher zu bestimmen ist, da sie nicht von der Masse der Teilchen abhängt und nur ein Winkel zu messen ist.

## Der innere Detektor

Die Aufgabe des inneren Detektors besteht darin eine präzise Rekonstruktion der Lage und Krümmung von Teilchenspuren zu vermessen. Er besteht aus drei Komponenten und hat insgesamt einen Radius von 1,5 m, eine Länge von 7 m in  $z$ -Richtung und ist symmetrisch in  $\varphi$  (Abbildung 3.3). Die erste Komponente ( $50,5 \text{ mm} < r < 122,5 \text{ mm}$ ), aus denen der innere Detektor besteht, ist ein aus Silizium bestehender Halbleiter-Pixeldetektor. Dieser verfügt über insgesamt 1744 Module mit jeweils 47232 Halbleiterpixel. Er deckt den Bereich von  $|\eta| < 2,5$  ab. Die Ortsauflösung

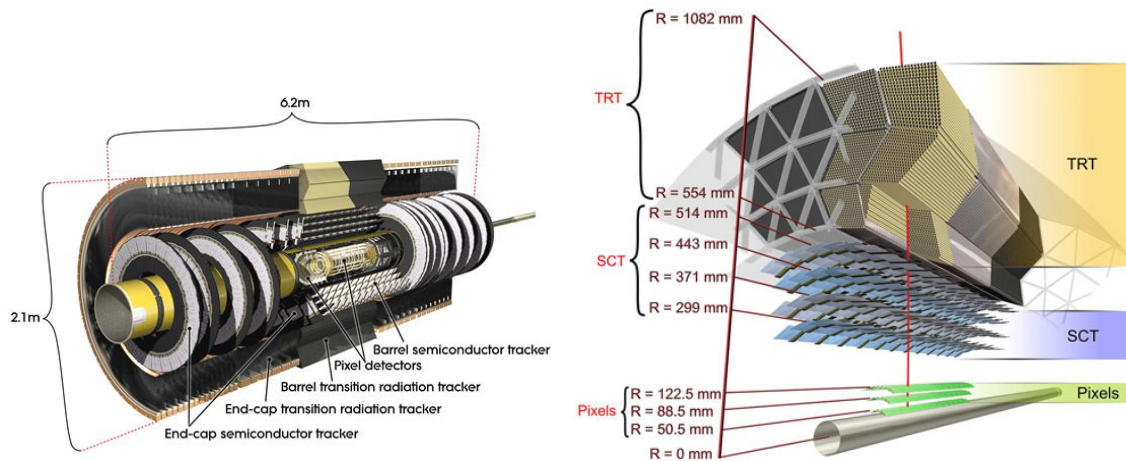


Abbildung 3.3: Aufbau des inneren Detektors

beträgt  $115 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung und  $10 \mu\text{m}$  in  $r - \varphi$ -Richtung.

Der zweite Bestandteil des inneren Detektors ist der Semi-Conductor-Tracker (SCT), der aus acht Lagen von Siliziumstreifen-Detektoren besteht. Daneben existieren noch neun senkrecht zur Strahlachse stehende Scheiben mit vergleichbaren Eigenschaften. Die gesamte räumliche Ausdehnung in radialer Richtung geht von  $r = 299 \text{ mm}$  bis  $r = 514 \text{ mm}$ . Um den selben  $\eta$ -Bereich wie der Pixel-Detektor abzudecken, hat dieser Detektor eine Länge von  $5,4 \text{ m}$ . Es wird eine Ortsauflösung von  $580 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung und  $17 \mu\text{m}$  in  $r - \varphi$ -Richtung erreicht.

Der Transition-Radiation-Tracker (TRT) ist das äußerste Element des inneren Detektors. Er vereinigt die Eigenschaften einer Driftkammer und eines Übergangsstrahlendetektors. Die Driftröhren (Durchmesser  $4 \text{ mm}$ , mit Xenongas gefüllt) sind in Polyethylen eingebettet, welches Strahlung im Röntgenbereich aussendet, wenn es von Teilchen durchquert wird. Diese Strahlung wird vom Xenongas absorbiert und nachgewiesen. In radialer Richtung besitzt der TRT eine Ausdehnung von  $554 \text{ mm} < r < 1082 \text{ mm}$ . Seine Länge in  $z$ -Richtung beträgt ebenfalls  $5,4 \text{ m}$ , wodurch aufgrund des größeren radialen Abstands zum Ursprung nur ein Bereich von  $|\eta| < 1,5$  abgedeckt werden kann. Die räumliche Auflösung, die erreicht wird, beträgt in allen Raumrichtungen  $130 \mu\text{m}$ .

## Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem bestimmt die Energie der meisten Teilchen im gesamten Raumwinkel ( $|\eta| < 4,9$ ). Da die Gesamtenergie der Teilchen im Kalorimeter absorbiert werden soll, muss man die räumliche Ausdehnung des Detektors so wählen, dass nahezu alle Teilchen im Detektormaterial gestoppt werden. Die relative Ener-

gieauflösung eines Kalorimeters setzt sich aus folgenden Termen zusammen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.3)$$

Hier ist  $a/\sqrt{E}$  der statistische Term,  $b/E$  der Rausch-Term und  $c$  der konstante Term. Der statistische Term kommt aus der Fluktuation der Schauerentwicklung. Da das elektronische Rauschen  $b$  unabhängig von der Energie der Teilchen ist, kann  $b/E$  für hohe Energien vernachlässigt werden. In diesem Fall dominiert der konstante Term, welcher Effekte wie Granularität, Kalibrierung u.ä. berücksichtigt.

Im ATLAS-Detektor wird ein elektromagnetisches Kalorimeter (EM Kal.) sowie ein hadronisches Kalorimeter verwendet, wobei sich ersteres in einem Abstand von  $1,5 \text{ m} < r < 2 \text{ m}$  vom Strahl befindet. Mit dem EM Kal. wird primär die Energie von Elektronen und Photonen bestimmt. Hadronische Teilchen deponieren jedoch ebenfalls einen Bruchteil ihrer Energie im EM Kal., welches aus vielen Bleischichten und flüssigem Argon (LAr) aufgebaut ist. Das LAr dient als aktives Medium, das von geladenen Teilchen ionisiert wird. Die so entstandenen Ionen wandern zu Elektroden und erzeugen dort einen Ladungsfluss, der proportional zur Energie des ionisierenden Teilchens ist. Den  $6,4 \text{ m}$  langen, zylinderförmigen Bereich im Zentrum des Detektors bezeichnet man als elektromagnetisches Barrel<sup>8</sup> (EMB). Es deckt den Winkelbereich  $|\eta| < 1,475$  ab. Für  $|\eta| = 1,375$  bis  $|\eta| = 3,2$  schließt sich das ebenfalls zylinderförmige End-Cap Kalorimeter (EMEC) an beiden Enden des Detektors an. EMB und EMEC besitzen den gleichen Radius. Das gesamte EM Kal. des ATLAS-Detektors hat eine Tiefe von bis zu 22 Strahlungslängen<sup>9</sup>. Die erreichte Energieauflösung wird durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\% \quad (3.4)$$

beschrieben.

An das EM Kal. schließt sich das hadronische Kalorimeter (Had Kal.) an. Mit ihm wird die Energie hadronischer Schauer bestimmt, deren Ausdehnung über die des EM Kal. hinaus geht. Im zentralen Bereich ( $|\eta| \leq 1$ ) liegt das zylinderförmige Barrel, woran das sogenannte "Extendedbarrel" ( $0,8 < |\eta| < 1,7$ ) angeschlossen ist. In ziegelförmiger Bauweise (Engl.: tile = Ziegel) werden hier Eisenplatten (Absorbermaterial) und Plastiksintillatoren versetzt angeordnet. Diese Struktur ist namensgebend für das so genannten Tile-Kalorimeter (Tile-Kal.). Das gesamte Barrel ist radial in drei Schichten mit den Wechselwirkungslängen<sup>10</sup>  $1,5, 4, 1$  und  $1,8$  aufge-

<sup>8</sup>Barrel, engl.: Fass. Als Barrel wird eine zylinderförmige Detektorgeometrie bezeichnet.

<sup>9</sup>Als Strahlungslänge wird die Strecke bezeichnet, auf welcher die Energie eines Elektronenstrahls auf  $1/e$  abfällt.

<sup>10</sup>Als Wechselwirkungslänge wird die Strecke bezeichnet, in der die Intensität eines Teilchenstrahls, aufgrund von hadronischen Reaktionen, auf  $1/e$  abfällt.

teilt. Die Zellen in diesem Bereich haben eine Größe von  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$  bzw.  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,1$ . Die angestrebte Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (3.5)$$

Der End-Cap-Bereich des Had Kal. (HEC) erfasst die Regionen von  $1,5 < |\eta| < 3,2$ . Er basiert, wie auch das EM Kal., auf einer Technologie, die LAr als aktives Material nutzt. Als Absorber wird hier Kupfer verwendet. Die Zellengröße ändert sich mit  $|\eta|$  zwischen  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$  und  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,2$ . Die Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 8\%. \quad (3.6)$$

LAr als aktives Material wird auch im Forward Kalorimeter (FCal) genutzt, welches den Bereich von  $3,1 < \eta < 4,9$  abdeckt und somit für gestreute Teilchen, die sich nahezu parallel zur  $z$ -Achse bewegen, konzipiert ist. Das FCal ist zwischen HEC und Strahlrohr positioniert und benutzt Kupfer und Wolfram als Absorber. Eine Gesamtübersicht über das Kalorimetersystem ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

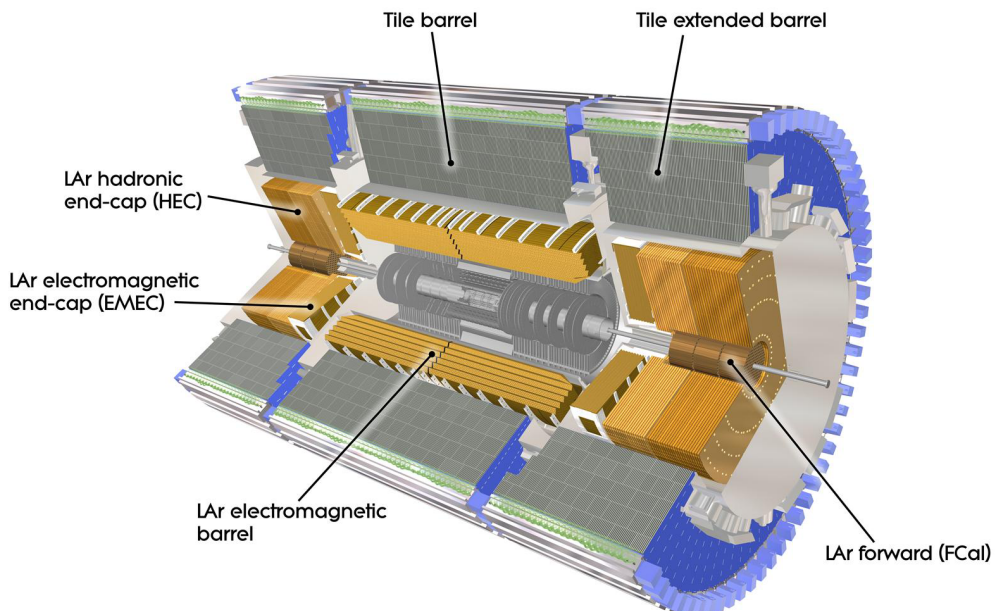


Abbildung 3.4: Aufbau des Kalorimetersystems



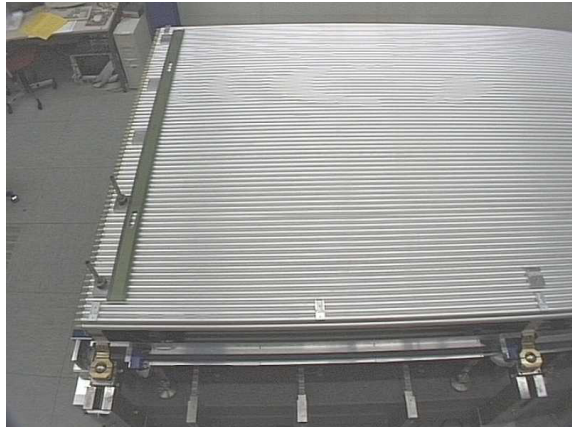
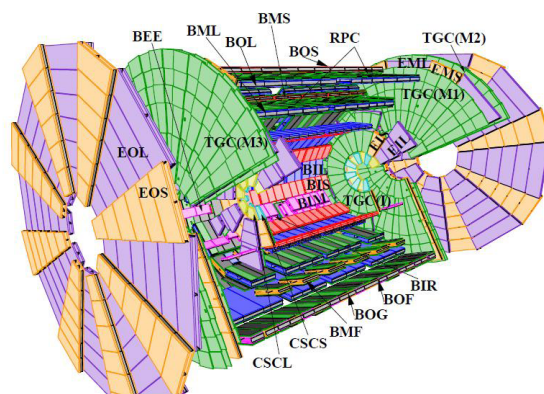


Abbildung 3.5: **(Links)**: Schematischer Aufbau des Myonsystems. **(Rechts)**: Foto eines Myonenmoduls vor dem Einbau in den Detektor.

## Das Myonsystem

Myonen erfahren beim Durchqueren von Materie nur geringe Energieverluste und werden aus diesem Grund als MIP bezeichnet. Bremsstrahlung, die die Ursache der Schauerbildung von Elektronen in Materie ist, kann bei Myonen vernachlässigt werden, da diese ca. 200 mal schwerer sind als Elektronen, und die Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung mit  $1/m^2$  abfällt. Die Lebensdauer der Myonen von  $2 \mu\text{s}$  erlaubt das Verlassen des Detektors. Somit sind Myonen die einzigen Teilchen, die in großer Zahl den Detektor komplett durchqueren. Zum Nachweis und zur Spurrekonstruktion dieser Teilchen wurde das Myonensystem konzipiert. Im zentralen Bereich (Barrel) existieren drei Zylindermäntel mit den Radien 5 m, 7,5 m und 10 m. Im End-Cap-Bereich befinden sich auf beiden Seiten im Abstand von 6 m positionierte Räder (Abbildung 3.5 (Links)) mit einer Höhe von ca. 25 m. Jede Lage des Myonendetektors besteht aus einzelnen Modulen, die aus 1 m bis 6 m langen Röhren mit einem Durchmesser von 3 cm zusammengesetzt sind. Ein einzelnes Modul ist in Abbildung 3.5 (Rechts) zu sehen. Die Röhren sind mit einem  $\text{Ar}/\text{CO}_2$ -Gemisch gefüllt, welches beim Durchflug von Myonen ionisiert wird. Dadurch entsteht eine Elektronenlawine, die sich zu der Anode im Zentrum der Röhre hin ausbreitet und dort als Ladungspuls gemessen wird. Auf einer Fläche von insgesamt  $5500 \text{ m}^2$  existieren eine Million Auslesekanäle. Als Impulsauflösung wird  $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$  bei einem Impuls von  $p_T = 1 \text{ GeV}$ , angestrebt.

## Das Magnetsystem

Um die Bahnen geladener Teilchen zu krümmen und somit eine Aussage über den Impuls zu erhalten, wird ein starkes Magnetfeld benötigt. Dieses Magnetfeld wird durch zwei supraleitende Magnetsysteme (4,4 K) erzeugt. Der um die Strahlachse

herum zylindrisch angeordnete Magnet erzeugt ein homogenes Magnetfeld von bis zu 2 T, parallel zur Strahlrichtung, welches zur Krümmung der Spuren im inneren Detektor verwendet wird (Abbildung 3.6). Zur Krümmung der Myonenspuren sind im Barrel und in den beiden End-Cap Bereichen 24 Toroid-Magnete installiert, die ein Feld in  $\varphi$ -Richtung erzeugen. Um eine permanente Kontrolle der Magnetfeldstärke zu ermöglichen, wurden ca. 1800 Hall-Sonden im gesamten Detektor installiert.

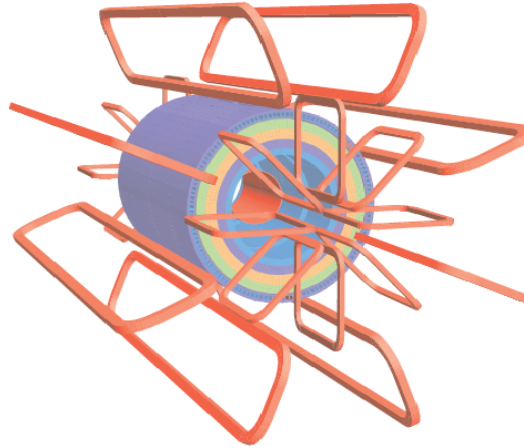


Abbildung 3.6: Das ATLAS Magnetsystem. Der zentrale Magnet erzeugt ein Magnetfeld parallel zur Strahlachse für den Inneren Detektor. Die äußeren Toroid-Magnete werden von dem Myonensystem verwendet.



## **Kapitel 4**

# **Das Triggersystem des ATLAS Detektors**

## 4.1 Das ATLAS Triggersystem

In einem Hadron-Collider, wie dem LHC, wird der totale Wirkungsquerschnitt von QCD-Ereignissen dominiert. Es handelt sich um Prozesse, deren Eigenschaften bekannt sind und die bei der Suche nach neuer Physik keine Beiträge liefern. Da die Wirkungsquerschnitte von interessanten Ereignissen um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die des Untergrunds, ist eine hohe Luminosität nötig, um ausreichend Statistik zu sammeln. Es besteht kein Interesse daran und ist technisch nicht möglich, alle Ereignisse zu speichern.

Die Kollisionsfrequenz beträgt bis zu 40 MHz, was zur Folge hat, dass alle 25 ns ein Ereignis bewertet und gespeichert oder verworfen werden muss. Bei einer so hohen Luminosität, wie sie beim LHC gegeben ist, kommt es zu bis zu 20 inelastischen Stößen pro Strahlkreuzung. Das entspricht einer Wechselwirkungsrate von 1 GHz. Die heutige Technologie erlaubt das Speichern solcher Datenmengen (ca. 1,5 MB pro Ereignis) mit einer Frequenz von 200 Hz. Daher ist eine Reduktion der Daten um über sechs Größenordnungen notwendig.

Ziel dieser Reduktion ist es, alle interessanten Ereignisse zu selektieren. Dabei muss beachtet werden, dass jeder der ca. 20 Stöße pro Ereignis entscheidend sein kann. Die ganze Auswahl muss "online" geschehen. Aus diesem Grund besitzt ATLAS ein Trigger-System, das aus drei Stufen besteht. Ein Schema dieses Systems ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

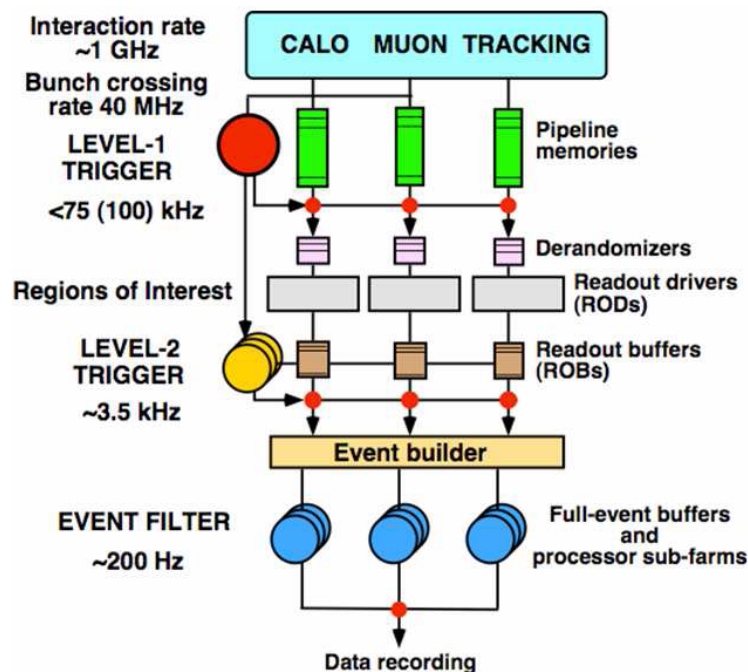


Abbildung 4.1: Das ATLAS-Trigger- und Datennahme-System

## Die erste Triggerstufe

Der Level-1-Trigger (L1) ist ein Hardwaretrigger. Er ist die erste Stufe des Trigger-Systems und hat damit am wenigsten Zeit für seine Entscheidung. Diese basiert auf wenigen wichtigen Informationen. Der L1 erhält Kalorimeter- und Myonenkammerinformationen, welche ihm mit reduzierter Energieauflösung (1 GeV) und mit größerer Granularität<sup>1</sup> zur Verfügung stehen. Die Ereignisrate wird von L1 so weit reduziert, dass dem Level-2-Trigger ausreichend Zeit pro Ereignis zur Verfügung steht, um seine Entscheidung aufgrund der gesamten Detektorinformation zu treffen. Die reduzierte Ausgaberate nach der L1 Triggerentscheidung beträgt 100 kHz.

## Die zweite Triggerstufe

Der Level-2-Trigger (L2) ist ein Softwaretrigger, der auf einer Computerfarm implementiert ist. Er bekommt alle Detektorinformationen in maximaler Granularität und Energieauflösung, jedoch nur in den Regionen die, der L1 als interessant erkannt hat, die als "Regions of Interest" (RoI) bezeichnet werden. Der L2 hat ca. 10 ms pro Ereignis, um zu entscheiden, ob das Ereignis an die nächste Stufe weitergeleitet oder verworfen wird. Diese Weitergabe darf höchstens mit einer Frequenz von 3,5 kHz erfolgen.

## Der Event-Filter

Die dritte Stufe des Triggersystems wird Event-Filter (EF) genannt. Dieses ebenfalls auf einer Computerfarm implementierte System benutzt eine eigene Analysesoftware, um jedes einzelne Event zu rekonstruieren. Durch stark parallelisiertes Rechnen, dies ermöglicht das Berechnen vieler Ereignisse gleichzeitig, bleiben dem EF zur Analyse pro Ereignis etwa 4 s. Nach dieser weiteren Reduktion beträgt die Ereignisrate die zum Speichern nötigen etwa 200 Hz.

---

<sup>1</sup>Mit Granularität wird die Feinheit der Detektorelemente bezeichnet.

## 4.2 Der Level-1-Kalorimeter Trigger

Der gesamte Aufbau des L1 ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Kalorimeter- und Myontrigger bekommen analoge Eingangswerte, die getrennt digitalisiert und verarbeitet werden. Die Entscheidung, das Ereignis weiterzugeben oder zu verwerfen, fällt der zentrale Trigger-Prozessor (CTP), der die Ergebnisse beider Berechnungen kennt. Die Ergebnisse werden an drei Stellen übergeben. Der L2-Trigger bekommt die Entscheidung von L1 mitgeteilt, dazu werden die Daten zurück zum Detektor geleitet, der dann dem L2 alle Informationen über das entsprechende Ereignis zur Verfügung stellt. Des Weiteren werden die von L1 identifizierten RoI-Positionen an den L2 weitergeleitet. Ein dritter Kanal ermöglicht das Speichern sämtlicher Informationen der L1-Teilsysteme der Datenerfassung zur Überwachung und Kontrolle des L1-Betriebs. Dieser Kanal wird als **Data AcQ**uisition (DAQ) bezeichnet.

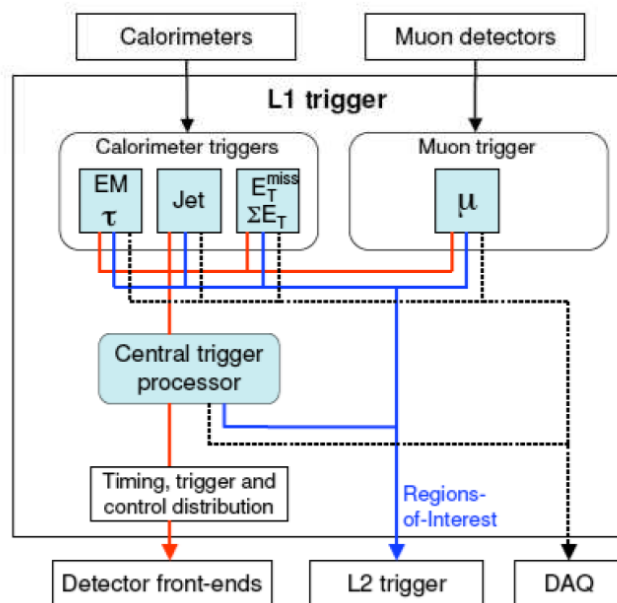


Abbildung 4.2: Übersicht über den Level-1 Kalorimeter-Trigger

Als L1calo wird der Teil der ersten Triggerstufe bezeichnet, der nur Informationen aus den Kalorimetern bekommt und keine aus den Myonsystemen. Als Eingabe werden für L1calo 7200 Triggertower<sup>2</sup> aus dem EM Kal. und Had Kal. definiert. Diese haben eine Granularität von vorwiegend  $0,1 \times 0,1$  in  $\eta \times \phi$ . Für höhere  $\eta$  ab den End-Cap-Bereichen wird die Triggertowergröße, wie in Abbildung 4.3 zu sehen, stufenweise weiter vergrößert.

Inklusive Kabellaufzeiten benötigt L1calo  $2,1 \mu\text{s}$ , um ein Ereignis auszuwerten. Da-

<sup>2</sup>Die einzelnen Kalorimeterzellen werden mit Hilfe einer Elektronik zu "Triggertowern" zusammengefasst, was die Granularität verringert. Dabei wird die Energie aus den einzelnen Zellen aufaddiert.

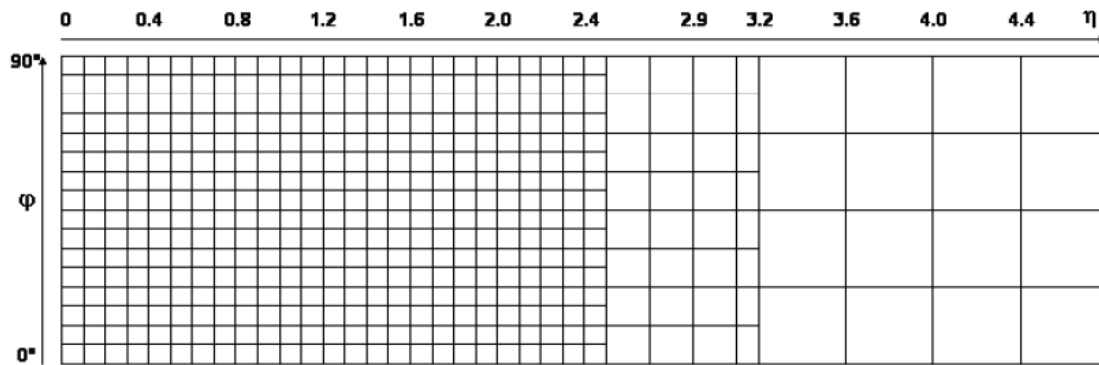


Abbildung 4.3: Größe der Triggertower in einem Bereich von  $0 < \varphi < \pi/2$  und  $\eta > 0$

mit erfüllt er die Vorgabe von  $2,5 \mu\text{s}$ . Die wichtigste Aufgabe von L1calo ist es, die Anzahl der Objekte mit hoher Energie zu ermitteln. Eine schematische Darstellung des Systems befindet sich in Abbildung 4.4. Die Daten werden vom Detektor an den "Receiver" weitergegeben, welcher der erste Teil des L1calo ist. Er besitzt zwei Aufgaben. Zuerst rechnet er die Energie der hadronischen Triggertower in transversale Energie<sup>3</sup> um, weiterhin führt er die Feinkalibration durch. Anschließend werden die immer noch analogen Signale an den Pre-Prozessor weitergegeben.

## Der Pre-Prozessor

Der Pre-Prozessor besteht aus 124 Pre-Prozessormodulen (PPMs). In jedem dieser Module kommen analoge Signale von 64 Triggertowern an. Aufgabe des Pre-Prozessors ist die Digitalisierung der analogen Signale. Jedes Signal wird in einen 10 Bit Wert umgerechnet. Hierraus wird nach einem digitalen Filter mit Hilfe eines Look-up-tables ein 8 Bit Energiewert für jeden Kanal ermittelt. Darstellungen eines analogen und eines digitalen Signals befinden sich in Abbildung 4.5. Es werden einige Korrekturen, wie die Korrektur von Offsets (Pedestal), durchgeführt. Die ursprüngliche Strahlkreuzung des aktuellen Signals wird identifiziert. Es werden so genannte Jet-Elemente konstruiert, die durch Aufaddieren von Triggertowern zu  $0,2 \times 0,2$ -Elementen gebildet werden. Die ermittelten Energiewerte werden an den CP und den JEP weitergegeben. Die digitalisierten Werte und der LUT-Wert werden an die Ausleseelektronik weitergegeben, die zur Überwachung der Triggeraktivität bestimmt ist. Die Rohdaten werden über die Read-Out-Driver (ROD) ausgelesen.

<sup>3</sup>Als transversale Energie wird der Anteil der Gesamtenergie bezeichnet, der von den transversalen Impulsanteilen getragen wird.



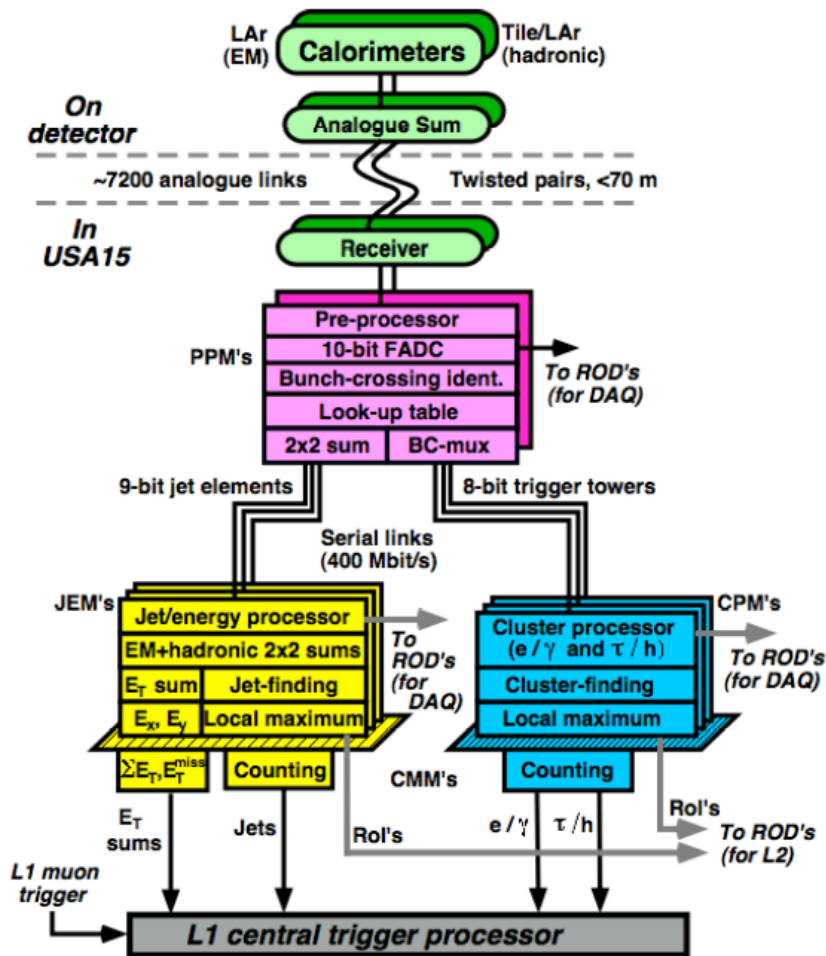


Abbildung 4.4: Aufbau des L1calo

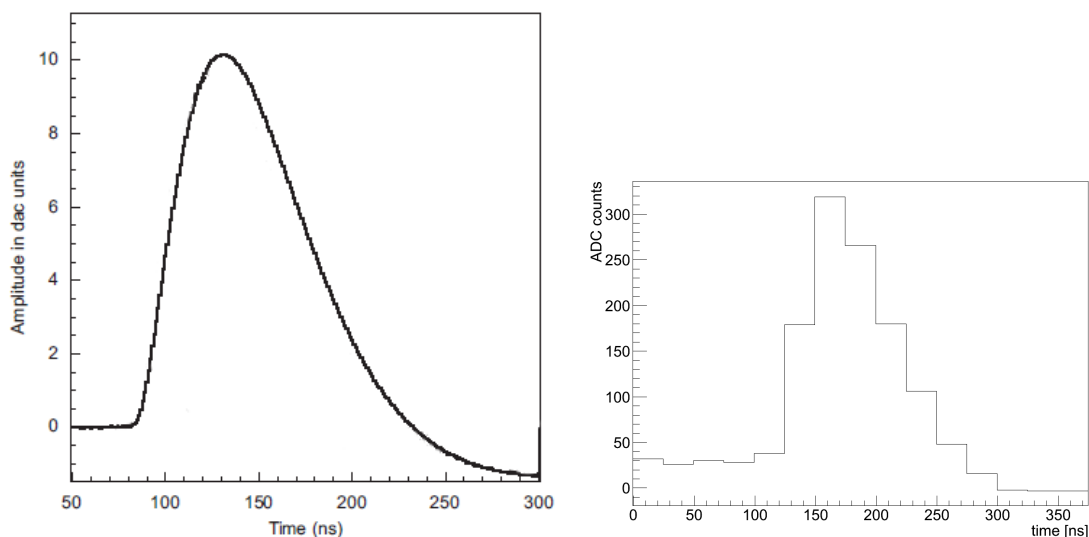


Abbildung 4.5: (**Links**): Analoges Kalorimeter Signal. (**Rechts**): Digitalisiertes Signal.

## Der Clusterprozessor und der Jet/Energiesummen-Prozessor

Diese beiden parallel laufenden Systeme sind sich in Algorithmus und Konstruktion sehr ähnlich. So basieren beide Algorithmen auf dem Clusterprozessor (CP) ( $e/\gamma$ - und  $\tau$ -Algorithmus), genau wie der Jet-Algorithmus im Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP) auf dem Prinzip des "overlapping sliding windows", welches in Kapitel 4.3 genauer erklärt wird. Die technische Anordnung ist so realisiert, dass möglichst wenige Kabelverbindungen zwischen den Prozessoren und dem Pro-Prozessor nötig sind.

Der CP ist wie in Abbildung 4.6 dargestellt in vier Teile eingeteilt, denen je ein Viertel des Kalorimeters zugeordnet wird. Jeder dieser Teile besteht aus 14 Cluster Processor Module (CPMs). Der JEP dagegen ist in zwei Teile unterteilt, von denen jeder 16 Jet/Energy Modules (JEMs) enthält. Jedes Modul behandelt zwei in  $\phi$  gegenüberliegende Kalorimeterhälften. Der CP behandelt nur Daten aus dem Bereich von  $|\eta| < 2,5$ , was dem Bereich des inneren Detektors und dem Barrel des elektromagnetischen Kalorimeters entspricht. Der Jet-Algorithmus erhält Signale, die von  $|\eta| < 3,2$  kommen, um so den End-Cap-Bereich des Had Kal. auch noch abzudecken. Die beiden weiteren Elemente des JEPs, der Energiesummen-Trigger (total- $E_T$ ) und der Trigger für die fehlende Energie ( $E_T^{miss}$ ), bekommen außerdem Informationen aus dem Forward-Kalorimeter. Dieser weitere Bereich von  $|\eta| < 4,9$  ist nötig um  $E_T^{miss}$  genauer bestimmen zu können. Die Ergebnisse der einzelnen Triggeralgorithmen werden an den zentralen Trigger-Prozessor weitergegeben, der dann zusammen mit den Ergebnissen des Myon-Triggers die endgültige Level-1-Triggerentscheidung berechnet.

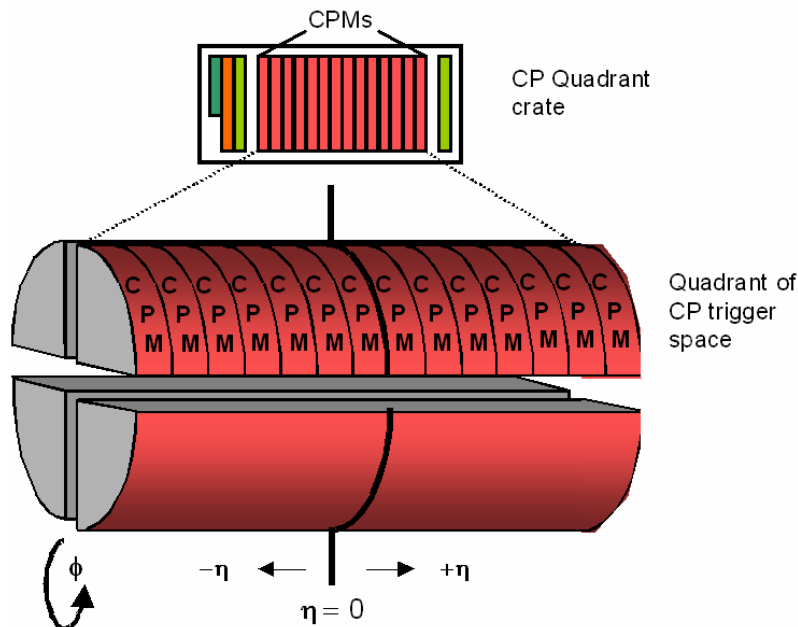


Abbildung 4.6: Design des Cluster-Prozessors

## 4.3 Triggeralgorithmen

### Der Elektron/Photon- und $\tau$ /Hadron-Algorithmus

Diese beiden Algorithmen, die im CP-System ausgeführt werden, benutzen eine sehr ähnliche Logik. Die Aufgabe des Elektron/Photon( $e/\gamma$ )-Algorithmus ist es, im elektromagnetischen Kalorimeter nach konzentrierten, mit hohem  $E_T$  versehenen Schauern zu suchen, die EM-Kandidaten (Elektronen und Photonen) sein könnten. Diese Regionen bilden die so genannten RoIs. Um den großen Jet-Untergrund zu unterdrücken, können zwei Bedingungen an die EM-Kandidaten gestellt werden. Sie müssen isoliert sein und dürfen keine Energie mehr im Had Kal. deponiert haben. Elektronen und Photonen sollten im EM Kal. ihre Energie vollständig deponiert haben. Der  $\tau$ /Hadron-Algorithmus sucht nach möglichen  $\tau$ -Kandidaten, die hadronische Schauer bilden.  $\tau$ -Leptonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 64,7% hadronisch (in ein oder drei geladene Hadronen und ein Neutrino). Hier ist es möglich, dass Energie im Had Kal. deponiert wird. In Abbildung 4.7 (Links) ist das entscheidende Element der beiden Algorithmen dargestellt:

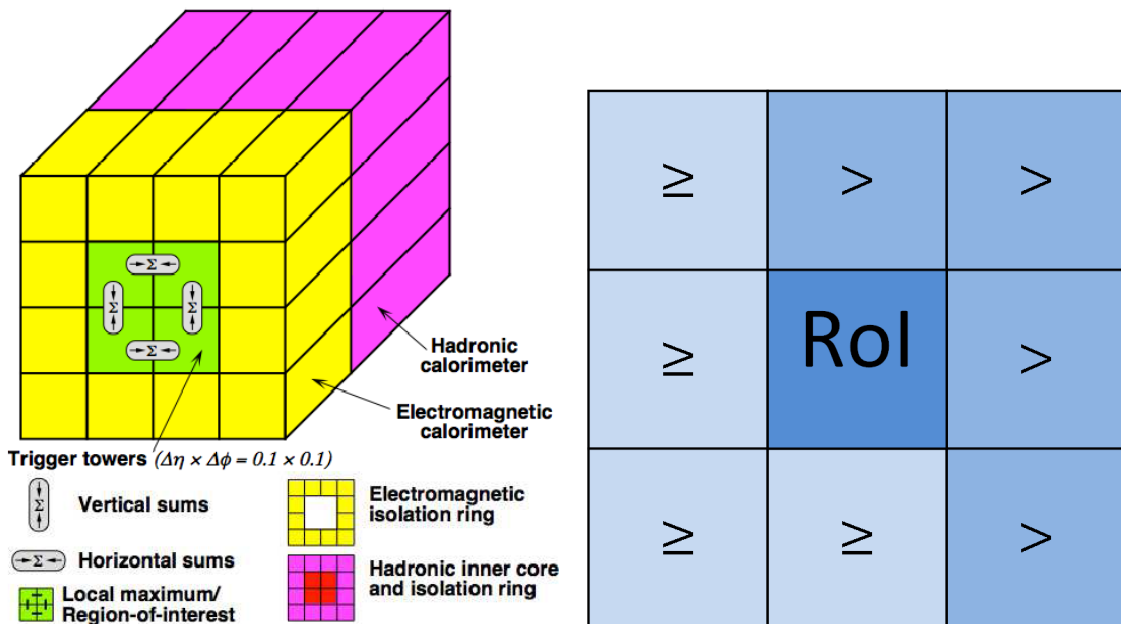


Abbildung 4.7: Veranschaulichung des  $e/\gamma$ - und  $\tau$ /Hadron-Algorithmus. **(Links)**: Aufbau des sogenannten "sliding window". **(Rechts)**: Kriterium zur eindeutigen RoI-Identifikation.

Je  $4 \times 4$  Triggertower werden zu einem "Fenster" zusammengefasst. Dieses Fenster wird über jeder möglichen Kombination von  $4 \times 4$  Triggertowern gebildet. Um enge Schauer zu finden, wird nun für alle  $2 \times 1$ - bzw.  $1 \times 2$ -Paare die  $E_T$ -Summe ge-

bildet. Der Grund hierfür ist, dass man keine Verluste an Schauern haben möchte, die genau auf der Triggertowergrenze liegen. Das entscheidende Kriterium für den  $e/\gamma$ -Algorithmus ist, dass wenigstens eine dieser  $E_T$ -Summen über einem einstellbaren Grenzwert liegt. Um das Kriterium des  $\tau$ /Hadron-Algorithmus zu erfüllen, müssen die  $E_T$ -Summen der einzelnen Paare zusammen mit dem  $E_T$  des gesamten  $2 \times 2$ -Triggertowers einen Schwellenwert überschreiten.

Als Isolationskriterium, um räumlich begrenzte Schauere zu identifizieren, werden die zwölf um die zentrale  $2 \times 2$ -Region liegenden Zellen untersucht. Die transversale Energie dieser zwölf Zellen wird aufaddiert und muss unter einem gewissen EM Isolationsgrenzwert liegen. Der hadronische Isolationsgrenzwert wird genauso überprüft, außer dass hier nur die Tower aus dem hadronischen Kalorimeter verwendet werden. Es wird weiter für den  $e/\gamma$ -Algorithmus ein "hadronisches Veto" implementiert, das einen Grenzwert fordert, unter dem die zentrale Region in den hadronischen Triggertowern liegen muss. Damit die Position der RoI eindeutig ist, werden die benachbarten  $2 \times 2$ -RoI Kandidaten verglichen. Erfüllen mehrere Kandidaten die geforderten Bedingungen, so wird diejenige Position gewählt, welche im Vergleich zu den übrigen einen größer-gleichen  $E_T$  Wert hat (Abbildung 4.7 (Rechts)).

## Der Jet-Algorithmus

Für diesen Algorithmus ist eine weniger hohe Granularität wie für den  $e/\gamma$ - und  $\tau$ /Hadron-Algorithmus nötig. Außerdem müssen das EM Kal. und das Had Kal. nicht getrennt behandelt werden. Es werden sogenannte Jet-Elemente eingeführt, die aus  $2 \times 2$  Triggertowern in beiden Kalorimetern zusammengesetzt werden. Die  $E_T$ -Summen über  $2 \times 2$ -,  $3 \times 3$ - und  $4 \times 4$ -Jetelemente werden gebildet (Abbildung 4.8).

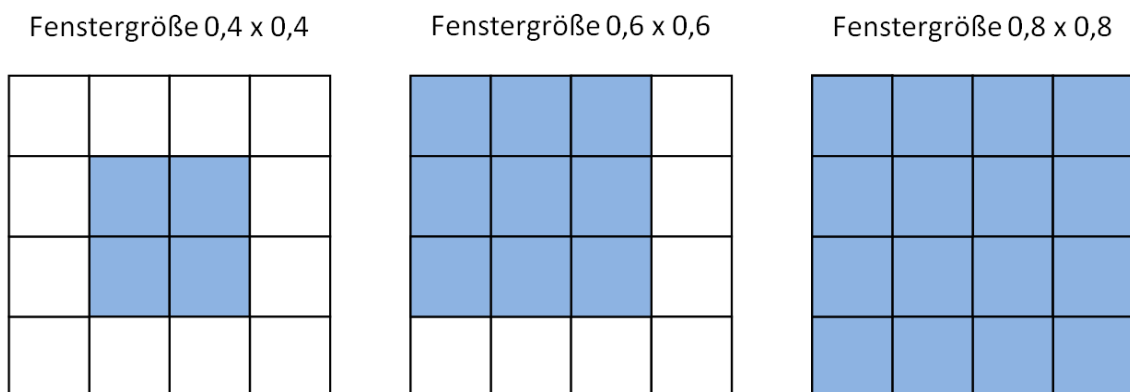


Abbildung 4.8: Verschiedene Fenstergrößen für den Jet-Algorithmus in  $\eta$  und  $\phi$

Das bedeutet, dass das Fenster (dieses Fenster ist mit dem Fenster aus dem  $e/\gamma$ - und  $\tau$ /Hadron-Algorithmus vergleichbar) eine Größe von  $0,4 \times 0,4$ ,  $0,6 \times 0,6$  bzw.

EM	Grenzwert	PS	Jet	Grenzwert	PS
	EM7	1		j5	2000
	2EM3	1		j10	1000
	EM18	1		j20	50
	EM100	1		j40	3
	EM18	1		j70	1
				j100	1
				j130	1
				3j10	200
				3j20	1
				4j10	20
				4j20	1

Tabelle 4.1: Trigger-Menü für eine integrierte Luminosität von  $10^{31} \text{ pb}^{-1}$ . 2EM3 bedeutet, dass in einem Ereignis zwei Kandidaten des  $e/\gamma$ -Algorithmus gefunden wurden, die über  $3 \text{ GeV } E_T$  besitzen.[6]

$0,8 \times 0,8$  in  $\eta \times \phi$  annimmt. Die Fenstergröße ist ein frei wählbarer Parameter, der an die jeweilige Anwendung angepasst wird. Auch hier muss wieder eine Schwelle überschritten werden. Um die Eindeutigkeit einer RoI-Position zu gewährleisten, wird im Falle eines  $2 \times 2$ -Jet-Fensters ein lokales Maximum gesucht. Bei einem  $4 \times 4$ -Fenster ist die Position per Konstruktion eindeutig. Im Falle der vier möglichen  $3 \times 3$ -Fenster wird das mit dem höchsten  $E_T$ -Gesamtwert gewählt. Acht Schwellen sind frei wählbar, die mit einer Genauigkeit von  $1 \text{ GeV}$  konfigurierbar sind. Diese Schwellen sind unterschiedliche  $E_T$ -Angaben für verschiedene Fenstergrößen. Die Anzahl der Jets werden an den CTP weitergegeben, der die Triggerentscheidung fällt.

Alle hier aufgeführten Triggergrenzwerte sind wählbar bzw. programmierbar. Es können auch mehrere gewählt werden, sodass manche Objekte mehrere dieser Schwellen überschreiten. Man fasst verschiedene Kombinationen dieser Grenzwerte in sogenannten Trigger-Menüs zusammen. Diese werden an die entsprechende Luminosität angepasst. In Tabelle 4.1 ist das Trigger-Menü für eine Luminosität von  $10^{31} \text{ pb}^{-1} \text{ s}^{-10}$  aufgelistet. Der Prescalefaktor (PS) sorgt dafür, dass nicht jedes Ereignis, das diese Schwelle erreicht, durchgelassen wird. Ein PS der Größe  $n$  bedeutet, dass nur eins von  $n$  Ereignissen akzeptiert wird. Besonders die Objekte, die mit einer hohen Rate auftreten, wie niederenergetische Jets, haben einen großen PS.

## 4.4 Kalibrationsmethoden des Level-1-Kalorimeter Triggers

Aufgrund der Größe und Komplexität des ATLAS-Experimentes war es technisch nicht realisierbar den kompletten Detektor in einem Teststrahl zu kalibrieren. Deshalb wurden einzelne Kalorimeterelemente einem gerichteten Strahl aus Elektronen, Photonen, Myonen, Pionen und Protonen mit bekannter Energie zwischen 1 GeV und 350 GeV ausgesetzt, um diese zu kalibrieren.

Erste Kalibrationen am fertiggestellten Detektor waren möglich, bevor der LHC in Betrieb genommen wurde. Dazu betrachtete man Energiedepositionen von kosmischen Teilchen im Kalorimeter. Die gesamte Ausleseelektronik wurde durch ein System von Spannungs- und Laserpulsen kalibriert. Eine weitere Kalibrationsmethode ist das Vermessen der Strahlung radioaktiver Präparate, die über speziell dafür angelegte Kanäle an verschiedenen Positionen im Tile-Kalorimeter plaziert werden können. Während des Betriebes des LHCs benutzt man zur Kalibration reale physikalische Objekte, die bei Proton-Proton-Kollisionen entstehen.

Ziel der Energiekalibration ist es, für jeden Triggertower eine Kalibrationskonstante  $c$  zu ermitteln, sodass folgende Bedingung im Mittel erfüllt ist:

$$E_{ref} = c \cdot E_{mess} \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $E_{mess}$  die gemessene Energie und  $E_{ref}$  die Referenz-Energie. Diese Kalibration wird vom Receiversystem durchgeführt, indem das analoge Signal um den Faktor  $c$  verstärkt wird. Diese Konstante ändert sich im Laufe des Betriebs des Detektors, sodass sie ständig überprüft werden muss.

### Kalibration mit Pulsen

Die Systeme zur Erzeugung von künstlichen Spannungspulsen zur Kalibration der Ausleseelektronik und Digitalisierung der Signale beider Kalorimeter (Tile und LAr) sind im Detektor integriert. Dabei werden analoge Signale simuliert, die den zu erwartenden Kalorimetersignalen entsprechen. Allerdings lassen sich nur schwierig Effekte wie Flugzeit von Teilchen oder Ansprechverhalten der Kalorimeterzellen simulieren.

### Kalibration mit kosmischen Teilchen

Durch das Auftreffen kosmischer Strahlung auf die Atmosphäre entstehen Myonen, die die Erdoberfläche erreichen. Die Myon-Rate beträgt  $0,01 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  auf der Erd-

oberfläche. Sie dringen in die Erde ein und können 100 m unter der Erde von ATLAS nachgewiesen werden, wenn sie eine gewisse Mindestenergie besitzen.

Myonen sind in der Lage, Bremsstrahlung im Detektor zu erzeugen, was einen elektromagnetischen Schauer auslöst, auf den der Trigger eingestellt werden kann. Mit Myonen, die den gesamten Detektor durchqueren, kann überprüft werden, ob die einzelnen Detektorkomponenten synchronisiert sind. Zusätzlich lassen sich defekte Kalorimeter-Kanäle identifizieren. Ein Speichern der Energiemessungen des L1calo kann genutzt werden, um diese mit entsprechenden Energiebestimmungen der offline-Analyse zu vergleichen.

## Timing Kalibration

Es ist nicht trivial, Signalen, welche eine Dauer von ca. 150 ns haben, ihre ursprünglichen Strahlkreuzung zuzuordnen. Da alle 25 ns eine Strahlkreuzung stattfindet, liegt ein Signal über mehrere Strahlkreuzungen an. Die Digitalisierung findet in Schritten von ebenfalls 25 ns statt. Über das Maximum wird dem digitalisierten Signal eine Strahlkreuzung zugeordnet. Schon ein um ca. 10 ns verschobenes analoges Signal kann zu einer falschen Zuordnung führen (Abbildung 4.9). Die Überlagerung von Signalen ist zu vernachlässigen, da die Wahrscheinlichkeit, dass aufeinanderfolgende Strahlkreuzungen denselben Triggertower treffen, gering ist.

Der Teil des Kalorimetertriggers, welcher für die Strahlkreuzungsidentifikation zuständig ist, ist der Pre-Prozessor. Mit Pulsern ist es möglich, für alle Kalorimeterzellen simultan Pulse zu erzeugen, sodass am gesamten Kalorimeter die Signallaufzeit synchronisiert werden kann. Noch bevor es zu ersten Strahlkreuzungen kommt, wurde sogenannte Splash-Events durchgeführt. Bei diesen Ereignissen wird nur ein Strahl injiziert und dieser wird auf ein festes Target gerichtet, welches sich etwa 100 m vor dem Detektor befindet. Der dabei entstehende hochenergetische Teilchenschauer, breitet sich parallel zur Strahlröhre aus und deponiert Energie im gesamten Detektor. Dies kann man nutzen, um die Laufzeiten der einzelnen Signale zu vergleichen. Da die Teilchen ihren Ursprung nicht im Wechselwirkungspunkt haben, wird dies durch Korrekturfaktoren berücksichtigt. Für die Geschwindigkeit der Teilchen wird Lichtgeschwindigkeit angenommen. Dieses Experiment wurde im November 2009 durchgeführt. Mit Hilfe dieser Ereignisse wurde das Ziel erreicht, das Timing auf 10 ns genau zu bestimmen [9]. Diese Ergebnisse müssen nun in Strahlkollisionen überprüft und verbessert werden.

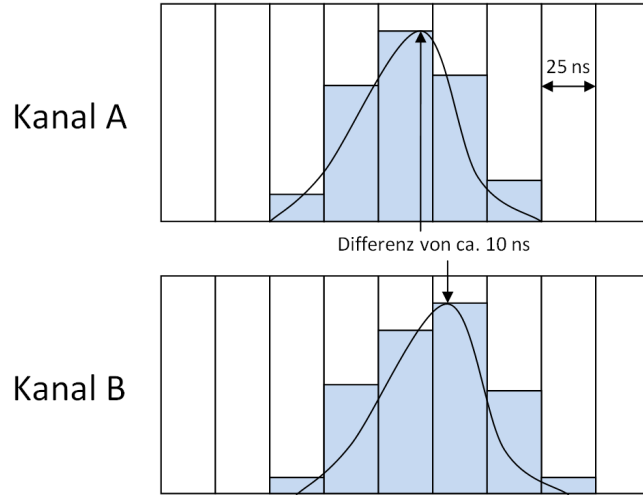


Abbildung 4.9: Bei den Pulsen ist das Maximum um ein Bunchcrossing verschoben. Beide Pulse werden unterschiedlichen Strahlkreuzungen zugewiesen.

## Kalibration mit physikalischen Objekten aus Proton-Kollisionen

Kommt es zu Kollisionen, gibt es viele Möglichkeiten zu kalibrieren. Zum Einen kann überprüft werden, ob sich bei Ereignissen ohne Neutrinos alle Transversalimpulse kompensieren. Zum Andern erwartet man eine Gleichverteilung der Rate in  $\phi$ , welche überprüft werden kann.

Die Kalibrationsmethode, die in dieser Arbeit studiert wird, vergleicht die von L1calo gemessenen Energiewerte mit den offline bestimmten Werten. Dazu werden Datensätze untersucht, bei welchen sowohl Triggermesswerte als auch die als Referenz genutzten Ergebnisse der Offlinerekonstruktion gespeichert wurden. Um die Kalibrationskonstante zu bestimmen, wird zuerst das Energieverhältnis  $\epsilon$  von  $E_T^{\text{offline}}$  zu  $E_T^{\text{L1calo}}$  aller Elektronkandidaten berechnet.

$$\epsilon = \frac{E_T^{\text{offline}}}{E_T^{\text{L1calo}}} \quad (4.2)$$

Der Kalibrationsfaktor ( $cF$ ) ergibt sich dann als Mittelwert dieser Verhältnisse.

$$cF = \bar{\epsilon} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \epsilon_i \quad (4.3)$$

Im Speziellen werden die Energien verglichen, die für Elektronen im EM Kal. gemessen werden. Es wurde anhand von Monte-Carlo-simulierten Daten eine Software entwickelt, welche Elektronen offline, sowie auf Triggerniveau identifiziert, und beide Energiemessungen vergleicht. Als Referenz zu den L1calo-Daten werden die



von der  $e/\gamma$  Signature Group (Egamma-Gruppe) erstellten Variablen[11] verwendet. Sie kümmert sich um die Behandlung von Elektronen und Photonen im gesamten ATLAS-System.

Des Weiteren war es Ziel dieser Arbeit, auf der Basis simulierter Daten eine Kalibrationsstrategie zu entwickeln. Bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$  wurde für verschiedene integrierte Luminositäten überprüft, wie viele Triggertower zu Kalibrations-Fenstern zusammengefasst werden müssen, um eine ausreichend hohe Elektronenanzahl pro Kalibrations-Fenster zu bekommen. Es war am Ende der Arbeit noch möglich, erste Daten zu benutzen, um eine reale Kalibrationskonstante zu berechnen.

Es soll untersucht werden, ob es möglich ist Elektronen auf Triggerniveau zu identifizieren um eine Kalibration mit bekannten physikalischen Größen (wie die  $Z$ -Masse) zu ermöglichen. Um eine solche Kalibration durchzuführen wird ein "sauberer" Datensatz benötigt, der nur Ereignisse enthält, die sicher Elektronen sind.

# **Kapitel 5**

## **Datenprozessierung und Elektronenidentifikation**

## 5.1 Datensätze

Die Entwicklung der Kalibrationssoftware beruht vor allem auf der Nutzung simulierter Datensätze. Dieser Ansatz bietet grundlegende Vorteile gegenüber einer Entwicklung die auf reell gemessenen Daten beruht. Erstens kann die Software entwickelt werden, bevor das Experiment in Betrieb genommen wird. Es kann dann sofort damit begonnen werden die Kalibration durchzuführen. Des Weiteren kann die korrekte Funktionsweise der entwickelten Software überprüft werden, da die Datensätze so generiert werden, dass die Kalibrationskonstante (siehe Formel 4.3) im Mittel eins ergeben sollte. Die Korrektur einer möglichen Fehlkalibration kann evaluiert werden. Es steht eine beliebig hohe integrierte Luminosität zur Verfügung, so dass die Güte der Kalibration für verschiedene Detektorlaufzeiten simuliert werden kann.

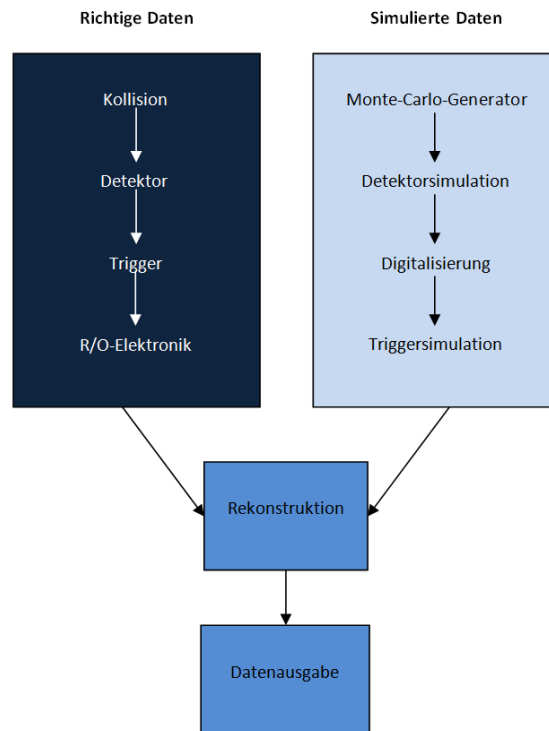


Abbildung 5.1: Schema der Entstehung simulierter und richtiger Daten.

Um die Daten der Readout-Elektronik (R/O-Elektronik) des ATLAS-Experiments zu simulieren, sind mehrere Schritte nötig, die in Abbildung 5.1 dargestellt sind. In einem ersten Schritt werden Proton-Proton Kollisionen mit Hilfe eines Monte-Carlo (MC) Generators simuliert. Hierfür wurde der MC-Generator PYTHIA[7] verwendet. PYTHIA simuliert die Kollisionen auf Partonebene unter Berücksichtigung von Initial- und Final-state-Radiation. Die erzeugten Datensätze werden anschließend, mit Hilfe der Detektorsimulation GEANT4[5], weiter verarbeitet. Dort werden sämt-

liche Wechselwirkungen mit dem Detektor, unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie, sowie die Entstehung von Sekundärteilchen simuliert. Da es sich bei der Ausgabe von GEANT4 um simulierte analoge Signale handelt, ist auch eine Simulation der Digitalisierung erforderlich. Die Simulation der Digitalisierungsstufe beinhaltet auch die Algorithmen, inklusive der Kalibration, wie sie in L1calo als Hardware implementiert ist (siehe Abschnitt 4.3). Wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, kommen die simulierten bzw. reell gemessenen Daten in die Rekonstruktionsstufe. Diese berechnet physikalische Größen wie  $E_T^{\text{miss}}$  und rekonstruiert physikalische Objekte.

Die Ausgabedaten werden in verschiedenen Formaten bereitgestellt. Die wichtigsten Formate sind ESD (Event Summary Data) und AOD (Analysis Object Data). ESD beinhaltet viele detaillierte Informationen wie einzelne Kalorimeterzellinformationen, Trigger-Output-Daten (DAQ) und im Falle von simulierten Daten auch Monte-Carlo-Truth<sup>1</sup>. Der Inhalt der AOD beschränkt sich auf die zur physikalischen Analyse wichtigen Objekte wie rekonstruierte Jets und Spuren, sowie Informationen über Teilchen die während der Rekonstruktion identifiziert werden konnten. Da für diese Arbeit Triggerinformationen die entscheidende Rolle spielen, wurden ausschließlich ESDs verwendet. Aus diesen Dateiformaten werden die zur jeweiligen Analyse benötigten Variablen in so genannten n-Tupeln<sup>2</sup> zusammengefasst.

Die gesamte Datenproduktion ist in ein für ATLAS entwickeltes Software-Framework names ATHENA[8] eingebettet. Diese Framework unterliegt einer fortwährenden Anpassung an die aktuellen Entwicklungen, was ständiges Updaten erforderlich macht. Für die Produktion der ESD wurde ATHENA Version 15.3.1 verwendet. Die Erstellung der n-Tupel erfolgte mit der Version 15.5.1. Alle benutzten Datensätze sind aus der aktuellen PHYTHIA mc2009 Produktion.

Die Kollisionen wurden für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV simuliert. Da die Kalibration auf Prozessen beruht, bei denen isolierte Elektronen untersucht werden, werden Ereignisse verwendet, die die Prozesse  $Z \rightarrow e^+ + e^-$ ,  $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$  und  $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$  simulieren. Als Untergrund wurden Jet-Sampels mit Transversalimpulsen von 8 GeV bis 1120 GeV verwendet (siehe Tabelle 5.1). Da der Wirkungsquerschnitt zur Jet-Produktion stark von  $E_T$  abhängt, werden Jetdatensätze in  $E_T$ -Intervalle eingeteilt und getrennt simuliert. Zu jedem dieser Intervalle wird eine bestimmte Anzahl an Ereignissen erzeugt. Um Untersuchungen bei einer bestimmten integrierten Luminosität durchzuführen, muss die Anzahl jedes Ereignistyps normiert werden.

Es ist nicht möglich den Jetuntergrund für integrierte Luminositäten von größer als  $1 \text{ pb}^{-1}$  zu simulieren. Dies führt dazu, dass bei größeren integrierten Luminositäten, aufgrund der großen Normierungsfaktoren, keine statistischen Aussagen mehr möglich sind. In Tabelle 5.1 sind alle benutzten ESDs aufgelistet.

---

<sup>1</sup>Es ist möglich die Art der entstanden Teilchen, ihre Energie und andere Ereignisinformationen auf Generatorlevel exakt zu kennen. Diese Größen werden in den sogenannten Monte-Carlo-Truth-Variablen gespeichert.

<sup>2</sup>Ein n-Tupel bezeichnet eine Sammlung von C++ Vektoren, die die Werte von Interesse beinhalten.

Typ	$E_T$ -Intervall [GeV]	Wirkungs- querschnitt [pb]	# erzeugte Ereignisse	Detektorsimulation
$Z \rightarrow ee$		$1,67 \cdot 10^3$	99998	ATLAS-GEO-08-00-01
$W \rightarrow e\nu$		$11,84 \cdot 10^3$	971824	ATLAS-GEO-06-01-00
$J_0$	8 – 17	$1,18 \cdot 10^{10}$	99947	ATLAS-GEO-08-00-01
$J_1$	17 – 35	$5 \cdot 10^8$	199893	ATLAS-GEO-08-00-01
$J_2$	35 – 70	$5,62 \cdot 10^7$	199885	ATLAS-GEO-08-00-01
$J_3$	70 – 140	$3,24 \cdot 10^6$	99749	ATLAS-GEO-08-00-01
$J_4$	140 – 280	$1,51 \cdot 10^5$	167711	ATLAS-GEO-08-00-01
$J_5$	280 – 560	$5,18 \cdot 10^3$	143191	ATLAS-GEO-08-00-01
$J_6$	560 – 1120	$1,12 \cdot 10^2$	172546	ATLAS-GEO-08-00-01

Tabelle 5.1: Auflistung der aus Simulationen stammenden ESDs.

## 5.2 Grid-Computing

Die großen Datenmengen, die von ATLAS erzeugt werden, können nicht auf lokalen Rechnern gespeichert werden. Aus diesem Grund stehen sie dem Benutzer in einem Netzwerk zur Verfügung. Das Prinzip hinter dem so genannten Grid-Computing ist, dass das Analyseprogramm zu den Daten, die in einem Netzwerk liegen, gesendet wird anstatt die Daten lokal zu analysieren. Die lokale Datenanalyse beruht dann auf reduzierten Daten. Aufgebaut wird dieses Netzwerk durch das Zusammenschließen vieler, räumlich getrennter Hochleistungscomputer und Speicherelementen, zu einem virtuellen Supercomputer. Der große Vorteil eines solchen Grid-Netzwerkes ist, dass die Ressourcen gemeinsam genutzt werden können. Die Infrastruktur des Netzwerkes ist in sogenannten "Back-End" organisiert. Dort wird die Verwaltung und Aufteilung der Aufträge unabhängig vom Anwender durchgeführt.

Die Kommunikation des Anwenders mit dem Grid-Netzwerk geschieht über ein so genanntes "Front-End". Hier kann definiert werden welche Ein- und Ausgabedaten verwendet werden sollen, ob die Analyse parallelisiert abgearbeitet werden soll und wo der Rechenprozess durchgeführt werden soll. Verwendet wurde hier GANGA, da diese ein gewisses Maß an Benutzerfreundlichkeit besitzt.

## 5.3 Datenprozessierung

Prinzipiell ist es möglich, die Analyse direkt auf ESDs durchzuführen. Diese haben den Nachteil, dass sie groß sind und viele Informationen beinhalten, die für eine Analyse nicht benötigt werden. Aus diesem Grund wurden im Grid sogenannte "n-Tupels" erstellt die ausschließlich Informationen beinhalten, die zur Kalibration benötigt werden. Die Analyse kann dann auf der Basis eines kleinen, kompakten Datensatzes auf der lokalen Rechnerfarm erfolgen.

Die für diese Arbeit verwendeten n-Tupel hatten eine Speichergröße von ca. 500 GB und wurden aus ESDs mit einer Größe von 12 TB erzeugt. Die Erzeugung erfolgte auf dem Grid.

Das Erstellen dieser n-Tupel geschieht über so genannte Job-Optionfiles. Diese Steuerungsdateien beinhalten alle Informationen, die ATHENA zur Ausführung benötigt, wie etwa Ein- und Ausgabedatensätze, die Version der Detektorgeometrie sowie die zu verwendenden Algorithmen.

Die zur Kalibration benötigten n-Tupel müssen sowohl die Triggerinformationen als auch Informationen der Egamma-Gruppe enthalten. Zum Zeitpunkt der Produktion ließen sich diese beide Informationspakete nicht mit einer homogenen Steuerungsdatei erzeugen. Deshalb wurden zwei verschiedene Jobs erstellt, die in einer übergeordneten Steuerungsdatei vereinigt werden. Die vollständige Triggerinformation kann mit Hilfe eines Algorithmus, namens CBNT-Athena-Aware erzeugt werden. Im Gegensatz dazu musste der Algorithmus der die Egammainformation erzeugt, um eigene Algorithmen erweitert werden, da detaillierte Informationen zur Elektronenidentifikation in den n-Tupel benötigt wurden (siehe Kapitel 5.4). Diese Erweiterung wurde in ATHENA implementiert und online auf dem Grid durchgeführt. Ein Schema dieser Produktion befindet sich in Abbildung 5.2. Es hat sich gezeigt dass es möglich war die von der Egamma-Gruppe erstellten Methoden verwenden und auf die Trigger-Ergebnisse zu übertragen.

Es wurde einige Aufträge an das Grid gesendet von denen ca. 25 % erfolgreich waren. Hauptursache für das Fehlschlagen war die nicht gewährleistete Kompatibilität zwischen unterschiedlichen Softwareversionen, die zur ESD-Produktion, zur Detektor-simulation und n-Tupelproduktion (Aktuellste Version) verwendet wurden.

## 5.4 Elektronenidentifikation

Elektronen entstehen sowohl durch wichtige SM Prozesse, als auch als Endprodukte in Reaktionen mit neuen Teilchen. So werden beim Higgs-Zerfall Elektronen als mögliche Zerfallsprodukte vorhergesagt und der Drell-Yan Prozess ermöglicht über die Messung von Leptonen eine genauere Bestimmung der Partonenverteilungsfunktionen (PDF). Viele, von der Theorie vorhergesagte Szenarien neuer Physik besitzen

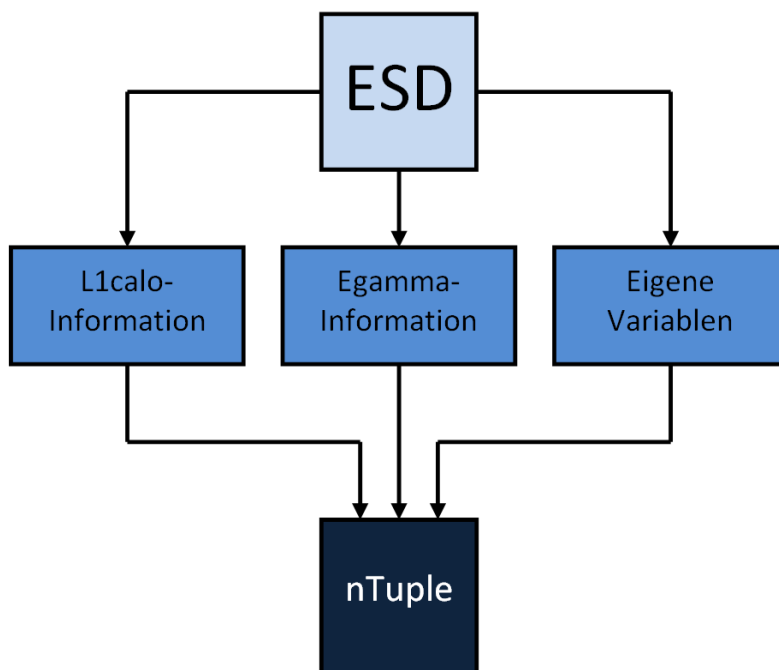


Abbildung 5.2: Erstellen kombinierter n-Tupels

leptonische Zerfallskanäle. Der Zerfallskanal mit Elektronen im Endzustand wird bevorzugt, da es einfach ist die Eigenschaften der entstandenen Elektronen zu bestimmen.

Bei Hadron-Collidern ist der Wirkungsquerschnitt für Elektronenproduktion klein, im Vergleich zu den dominierenden QCD-Prozessen. Da jedoch nahezu jedes Teilchen Energie im EM Kal. deponiert (Abbildung 5.3), ist es notwendig eine sehr effektive Elektronidentifizierungsmethode zu implementieren. Diese Methode muss in der Lage sein Elektronen, mit sehr unterschiedlichen Impulsen (einige GeV bis 5 TeV) von den QCD-Prozessen, die in diesem Fall den Untergrund bilden, zu unterscheiden.

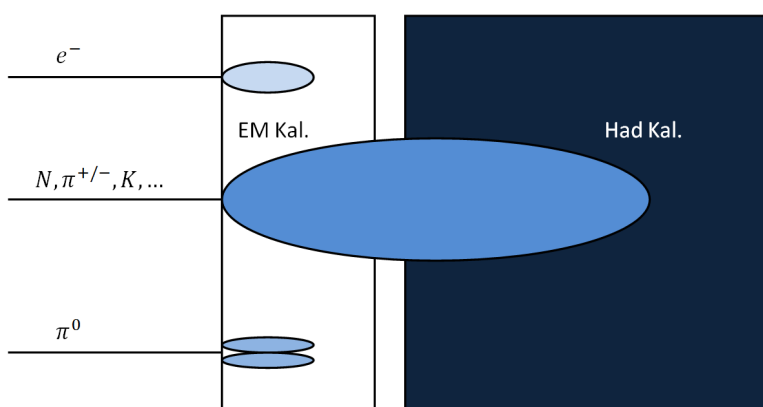


Abbildung 5.3: Energiedeposition verschiedener Teilchen im Kalorimeter

Die für eine Elektronenidentifikation nötigen Informationen stehen L1calo nicht zur Verfügung. Es werden Informationen aus der Offline-Analyse benötigt. Als Elektronkandidaten werden alle Energie depositionen im Detektor betrachtet die folgende Eigenschaften besitzen:

- Es müssen mindestens 3 GeV in einer EM Kal. Zelle deponiert worden sein.
- Die rekonstruierte Spur wird bis zu dieser Zelle extrapoliert. Die extrapolierte Spur muss die Zelle innerhalb eines Bereiches von  $0,05 \times 0,1$  in  $\eta \times \phi$  passieren.
- Die Energie, die aus der Teilchentrajektorie berechnet wird, darf um höchstens einen Faktor zehn von der Energie abweichen, die im Kalorimeter deponiert wurde.

Mont-Carlo-Studien haben gezeigt, dass auf diese Weise 93 % aller Elektronen als Elektronkandidaten erkannt wurden[3]. Die größten Verluste gibt es in der End-Cap Region. Die Elektronkandidaten werden, wie in Tabelle 5.2 dargestellt, entsprechend ihres Ursprungs in vier Gruppen eingeteilt.

Bezeichnung	Art des Teilchens	Ursprung
Isoliert	Elektron	$Z, W, t, \tau$ oder $\mu$
Nicht-isoliert	Elektron	$J/\Psi, b$ -Hadron oder $c$ -Hadron
Untergrund Elektron	Elektron	$\gamma$ oder $\pi^0, \eta, u, d$ - und $s$ -Zerfall
Kein Elektron	Geladene Hadronen, $\mu$	

Tabelle 5.2: Einteilung der Elektronkandidaten nach ihrem Ursprung.

Um Elektronkandidaten als Elektronen zu verifizieren werden voneinander unabhängige Cuts durchgeführt. Diese Cuts werden in drei Kategorien zusammengefasst. Eine Zusammenfassung dieser Kategorien ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Die Effizienz der Identifizierung von Elektroen wird an dieser Stelle wie folgt definiert:

$$\epsilon = \frac{N_e^{\text{Id}}}{N_e^{\text{true}}} \quad (5.1)$$

Eine solche Definition ist aufgrund der nötigen Truth-Information nur bei Monte-Carlo-Studien möglich.



Type	Description	Variable name
Loose cuts		
Acceptance of the detector Hadronic leakage	$ \eta  < 2.47$ Ratio of $E_T$ in the first sampling of the hadronic calorimeter to $E_T$ of the EM cluster	
Second layer of EM calorimeter.	Ratio in $\eta$ of cell energies in $3 \times 7$ versus $7 \times 7$ cells. Ratio in $\phi$ of cell energies in $3 \times 3$ versus $3 \times 7$ cells. Lateral width of the shower.	$R_\eta$ $R_\phi$
Medium cuts (includes loose cuts)		
First layer of EM calorimeter.	Difference between energy associated with the second largest energy deposit and energy associated with the minimal value between the first and second maxima. Second largest energy deposit normalised to the cluster energy. Total shower width. Shower width for three strips around maximum strip. Fraction of energy outside core of three central strips but within seven strips.	$\Delta E_5$  $R_{\max 2}$  $w_{\text{stot}}$ $w_{S3}$ $F_{\text{side}}$
Track quality	Number of hits in the pixel detector (at least one). Number of hits in the pixels and SCT (at least nine). Transverse impact parameter ( $< 1$ mm).	
Tight (isol) (includes medium cuts)		
Isolation	Ratio of transverse energy in a cone $\Delta R < 0.2$ to the total cluster transverse energy.	
Vertexing-layer	Number of hits in the vertexing-layer (at least one).	
Track matching	$\Delta\eta$ between the cluster and the track ( $< 0.005$ ). $\Delta\phi$ between the cluster and the track ( $< 0.02$ ). Ratio of the cluster energy to the track momentum.	$E/p$
TRT	Total number of hits in the TRT. Ratio of the number of high-threshold hits to the total number of hits in the TRT.	
Tight (TRT) (includes tight (isol) except for isolation)		
TRT	Same as TRT cuts above, but with tighter values corresponding to about 90% efficiency for isolated electrons.	

Abbildung 5.4: Darstellung aller Cuts für "loose", "medium" und "tight" Elektronenidentifikation[3]

## ”Loose”-Cuts

Unter ”loose”-Cuts versteht man die lockerste und am wenigsten strenge Zusammensetzung von Cuts. Diese benutzen ausschließlich Informationen aus dem Kalorimeter. Sie vergleichen die Energiedeposition im Had Kal und im EM Kal. Des Weiteren werden die Variablen für die Schauer-Breite aus der mittleren Schicht des EM Kal benutzt. Diese Cuts haben eine sehr hohe Identifikationseffizienz, unterdrücken den Jetuntergrund allerdings nur mäßig (Tabelle 5.3).

## ”Medium”-Cuts

Bei den ”medium”-Cuts kommen zusätzlich zu den ”loose”-Cuts noch Cuts dazu, welche auf der ersten Schicht des EM Kal und den rekonstruierten Spuren basieren. Um  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  von Elektronen im EM Kal zu unterscheiden, wird in einem Fenster von  $0,125 \times 0,2$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  um die Zelle mit dem höchsten  $E_T$  nach einem zweiten Maximum gesucht (Abbildung 5.3). So wird eine Unterdrückung der Jets um einen Faktor 3 – 4 im Vergleich zu den ”loose”-Cuts erreicht. Allerdings wird die Effizienz der Identifikation um 10 % reduziert.

## ”Tight”-Cuts

”Tight”-Cuts bilden die strengste Zusammensetzung von Cuts, die zur Elektronenidentifizierung möglich sind. Es stehen zwei mögliche Cut-Kombinationen zur Verfügung. Es wird unterschieden zwischen ”tight (isol)” und ”tight (TRT)”. Die ”tight (isol)”-Cuts sind für isolierte, während die ”tight (TRT)”-Cuts für nicht isolierte Elektronen optimiert sind. Die ”tight (TRT)”-Cuts fordern strengere Cuts in den TRT Variablen um den Untergrund durch geladene Hadronen noch weiter zu unterdrücken.

In Tabelle 5.3 ist dargestellt, wie hoch die Effizienz für die verschiedenen Cuts und die einzelnen Elektronkandidaten ist. Die letzte Spalte zeigt jeweils den Faktor, um den der Jetuntergrund unterdrückt wird. Grundsätzlich wird ein  $E_T$ -Cut bei 17 GeV durchgeführt.

In Tabelle 5.4 ist die Zusammensetzung der verbleibenden Elektronkandidaten dargestellt. Da sich diese Studie mit isolierten Elektronen beschäftigt, wird ”tight (isol)” als Standard gefordert. Für die Kalibration ist eine gute Untergrundunterdrückung wichtiger, als viele verbleibende Elektronkandidaten.

Cuts	Effizienz [%] isoliert $Z \rightarrow ee$	Effizienz [%] nicht isoliert $b, c \rightarrow e$	Jet Unterdrückung
Loose	$87,96 \pm 0,07$	$50,8 \pm 0,5$	$567 \pm 1$
Medium	$77,29 \pm 0,06$	$30,7 \pm 0,5$	$2184 \pm 1$
Tight (TRT)	$61,66 \pm 0,07$	$22,5 \pm 0,4$	$(8,9 \pm 0,3) \cdot 10^4$
Tight (isol)	$64,22 \pm 0,07$	$17,3 \pm 0,4$	$(9,8 \pm 0,4) \cdot 10^4$

Tabelle 5.3: Effizienz der Elektronidentifizierung[3].

Cuts	Isoliert [%]	nicht isoliert [%]	Jets [%]
Medium	1,1	7,4	91,5
Tight (TRT)	10,5	63,3	26,2
Tight (isol)	13,0	58,3	28,6

Tabelle 5.4: Zusammensetzung der verbleibenden Elektronkandidaten[3].

## Elektronenidentifikation auf Triggerlevel

Eine Elektronenidentifikation auf L1calo-Level ist notwendig um eine Kalibration auf bekannte Größen, wie die  $Z$ -Masse, durchzuführen. Dazu ist eine hohe Anzahl von Elektronen nötig, die sicher als Elektronen identifiziert wurden. Für ein solches Szenario wird eine hohe integrierte Luminosität benötigt. L1calo stehen nicht ausreichend Informationen zur Elektronenidentifikation zur Verfügung, denn die Cuts des Elektron/Photon-Algorithmus, der in Kapitel 4.3 beschrieben ist, erreichen keine effiziente Untergrundunterdrückung. Deshalb benötigt man zur Kalibration auf Elektronen zusätzlich noch Informationen aus der Offlineanalyse. Zur Kalibration des L1calo werden alle Ergebnisse der Trigger-Energiemessung gespeichert, aber nur die Ereignisse mit offline identifizierten Elektronen verwendet.

Um eine Trigger RoI als Elektronkandidat zu identifizieren wird ein räumliches Matching durchgeführt. Hierzu überprüft man, ob sich in einem Radius (Matchingradius) um die RoI ein offline-Elektronkandidat befindet. Der Matching-Radius ergibt sich aus:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = \sqrt{(\eta_{L1} - \eta_{\text{offline}})^2 + (\phi_{L1} - \phi_{\text{offline}})^2} \quad (5.2)$$

Eine Darstellung des Radius befindet sich in Abbildung 5.5. Das erste Maximum bei niedrigem  $\Delta R$  kommt aus dem zugeworfenen Elektronen, das zweite aus den gegenüberliegenden. Anschließend kann das Ergebnis der Offlineidentifizierung auf die RoI übertragen werden. Die Wahl des Matchingradius ist entscheidend. Ein zu kleiner Radius würde RoIs ausschließen, während ein zu großer Radius Untergrund als

Elektronkandidaten zulassen würde. In Monte-Carlo-Studien[13] hat sich herausgestellt, dass ein Matchingradius von 0,15 die geforderten Bedingungen am Besten erfüllt. Ein Schema dieses Algorithmus ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

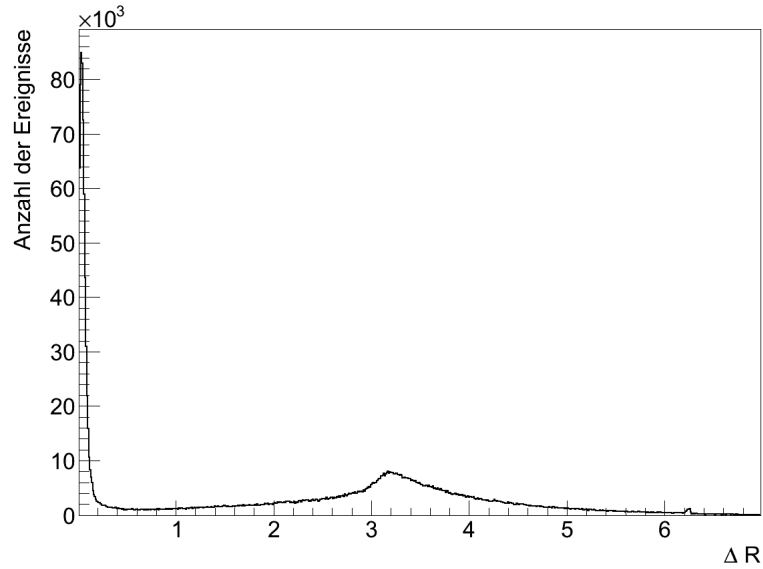


Abbildung 5.5: Verteilung der Matchingradien.

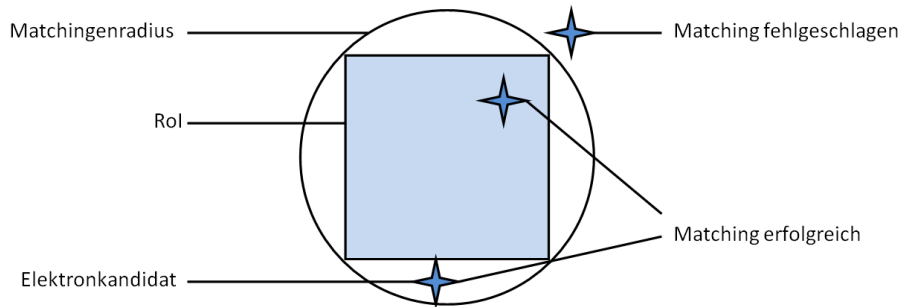


Abbildung 5.6: Elektronidentifizierung von RoIs



# **Kapitel 6**

## **Kalibration mit isolierten Elektronen**

## 6.1 Rekonstruktion der Z-Masse auf Triggerlevel mit Jet-Untergrund

Dieses Kapitel befasst sich mit der Frage, ob es möglich ist, die  $Z$ -Masse mit Triggerinformationen aus Elektronen zu rekonstruieren. Dazu wird das in Kapitel 5.1 beschriebene  $Z \rightarrow e^+ + e^-$  Monte-Carlo-Sample verwendet. Da im Kalorimeter Elektronen und Positronen ununterscheidbar sind, werden beide Teilchen in diesem Kapitel als Elektronen bezeichnet. Für die Untergrundstudien wurden die ebenfalls in Kapitel 5.1 erläuterten Jet-Samples verwendet.

In Abbildung 6.1 ist die  $E_T$ -Verteilung aller Elektronkandidaten aus dem reinen  $Z$ -Sample aufgetragen. Verwendet wurde eine integrierte Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  bei 10 TeV Schwerpunktsenergie, was etwa  $1,6 \cdot 10^5$   $Z$ -Teilchen entspricht. Da das Detektorrauschen bei niedrigen Transversalenergien dominant ist, wird im gesamten Kapitel 6 für jedes Elektron eine Transversalenergie, von mindestens 17 GeV gefordert. Das Elektronenspektrum besitzt das charakteristische Maximum bei etwa der halben  $Z$ -Masse.

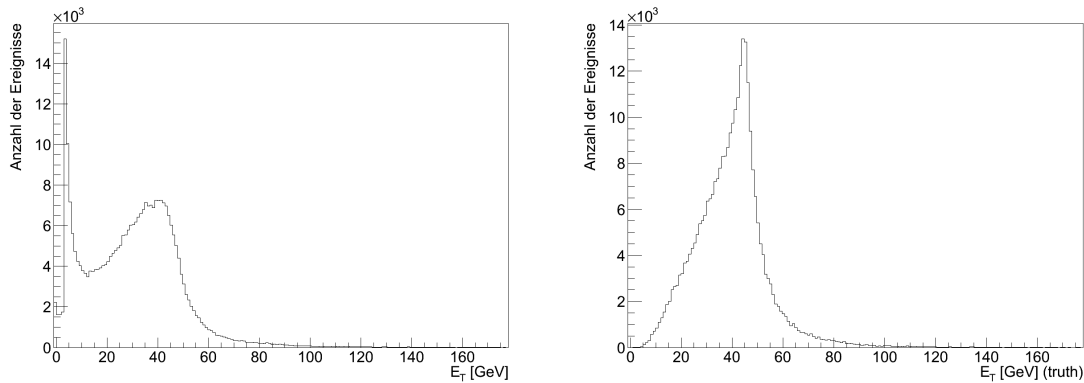


Abbildung 6.1: Transversale Energie eines Datensatzes bei 10 TeV Schwerpunktsenergie mit  $Z \rightarrow e^+e^-$  Ereignissen ohne 17 GeV-Cut bestimmt von L1calo (**Links**). (**Rechts**): Die Transversalenergie bestimmt aus den Monte-Carlo-Truth Daten. Die höhere Rate der "Truth-Elektronen" liegt an dem kleine Akzeptanzbereich von L1calo.

Die  $\eta$ - und  $\varphi$ -Verteilung dieser Elektronen ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die flache  $\eta$ -Verteilung besitzt ein Maximum bei  $\eta = 0$ . In  $\varphi$ -Richtung sind die Elektronen wie erwartet gleichverteilt.

Die invariante Masse des ursprünglichen  $Z$ -Teilchens lässt sich aus den Zerfallsprodukten, in diesem Fall den Elektronen, wie folgt berechnen:

$$M_Z = \sqrt{(\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_{x_1} + p_{x_2})^2 - (p_{y_1} + p_{y_2})^2 - (p_{z_1} + p_{z_2})^2} \quad (6.1)$$

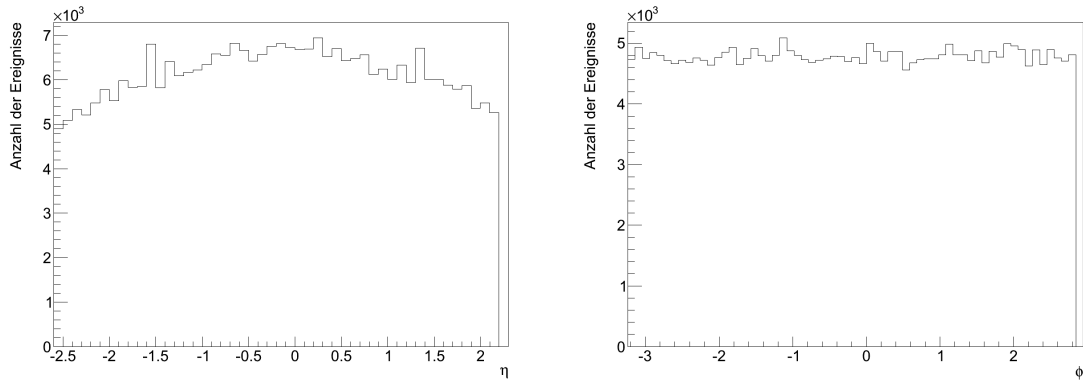


Abbildung 6.2: Verteilung in  $\eta$  (**Links**) und  $\phi$  (**Rechts**) bestimmt von L1calo.

Wobei  $\mathbb{P}_i$  der Viererimpuls,  $E_i$  die Energie und  $p_{x_i}$ ,  $p_{y_i}$  und  $p_{z_i}$  die Impulskomponenten des  $i$ -ten Elektrons sind. Da der Impuls der Elektronen wesentlich größer ist als ihre Masse, kann die Näherung  $|E_{ges}| = |p_{ges}|$  angenommen werden. Existieren mehr als zwei RoI (für die Berechnung mit L1calo Informationen) bzw. mehrere Elektronkandidaten (für die Berechnung mit offline Informationen), werden die zwei Kandidaten mit der maximalen Transversalenergie verwendet. In Abbildung 6.3 (Links) ist das Ergebnis mit L1calo Informationen und in Abbildung 6.3 (Rechts) mit offline Informationen aufgetragen. Beide Peaks zeigen die für einen  $Z$ -Peak typische leichte Asymmetrie. Diese Asymmetrie rührt daher, dass die entstandenen Elektronen Bremsstrahlung erzeugen, bevor sie das EM Kal. erreichen und so bereits einen Teil ihrer Energie verloren haben. Der Offline-Peak ist wesentlich schärfer als der L1calo-Peak, die Ursache hierfür ist die deutlich höhere Granularität, die Verwendung der Spureninformationen und die höhere Energieauflösung, welche offline zur Verfügung steht.

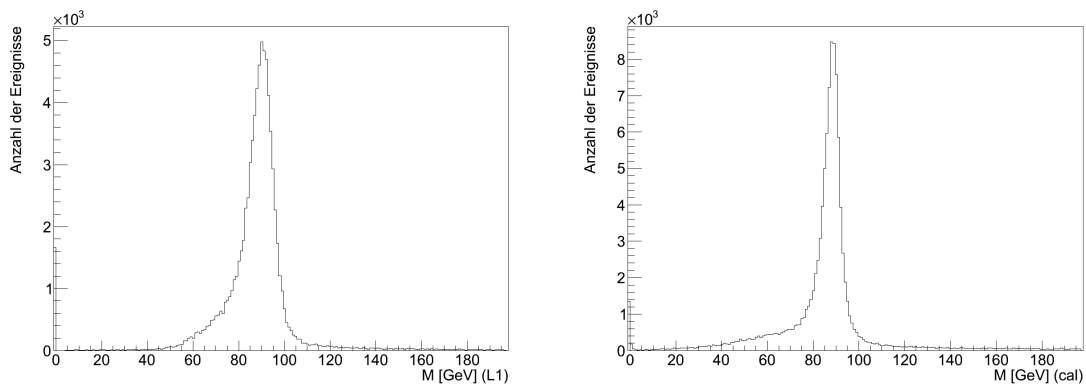


Abbildung 6.3: Invariante Masse berechnet aus den zwei höchstenergetischen Elektronen eines reine  $Z \rightarrow ee$  Datensatzes. (**Links**): Ergebnis mit Triggerinformationen. (**Rechts**): Ergebnis mit Offline-Informationen.



Man kann die  $Z$ -Masse mit Triggerinformationen, d.h. über die Bestimmung der Position und der Energie der RoIs, rekonstruieren. Um die in Kapitel 5.4 vorgestellte Identifikationsmethode, zu implementieren, wurde ein räumliches Matching der RoI durchgeführt und die Identifikationsergebnisse auf diese übertragen. Es ist aufgrund der fehlenden Statistik nicht mehr möglich, die Untersuchungen für eine integrierte Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  durchzuführen. Es standen genug Untereignisse für ca.  $1 \text{ pb}^{-1}$  zur Verfügung. Daher wurden für hohe integrierten Luminositäten nur Studien mit Signalen gemacht.

In Abbildung 6.4 ist die Verteilung der transversalen Energie nach den verschiedenen Identifikations-Cuts dargestellt. Die hier verwendeten Datensätze sind ein  $Z \rightarrow ee$ -Sample, sowie Jetsamples von J0 bis J6 (siehe Tabelle 5.1) als Untergrund. Es ist eine Unterdrückung des QCD-Untergrunds um mehrere Größenordnungen zu sehen. Die hohen "Fluktuationen" in Abbildung 6.4 (Rechts) stammen von den hohen Gewichtungen, die zur Normierung auf die Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  nötig sind. Diese Gewichtungen betragen bis zu  $10^7$  für J0.

Die Untergrundunterdrückung der "tight-Cuts" reichen nicht aus, um das von  $Z \rightarrow ee$  stammende charakteristische Energiespektrum aus Abbildung 6.1 sichtbar zu machen. Aus diesem Grund wird für die Massenrekonstruktion gefordert, dass in jedem Ereignis zwei Elektronen die entsprechenden Identifikations-Cuts passieren.

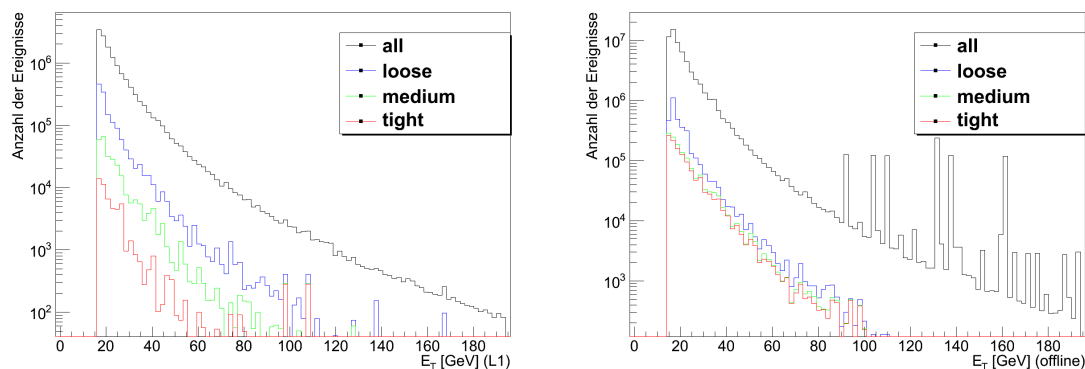


Abbildung 6.4: Transversale Energie eines Datensatzes bei 10 TeV Schwerpunktenenergie mit  $Z \rightarrow e^+e^-$  Ereignissen mit J0...J6 als Untergrund. Die drei verschiedenen Offline-Cuts zur Elektronidentifizierung sind in verschiedenen Farben dargestellt. **(Links)**: Transversale Energie bestimmt von L1calo. **(Rechts)**: Transversale Energie offline bestimmt.

In Abbildung 6.5 ist die nach Formel 6.1 berechnete invariante Masse aufgetragen. Dabei wird gefordert, dass beide RoIs bzw. Elektronkandidaten eine Transversalenergie von 17 GeV aufweisen. Um einen deutlich sichtbaren  $Z$ -Peak zu erhalten sind "tight-Cuts" notwendig. Ereignisse mit nur einer oder keiner RoI bzw. einem oder keinem Elektronkandidat werden verworfen. Die schwarze Linie stellt die Verteilung der invarianten Masse aller Ereignisse da, die diese Bedingungen erfüllen. Die weiteren Linien stehen für die Ereignisse, in denen beide RoIs bzw. Elektron-

kandidaten das Matching und die entsprechenden Identifikations-Cuts erfüllt haben.

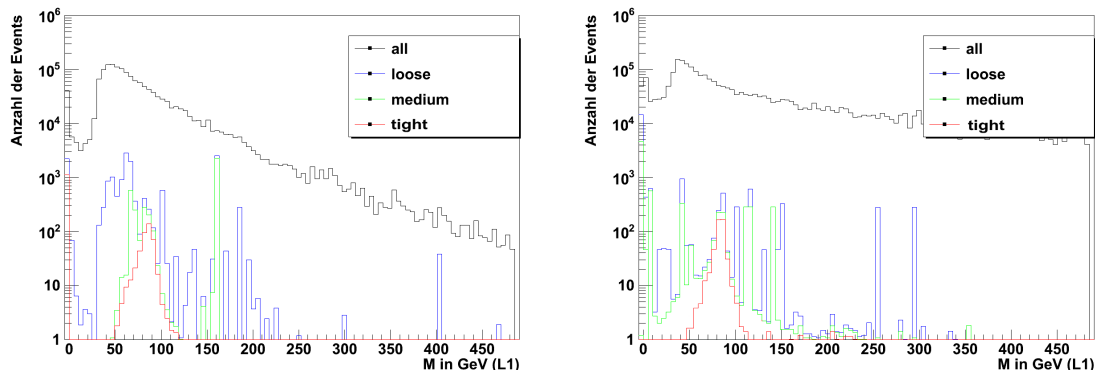


Abbildung 6.5: Invariante Masse eines  $10\text{TeV } Z \rightarrow e^+e^-$  mit J0...J6 Untergrund. Die drei verschiedenen offline cuts zur Elektronidentifizierung sind in verschiedenen Farben dargestellt. **(Links)**: Invariante Masse berechnet mit L1calo-Informationen. **(Rechts)**: Invariante Masse berechnet mit Offline-Informationen.

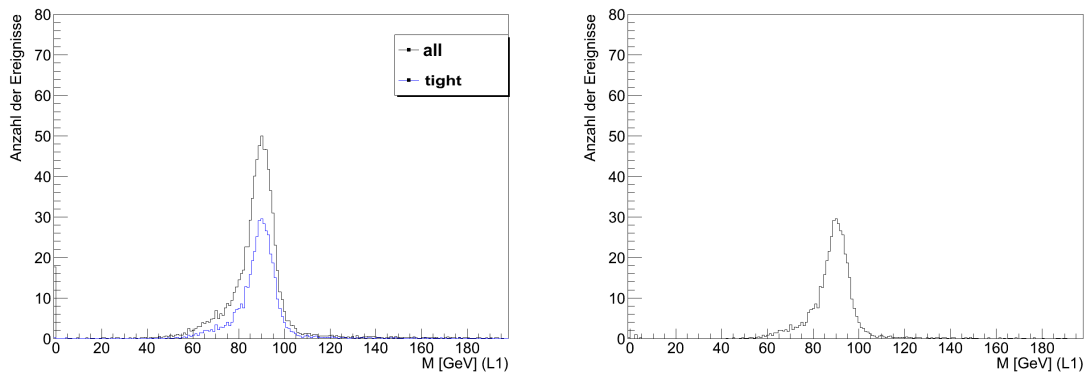


Abbildung 6.6: Invariante Masse eines Datensatzes bei 10 TeV Schwerpunktenenergie mit  $Z \rightarrow e^+e^-$ . **(Links)**: Berechnung der Masse ohne Untergrund mit allen und "Tight-Elektronen". **(Rechts)**: Berechnung der Masse mit Untergrund und ausschließlich "Tight-Elektronen".

Ein Vergleich der  $Z$ -Peaks, berechnet aus Triggerinformationen, ist in Abbildung 6.6 zu sehen. In Abbildung 6.6 (Links) wurde ein reines  $Z \rightarrow ee$ -Sample ohne Jet-Untergrund verwendet. Wie aus Abschnitt 5.4 bekannt ist, erfüllen nicht alle Elektronen die Anforderungen des Identifikations-Cuts. Der Massenpeak in Abbildung 6.6 (Rechts) stammt aus dem selben  $Z \rightarrow ee$ -Sample und zusätzlich dem Jet-Untergrund. Eingezeichnet sind hier ausschließlich die Ereignisse, bei denen zwei "Tight-Elektronen" identifiziert wurden. Der QCD-Untergrund in Abbildung 6.6 (Rechts) konnte vollständig unterdrückt werden.

## 6.2 Elektronen aus W-Boson Zerfällen

Die meisten isolierten Elektronen kommen aus  $W$ -Zerfällen. Bei einer integrierten Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  erwartet man ca. 11000  $W$ -Bosonen, die in ein Elektron und ein Elektron-Neutrino zerfallen. Die Untersuchung der reinen  $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse wurde bei  $100 \text{ pb}^{-1}$  mit einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV durchgeführt. Für die Zwecke dieser Arbeit spielt es keine Rolle, welcher der beiden Fälle ( $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$  bzw.  $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ ) eingetreten ist, so dass nicht zwischen ihnen unterschieden wird.

Das Spektrum der Transversalenergie ist in Abbildung 6.7 aufgetragen. Die wahrscheinlichste Transversalenergie befindet sich bei der halben  $W$ -Masse (40,2 GeV). Der andere Teil der Energie wird von dem Neutrino getragen und kann somit nicht im Detektor nachgewiesen werden. Auch hier wird wieder zur Rauschunterdrückung eine Transversalenergie von 17 GeV-Cut gefordert.

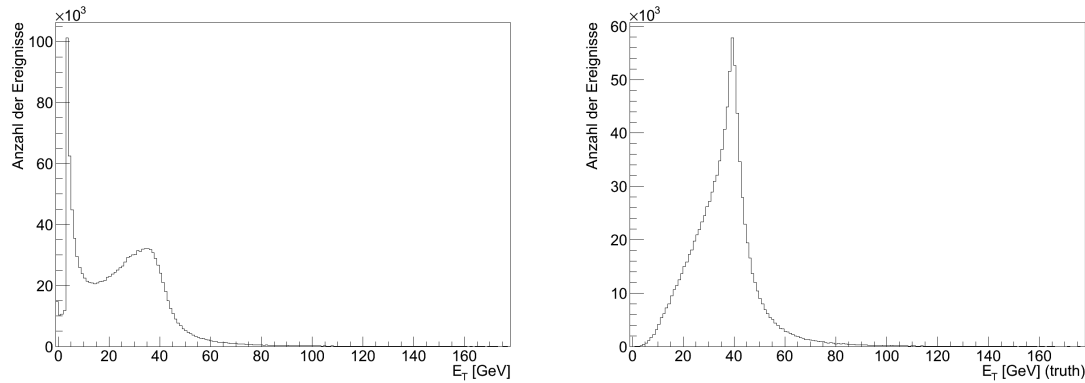


Abbildung 6.7: Transversale Energie von Elektronenkandidaten eines Datensatzes bei 10 TeV Schwerpunktsenergie mit  $W \rightarrow e + \nu_e$  Ereignissen ohne 17 GeV-Cut, bestimmt von L1calo (**Links**). (**Rechts**): Die Transversalenergie bestimmt aus den Monte-Carlo-Truth Daten. Die integrierte Luminosität beträgt  $100 \text{ pb}^{-1}$ .

Die Winkelverteilung in  $\eta$  (Abbildung 6.8 (Links)) ist etwas flacher, als die der Elektronen aus  $Z$ -Zerfällen (Abbildung 6.2). In  $\varphi$  (Abbildung 6.8 (Rechts)) sind die Elektronen gleichverteilt.

Auch für diese isolierten Elektronen werden die Identifikations-Cuts implementiert. Da nicht genug Jet-Ereignisse zur Verfügung standen, wurden die Untersuchungen mit Untergrund ebenfalls bei einer integrierten Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  durchgeführt. Durch die Elektron-Identifizierungs-Cuts wird eine deutliche Unterdrückung des Untergrunds erreicht. Diese reicht jedoch nicht aus, um das charakteristische  $E_T$ -Spektrum der aus  $W$ -Zerfällen stammenden Elektronen aus dem Untergrund zu isolieren.

Die Berechnung einer invarianten Masse des  $W$ -Bosons ist nicht möglich, da das

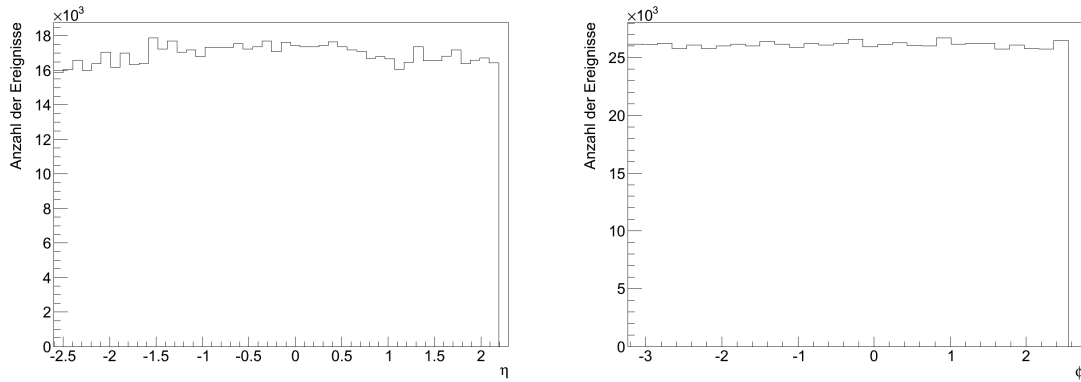


Abbildung 6.8: Winkelverteilung in  $\eta$  und  $\phi$

Neutrino eine unbekannte Energie trägt. Die Forderung nach zwei identifizierten Elektronen, die im Fall der  $Z$ -Zerfälle den Untergrund weiter unterdrückt, kann hier nicht gestellt werden. Daher ist eine weitere Isolierung der Elektronen, wie sie bei den  $Z$ -Zerfällen möglich war, für  $W$ -Zerfälle nicht möglich. Aus diesem Grund wird in weiterführenden Arbeiten ein Cut auf  $E_T$ -Miss gefordert, so dass eine effizientere Untergrundunterdrückung möglich ist.

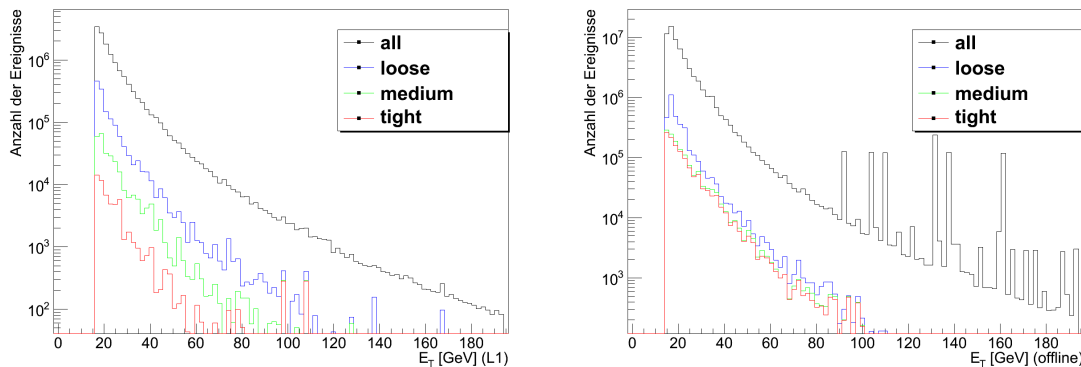


Abbildung 6.9: Transversale Energie eines Datensatzes bei 10 TeV Schwerpunktsenergie mit  $W \rightarrow e + \nu_e$  Ereignissen mit J0...J6 Untergrund. Die drei verschiedenen Offline-Cuts zur Elektronen Identifizierung sind in verschiedenen Farben dargestellt. **(Links)**: Transversale Energie bestimmt von L1calo. **(Rechts)**: Transversale Energie offline bestimmt.

### 6.3 Kalibration

In diesem Kapitel soll eine Kalibrationsstrategie für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV entwickelt werden. Hierzu werden die Triggertower des L1Calo zu Kalibra-

tionsfenstern zusammengefasst. Der Grund hierfür ist, dass ausreichend "Tight-Elektronen" pro Fenster für die Kalibration zur Verfügung stehen müssen. Verwendet werden ausschließlich die Triggertower, die auch dem Cluster-Prozessor zur Verfügung stehen. Wie in Kapitel 4.2 beschrieben gilt dies für einen Bereich von  $|\eta| < 2,5$ . Es werden bei unterschiedlichen integrierten Luminositäten zwei Kalibrationsfenstergrößen von  $0,5 \times 0,8$  und  $0,2 \times 0,4$  in  $\eta \times \varphi$  untersucht. Festzustellen war, bei welcher integrierten Luminosität, welche Genauigkeit für eine Kalibration erreicht werden kann.

### 6.3.1 Kalibration mit Elektronen aus Z-Zerfällen

In diesem Abschnitt, wird die Kalibration mit Elektronen aus  $Z$ -Zerfällen (ausschließlich  $Z \rightarrow ee$ ) durchgeführt. Verwendet wurden die simulierten Datensätze, welche in Kapitel 5.3 beschrieben wurden. Es werden keine Untergrundstudien durchgeführt, da dieser durch die Forderung nach zwei Elektronen (bei  $Z$ -Zerfällen) oder Missing- $E_T$  (bei  $W$ -Zerfällen) unterdrückt werden kann.

#### Kalibration für eine integrierte Luminosität von $1\text{pb}^{-1}$

Bei einer integrierten Luminosität von  $1\text{pb}^{-1}$  erwartet man die Produktion von etwa 1600  $Z$ -Bosonen, die in Elektronen zerfallen. Verwendet werden ausschließlich Ereignisse, bei denen sich beide Elektronen im Akzeptanzbereich des Cluster-Prozessors befinden und jeweils eine Transversalenergie von mindestens  $17\text{GeV}$  besitzen.

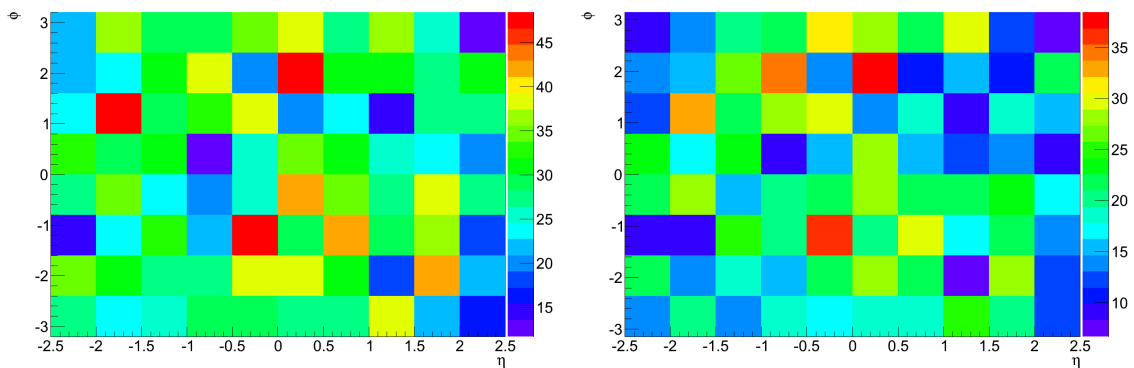


Abbildung 6.10:  $\eta$ - $\varphi$ -Karte bei  $10\text{TeV}$  und  $1\text{pb}^{-1}$ . Die Größe des Kalibrationsfensters beträgt  $0,5 \times 0,8$  in  $\eta \times \varphi$ . **(Links)**: Anzahl der Elektronen. **(Rechts)**: Anzahl der "Tight-Elektronen".

In der Abbildungen 6.10 und 6.11 befinden sich  $\eta$ - $\varphi$ -Karten des zu kalibrierenden Bereiches. Für die verschiedenen Kalibrationsfenstergrößen ist die Anzahl der Elek-

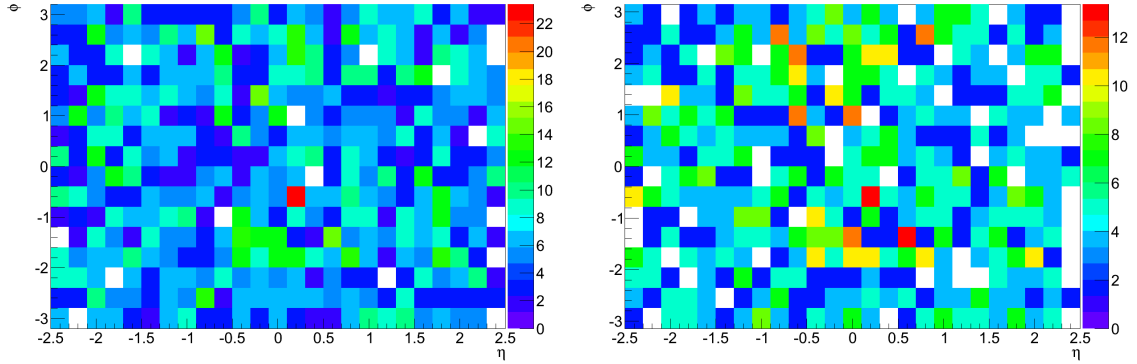


Abbildung 6.11:  $\eta$ - $\varphi$ -Karte bei  $10 \text{ TeV}$  und  $1 \text{ pb}^{-1}$ . Die Größe des Kalibrationsfensters  $0,2 \times 0,4$  in  $\eta \times \varphi$ . **(Links)**: Anzahl der Elektronen. **(Rechts)**: Anzahl der "Tight-Elektronen".

tronen bzw. der "Tight-Elektronen" pro Fenster eingetragen. So erwartet man bei einer Fenstergröße von  $0,5 \times 0,8$  und einer integrierten Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  im Mittel 21 "Tight-Elektronen" pro Fenster aus  $Z$ -Zerfällen. Bei der kleineren Fenstergröße befinden sich im Mittel nur fünf "Tight-Elektronen" in einem Fenster. In einigen Fenstern können bei dieser Größe keine Elektronen nachgewiesen werden (in Abbildung 6.11 weiß dargestellt).

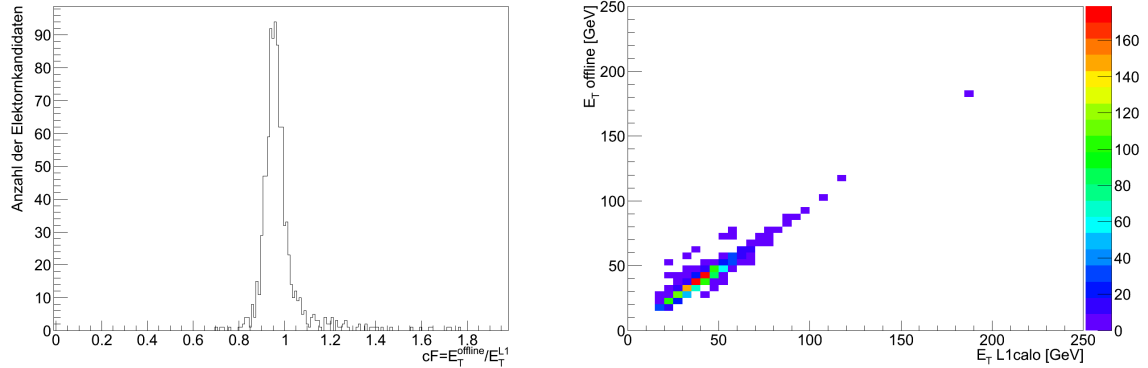


Abbildung 6.12: **(Links)**: Der Kalibrationsfaktor von  $\eta = -2,5$  bis  $\eta = 2,5$  für "Tight-Elektronen". **(Rechts)**:  $E_T^{\text{offline}}$  gegen  $E_T^{\text{L1calo}}$ .

In Abbildung 6.12 (Links) ist das Energieverhältnis  $\epsilon = E_T^{\text{offline}} / E_T^{\text{L1calo}}$  für die Energiemessung von "Tight-Elektronen" dargestellt. In der Detektorsimulation, die in Kapitel 5.1 eingeführt wurde, wird von einem bereits für Elektronen kalibrierten L1calo ausgegangen. Daher erwartet man den Mittelwert der Verteilung der Kalibrationskonstanten bei ungefähr eins. In Abbildung 6.12 (Rechts) ist  $E_T^{\text{offline}}$  über  $E_T^{\text{L1calo}}$  aufgetragen. Die erwartete Steigung von eins konnte bestätigt werden. Die kleine Tendenz, dass L1calo etwas zu viel Energie misst hat die Ursache, dass in der Detektorsimulation für die L1calo-Energiemessung nicht die aktuellsten Korek-

ture für totes Material implementiert wurden. Die entscheidende Größe für diese Arbeit ist jedoch nicht der Kalibrationsfaktor sondern sein Fehler und damit die Genauigkeit der Kalibration.

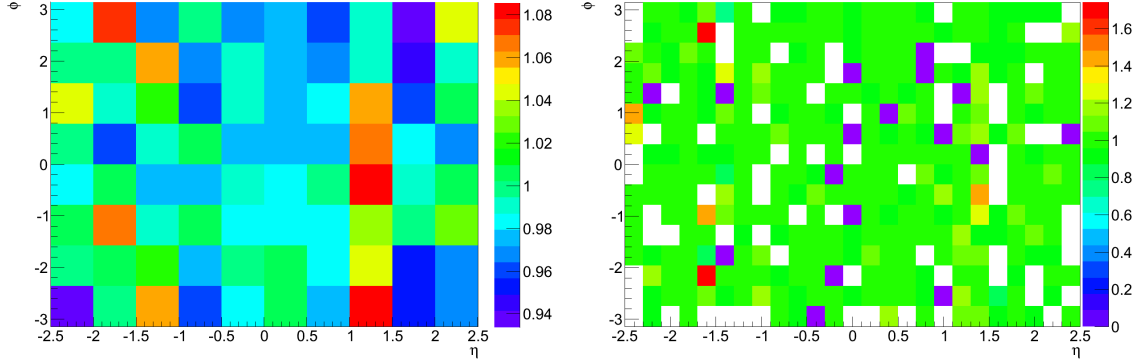


Abbildung 6.13:  $\eta$ - $\varphi$ -Karte des Kalibrationsfaktors bei  $1 \text{ pb}^{-1}$  integrierter Luminosität. **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

Für jedes Kalibrationsfenster wurde jeweils eine Kalibrationskonstante bestimmt. Diese ergibt sich aus dem Mittelwert der Energieverhältnisse  $\epsilon$ , die in dem entsprechenden Fenster gemessen wurden. Die Kalibrationskonstante für jedes Fenster ist für beide Fenstergrößen in Abbildung 6.13 auf einer  $\eta$ - $\varphi$ -Karte dargestellt.

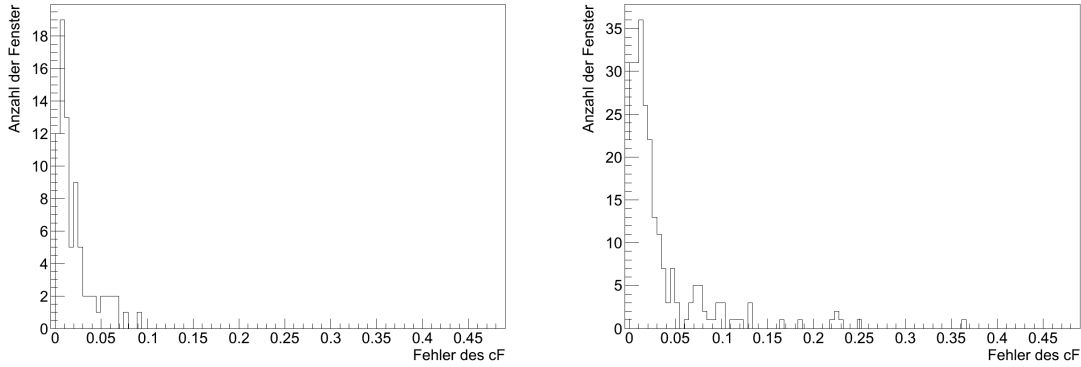


Abbildung 6.14: Eine Auflistung der Fehler des Mittelwerts für jedes Fenster. **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

Die Fehler der Mittelwerte für jedes Fenster sind in Abbildung 6.14 aufgetragen. Der Fehler des Mittelwertes berechnet sich gemäß

$$\sigma_{cF} = \sqrt{\frac{\sum_i (\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2}{N(N-1)}} \quad (6.2)$$

Für die große Fenstergröße beträgt der mittlere Fehler des Kalibrationsfaktors 0,026. Für die kleine Fenstergröße beträgt der mittlere Fehler 0,036.

### Kalibration für eine integrierte Luminosität von $10\text{pb}^{-1}$

Eine Luminosität von  $10\text{pb}^{-1}$  entspricht ca.  $3,2 \cdot 10^4$  Elektronen aus  $Z$ -Zerfällen. Die Verteilung der Elektronen, die im Akzeptanzbereich des Cluster-Prozessors als "Tight" identifiziert wurden ist in Abbildung 6.15 für die beiden Fenstergrößen dargestellt.

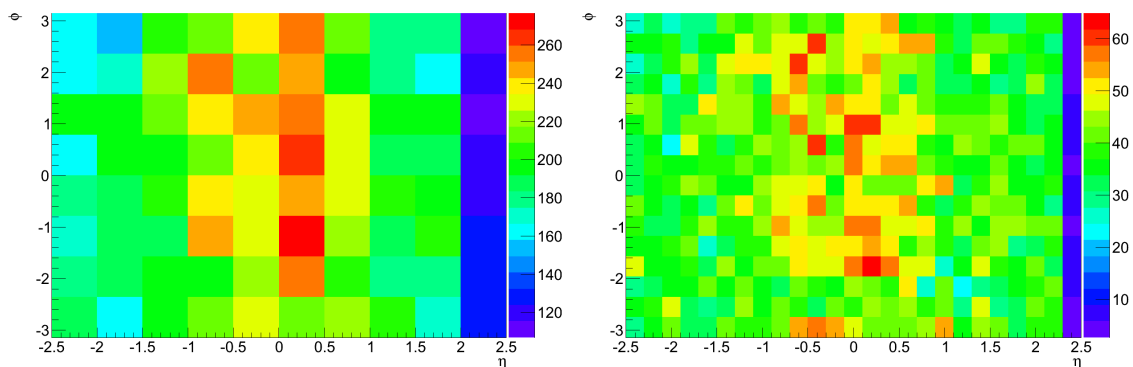


Abbildung 6.15:  $\eta$ - $\phi$ -Karte bei  $10\text{TeV}$  und  $1\text{pb}^{-1}$ . **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

Erwartet wird eine mittlere Elektronenzahl von 210 Elektronen pro Fenster der Größe  $0,5 \times 0,8$  und 45 Elektronen pro Fenster der Größe  $0,2 \times 0,4$ . Die niedrige Elektronenanzahl für die Fenster bei maximalen  $\eta$  ist ein Effekt des RoI-Algorithmus. Dieser ordnet elektromagnetischen Clustern, die auf einer Fenstergrenze liegen, stets das linke Fenster zu. Bei dieser integrierten Luminosität sind ausreichend Elektronen vorhanden, um auch eine Kalibration bei den kleinen Fenstern durchzuführen. Die charakteristische  $\eta$ -Verteilung der Elektronen die schon in Abbildung 6.2 (Links) zu sehen ist, ist deutlich zu erkennen.

In Abbildung 6.16 ist der Kalibrationsfaktor für jedes Fenster aufgetragen. Dieser errechnet sich wieder aus dem Mittelwert der Verteilung der  $E_T$ -Verhältnisse.

Die Fehler des Kalibrationsfaktors für die einzelnen Fenster sind in Abbildung 6.17 aufgetragen. Der mittlere Fehler für die große Fenstergröße beträgt 0,007. Bei den kleinen Fenstern beträgt der mittlere Fehler 0,01.



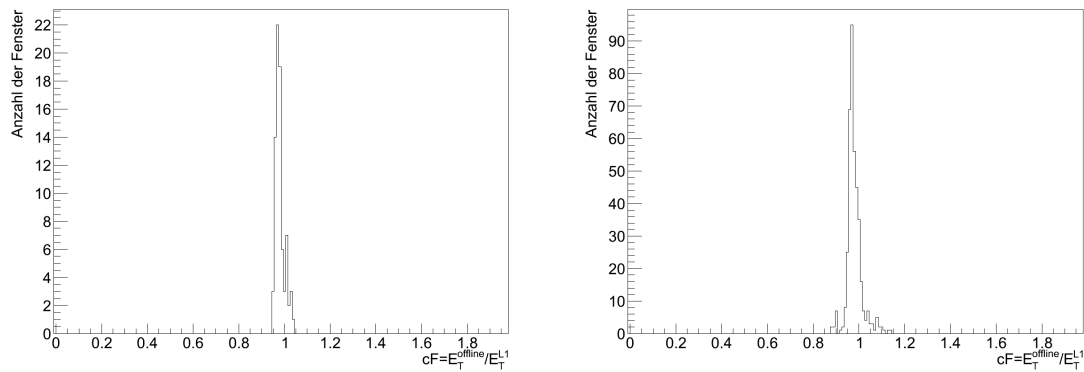


Abbildung 6.16: Der Kalibrationsfaktor im Bereich von  $\eta = -2,5$  bis  $\eta = 2,5$ . **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

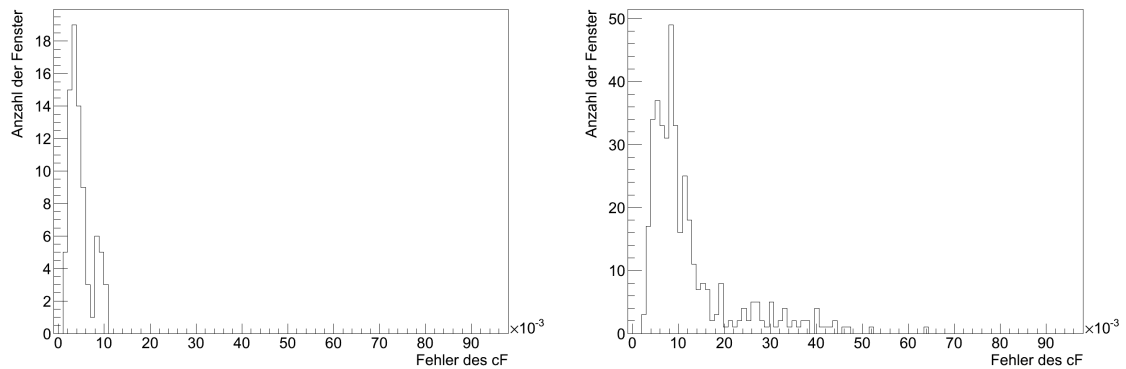


Abbildung 6.17: Eine Auflistung der Fehler des Mittelwerts für jedes Fenster. **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

### 6.3.2 Kalibration mit Elektronen aus W-Zerfällen

In diesem Abschnitt werden die gleichen Untersuchungen wie in Abschnitt 6.3.1 durchgeführt, mit dem Unterschied, dass als Elektronen-Quelle  $W$ -Bosonen, die in Elektronen zerfallen, behandelt werden. Die Produktion von  $W$ -Bosonen, die in ein Elektron und ein Neutrino zerfallen, haben einen um eine Größenordnung höheren Wirkungsquerschnitt als  $Z$ -Bosonen. Da bei diesen Zerfällen jedoch immer nur ein Elektron entsteht, ist die Anzahl der Elektronen pro integrierter Luminosität aus diesem Prozess nur um einen Faktor fünf höher als die aus  $Z$ -Zerfällen.

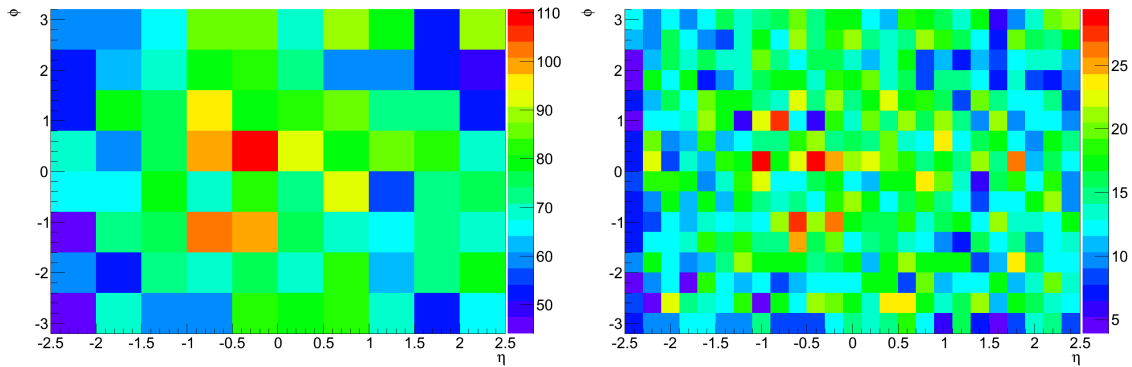


Abbildung 6.18:  $\eta$ - $\phi$ -Karte bei 10 TeV und  $1 \text{ pb}^{-1}$ . **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

### Kalibration für eine integrierte Luminosität von $1 \text{ pb}^{-1}$

Bei einer integrierten Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  werden etwa  $1,1 \cdot 10^4$   $W$ -Bosonen, die jeweils in ein Elektron zerfallen, erwartet. Die mittlere Anzahl von "Tight-Elektronen" pro Fenster beträgt 75 bei der großen und etwa 15 bei der kleinen Fenstergröße. Eine  $\eta$ - $\phi$ -Karte dieser Verteilung befindet sich in Abbildung 6.18.

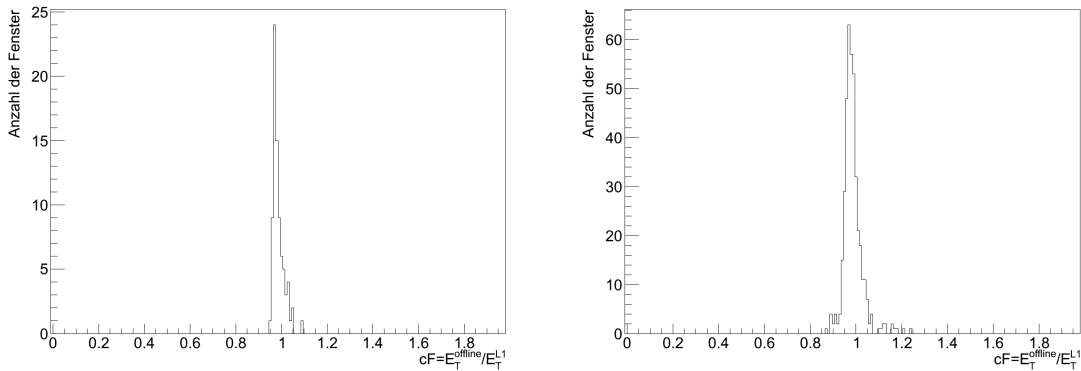


Abbildung 6.19: Der Kalibrationsfaktor im Bereich von  $\eta = -2,5$  bis  $\eta = 2,5$ . **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

Der Mittelwert  $\epsilon$  des Verhältnisses der Energiemessungen aller "Tight-Elektronen" wurde wieder zur Berechnung eines Kalibrationsfaktors für jedes Fenster verwendet. Der Kalibrationsfaktor aller Fenster ist in Abbildung 6.19 aufgetragen.

Die einzelnen Fehler sind in Abbildung 6.20 dargestellt. Im Mittel beträgt dieser 0,01 für die großen Fenster und 0,02 für die kleinen Fenster.

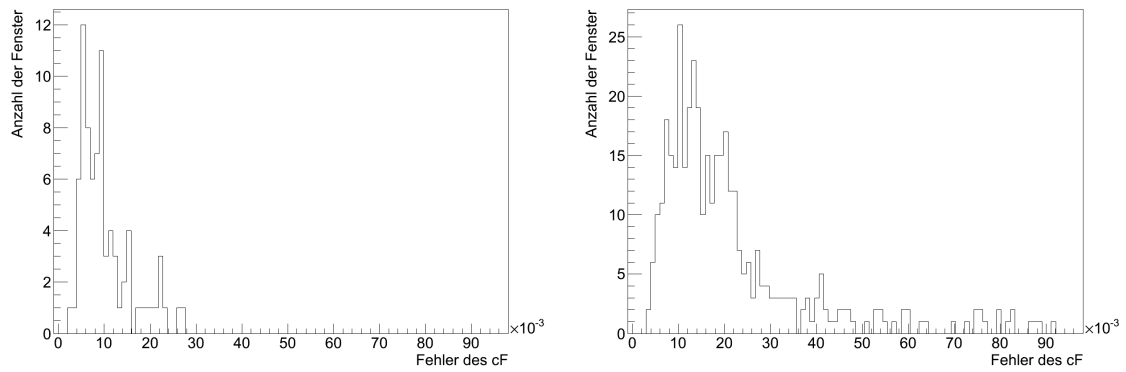


Abbildung 6.20: Eine Auflistung der Fehler der Fits für jede Zelle. **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

### Kalibration für eine integrierte Luminosität von $10\text{pb}^{-1}$

Bei einer integrierten Luminosität von  $10\text{pb}^{-1}$  werden etwa  $11 \cdot 10^4$  Elektronen aus  $W$ -Bosonen-Zerfällen erwartet. Die charakteristische Elektronenverteilung in  $\eta$ - $\phi$  ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Das Maximum befindet sich wie erwartet bei  $\eta = 0$ . Es werden etwa 750 bzw. 150 "Tight-Elektronen" pro Fenster erwartet.

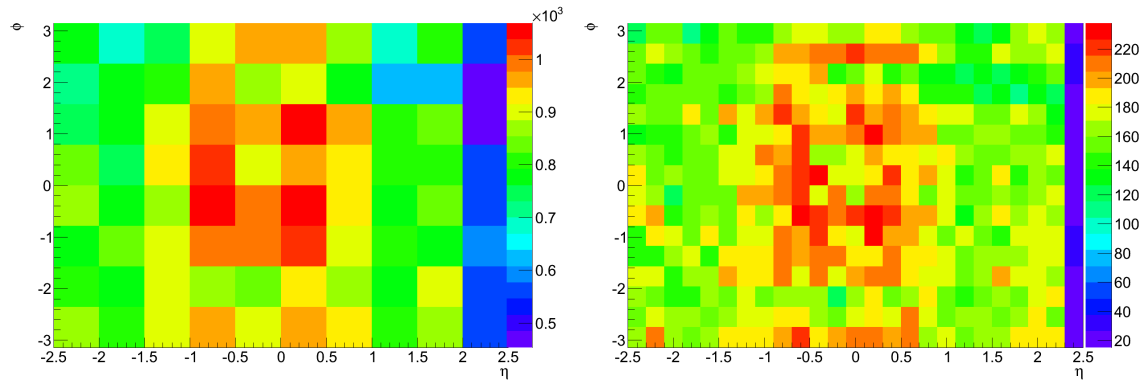


Abbildung 6.21: RoI-Karte mit der Verteilung der "Tight-Elektronen" bei 10 TeV. **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

Der Kalibrationsfaktor für jedes Kalibrationsfenster ist in Abbildung 6.22 dargestellt. Der erwartete Mittelwert von Eins wird erreicht.

Aus Abbildung 6.23 ist zu entnehmen, dass der mittlere Fehler für große Fenster bei 0,002 und für kleine Fenster bei 0,006 liegt.

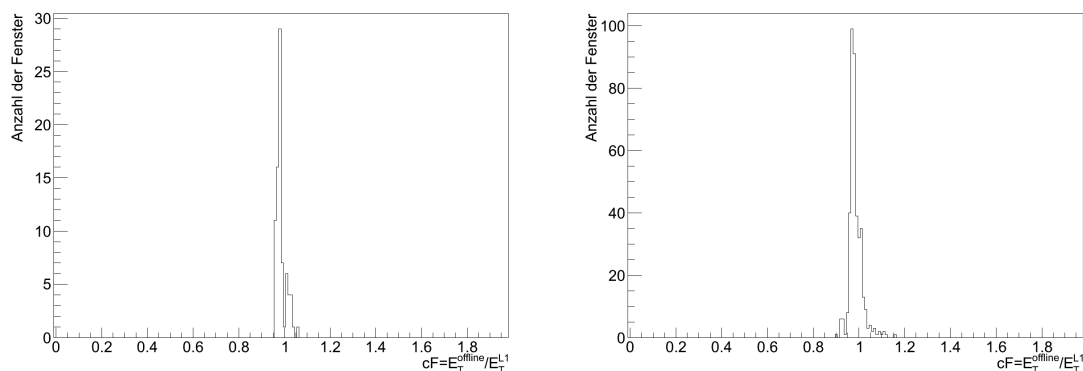


Abbildung 6.22: Der Kalibrationsfaktor von  $\eta = -2,5$  bis  $\eta = 2,5$ . **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

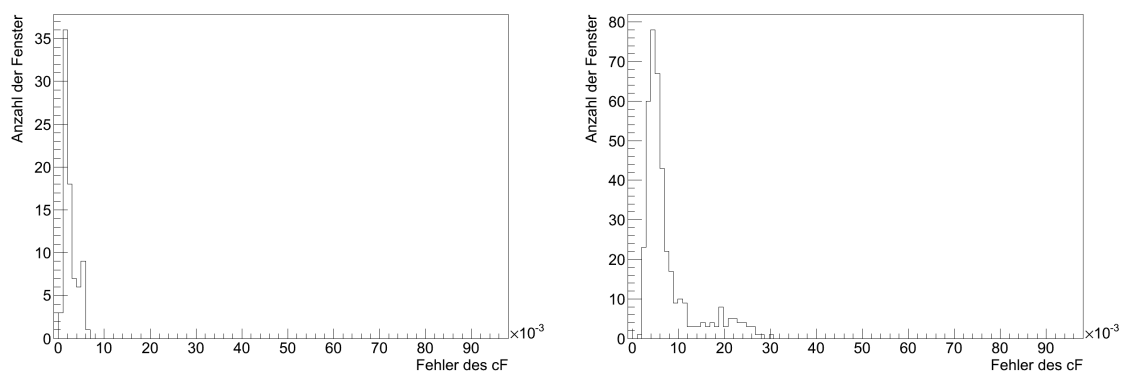


Abbildung 6.23: Eine Auflistung der Fehler der Fits für jede Zelle. **(Links)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Rechts)**: Die Fenstergröße beträgt  $0,2 \times 0,4$ .

### 6.3.3 Zusammenfassung

Eine Übersicht über die Ergebnisse für die verschiedenen integrierten Luminositäten sowie die verschiedenen Elektronenquellen befindet sich in Tabelle 6.1. Die im vorherigen Teil beschriebenen Studien wurden jeweils auch bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  durchgeführt.

Der relative Fehler bezieht sich immer auf den gemittelten Kalibrationsfaktor. Dieser weicht, wie bei simulierten Daten erwartet, erst in der dritten Nachkommastelle von Eins ab. Erwartet wird weiter, dass die Genauigkeit bei einer um einen Faktor 10 größeren integrierten Luminosität um einen Faktor  $\sqrt{10} = 3,16$  besser wird. Dies wird ungefähr erreicht.

Die Ursache für die getrennte Behandlung der Elektronen aus  $Z$ - und  $W$ -Zerfällen liegt darin, dass bei  $Z$ -Zerfällen, die Möglichkeit besteht, nach zwei Elektronen zu suchen und bei  $W$ -Zerfällen ein Cut auf Missing- $E_T$  gefordert wird. Damit kann der Untergrund wie in Kapitel 6.2 nahezu vollständig unterdrückt werden. Es ist

Integrierte Luminosität	1 pb <sup>-1</sup>	10 pb <sup>-1</sup>	100 pb <sup>-1</sup>
<i>Z</i> → <i>ee</i>			
0,5 × 0,8 Fenster			
Mittlere Anzahl "Tight-Elektronen" pro Fenster	21	210	2100
Mittlerer relativer Fehler	2,6 %	0,7 %	0,3 %
0,2 × 0,4 Fenster			
Mittlere Anzahl "Tight-Elektronen" pro Fenster	5	45	450
Mittlerer relativer Fehler	3,6 %	1,0 %	0,4 %
<i>W</i> → <i>eν</i>			
0,5 × 0,8 Fenster			
Mittlere Anzahl "Tight-Elektronen" pro Fenster	75	750	7500
Mittlerer relativer Fehler	1 %	0,2 %	0,07 %
0,2 × 0,4 Fenster			
Mittlere Anzahl "Tight-Elektronens" pro Fenster	15	150	1500
Mittlerer relativer Fehler	2 %	0,6 %	0,2 %

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Kalibrationstudie.

möglich die Elektronenidentifikation auf die Trigger RoIs zu übertragen.

## 6.4 Elektronen in ersten Daten

Im September 2009 wurden erste Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV am LHC durchgeführt. Seit diesem Zeitpunkt wurden  $4,6 \cdot 10^5$  Ereignisse gespeichert[4]. Bei einer instantanen Spitzen-Luminosität von  $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  wurden ungefähr  $9 \mu\text{b}^{-1}$  an integrierter Luminosität gesammelt. Speziell für niedere-energetische Ereignisse wurde ein "minimum-bias" Triggersystem implementiert. Dieses System reagiert auf Aktivität im Endcap Bereich und ist somit sensibel für weiche, mit niedriger Transversalenergie versehene Ereignisse.

Die Messergebnisse von L1calo wurden gespeichert, auch wenn Ereignisse erst ab 4 TeV Transversalenergie mit hoher Effizienz von L1calo erfasst werden. Bei dieser niedrigen integrierten Luminosität ist keine Kalibration möglich. Es war jedoch möglich das Identifikationsverfahren, dass in Kapitel 5.4 beschrieben wurde auf Funktionalität zu prüfen. Auch konnte die Arbeitsweise der entwickelten Kalibrations-Software für Elektronen überprüft werden. In Abbildung 6.24 (Links) befindet sich eine  $\eta$ - $\varphi$ -Karte in der alle RoIs, denen offline-Elektronkandidaten zugeordnet wurden, in  $0,5 \times 0,8$  in  $\eta \times \varphi$  Kalibrations-Fenster eingeteilt wurden. Eine

Auflistung der Elektronkandidaten und ihrer Identifikations-Cuts befindet sich in Tabelle 6.2. Die Ursache für die kleinere Zahl an Ereignissen, die vom Trigger gesehen werden, ist, dass Elektronkandidaten mit einer Energie größer als 4 GeV betrachtet werden.

	Elektron-Kandidaten	”Loose-Elektronen”	”Medium-Elektronen”	”Tight-Elektronen”
L1calo	178	63	17	1
Offline	3109	826	350	41

Tabelle 6.2: Elektronen in ersten Daten.

Eine  $\eta$ - $\varphi$ -Karte der RoIs, denen ein Elektronkandidat bzw. ”Loose-Elektron” zugeordnet wurde, befindet sich in Abbildung 6.24. Fenster die keine Elektronkandidaten bzw. ”Loose-Elektronen” beinhalten sind weiß dargestellt. Aufgrund ihrer niedrigen Anzahl werden keine ”Medium-Elektronen” und ”Tight-Elektronen” untersucht.

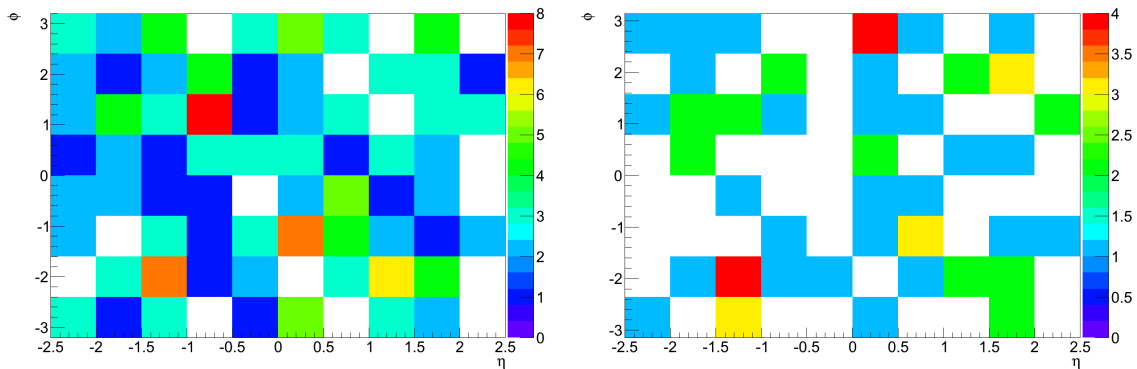


Abbildung 6.24: Kalibrationsfenster, denen offline Elektronkandidaten zugeordnet wurden. Die Fenstergröße beträgt  $0,5 \times 0,8$ . **(Links):** Alle Elektronkandidaten. **(Rechts):** ”Loose-Elektronen”

In Abbildung 6.25 ist die Transversalenergie aller Elektronkandidaten dargestellt. In Abbildung 6.25 (Links) sind ausschließlich jene eingezeichnet, die mit einer Trigger-RoI identifiziert wurden. Die eingezeichnete Energie ist die von L1calo bestimmte. In Abbildung 6.25 (Rechts) ist die offline berechnete transversale Energie eingetragen.

Für eine Kalibration von kleinen Kalibrationsfenster sind zu wenig Elektronen vorhanden. Es ist möglich, eine Kalibrationskonstante für den gesamten Detektor zu bestimmen. In Abbildung 6.26 (Links) ist das Ergebnis der L1calo-Energiemessung gegen das Ergebnis der Offline-Energiemessung aufgetragen. In Abbildung 6.26 (Rechts) ist das Verhältnis  $\epsilon$  aufgetragen. Der Kalibrationsfaktor, der sich aus dem Mittelwert dieser Verteilung ergibt, beträgt 1,13 für diese ersten Daten.

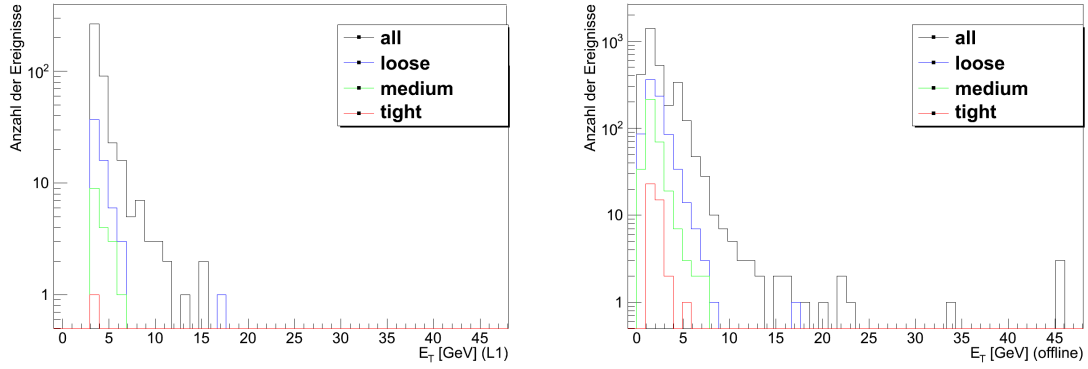


Abbildung 6.25: **(Links)**: Die von L1calo bestimmte Transversalenergie für die einzelnen Elektronen-Cuts. **(Rechts)**: Die Transversalenergie offline bestimmt.

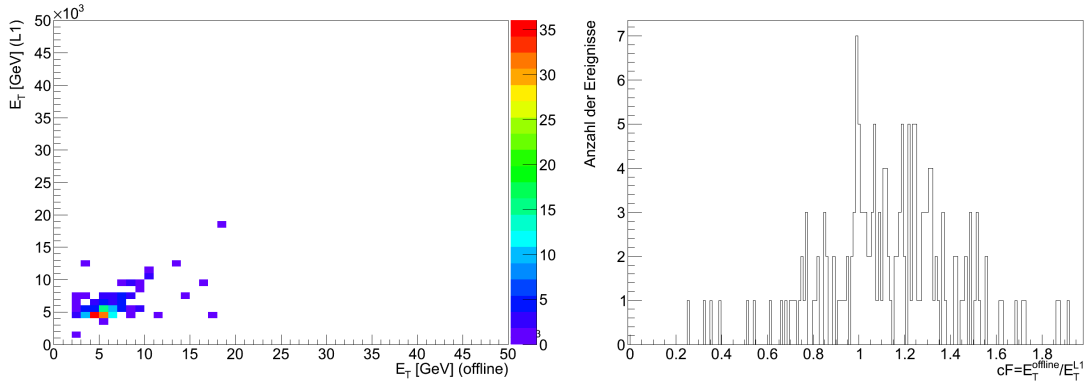


Abbildung 6.26: **(Links)**: Vergleich der gemessenen Energien von L1calo und der Offline-Analyse. **(Rechts)**: Der Kalibrations Faktor  $cF = \frac{E_T^{L1calo}}{E_T^{offline}}$ .

Eine Aussage über die Kalibration des L1calo lässt sich nicht treffen. Zum Einen handelt es sich bei den untersuchten Ereignissen um Elektronkandidaten, die keine Identifikationscuts überwunden haben, da ausschließlich von ihnen genug zur Verfügung stehen. Zum Anderen besitzen nahezu alle Elektronkandidaten eine Transversalenergie von weniger als 17 GeV. Sehr wenige würden den 17 GeV Cut überwinden und damit in dem zu kalibrierenden Bereich liegen.

# **Kapitel 7**

## **Zusammenfassung und Ausblick**



Sowohl bei der Suche nach "neuer Physik" als auch zum besseren Verständnis des Standardmodells spielen Endzustände mit Elektronen eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grund triggert die erste ATLAS Triggerstufe unter anderem auf die Existenz und Energie von Elektronkandidaten. Eine finale Kalibration dieser online Energiemessung lässt sich nur mit Daten aus dem Strahlbetrieb durchführen, da nur dort Elektronen zur Verfügung stehen. Ziel dieser Arbeit war es für diese Kalibration eine Strategie zu entwickeln und die Präzision dieser Kalibration für verschiedene integrierte Luminositäten zu untersuchen.

Hierzu wurde das Software-Paket der Offline-Analyse, das als Referenz für die Energiekalibration und zur Elektronidentifikation verwendet wurde, sowie das Triggerpaket zu einem einheitlichen Datensatz ( $n$ -Tupel) vereinigt. Die Erzeugung der  $n$ -Tupel wurde komplett auf dem Grid, mit offiziellen simulierten Datensätzen durchgeführt, so dass die hierzu benötigten Algorithmen unmittelbar auf Daten aus dem Strahlbetrieb übertragbar sind. Diese  $n$ -Tupel enthalten ausreichend Information, um die gesamte Kalibration durchzuführen.

Es wurde eine Software entwickelt, welche die offline identifizierten Elektronen den Trigger RoIs zuordnet und die Energiemessungen des Triggers und der Standardrekonstruktion vergleicht. Als Elektronenquelle wurden Elektronen aus Zerfällen von  $W$ - und  $Z$ -Bosonen verwendet. Um die Reinheit der Identifikation zu verbessern, wurde bei Zerfällen von  $Z$ -Bosonen die Existenz von zwei Elektronen gefordert. Mit Hilfe dieser Einschränkung konnte der Untergrund vollständig unterdrückt werden. Dieser Teil der Arbeit wurde mit simulierten Daten durchgeführt. Die Schwerpunktsenergie der simulierten Ereignisse beträgt 10 TeV. Die Entscheidung, den LHC erst für einen längeren Zeitraum bei 7 TeV zu betreiben war zu diesem Zeitpunkt noch nicht gefällt. Um eine höhere Genauigkeit der Kalibration zu erreichen, wurden Triggerkanäle zu Kalibrationsfenstern zusammengefasst und für jedes dieser Fenster eine eigene Kalibrationskonstante bestimmt. Auf diese Weise wurden zwei Kalibrationsfenstergrößen ( $0.5 \times 0.8$  und  $0.2 \times 0.4$  in  $\eta \times \varphi$ ) bei verschiedenen integrierten Luminositäten ( $1 \text{ pb}^{-1}$ ,  $10 \text{ pb}^{-1}$  und  $100 \text{ pb}^{-1}$ ) untersucht. Eine Kalibration mit den kleinen Fenstergrößen ist erst ab einer integrierten Luminosität von  $10 \text{ pb}^{-1}$  möglich, da erst dann ausreichend Elektronen in jedem Fenster vorhanden sind. Das erwartete Abnehmen der Unsicherheit der Kalibrationskonstante mit  $1/\sqrt{n}$ , wobei  $n$  die Anzahl der untersuchten Ereignisse ist, konnte bestätigt werden. So erreicht man bei  $100 \text{ pb}^{-1}$  eine Genauigkeit von 0.4% für die kleine Fenstergröße für Elektronen aus Zerfällen von  $Z$ -Bosonen. Für Elektronen aus Zerfällen von  $W$ -Bosonen erhält man eine Genauigkeit von 0.2%, da die Rate dieser Elektronen höher ist als die aus Zerfällen von  $Z$ -Bosonen. Eine integrierte Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV wird bei dauerhaftem Strahlbetrieb in etwa einem Monat angesammelt.

Zum Abschluss der Arbeit konnte die entwickelte Software an ersten Daten getestet werden. Für eine präzise erste Kalibration waren allerdings bei Abschluss dieser Arbeit noch nicht ausreichend Elektronen vorhanden.

In dieser Arbeit wurde die Energiemessung durch die Kalorimeter als Referenz für die Triggerkalibration benutzt. Aufgrund der sehr reinen Signalsektion und der

in dieser Arbeit gezeigten möglichen Assoziation der Triggerinformation mit der Offline-Rekonstruktion wird es in zukünftigen Studien möglich sein die Rekonstruktion der Z-Masse als absolute Energieskala für die Kalibration zu nutzen und so z.B. Effekte durch passives Material zu kompensieren.

# Literaturverzeichnis

- [1] C. Amsler. Particle data group. *Elsevier*, 2008.
- [2] C. Berger. Teilchenphysik. *Springer*, 1992.
- [3] The ATLAS Collaboration. Expected performance of the atlas experiment. *CERN-OPEN-2008-020*, 2008.
- [4] The ATLAS Collaboration. Charged-particle multiplicities in pp interactions at 900 gev measured with the atlas detector at the lhct. *Preprint submitted to Phys. Lett. B*, 2010.
- [5] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006.
- [6] P. Bell et al. Trigger physics menu. *TriggerDAQ*, 2010.
- [7] Torbjörn Sjöstrand et al. Pythia. <http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>, 2010.
- [8] ATLAS Computing Group. Atlas detector and physics performance. *Technical Design Report CERN-LHCC-2005-022*, 2005.
- [9] M. Henke. Atlas level-1 calorimeter trigger: Timing calibration with 2009 lhc beam splashes. *noch nicht veröffentlicht*, 2010.
- [10] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.* 13, 1964.
- [11] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TrigEgammaNtuple>.
- [12] R. Karimi. W und z bosonen am lhc. In *Physikalisches Institut Universität Freiburg i.Brsg.*, 2008.
- [13] Florian Kleine-Limberg. Calibration with electrons. In *Level-1 Calorimeter Trigger Joint Meeting, Mainz*, 2009.

- [14] D. Perkins. Einführung in die hochenergiephysik. *Cambrige, University Press*, 1999.
- [15] B. Povh. Teilchen und kerne. *Springer*, 1999.
- [16] M. Schott. *Study of the Z Boson Production at the ATLAS Experiment with First Data*. PhD thesis, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [17] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.* 19, 1967.

## Erklärung:

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

Heidelberg, den 27.04.2010

.....  
(Florian Kleine-Limberg)