

Bestimmung von Korrekturfaktoren
für
Triggernachweiswahrscheinlichkeiten
für $e\mu$ -Endzustände am
ATLAS-Detektor

Benedikt Kraus

Juni 2012

Bachelorarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science Physik
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Albert-Ludwigs Universität Freiburg

E-mail: benedikt.kraus@uranus.uni-freiburg.de
Matrikelnummer: 2726881

Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel angegeben und benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	6
1.1	Ereignisraten und Datennahme	6
1.2	Der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$	7
1.3	<i>Trigger</i> und <i>trigger</i> -Effizienzen	8
1.4	Skalierungsfaktoren und ihre Anwendung	9
1.5	Betrachtung eines $H \rightarrow \tau\tau$ Datensatzes mit Monte-Carlo Ereignissen	10
1.6	Zur Bedeutung der Monte-Carlo Simulation für die Teilchenphysik	12
1.7	Trigger Effizienzen und Skalierungsfaktoren	12
2	Zum Hintergrunde des Higgs-Bosons	13
2.1	Produktionsmechanismen	13
2.2	Der Signalprozess	14
3	Der ATLAS Detektor	16
3.1	Das Koordinatensystem des Detektors	16
3.2	Der Aufbau des Detektors	17
3.2.1	Der innere Spurdetektor	17
3.2.2	Das Kalorimetersystem	19
3.2.3	Das Muonsystem	20
3.3	Das <i>trigger</i> -System des Detektors	20
3.3.1	Das Elektron- <i>trigger</i> -system	22
3.3.2	Das Muon- <i>trigger</i> -system	23
4	Vorüberlegungen der Analyse	25
4.1	Ein $e\mu$ Event in der <i>trigger</i> -Logik betrachtet	25
4.2	Der Muon-Zweig	26
4.3	Der Elektron-Zweig	30
4.4	Übersicht der benötigten Skalierungsfaktoren	31
5	Bestimmung der <i>trigger</i>-Effizienzen und Skalierungsfaktoren	35
5.1	Identifikations- und Isolationskriterien für die betrachteten Leptonen	35
5.2	Die „Tag and Probe“-Methode	37
5.2.1	Die Selektion des <i>tag</i>	38
5.2.2	Die Selektion des <i>probe</i>	38
5.3	Die Bestimmung der Effizienzen und Berechnung der Skalierungsfaktoren	39
5.3.1	Bestimmung der Effizienzen und deren statistischer Unsicherheit	39
5.3.2	Bestimmung der Skalierungsfaktoren	40
5.3.3	Systematische Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren	41
5.4	Ergebnisse und Diskussion	43
5.4.1	Einzel-Elektron- <i>trigger</i>	45
5.4.2	Einzel-Muon- <i>trigger</i>	45

5.4.3	Einzel-Lepton- <i>trigger</i> Komponenten des Zwei-Lepton- <i>trigger</i>	47
5.4.4	Skalierungsfaktoren für ein Ereignis das vom Zwei-Lepton- <i>trigger</i> auf- gezeichnet wurde	48
5.4.5	Skalierungsfaktoren aus Ineffizienzen	49
6	Zusammenfassung	53

1 Motivation

Eine rein theoretische Wissenschaft, die ihre Modelle nicht mit Experimenten auf ihr Beschreibungsvermögen untersucht bleibt auf einer begrifflichen Ebene. Das einzige Kriterium zu ihrer Bewertung ist das der logischen Konsistenz. Experimentelle Daten machen Theorien *vergleichbar* mit der Wirklichkeit die sie beschreiben und damit bewertbar. Eine Vorauswahl aus allen *prinzipiell* zugänglichen Daten zu treffen kann daher auch bedeuten eine Vorauswahl aus den möglichen Bewertungen einer Theorie zu treffen, daher wird eine solche Vorauswahl *wenn möglich* von Wissenschaftlern vermieden.

Es gibt dennoch zahlreiche Fälle in denen es unumgänglich ist eine solche Einschränkung der Datenmenge vorzunehmen: das ATLAS-Experiment [1] am LHC und sein *trigger*-System ist nur ein Beispiel. Die Einschränkungen, die durch ein *trigger*-System gemacht werden müssen also, um die Aussagekraft eines Experimentes nicht zu mindern wohlbegründet sein und die Funktionsweise der Mechanismen, die sie vornehmen so gut verstanden wie möglich. Doch warum ist eine Einschränkung der Daten überhaupt nötig? Auf diese Frage und die Konsequenzen welche die Nutzung von *trigger*-Mechanismen nach sich ziehen soll im folgenden eingegangen werden.

1.1 Ereignisraten und Datennahme

Im Jahr 2011 kollidierten am Large Hadron Collider (LHC) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und einer maximalen instantanen Luminosität von $\mathcal{L}_{inst} = 10^{33} \frac{1}{cm \cdot s}$ Protonenpakete. Der LHC ist damit ein Meilenstein in der Geschichte der Teilchenphysik. Diese bislang unerreicht hohen Zahlen für einen Teilchenbeschleuniger haben zur Folge, dass jede Sekunde eine große Zahl von Teilchen einen Detektor passieren, der zylindrisch an einem der Wechselwirkungspunkte um die Strahlachse gebaut ist. In der Tat: kreuzten sich die Protonenpakete 2011 mit einer Frequenz von 20MHz im Wechselwirkungspunkt, sodass im Durchschnitt etwa 11 inelastischen Wechselwirkungen pro *bunch-crossing* stattfinden. Die Aufzeichnung aller dieser Ereignisse ist nicht möglich. Die Elektronik des ATLAS-Experimentes schafft es Ereignisse mit einer Rate von etwa 200 pro Sekunde abzuspeichern. Ein Mechanismus, der eine wie auch immer geartete Auswahl innerhalb von etwa 50 ns unter den tatsächlich den Detektor passierenden Teilchen trifft und somit die Rate reduziert ist demnach unumgänglich.¹

Da allerdings unter all den Ereignissen viele sind, die Prozesse widerspiegeln, welche in der Teilchenphysik bereits gut verstanden und erklärt sind ist es naheliegend nur solche Ereignisse aufzuzeichnen welche der Untersuchung interessanter Fragen dienlich sind. Die Auswahl wird also komplexeren Kriterien Folge leisten als beispielsweise eine rein zufällige. Sie muss innerhalb kurzer Zeit *entscheiden* ob ein Ereignis aufgezeichnet werden sollte oder nicht. Solche Entscheidungsmechanismen sind im *trigger*-System des Experiments realisiert. Was aber ist interessant? Und was für Konsequenzen hat das für ein *trigger*-System?

¹ Vgl. dazu: S. 550 in [2]

1.2 Der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$

Eines der wichtigsten Ziele des ATLAS-Experimentes ist es Aussagen über die Existenz des Higgs-Bosons zu treffen. Das Standardmodell (SM) [3, 4, 5] der Teilchenphysik beschreibt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen: die starke Kraft, die schwache Kraft und die elektromagnetische Kraft sowie die durch diese Kräfte gegebenen Wechselwirkungen von Teilchen über den Austausch von Eichbosonen. Die Existenz dieser Eichbosonen folgt dabei aus dem Eichprinzip: der Forderung, das grundlegende Wellengleichungen des SM invariant unter lokaler Phasentransformation seien. Das Standardmodell beinhaltet Beschreibungen der Quarks und Leptonen, der als fundamental angenommenen Bausteine der Materie, doch gab es im Standardmodell bis in die sechziger Jahre keine Erklärung dafür, dass die Teilchen aus denen die Materie besteht eine Masse haben. In der Tat mussten sie innerhalb der Theorie bis dahin als masselos angesehen werden. Diese grobe Diskrepanz mit der Wahrnehmung der Welt konnte innerhalb des Standardmodells Mitte der sechziger Jahre behoben werden. Einige Physiker, darunter Peter Higgs schlugen einen Mechanismus vor, mit dem man erklären kann, dass Teilchen als massiv wahrgenommen werden müssen [6, 7, 8, 9]. Dieser Mechanismus impliziert die Existenz eines skalaren Potentials, dem Hintergrundfeld und eines skalaren Feldquanten. Die Wechselwirkung mit diesem Hintergrundfeld lässt die Teilchen des SM massiv wirken. Die Masse des Higgs-Bosons ist dabei von der Theorie nicht festgelegt, der möglichen Bereich konnte aber von verschiedenen Experimenten schon eingeschränkt werden: Für eine Masse des Higgs-Bosons m_H wurden die Bereiche $m_H < 114,4$ GeV [10], $156 < m_H < 177$ [11] GeV, $155 < m_H < 190$ und $295 < m_H < 450$ [12] von verschiedenen Experimenten mit einem Konfidenzintervall von 0,95 ausgeschlossen. Dennoch gelang der Nachweis des Teilchens bislang noch nicht. Ein erklärtes Ziel beim Entwurf des *Large Hadron Collider* war es einen Beschleuniger zu bauen, an dem ein Nachweis oder ein Ausschluss dieses Bosons im verbleibenden Massebereich gelingen müsse.² Die Untersuchung des Zerfallskanals

$$H \rightarrow \tau\tau$$

ist dabei ein vielversprechender Zerfallsmodus, auch wenn er im Massebereich von 100 GeV bis 150 GeV nur ein Verzweigungsverhältnis von 8 % bis 1,8 % hat, da die Zerfallsprodukte für diesen Kanal leichter vom Untergrund zu trennen sind als beispielsweise im dominierenden Prozess für diesen Massebereich: $H \rightarrow b\bar{b}$. Speziell der Prozess

$$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$$

ermöglicht es den Signalprozess von den Untergrundprozessen $Z \rightarrow \mu\mu$ und $Z \rightarrow ee$ zu unterscheiden. Doch keines der Ereignisse, die unter Umständen auf die Existenz des Higgsbosons hindeuten wird aufgezeichnet wenn es nicht von einem *trigger*-Mechanismus aus irgendeinem Grund als interessant eingestuft wird. Für Endzustände mit einem Elektron e und einem Muon μ gab es im Jahr 2011 verschiedene *trigger*-Mechanismen, die eine solche Entscheidung treffen konnten, die im folgenden Abschnitt näher beschrieben werden sollen.

² Auf Theorie und Phänomenologie des Higgs-Mechanismus wird in Abschnitt 2 genauer eingegangen.

1.3 Trigger und trigger-Effizienzen

Ist im vergangenen Jahr ein Ereignis mit einem Elektron und einem Muon im Endzustand aufgezeichnet worden so muss mindestens einer der folgenden Fälle eingetreten sein: ein Einzel-Elektron-*trigger* wurde ausgelöst und das Ereignis daraufhin abgespeichert, ein Einzel-Muon-*trigger* wurde ausgelöst und das Ereignis gespeichert, oder der Zwei-Lepton-*trigger* `e10_medium_mu6` für den $e\mu$ -Kanal hat entschieden das Ereignis aufzuzeichnen.

Diesem Entscheidungsprozess liegen verschiedene unterschiedlich exakte und unterschiedlich schnelle Algorithmen zu Grunde, die in der Detektor-*hardware* oder ausschließlich als *software* realisiert sind. Näheres zur Funktionsweise eines *trigger* wird in Abschnitt 3.3 erläutert. Hier soll genügen, dass ein Entscheidungsprozess stattfindet, der ein Ereignis akzeptiert oder es ablehnt.

Aus den Namen eines *trigger* lassen sich zumeist die wichtigsten Informationen über den Mechanismus ablesen. Alle *hier* betrachteten *trigger* sind nach dem Schema `lepton+zahl_crit` aufgebaut. Dabei bezeichnet `lepton` die Leptonfamilie, also $lepton = e$ falls es sich um einen Elektronen-*trigger* handelt und $lepton = mu$ für Muon-*trigger*. Die Zahl `zahl` ist die *trigger*-Schwelle: ein Wert einer physikalischen Messgröße, der überschritten sein muss, damit das Ereignis aufgezeichnet wird. Für Elektronen bezeichnet `zahl` den Wert der transversalen Energie E_t in Einheiten von GeV (welche allerdings für das leichte Elektron dem transversalen Impuls sehr nahe ist) und für Muonen den Wert des transversalen Impulses p_t in GeV. Das bedeutet für $lepton = e$ und `zahl = 20` wird ein Ereignis idealerweise nur dann vom *trigger* akzeptiert, wenn zumindest ein Elektron mit einer transversalen Energie größer als 20 GeV in ihm gefunden werden kann. Der Zusatz `crit` gibt weitere Kriterien für die Selektivität des *trigger*-Mechanismus an: die häufigsten Spezifikationen sind *tight*, *medium* und *loose*. Man vergleiche dazu: S. 4 in [13]

Die von den *trigger* ausgeführten Entscheidungsprozesse sind allerdings nicht gänzlich effizient. Es gibt Fälle in denen ein Teilchen vom Mechanismus akzeptiert wird, das nicht alle Kriterien für die positive Entscheidung erfüllt und umgekehrt werden nicht alle Teilchen, welche den *trigger* auslösen *sollten* dies auch tatsächlich tun. Aus diesem Grund lässt sich die Effizienz eines *trigger* als Funktion einer physikalischen Messgröße q definieren: $\varepsilon = \varepsilon(q)$. Sie soll die mittlere Zahl der Teilchen angeben, die den *trigger* auslösen im Vergleich mit der Zahl der Teilchen, die den *trigger* auslösen könnten.³ Betrachtet man die Menge der Teilchen, die *offline* identifiziert und rekonstruiert wurden, so kann man untersuchen, welche dieser Teilchen den *trigger* ausgelöst haben. Die Effizienz eines *trigger* kann man dann als Quotient der Anzahl derjenigen Teilchen definieren, die rekonstruiert und identifiziert wurden und den zu untersuchenden *trigger* ausgelöst haben: $N_{reco+ID+trig}$ und der Anzahl der Teilchen, die rekonstruiert und identifiziert wurden $N_{reco+ID}$.

$$\varepsilon = \frac{N_{reco+ID+trig}}{N_{reco+ID}} \quad (1)$$

³ Hier sei angemerkt, dass auf Grund von Auflösungseffekten auch ein Elektron, das eine transverse Energie hat, die unterhalb der *trigger*-Schwelle liegt den *trigger* theoretisch auslösen könnte.

Da die Menge der rekonstruierten, identifizierten Leptonen, die einen *trigger* auslösen eine Untermenge der rekonstruierten und identifizierten Leptonen ist folgt damit sofort, dass die Effizienz eines *trigger* nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. In vorliegender Analyse werden Effizienzen einiger *trigger* als als Funktion der Messgrößen des transversalen Impulses p_t und der Pseudorapidität η bestimmt.⁴

1.4 Skalierungsfaktoren und ihre Anwendung

Ein Standardinstrument der Teilchenphysiker ist die Monte-Carlo-Simulation. Mit diesem Hilfsmittel werden Ereignisse bei Teilchenkollisionen in einem Detektor simuliert. Mehr noch: die Antwort des Detektors auf diese Ereignisse wird auch simuliert. Es wird so getan *als ob* ein Experiment durchgeführt würde. Aus den Ergebnissen einer Monte-Carlo-Simulation lassen sich dann Schlüsse auf die Strategie ziehen, welche bei der tatsächlichen Durchführung des Experimentes verfolgt werden sollte. Beispielsweise die Identifikation von Teilchen betreffend oder die Signaloptimierung.

Monte-Carlo Simulationen geschehen immer unter gewissen Voraussetzungen: Grenzen welche durch Rechenleistung gegeben sind und Annahmen, die über die Wirklichkeit gemacht werden, die simuliert werden soll sind zwei Beispiele. Daraus folgt aber, dass Größen, die aus einer Monte-Carlo Simulation bestimmt werden nicht notwendigerweise mit tatsächlich ermittelten Größen übereinstimmen müssen. Man kann sogar soweit gehen, dass die Genauigkeit von aus Simulationen bestimmten Größen ganz prinzipiell begrenzt ist von der Genauigkeit der Annahmen über die Wirklichkeit, die der Simulation zu Grunde liegen.

Jedoch sollte man feststellen, dass vermutlich andere, technischere Gründe die Quelle von größeren Diskrepanzen zwischen der Simulation und der zu beschreibenden Wirklichkeit darstellen. Das impliziert auch, dass die von einer Simulation produzierten Ereignisse nicht den Ereignissen entsprechen wie sie tatsächlich vom Detektor aufgezeichnet werden. Es mögen mehr sein, oder weniger und es mag von der Art des Ereignisses abhängen. Sollte man nun aber aus einer mit großer Sicherheit ungenauen Simulation, welche noch nicht einmal die Grundlagen der Datennahme wie die Effizienz eines *trigger*-Mechanismus getreu wiedergibt Schlüsse ziehen für ein Experiment, das so genau wie möglich durchgeführt werden soll? In der Tat gibt es einen Ansatz dies sinnvoll durchzuführen, der hier vorgestellt werden soll: Ermittelt man zwei *trigger*-Effizienzen: eine aus der Auswertung von Monte-Carlo Ereignissen ϵ^{MC} und eine aus der Auswertung von mit dem Detektor gewonnenen Daten ϵ^{Data} , so bezeichnet man den Quotienten dieser Effizienzen als Skalierungsfaktor SF :

$$SF = \frac{\epsilon^{MC}}{\epsilon^{Data}} \quad (2)$$

Dieser Skalierungsfaktor ist ein Maß dafür, wie gut die Simulation die Gegebenheiten des Detektors widerspiegelt. Er kann aber auch als Korrekturfaktor in Form eines Gewichtes verstan-

⁴ Mit η bezeichnet man die *Pseudorapidität*: $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$, wobei θ der Polarwinkel zur Strahlachse ist. Sie ist also ein Maß für eben jenen Winkel.

den und verwendet werden, da aus 2 sofort folgt:

$$\epsilon^{Data} = SF \cdot \epsilon^{MC} \quad (3)$$

Das heißt die im Experiment beobachtete Effizienz lässt sich durch eine Gewichtung der aus der Monte-Carlo Simulation gewonnenen Effizienz reproduzieren. Damit wird die Simulation auf ein experimentell begründetes Fundament gestellt: jedes simulierte Ereignis kann nun mit einem für es angemessenen Skalierungsfaktor gewichtet werden und ist damit ein zuverlässigeres Abbild der experimentellen Gegebenheiten.

Es gibt allerdings keinen prinzipiellen Grund einen Skalierungsfaktor aus dem Quotienten der Effizienzen anstatt aus dem der Ineffizienzen zu berechnen und in der Tat wird auch die Definition:

$$SF = \frac{1 - \epsilon^{Data}}{1 - \epsilon^{MC}} \quad (4)$$

in dieser Arbeit verwendet. Der Skalierungsfaktor aus Gleichung 2 wird dann zur Gewichtung eines Monte-Carlo-Ereignisses angewandt, wenn es die abgefragte *trigger*-Bedingung erfüllt. Das Gewicht aus Gleichung 4 dagegen, wenn die abgefragte *trigger*-Bedingung nicht erfüllt wurde.

1.5 Betrachtung eines $H \rightarrow \tau\tau$ Datensatzes mit Monte-Carlo Ereignissen

Einer der Signalprozesse, der am ATLAS-Experiment untersucht wird ist der bereits erwänte Prozess $H \rightarrow \tau\tau$, dessen weiterer Zerfallsmodus in ein Elektron und ein Muon im Fokus dieser Arbeit steht. Da es das Ziel vorliegender Studie ist Skalierungsfaktoren für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ zu ermitteln wurde ein Monte-Carlo Ereignis-*sample* von 50000 Ereignissen daraufhin untersucht, welche *trigger* von den Teilchen im Endzustand ausgelöst werden. Dabei werden drei verschiedene Möglichkeiten in Betracht gezogen:

- (i) Der Einzel-Muon-*trigger* wurde ausgelöst
- (ii) Der Einzel-Elektron-*trigger* wurde ausgelöst
- (iii) Der Zwei-Lepton-*trigger* wurde ausgelöst

Für diese *trigger* wurden die Mechanismen `mu18_MG`, `e20_medium` und der Zwei-Lepton-*trigger* `e10_medium_mu6` untersucht. Dazu wurde verlangt, dass im zu betrachtendem Ereignis genau ein Elektron und genau ein Muon identifiziert und rekonstruiert werden konnten. Die Kriterien für diese Rekonstruktion und Identifikation sind in 5.1 aufgeführt hier soll genügen die p_t -Schwellen die *offline* erfüllt sein müssen anzugeben. Von Elektronen wird verlangt, dass sie einen transversen Impuls größer 15 GeV haben und für Muonen muss gelten: $p_t > 10$ GeV. Falls diese Bedingung erfüllt sein sollte wurde bestimmt, welche *trigger* von den Teilchen ausgelöst wurden. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle 1 zusammengefasst. „ID“ bezeichnet dabei die Zahl der Ereignisse, in denen es genau ein rekonstruiertes *und* identifizierte Elektron

Bedingung	ID	e	mu	e_mu	e mu	mu e_mu	e e_mu	e mu e_mu
Erfüllt	4169	412	675	3255	751	3262	3393	3396
Bruchteil von ID	1	0,100	0,162	0,780	0,180	0,782	0,814	0,815

Tabelle 1: Aufgeführt sind die Anzahlen der Ereignisse in denen die obenstehenden *trigger*-Bedingungen erfüllt wurden. Für einen Monte-Carlo Datensatz von 50000 Ereignissen mit den p_t Schnitten von 15 GeV für Elektronen bzw. 10 GeV für Muonen untersucht.

sowie ein rekonstruierte *und* identifizierte Muon gab. „e“ steht für die Zahl aller Ereignisse in denen der Einzel-Elektron-*trigger* ausgelöst wurde und „mu“ entsprechend für die Zahl der Ereignisse in denen mu18_MG ausgelöst wurde. „e_mu“ bezeichnet die Zahl der Ereignisse in denen der Zwei-Lepton-*trigger* e10_medium_mu6 ausgelöst wurde. Als logisches *oder* wird hier wie in der gesamten Arbeit der Operator „||“ verwendet. Dementsprechen stehen die Symbole „a || x“ für die Zahl der Ereignisse in denen *a oder x* erfüllt ist. Man sieht schnell, dass für das logische *oder* aus allen drei zur Verfügung stehenden *trigger* die meisten Ereignisse zumindest *einen trigger* auslösen. Bemerkenswert is allerdings vor allem die große Zahl von 78% der Ereignisse in denen der Zwei-Lepton-*trigger* ausgelöst wurde. Zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren für $e\mu$ -Ereignisse werden also die Fälle einer logischen Disjunktion von *trigger*-Mechanismen und besonders der Zwei-Lepton-*trigger* von Interesse sein.

1.6 Zur Bedeutung der Monte-Carlo Simulation für die Teilchenphysik

Platons Texte der Ideenlehre beschäftigen sich mit der Frage, ob die Welt für den Menschen überhaupt verstehbar sei. Weiter fragt der griechische Philosoph natürlich auch: wenn denn die Welt verstehbar ist, warum ist sie das? Im Laufe seiner Auseinandersetzung mit diesen Themen kommt die These auf, der Mensch könne nur etwas über eine bestimmte Sache lernen, wenn er bereits ein gewisses Wissen von dieser Sache habe. Denn, sei dies nicht gegeben, so entziehe sich diese Sache der Erkenntnis des Menschen. Wie aber kann ein Mensch etwas lernen, der als „blanke Tafel“ zur Welt kommt? Da Platon dem Mensch die Fähigkeit zur Erkenntnis durchaus zuspricht folgert er, dass er etwas haben müsse, die *Seele*, das unsterblich ist und die Welt bereits gesehen und also Wissen von ihr habe.

Hier soll nun ein Gedanke aufgegriffen werden, der wenn auch von dieser metaphysischen Überlegungen inspiriert, unabhängig von deren Ergebnis besteht: man lernt leichter neues über Gegenstände, von denen man bereits eine gewisse Kenntnis hat. Diesen Gedanken findet man eindrucksvoll in der Teilchenphysik verwirklicht: Die Monte-Carlo Simulation gehört zu den Standardhilfsmitteln des Teilchenphysikers. Mit ihr „sondiert“ er physikalisches Terrain, das er untersuchen möchte unter der Annahme, dass eine gewisse Begebenheit, seine Hypothese, in der Wirklichkeit realisiert ist. Sprich er „tut so“ als würde er ein Experiment durchführen. Dieser Satz ist dabei auch durchaus wörtlich zu verstehen: Im Falle des ATLAS Experiments wird der gesamte Detektor und dessen Antwort auf verschiedene Physikobjekte simuliert. Dieses Vorgehen ist deswegen hilfreich, weil bei der tatsächlichen Durchführung des Experimentes und in ihrem weiteren Verlauf schon besser bekannt ist worauf zu achten ist und damit das Experiment auf bestimmte Ziele hin optimiert werden kann. Sprich die Vorkenntnisse aus der Monte-Carlo Simulation erleichtern es Erkenntnisse aus dem Experiment zu gewinnen.

Dieses Vorgehen birgt seine Schwierigkeiten: die Simulation ist nicht perfekt. In ihrer Umsetzung mag man an allerlei Grenzen stoßen: die Rechenleistung von Computern, die analytische Lösbarkeit von Gleichungen oder Ähnliches. Aber darüber hinaus gibt es grundlegendere Probleme: die Simulation ist nicht die Wirklichkeit, sie ist die Folgerung eines Bildes von der Wirklichkeit, das sich Physiker gemacht haben und man kann daher prinzipiell nur davon ausgehen, dass sie im besten Fall die Welt innerhalb der Grenzen der Theorie getreu widerspiegelt aus der sie geboren wurde. An diesem Punkt wird nun der bereits erwähnte Gedanke noch weiter verfolgt. Liefert ein Experiment bereits Daten, so können diese verwendet werden um Ereignisse aus der Monte-Carlo Simulation mit Gewichten zu versehen. Die Ergebnisse der Simulation werden der Wirklichkeit und insbesondere auch der Wirklichkeit des Experimentes weiter angenähert. Ein Bild von der Wirklichkeit hilft bei weiterer Erkenntnis der Wirklichkeit und diese weitere Erkenntnis modifiziert wiederum das Bild.

1.7 Trigger Effizienzen und Skalierungsfaktoren

Da sich vorliegende Arbeit mit Triggern und deren Effizienzen beschäftigt

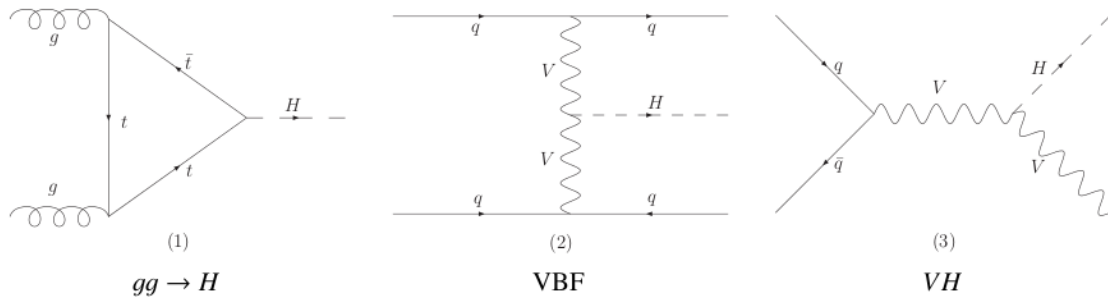


Abbildung 1: Feynman Graphen führender Ordnung zur Produktion von SM Higgs Bosonen entnommen aus [14]

2 Zum Hintergrunde des Higgs-Bosons

Betrachtet man einen mit Helium gefüllten Ballon in einer aus Luft bestehende Atmosphäre und beobachtet ihn nach oben steigen, so kann man dem Ballon, ignoriert man die Atmosphäre aus Luft, eine negative *effektive* Masse zuordnen. Ein solches Konzept, nämlich das eines Hintergrundfeldes, das gewöhnlich ignoriert wird und zu einer effektiven Masse führt, liegt der Erklärung der Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung im Higgs-Mechanismus zu Grunde. Die schwache Wechselwirkung ist als Eichtheorie formuliert, das heißt eine Invarianz der grundlegenden Wellengleichung gegenüber lokaler Phasentransformationen wird postuliert aus der die Existenz *masseloser* Eichbosonen folgt, welche die Wechselwirkung vermitteln. Dies steht im Konflikt mit den Beobachtungen: masselose Bosonen haben eine unendliche Reichweite der Wechselwirkung zur Folge, die schwache Wechselwirkung hat aber eine kurze Reichweite was auf massive Eich-Bosonen schließen lässt. Die Lösung dieser Diskrepanz wird im Higgsmechanismus durch die Einführung eines skalaren Potentials gegeben, mit dem die Eichbosonen wechselwirken. Der Higgsmechanismus lässt sich dabei auch auf die Fermionen des Standardmodells anwenden, womit die Massen der Fermionen begründet werden können.⁵

2.1 Produktionsmechanismen

Drei Mechanismen dominieren die Produktion von SM Higg-Bosonen in Proton-Proton Kollisionen: Gluon-Gluon-Fusion (ggH), Vektor-Boson-Fusion (VBF) und die assoziierte Produktion (VH) mit einem Vektor-Boson. Abbildung 1 gibt Feynman-Diagramme führender Ordnung für diese Prozesse wieder.

Die Produktionsmechanismen haben einen unterschiedlichen Wirkungsquerschnitt, der von der Masse des Higgs-Bosons abhängt. Eine Übersicht über die Wirkungsquerschnitte soll 2 geben.

⁵ Eine ausführlichere Darstellung des Higgs-Potentials in Analogie zur Zuordnung einer effektiven Masse für Photonen in einem Supraleiter, sowie eine Behandlung des Higgs-Mechanismus im allgemeinen findet sich in [15]: S. 145-173.

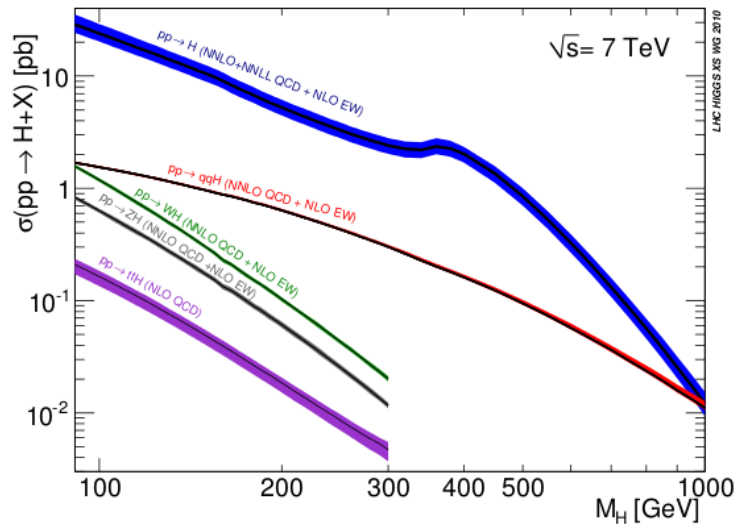


Abbildung 2: Wirkungsquerschnitte für die Produktion des Higgs-Bosons in Proton-Proton-Kollisionen abhängig von der Masse des Bosons: [16]. Angegeben ist auch, bis zu welcher Ordnung die Störungsrechnung, die der Ermittlung der Wirkungsquerschnitte zu Grunde liegt durchgeführt wurde.

2.2 Der Signalprozess

Für niedrige Massen des Higgs-Bosons ($110 < m_H < 140$ GeV) ist der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau$ vielversprechend, obwohl das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall nur etwa 7% beträgt und weit hinter dem des dominierenden Zerfall in ein Paar von b -Quarks zurückbleibt. Der Zerfallskanal bietet dafür die Möglichkeit das Signal gut vom Untergrund zu unterscheiden. Weiter kann man die Empfindlichkeit für den Signalprozess steigern, indem man verlangt, dass die Produktion des Higgs-Bosons in Verbindung mit Jets passiert [14]. Dies kann in zweiter Ordnung in der Produktion durch Gluon-Fusion geschehen, oder in führender Ordnung im Vektor-Boson-Fusions-Prozess durch hadronischen Zerfall der Vektor-Bosonen.

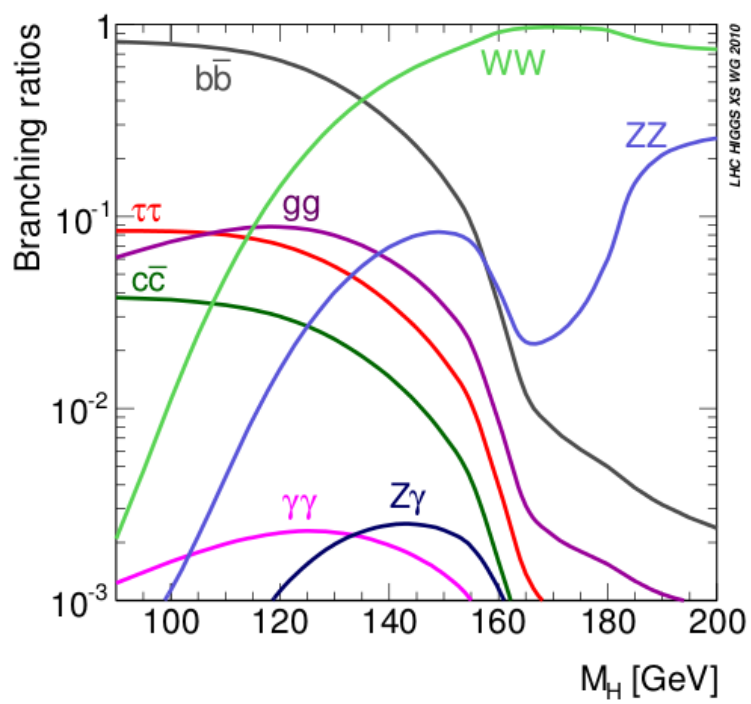


Abbildung 3: Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle des Higgs-Bosons als Funktion seiner Masse aus [16]

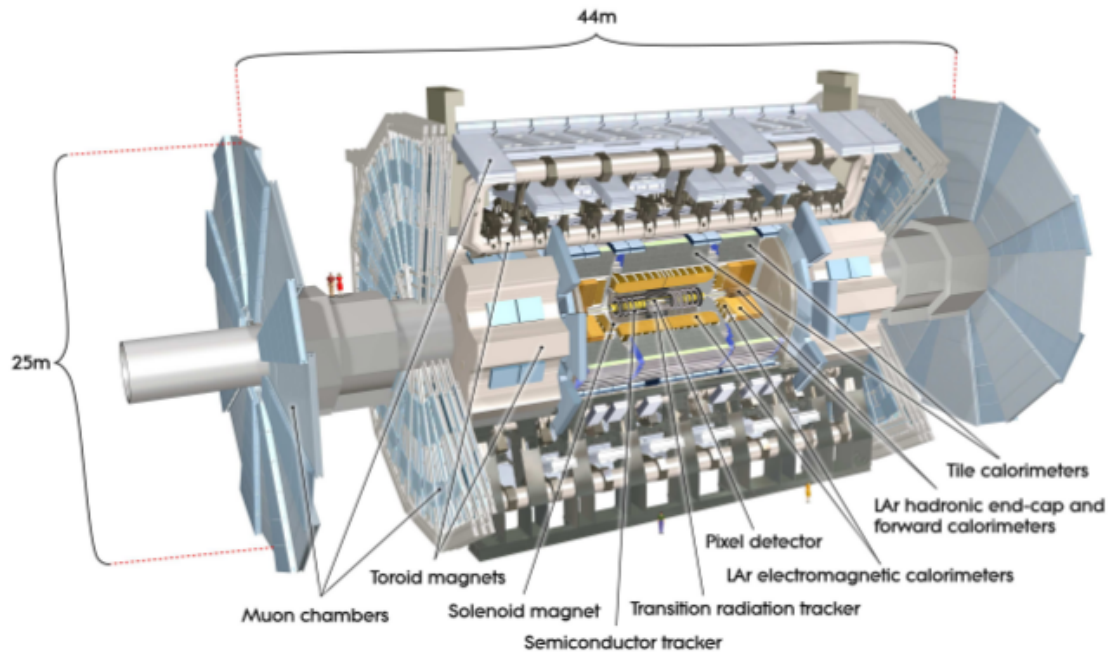


Abbildung 4: Eine Darstellung des ATLAS-Experimentes aus S. 4 in [1]

3 Der ATLAS Detektor

Der ATLAS Detektor [1] ist ein Vielzweck-Detektor, sein Potential beschränkt sich nicht nur auf die Suche nach dem Higgs-Boson, sondern bietet vielmehr die Möglichkeit zur Untersuchung von vielen vorgeschlagenen Theorien wie zum Beispiel Supersymmetrie, die Existenz schwerer Eichbosonen W' und Z' oder die Existenz von großen zusätzlichen Raumdimensionen. Aber auch bereits bekannte Prozesse werden am ATLAS-Detektor untersucht: es seien hier die Produktion von W^\pm und Z^0 -Bosonen, Prozesse der Quantenchromodynamik, B-Physik sowie die Physik in schweren Ionen Kollisionen genannt.

Der Detektor steht wie drei andere Experimente (CMS, ALICE, und LHCb) an einem der vier Wechselwirkungspunkte des Large Hadron Colliders am CERN. An diesen Wechselwirkungspunkten werden Protonen zur Kollision gebracht. Er hat eine Höhe von 25m und eine Länge von 44m. Eine Übersicht über den Detektor findet sich in Abbildung 4. In diesem Kapitel soll das Koordinatensystem des Experimentes eingeführt werden, eine generelle Übersicht der Komponenten des Detektors gegeben werden und insbesondere das *trigger*-system des ATLAS Detektors für Muonen und Elektronen beschrieben werden.

3.1 Das Koordinatensystem des Detektors

Das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors lässt sich in kartesischen Koordinaten ausdrücken: der Ursprung liegt im Wechselwirkungspunkt und die z-Achse verläuft entlang der Strahlachse des gegen den Uhrzeigersinn laufenden Protonenstrahls. Die x-Achse zeigt vom Ursprung

zum Mittelpunkt des Beschleunigerringes und die y-Achse verläuft senkrecht zu beiden, also vertikal, durch den Ursprung. Die durch die x- und y-Achse festgelegte Ebene senkrecht zur Strahlachse nennt man transversale Ebene. Eine wichtige Messgröße des Experiments, der *transverse Impuls* p_t ist der Impuls, der orthogonal zur Strahlachse ist. ($p_t^2 = p_x^2 + p_y^2$) Eine Beschreibung des Koordinatensystems des Detektors ist möglich mit dem Azimuthalen Winkel ϕ um die Strahlachse und dem Polarwinkel θ zur Strahlachse. Geläufiger allerdings ist die Definition der Pseudorapidität η als Maß für den Polarwinkel:

$$\eta = -\log(\tan((\theta/2)))$$

Nominell weist der Detektor eine Symetrie bezüglich der transversal-Ebene durch den Wechselwirkungspunkt auf: das heißt er ist so errichtet, dass der Wechselwirkungspunkt in seinem Zentrum liegt und man jede Komponente des Detektors, welche man an einem beliebigen Ort (x, y, z) findet auch an $(x, y, -z)$ findet. Die vorwärts-Richtung ist dabei durch die Richtung der positiven z-Achse definiert.

3.2 Der Aufbau des Detektors

Der Detektor ist in Schichten um die Strahlrohre des LHC gebaut. Die innerste Schicht bildet der innere Detektor, der zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen verwendet wird. Darauf folgt zunächst das elektromagnetische und sodann das hadronische Kalorimeter, welche zur Bestimmung der Energie von mit dem Kalorimeter wechselwirkenden Teilchen verwendet werden. Die äußerste Schicht bildet das Muon-System des Detektors.

Vom inneren Detektor in Richtung der Strahlachse ausgehend findet man die Vorwärts Kalorimeter (FCal) und diese umgebend zuerst die elektromagnetischen und dann die hadronischen Endkappen Kalorimeter. Auch das Muonsystem erstreckt sich in diese Richtungen: vom Wechselwirkungspunkt ausgehend findet man drei die Strahlachse umgebende Räder aus Detektoren des Muonsystems.⁶ Zur Ablenkung geladener Teilchen wird im ATLAS-Detektor ein System aus supraleitenden Magneten verwendet: ein Solenoid Magnet ist um den inneren Spurdetektor gewunden, er erzeugt dort ein Magnetfeld von der Feldstärke von 2 T. Zur Ablenkung von Muonen verfügt das Experiment über drei Toroid-Magnete, die jeweils in achtfacher Symetrie um die Strahlachse angeordnet sind: zwei in den Endkappenbereichen und ein Toroidsystem im Zentralbereich des Detektors.

Eine Zusammenfassung der Messgenauigkeiten einzelner Detektorkomponenten und deren Abdeckungsbereiche findet sich in Tabelle 2.

3.2.1 Der innere Spurdetektor

Der innere Detektor befindet sich in einem 2T starken Magnetfeld, das von einem supraleitendem Solenoid, der um den inneren Detektor gewunden ist produziert wird. Mit Hilfe dieses

⁶ Die Informationen über die verschiedenen Detektorkomponenten entstammen dabei wenn nicht anders vermerkt den Seiten 1-14 in [1].

Detektorkomponente	Auflösung in η	Abdeckung in η für Messungen	Abdeckung in η für den L1 trigger
Spurdetektor	$\sigma_{p_t}/p_t = 5 \cdot 10^{-4} \cdot p_t \oplus 1\%$	$ \eta < 2,5$	
EM Kalorimeter	$\sigma_E/E = 0,1/\sqrt{E} \oplus 0,3\%$	$ \eta < 3,2$	$ \eta < 2,5$
Hadronisches Kalorimeter			
Zentral und Endkappen	$\sigma_E/E = 0,5/\sqrt{E} \oplus 7\%$	$ \eta < 3,2$	$ \eta < 3,2$
Vorwärts Kalorimeter	$\sigma_E/E = 1/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 < \eta < 4,5$	$3,1 < \eta < 4,9$
Muonsystem	$\sigma_{p_t}/p_t = 0,1$; bei $p_t = 1\text{TeV}$	$ \eta < 2,7$	$ \eta < 2,4$

Tabelle 2: Zusammenfassung der angestrebten Präzision und des abgedeckten Bereichs einiger Detektorkomponenten. Vergleiche dazu: S. 5 in [1]

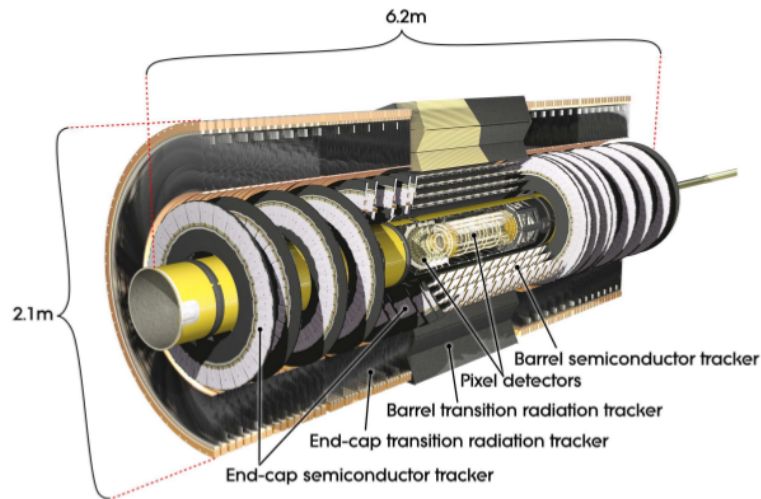


Abbildung 5: Der innere oder Spurdetektor des ATLAS-Experiments.[1]

Magnetfeldes kann die Spur geladener Teilchen und damit ihr Verhältnis von Impuls zu Ladung gemessen werden kann, (gemäß der Formel $p/q = B \cdot R$), welches zur Impulsbestimmung eines Teilchens verwendet wird. Der innere Detektor besteht zum einen aus den hochauflösenden Pixeldetektoren, die wieder in einer zylindrischen Schicht von Silizium Streifendetektoren umgeben sind, welche wieder von Übergangsstrahlungsdetektoren umgeben sind. In der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung der Strahlachse befinden sich Endkappen mit den drei Spurdetektoren auf Scheiben, welche Spurpunkte für Teilchen die große Impulskomponenten entlang der Strahlachse haben liefern. Der innere Spurdetektor ist so konzipiert, dass er zur Bestimmung des Primärvertex von langlebigen Teilchen eingesetzt werden kann, die im Flug zerfallen. Schematisch ist der innere Detektor in Abbildung 5 dargestellt.

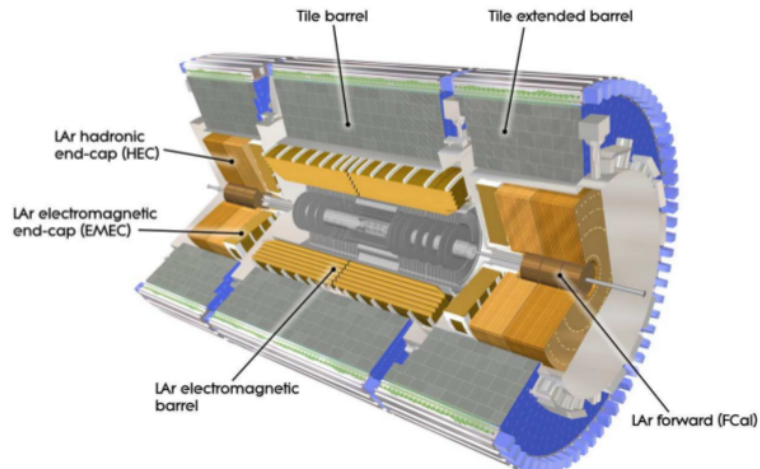


Abbildung 6: Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors [1]

3.2.2 Das Kalorimetersystem

Am ATLAS Experiment wird die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen in einem flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter bestimmt. Auch dieses elektromagnetische Kalorimeter wird in eine Zentral- und eine Endkappen-Region unterteilt. Ionisierende Teilchen erzeugen in ihm Schauer, deren Geometrie mit der Energie des den Schauer auslösenden Teilchen in Verbindung gebracht werden kann. Das hadronische Kalorimeter funktioniert nach dem selben Prinzip: auch hier wird die Geometrie eines Schauers mit der Energie des den Schauer auslösenden Teilchens in Verbindung gebracht. Ein hadronischer Schauer weist jedoch eine andere charakteristische Geometrie auf (er ist zum Beispiel generell eher ausgedehnt). In der Zentraregion und in der erweiterten Zentralregion (die Endkappen-Kalorimeter umgebend), ist das hadronische Kalorimeter ein Szintillations-*tile*-Kalorimeter. Die hadronische Endkappen-Kalorimeter und die hadronischen vorwärts-Kalorimeter sind dagegen wie das elektromagnetische Kalorimeter auch flüssig-Argon Detektoren.

Die Kalorimeter des ATLAS-Experimentes sind so konzipiert, dass sie im Zentralbereich durch ihre hohe Granularität eine optimale Energie und Positionsauflösung gewährleisten können und im Endkappen- und vorwärts-Bereich die Jet-Rekonstruktion und die Rekonstruktion fehlender transversaler Energie ermöglichen. Ein weiteres Ziel der ATLAS Kalorimeter ist es Teilchen, die keine Muonen sind zu stoppen, bevor sie in das Mounsystem des Detektors gelangen. Um diese Ziele zu erreichen ist die Dicke von Kalorimetern ausschlaggebend: in der Zentralregion hat das elektromagnetische Kalorimeter eine Dicke D_{em} von 22 Einheiten der Strahlungslänge (X_0) und im Bereich der Endkappen gilt: $D_{em} > 24X_0$. Das hadronische Kalorimeter hat dagegen im Zentralbereich eine Dicke D_{had} von etwa 9,7 Strahlungslängen (λ) im Bereich der Endkappen von 10λ . Abbildung 6 veranschaulicht den Aufbau der Kalorimeter des Experimentes.

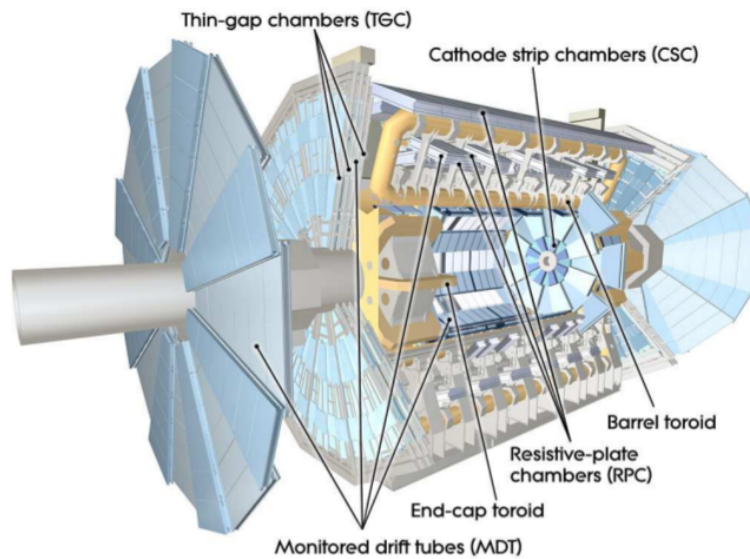


Abbildung 7: Das Muonsystem des ATLAS-Detektor [1]

3.2.3 Das Muonsystem

Das Muon-System des Detektors besteht aus *Monitored Drift Tubes* (MDT) und *Cathode strip chambers* (CSC) die zur Präzisionsmessung der Muonen eingesetzt werden, sowie aus *Resistive plate chambers* (RPC) und *Thin gap chambers* (TGC), welche Teil des Muon-trigger-Systems sind. Das Magnetfeld für das Muon-System wird von separaten supraleitenden Toroid-Magneten im Zentral- und den Endkappenbereichen des Detektors erzeugt, die in achtfacher Symetrie um die Strahlachse angeordnet sind. Das ATLAS-Muonsystem ist dafür ausgerichtet die Impulse der erzeugten Muonen präzise zu messen. Um die Strahlachse sind dafür drei konzentrische Zylindermantelflächen mit RPC und MDT angeordnet. Drei Räder die in vorwärts und rückwärts Richtung aufeinander folgen decken den Bereich der größeren Beträge der Pseudorapidität ab. In den dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegenden Scheiben finden sich die CSC. Das folgende Rad besteht aus MDT und TGC während das abschließende nur noch aus MDT besteht. Abbildung 7 gibt eine Übersicht über den Aufbau des ATLAS-Muonsystems.

3.3 Das *trigger*-System des Detektors

Sowohl das Elektronen- als auch das Muon-*trigger*-System des Detektors besteht aus drei Stufen (*Levels*) von denen die höheren Informationen aus den niedrigeren Stufen verarbeiten.⁷ Soll ein Ereignis gespeichert werden müssen sukzessiv alle drei Stufen das Ereignis akzeptieren. Damit die Aufzeichnung der Ereignisse auch technisch zu realisieren ist, ist es nötig, dass die Ursprüngliche Ereignisrate von der Größenordnung 0,2 GHz (durchschnittlich mehr als 11 Er-

⁷ Die Informationen, die dieser allgemeinen Beschreibung des ATLAS-*trigger*-Systems zu Grunde liegen sind den Seiten 2-6 von [13] entnommen.

eignisse pro *bunch-crossing* bei einer *bunch-crossing*-Rate von etwa 20MHz) auf eine Rate von 200 Hz reduziert werden. Die erste Stufe (L1) ist ein rein *hardware*-basierter *trigger* aus ASIC und FPGA Mikrochips während die folgenden beiden Stufen, der L2 *trigger* und der *Event Filter* (EF) reine *software trigger* sind, die Algorithmen auf die ihnen gelieferten Daten anwenden, um zu entscheiden, ob das Ereignis „interessant“ ist. Die beiden letzten Stufen werden zusammen auch *high level trigger* (HLT) genannt. Diese Entscheidungsalgorithmen werden von einer Computerfarm in einem Gebäude über dem ATLAS-Experiment prozessiert. 2010 beinhaltete diese Computerfarm 1100 *nodes*, von denen 300 nur zur Prozessierung der EF Algorithmen bestimmt waren und die restlichen 800 konfigurierbar, sowohl für den EF als auch für den L2 *trigger* waren. Wenn der LHC seine Designparameter erreicht soll dieses Netzwerk auf etwa 500 L2 *nodes* und 1800 EF *nodes* aufgestockt sein. Der L1 *trigger* reduziert dabei die Frequenz bereits auf maximal 75 kHz, der L2 *trigger* weiterhin auf 3 kHz, der EF rekonstruiert nun das gesamte Ereignis und reduziert die Rate weiterhin auf die angestrebten 200 Hz. Die verschiedenen *trigger* müssen dafür innerhalb kurzer Zeit eine Entscheidung fällen: 2,5 μ s Latenzzeit hat der L1-*trigger* 40ms der L2-*trigger* und 4s der EF. Die Daten befinden sich während dieser Zeit in *buffern*, die essentiell Schieberegister darstellen. Wird ein Ereignis von einer Stufe des *trigger*-Systems akzeptiert, so bleibt es im Schieberegister, bis es entweder abgelehnt oder vom EF abgespeichert wird. Wird es hingegen abgelehnt, so wird sein Platz im *buffer* zur Überschreibung freigegeben.

Sowohl für den Muon, wie auch für den Elektronen *trigger* gilt, dass der L1 *trigger* lediglich einen beschränkten Bereich der Gesamtinformation des Detektors nutzt. Diese Einschränkung definiert eine *Region of Interest* (RoI) welche im weiteren vom L2 *trigger* verarbeitet wird. Die Daten werden dabei auf 2-6 % des gesamten Datenvolumens beschränkt. Dies hat den Vorteil, dass die für die auszuführenden Algorithmen benötigte Rechenzeit damit verkürzt werden kann. Der EF hat Zugang zu den Daten aus allen Bereichen des Detektors und rekonstruiert im Falle der Akzeptanz das gesamte Ereignis. Wird ein Ereignis aufgezeichnet so wird es in einen von verschiedenen Datenströmen einsortiert. Die vier Hauptdatenströme sind: *Egamma*, *Muon*, *JetTauEtmis* und *MinBias*, welche den *trigger* wiedergeben, der entschieden hat das Ereignis aufzuzeichnen. Zusätzlich gibt es noch verschieden Kalibrierungsströme. In allen aufgezeichneten Ereignissen werden auch die Entscheidungen des jeweiligen *trigger* mit dokumentiert, was die Möglichkeit bietet die Effizienz und Funktionsweise der *trigger*-Mechanismen offline und datenbasiert zu studieren. Abbildung 8 soll einen schematischen Überblick über logischen Aufbau und Funktion des ATLAS-*trigger*-Systems geben.

Das *trigger*-System des Detektors ist dabei nicht statisch. Die sich ändernde instantane Luminosität kann durch Anpassung des sogenannten *trigger*-Menü berücksichtigt werden. Auch gibt es die Möglichkeit verschiedene *trigger* mit einem weiteren Faktor „nach unten“ zu skalieren. So kann man aus Ereignisse, die häufig den *trigger* passieren, von denen man aber unter Umständen keinen großen Datensatz braucht, einen gewissen Anteil auswählen indem man nur eines unter N Ereignissen aufzeichnet.

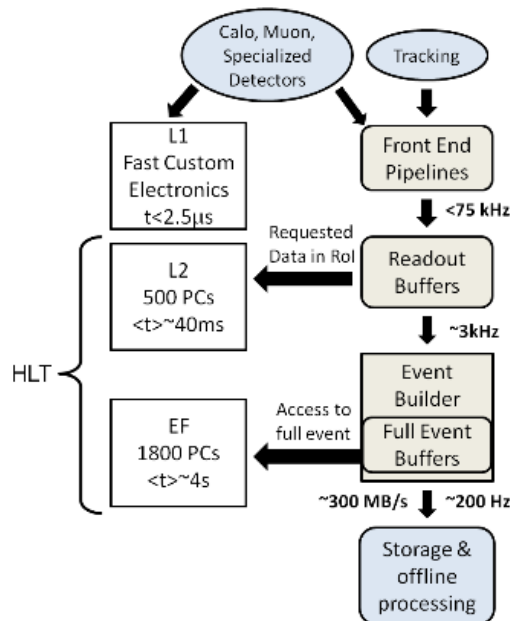


Abbildung 8: Schematische Aufbau des ATLAS-*trigger*-systems aus [13]

3.3.1 Das Elektron-*trigger*-system

Elektronen- und Photonenkandidaten werden am ATLAS Experiment auf L1 vom selben *trigger*-system bearbeitet, da die wichtige Entscheidungsgröße der Energie im selben Kalorimeter gemessen werden und die Schauer für Elektronen und Photonen nicht zu unterscheiden sind. Eine Unterscheidung der Teilchen kann nur mit Hilfe der Information aus dem Spurdetektor erfolgen. Wie in Tabelle 2 aufgeführt, werden lediglich die Informationen aus einem Bereich von $|\eta| < 2,5$ für die *trigger*-Entscheidungen benutzt, da nur in diesem Bereich die Energie und der Ort eines elektromagnetischen Schauers optimal rekonstruiert werden kann.

Dazu werden auf L1 des *trigger* sogenannten *trigger towers* (TT) gebildet, (Cluster von der Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0,1 \times 0,1$ im $\eta - \phi$ -Raum), die von einem *sliding-window*-Algorithmus prozessiert werden.⁸ Die Bestimmung der transversalen Energie in einem TT erfolgt dabei mit einer Genauigkeit von 1 GeV. Die Kalorimeterzellen besitzen zwei Auslesesysteme, welche unabhängig voneinander abgefragt werden können: ein feineres für präzise Messungen und eines mit einer höheren Granularität um beispielsweise dem *trigger* schnelle Informationen liefern zu können. Auf L1 werden die analogen Signale aus den Detektorkomponenten digitalisiert und, ist dies geschehen, werden sie von zwei Prozessoren parallel verarbeitet. Ein *cluster processor* benutzt die volle zugängliche L1 Granularität um kleine örtlich begrenzte cluster zu lokalisieren, die typisch für Elektronen, Photonen und Tau-Leptonen sind. Der Jet und Energiesummen Prozessor summiert 2×2 TT Regionen der im gesamten Kalorimeterbereich um Jet-Kandidaten zu ermitteln und eine gesamte Energiesumme zu errechnen.

⁸ Die Informationen, die diesem Abschnitt zu Grunde liegen entstammen [17] und S. 11-12 in [13]

Der *sliding-window*-Algorithmus (SWA) betrachtet für Elektronen und Photonen ein Fenster aus 4×4 Bereich aus TT und akzeptiert das Ereignis, sofern in der Kernregion des Fensters (2×2 TT) zwei benachbarte TT zusammen eine transversale Energie enthalten, die größer als die Schwellenergie des *trigger* ist. Dabei können Vetos für die Erfüllung von Isolationskriterien für die zwölf die Kernregion des Energiefensters umgebenden TT gesetzt werden. Diese Kriterien stellen den Anspruch der lokalen Begrenztheit an das Objekt. Zum Vergleich: eine ROI für einen Jet ist als 4×4 , 6×6 oder 8×8 TT Region definiert, welche eine *trigger*-Schwelle überschreiten und die ein lokales Maximum in der zentralen 2×2 Region enthalten. Nach der ersten Stufe des *trigger*-Systems sind die Signale also bereits digitalisiert worden, eine Vorauswahl ist getroffen und eine ROI für den L2 *trigger* ist definiert.

Der L2 *trigger* rekonstruiert nun mit schnellen Algorithmen den elektromagnetischen Schauer und im Fall von Elektronen die Spur im inneren Detektor. Dabei geht er von einer vom L1 *trigger* gelieferten Startposition aus, und rekonstruiert in einem festgelegten Bereich darum den Schauer mit höherer Auflösung. Die Algorithmen, die dabei verwendet werden sind den offline Rekonstruktionsalgorithmen sehr ähnlich, jedoch werden sie nur in einem Bereich von etwa $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,4 \times 0,4$ um den durch den L1 festgelegten Startpunkt ausgeführt, was die Rechenzeit reduziert. Die Zeit die für eine L2 *trigger*-Entscheidung zur Verfügung steht stellt einen limitierenden Faktor dar und ist der Hauptgrund, warum sich die auf dieser Stufe verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen von den *offline*-Algorithmen unterscheiden. Die durchschnittlich benötigte Zeit für eine L2 Entscheidung inklusive dem Datentransfer beträgt 40ms. Zusätzlich zu einer genaueren Bestimmung von Ort und Energie eines Kalorimeterclusters findet auf L2 eine Assoziation des *cluster* mit einer Spur im inneren Detektor statt. Auf die Rekonstruktion der Spur soll hier nicht näher eingegangen werden.⁹

Wie der L2 *trigger* ist auch der *event filter* ein reiner *software trigger* und auch er arbeitet in einem Modus, in dem von einem Startpunkt ausgegangen wird. Allerdings hat er Zugriff auf die gesamten Daten eines Ereignisses, da der *event builder* dieses bereits rekonstruiert hat. Anders als der L2 *trigger* unterliegt der EF weniger starken Einschränkungen was die Entscheidungszeit angeht, daher sind die Algorithmen, auf dieser Stufe den *offline*-Algorithmen bereits sehr ähnlich, sie können komplexer sein und schaffen so eine zusätzliche Reduktion der Datenrate.

3.3.2 Das Muon-*trigger*-system

Anders als beim Elektronen-*trigger* ist der L1 *trigger* des Muonsystems nicht mit einem Kalorimeter verbunden, da Muonen als einzige Teilchen den Detektor verlassen und damit keine Schauer im Kalorimeter hinterlassen die zuverlässig genug wären um eine L1 *trigger*-Entscheidung davon abhängig zu machen. Daher finden die *trigger*-Entscheidungen, welche die Muonen betreffen auch abhängig von der Messgröße p_t statt. Auf dem ersten *trigger-level* werden Informationen aus den *resistive plate chambers* in der Zentralregion und den *thin gap chambers* im Bereich der Endkappen des Muonsystems ausgewertet.¹⁰ Die Informationen über Detektortreffer werden ausgewertet und über sie die Projektionen auf die Koordinaten η und ϕ

⁹Eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [2], S. 565-583.

¹⁰ Hier wie im restlichem Abschnitt wird Bezug genommen auf [18] und S. 648-682 [2].

gewonnen. Die *trigger*-Algorithmen suchen nach Koinzidenzen innerhalb vordefinierter Pfade, welche einen von sechs p_t Bereichen definieren. Diese Pfade sind Schläuche im ϕ - η -Raum um eine Linie, die durch die Extrapolation vom inneren Detektor zu einem Treffer in einer vordefinierten Schicht des Muonsystems gewonnen wird. Werden die Treffer der TGC und der RPC innerhalb eines solchen Pfades gefunden, so wird das Muon in das entsprechende p_t -bin einsortiert.

Der L2 *trigger* des Muonsystems verwendet die vom L1 definierte RoI als Startpunkt und sucht entlang dieses Pfades nach Treffern in den *monitored drift tubes*. Diese Detektorkomponenten liefern exakte Koordinaten der *hits* des betreffenden Muons, anhand derer eine Rekonstruktion der Spur des Muons vorgenommen wird. Eine Messung des transversalen Impulses geschieht mit Hilfe eines Vergleiches der Spur-Koordinaten mit den Werten aus vordefinierten *look-up-tables* (LUT), Datensätze, die für Spuren im Muonsystem Werte für p_t liefern. Zusätzlich dazu wird auf dem zweiten *trigger level* ein Algorithmus durchgeführt, der die Spur im Muonsystem mit einer Spur im inneren Detektor verbindet. Auf diese Weise gelingt es zum Untergrund gehörende Muonen aus kosmischer Strahlung oder aus einem Zerfall von leichten Mesonen zu verwerfen. Auch Isolationskriterien werden im L2 *trigger* angewandt. Die Energie, die entlang der Spur des Muons im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter innerhalb eines Kegels um die Richtung des Muons deponiert wurde wird ermittelt und mit dem transversen Impuls des Muons verglichen.

Auf Stufe des EF sind alle Daten aus dem Detektor zugänglich. Das gesamte Ereignis wird rekonstruiert und die Spur des Muons angefangen in der vom L1 und L2 *trigger* definierten RoI vom Muonsystem zum inneren Detektor hin rekonstruiert. Eine Verbindung mit einer Spur aus dem inneren Detektor ist eine Bedingung für die Akzeptanz des Ereignisses. Ein analoger Algorithmus rekonstruiert in umgekehrter Richtung vom inneren Detektor die Spur ins Muonsystem.

4 Vorüberlegungen der Analyse

4.1 Ein $e\mu$ Event in der *trigger*-Logik betrachtet

Betrachtet man Zwei-Lepton-Ereignisse, in denen es ein Elektron und ein Muon gibt, so sind für die Datenperioden des Jahres 2011 die in der Tabelle 3 aufgeführten *trigger* ausschlaggebend ob das Ereignis gespeichert wird und damit für die Analyse von Bedeutung sein wird. Wurde ein Ereignis aufgezeichnet muss also entweder einer der Einzel-Elektronen-*trigger*: $e10_medium$, $e20_medium$, $e22_medium$ oder $e22vh_medium1$, einer der Einzel-Muon-*trigger*: $mu6$, $mu18_MG$ oder $mu18_MG_medium$ oder aber der Zwei-Lepton-*trigger*: $e10_medium_mu6$ ausgelöst worden sein. Die Nomenklatur der Einzel-Lepton-*trigger* wurde bereits in 1.3 beleuchtet.

Das hier aufgeführte Kriterium der Einzel-Elektron-*trigger* *medium* sagt aus, dass die Elektronen Identifikationskriterien der Stufe *medium* genügen müssen. Das Kriterium *medium1* entspricht dem Kriterium *medium* abgesehen davon, dass in den Identifikationsschnitten andere Variablen verwendet werden.¹¹ Der weitere Zusatz *vh* ist der wachsenden instantanen Luminosität des LHC geschuldet. Um die L1 *trigger*-Schwellen konstant zu halten war es nötig ein Veto für Lecks der Energiedeposition eines *cluster* in das hadronische Kalorimeter zu verlangen. Diese Bedingung akzeptiert nur solche Objekte, welchen in einem Bereich von $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,2 \times 0,2$ hinter dem elektromagnetischem *cluster* keine Energiedeposition über 1 GeV zugeordnet werden kann.¹²

Das Kriterium *MG*, kurz für „muongirl“ bezieht sich auf einen Rekonstruktionsalgorithmus für Muonen, dessen Kriterien erfüllt sein müssen, damit der Einzel-Muon-*trigger* das Ereignis akzeptiert.

Für die folgende Erläuterung des Vorgehens wird für den jeweiligen Einzel-Lepton *trigger*, ob Elektron- oder Muon-*trigger* lediglich eX bzw. muX geschrieben um die Lesbarkeit des Textes zu erhöhen. Das heißt eX kann für $e20_medium$, $e22_medium$ oder $e22vh_medium1$ stehen, abhängig von der Datenperiode in der das Ereignis aufgezeichnet wurde und entsprechend kann muX für $mu18_MG$ oder $mu18_MG_medium$ stehen, wieder abhängig von der Datenperiode.

Für die Anwendung eines passenden Skalierungsfaktors für ein bestimmtes Ereignis aus der Monte-Carlo Simulation wird hier davon ausgegangen, dass in der Betrachtung dieses Ereignisses sequentiell bestimmte Fragen gestellt und das Gewicht desselbigen abhängig von den Antworten auf diese Fragen gefunden wird. Dieses Gewicht erhält man wie in Abschnitt 1.4 beschrieben durch die Anwendung des Skalierungsfaktors. Das Schema in Abbildung 9 soll eine solche Abfolge von Fragen erläutern und tatsächlich ist genau diese dargestellte Abfolge die hier zur Grundlage der Berechnung der Skalierungsfaktoren gewählt. Dabei wird die Annahme gemacht, dass die *trigger*-Mechanismen für Leptonen und Muonen nicht miteinander korreliert sind, das heißt für den kombinierten $e10_medium_mu6$ -*trigger* nimmt man an, dass

¹¹ Genaueres dazu findet man in [17] auf S. 5.

¹² Vgl. dazu: S. 3 in [17]

die Effizienzen faktorisieren:

$$\mathcal{E}_{e10_medium_mu6} = \mathcal{E}_{e10_medium} \cdot \mathcal{E}_{mu6}$$

Dies ermöglicht die im folgenden vorgenommene separate Betrachtung des Muon- und des Elektron-Zweiges.

Datenperiode	B - I	I - L	L - M
single-muon <i>trigger</i>	mu18_MG	mu18_MG_medium	mu18_MG_medium
single-electron <i>trigger</i>	e20_medium	e22_medium	e22vh_medium1
$e\mu$ <i>trigger</i>	e10_medium_mu6	e10_medium_mu6	e10_medium_mu6
Integrierte Luminosität [fb^{-1}]	1,1	1,1	2,4

Tabelle 3: Die verwendeten *trigger* für die unterschiedlich Datenanalyseperioden und die aufgezeichnete Datenmenge. [19]. Die integrierte Luminosität für das Gesamte Jahr 2001 ist dann: $4,6 [fb^{-1}]$

4.2 Der Muon-Zweig

Betrachtet man lediglich das Muon aus dem $e\mu$ -Ereignis, so lassen sich, den *trigger* betreffend nur zwei Fragen stellen: hat „das Muon den Einzel-Muon *trigger* muX ausgelöst?“ und „hat es den Muonteil des Zwei-Lepton *trigger* $e10_medium_mu6$ also $mu6$ ausgelöst?“. Einfache Kombinatorik führt zu vier möglichen Antworten auf diese Frage, von denen eine, nämlich diejenige in der das Muon keinen der beiden *trigger* auslöst zur Folge hat, dass das Muon vom *trigger* nicht akzeptiert wird und also nicht aufgezeichnet wird, sofern das Elektron nicht den Einzel-Eletron-*trigger* ausgelöst hat. Abbildung 10 soll eben Beschriebenes veranschaulichen. Nun kann allerdings die Situation weiter vereinfacht werden, in dem man für den Fall, dass der Einzel-Muon-*trigger* ausgelöst wurde nur einen Skalierungsfaktor berechnet und zur Gewichtung anwendet. Dieser wird bestimmt indem man die Effizienzen des muX *trigger* auswertet, ohne Bedingungen an den $mu6$ -Teil des Zwei-Lepton-*triggers* zu stellen. Der Skalierungsfaktor für muX ist dann ein Mittelwert aus dem für die Fälle $muX \&\& !mu6$ und $muX \&\& mu6$.¹³ Dass ein solches Vorgehen wohl begründet ist lässt sich zeigen:

Gibt es zwei *trigger* $T1$ und $T2$, so ist die Hypothese, dass für die Gewichtung eines Ereignisses die oben vorgeschlagene Vereinfachung eines Skalierungsfaktors als Mittel zweier Skalierungsfaktoren, möglich ist, dass also gilt:

$$SF_1 N_1^{MC} = SF_1 \&\& !2 N_1^{MC} \&\& !2 + SF_1 \&\& 2 N_1^{MC} \&\& 2 \quad (5)$$

Im folgenden bezeichnet N_i^{MC} die Anzahl der Monte-Carlo Ereignisse in denen der *trigger* i ausgelöst wurde, unabhängig von anderen Bedingungen. Diese ist zusammengesetzt aus der

¹³ Hier wie im folgenden wird für das logische *und* der Operator „ $\&\&$ “ verwendet. Die Negation einer Aussage x wird in dieser Arbeit mit einem vorangestellten Ausrufezeichen ausgedrückt: „ $!x$ “

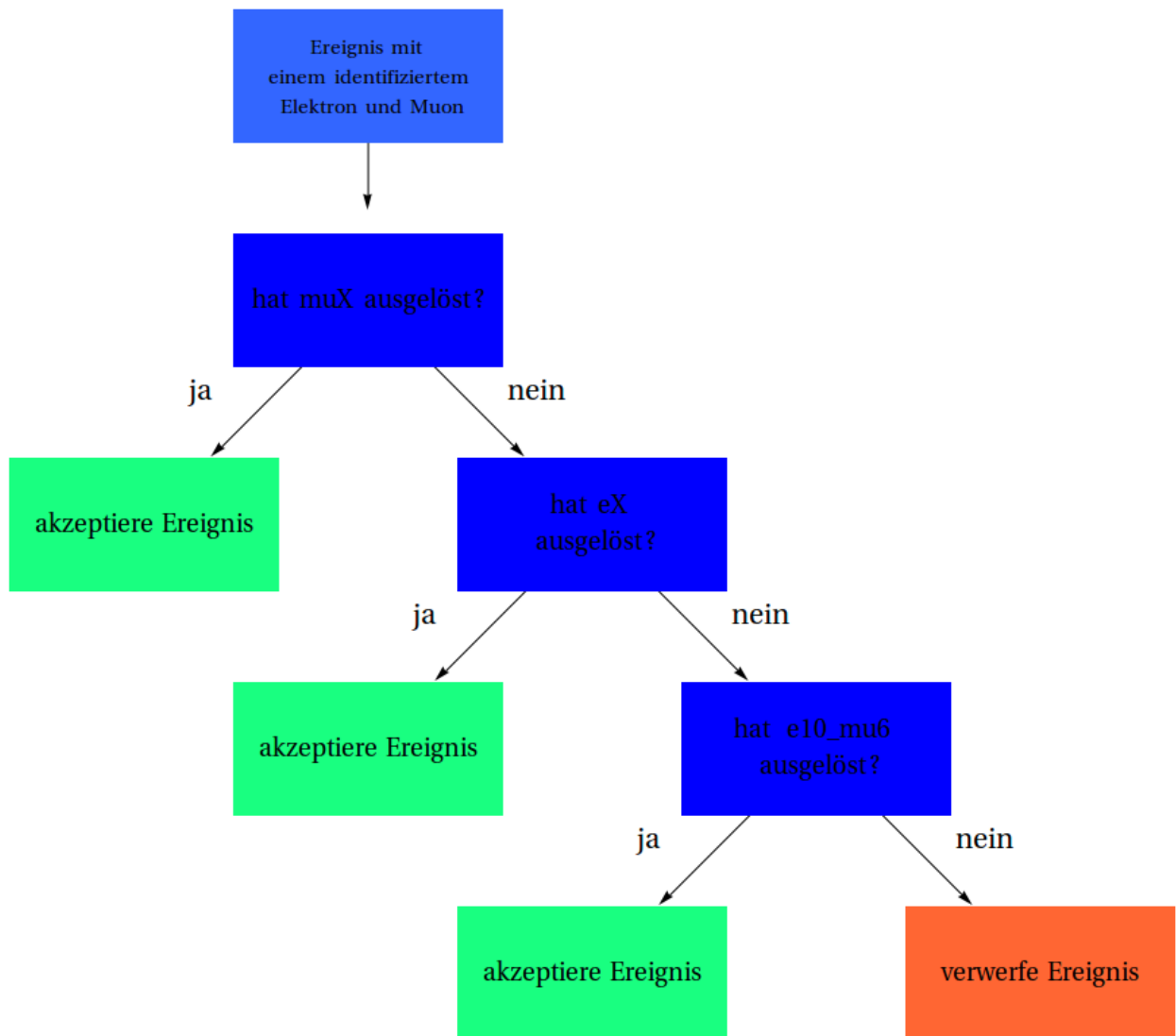


Abbildung 9: Ein möglicher Fluss von Fragen, die für ein $e\mu$ -Ereignis gestellt werden können

Anzahl derjenigen Ereignissen, in denen sowohl i als auch j ausgelöst wurden: $N_{i \&\& j}^{MC}$ und der Anzahl der Ereignisse, in denen i aber nicht j ausgelöst wurde: $N_{i \&\& !j}^{MC}$. Mit N_{ID}^i die Anzahl der *offline* rekonstruierten und identifizierten Leptonen für simulierte, oder tatsächlich aufgezeichnete Ereignisse gemeint. Entsprechende Nomenklatur gilt analog für Skalierungsfaktoren und Effizienzen.

Von der Linken Seite ausgehend findet man:

$$\begin{aligned}
SF_1 \cdot N_1^{MC} &= \frac{\epsilon_1^{Data}}{\epsilon_1^{MC}} \cdot (N_{1 \&\& !2}^{MC} + N_{1 \&\& 2}^{MC}) \\
&= \frac{N_1^{Data}/N_{ID}^{Data}}{N_1^{MC}/N_{ID}^{MC}} \cdot (N_{1 \&\& !2}^{MC} + N_{1 \&\& 2}^{MC}) \\
&= \frac{N_{1 \&\& !2}^{Data} + N_{1 \&\& 2}^{Data}}{N_{ID}^{Data}} \cdot \frac{N_{ID}^{MC}}{N_{1 \&\& !2}^{MC} + N_{1 \&\& 2}^{MC}} \cdot (N_{1 \&\& !2}^{MC} + N_{1 \&\& 2}^{MC}) \\
&= \frac{N_{ID}^{MC}}{N_{ID}^{Data}} \cdot (N_{1 \&\& !2}^{Data} + N_{1 \&\& 2}^{Data})
\end{aligned}$$

Dagegen erhält man, wenn man die rechte Seite betrachtet:

$$\begin{aligned}
SF_{1 \&\& !2} \cdot N_{1 \&\& !2}^{MC} + SF_{1 \&\& 2} \cdot N_{1 \&\& 2}^{MC} &= N_{1 \&\& !2}^{MC} \frac{\epsilon_{1 \&\& !2}^{Data}}{\epsilon_{1 \&\& !2}^{MC}} + N_{1 \&\& 2}^{MC} \frac{\epsilon_{1 \&\& 2}^{Data}}{\epsilon_{1 \&\& 2}^{MC}} \\
&= N_{1 \&\& !2}^{MC} \frac{N_{1 \&\& !2}^{Data}/N_{ID}^{Data}}{N_{1 \&\& !2}^{MC}/N_{ID}^{MC}} + N_{1 \&\& 2}^{MC} \frac{N_{1 \&\& 2}^{Data}/N_{ID}^{Data}}{N_{1 \&\& 2}^{MC}/N_{ID}^{MC}} \\
&= \frac{N_{ID}^{MC}}{N_{ID}^{Data}} \cdot (N_{1 \&\& !2}^{Data} + N_{1 \&\& 2}^{Data})
\end{aligned}$$

Also ist gezeigt, dass die rechte Seite von (5) gleich der linken ist und damit ist die Hypothese, dass eine Vereinfachung des Abfrageflusses zur Gewichtung von Monte-Carlo Ereignissen, wie hier vorgeschlagen begründet ist bewiesen. Der in Abbildung 12 auf der linken Seite vorgeschlagene Skalierungsfaktor für den Fall das der Einzel-Muon-*trigger* ausgelöst wurde ist also begründet.

Eine weitere Vereinfachung nach dem Muster aus Abbildung 11 ist nicht zweckdienlich. Die logische Disjunktion in der ersten Frage bringt eine Zweideutigkeit mit sich: die Antwort auf die Frage nämlich, ob μ_X oder μ_6 ($\mu_X \ || \ \mu_6$) ausgelöst wurde, lässt keine zwingenden Rückschlüsse darauf zu, ob ein Skalierungsfaktor auf Elektronenseite angewandt werden muss, um das Ereignis zu gewichten. Ist nämlich $\mu_X \ || \ \mu_6$ positiv beantwortet, so ist noch nicht klar, ob μ_X ausgelöst wurde. Ist dies der Fall, genügt es einen Skalierungsfaktor für diesen Fall anzuwenden. Ist aber μ_X nicht ausgelöst worden, so ist das Ereignis entweder vom Einzel-Elektron-*trigger* e_X oder vom Zwei-Lepton-*trigger* $e_{10_medium_mu6}$ ausgewählt worden und ein entsprechender Skalierungsfaktor für die Elektronenseite ist neben $SF_{\mu_X \ || \ \mu_6}$ anzuwenden. Ob ein Korrekturfaktor für die Elektronenseite anzuwenden ist oder nicht lässt sich allerdings nur

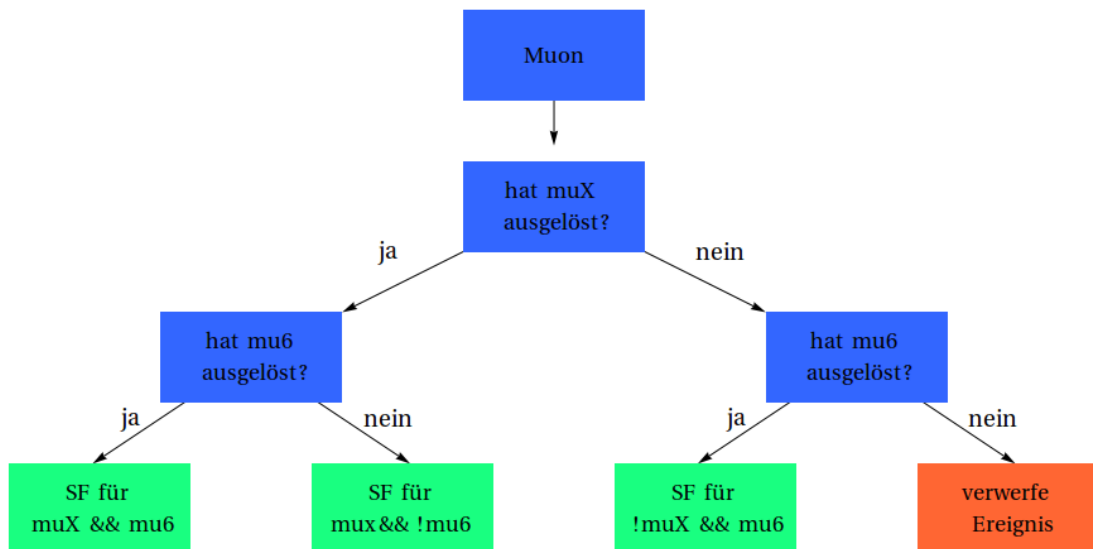


Abbildung 10: Schematische Darstellung *aller* möglichen Fragen an ein Muon im $e\mu$ -Ereignis

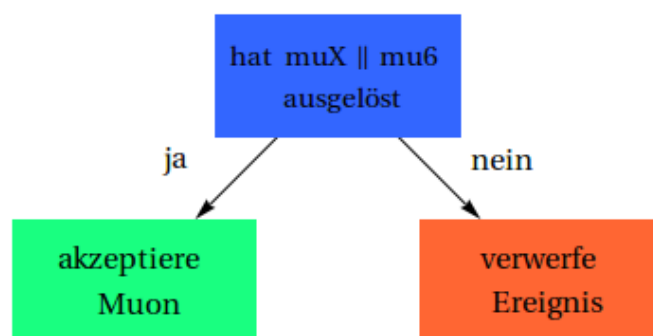


Abbildung 11: Eine weitere Vereinfachung des Skalierungsfaktors für das Muon, die denkbar wäre

feststellen indem man die Frage beantwortet, ob nun der Einzel-Muon-*trigger* ausgelöst wurde oder nicht. Dies aber macht die angenommene Vereinfachung hinfällig. Dementsprechend findet man für den Muonzweig drei zu analysierende Fälle, die nochmals in Abbildung 12 links schematisch dargestellt sind:

- Das Ereignis wird vom Einzel-Muon-*trigger* μX akzeptiert. Eine Gewichtung der Monte-Carlo Ereignisse mit einem Skalierungsfaktor $SF_{\mu X}$ ist nötig
- Das Ereignis wird vom *trigger* μX abgelehnt aber vom Zwei-Lepton-*trigger* akzeptiert soll eine Gewichtung für ein Monte-Carlo Ereignisses stattfinden, so muss diese auf Muon-Seite mit $SF_{\mu X} \&\& \mu 6$ geschehen.
- Das Ereignis wird von μX und $\mu 6$ abgelehnt. Die *trigger* des Muon-Zweiges verwerfen das Ereignis. In diesem Fall wird das Ereignis nur aufgezeichnet, sollte der Einzel-Elektron-*trigger* es akzeptiert haben. Die Gewichtung der Muon-Seite erfordert dann die Anwendung eines Skalierungsfaktors $SF_{\mu X}$

Die Skalierungsfaktoren werden wie in 5.3 dargestellt aus der Auswertung von Histogrammen gewonnen: h_{trig} , das immer dann gefüllt wird, wenn ein Teilchen die geforderte *trigger*-Bedingung erfüllt und h_{ID} , das immer gefüllt wird, wenn ein Teilchen gefunden wird, welches die *trigger*-Bedingung erfüllen könnte, aber unabhängig von der *trigger*-Bedingung ausgewählt wurde.¹⁴ Für die Berechnung von $SF_{\mu 18_MG}$ zum Beispiel enthält h_{trig} Werte für alle diejenigen Muonen, die den *trigger* $\mu 18_MG$ ausgelöst haben und h_{ID} enthält Werte für genau ein unabhängig von $\mu 18_MG$ ausgewähltes Muon im Ereignis, das der Bedingung $\mu 18_MG$ unterworfen war. Analoges gilt für den zweiten Einzel-Muon-*trigger* $\mu 18_MG_medium$.

Für die Korrekturfaktoren $SF_{\mu X}$ die im Falle des Nichterfüllens der Einzel-Muon-*trigger*-Bedingung angewandt werden müssen, ist es nicht nötig neue Histogramme zu befüllen. Man kann sie nach Gleichung (4) berechnen, indem man den Quotienten aus den Ineffizienzen statt den Effizienzen bildet.

Die Skalierungsfaktoren für den Fall, dass keiner der beiden Einzel-Lepton-*trigger* ausgelöst wurde, das Ereignis allerdings vom Zwei-Lepton-*trigger* aufgezeichnet wurde werden aus eigens befüllten Histogrammen errechnet: h_{trig} wird in diesem Fall nur dann gefüllt, wenn es ein von der *trigger*-Bedingung unabhängig ausgewähltes Muon gibt, das den Einzel-Muon-*trigger* nicht, den *trigger* $\mu 6$ jedoch schon ausgelöst hat. Für h_{ID} gilt, dass es immer gefüllt wird, wenn ein unabhängig von der *trigger*-Bedingung ausgewähltes Muon gefunden wird, das die Bedingung des Einzel-Muon-*trigger* μX erfüllen könnte.

4.3 Der Elektron-Zweig

Die Betrachtungen für den Elektron-Zweig verlaufen analog zu denen des Muon-Zweiges. Auch hier lässt sich für das eigentlich zu betrachtende Schema der Fragen wie in 4.3 dargestellt eine Vereinfachung finden in der Form eines Mittelwertes für den Einzel-Elektron-*trigger* eX .

¹⁴ Die Selektion eines von der *trigger*-Bedingung unabhängigen Leptons wird in 5.2 erläutert.

Und das vereinfachte Schema, Abbildung 12 rechts entspricht demjenigen für Muonen. Die benötigten Korrekturfaktoren werden hier nochmals aufgeführt:

- Das Ereignis wird vom Einzel-Elektron-*trigger* eX akzeptiert. Eine Gewichtung der Monte-Carlo Ereignisse mit einem Skalierungsfaktor SF_{eX} ist nötig
- Das Ereignis wird vom Einzel-Elektron-*trigger* eX abgelehnt aber von $e10_medium_mu6$ akzeptiert. Die Elektronen-Seite des Ereignisses muss also mit einem Korrekturfaktor $SF_{!eX \ \&\&e10_medium}$ gewichtet werden.
- Das Ereignis wird von eX und $e10_medium$ abgelehnt. Die *trigger* der Elektronen-Seite verwerfen also das Ereignis. In diesem Fall wird das Ereignis nur aufgezeichnet, sollte der Einzel-Muon-*trigger* muX es akzeptiert habe. Die Gewichtung der Elektron-Seite erfordert dann die Anwendung eines Skalierungsfaktors $SF_{!eX}$

Die Bestimmung der Effizienzen und das damit verbundene Füllen der Histogramme, welche zur Berechnung der Korrekturfaktoren notwendig sind, verläuft analog zum oben für die Muonen beschriebenen Vorgehen.

4.4 Übersicht der benötigten Skalierungsfaktoren

Eine Zusammenführung der beiden Lepton-Zweige nach dem Schema von Abbildung 9 in Form eines Flussdiagrammes, wie es schließlich in der Analyse benutzt wird, findet sich in Abbildung 14. Aus ihr wird ersichtlich, welche Fälle in dem vorgeschlagenen Abfrageschema eintreten können und was daraus für die Anwendung eines Skalierungsfaktors zur Gewichtung eines simulierten Ereignisses folgt:

- Der Einzel-Muon-*trigger* ist ausgelöst worden. In diesem Fall wird der Skalierungsfaktor SF_{muX} zur Gewichtung verwendet, unabhängig davon wie der Einzel-Elektron-*trigger* und der Zwei-Lepton-*trigger* entschieden haben.
- Der Einzel-Muon-*trigger* ist nicht ausgelöst worden, daraufhin wird gefragt, ob der Einzel-Elektron-*trigger* ausgelöst wurde, ist dies der Fall muss ein Monte-Carlo Ereignis mit dem Produkt der Skalierungsfaktoren $SF_{!muX}$ und SF_{eX} gewichtet werden. Diese Gewichtung ist unabhängig davon, wie der Zwei-Lepton-*trigger* entschieden hat.
- Haben beide Einzel-Lepton-*trigger* muX und eX das Ereignis verworfen, der Zwei-Lepton-*trigger* es dagegen akzeptiert ist der Gewichtungsfaktor eines simulierten Ereignisses das Produkt der Korrekturfaktoren $SF_{!muX \ \&\& \ mu6}$ und $SF_{!eX \ \&\& \ e10_medium}$
- Keiner der möglichen *trigger* wurde ausgelöst, das Ereignis wird nicht aufgezeichnet, eine Gewichtung ist also nicht notwendig.

Es sind also insgesamt für jedes Ereignis, abhängig von der Datenperiode fünf Skalierungsfaktoren als Funktion von p_t , bzw. η zu bestimmen: SF_{muX} und $SF_{!muX}$ für die Einzel-Muonseite,

SF_{eX} für die Einzel-Elektronseite, sowie die Faktoren $SF_{\mu X \&\& \mu 6}$ und $SF_{eX \&\& e10_medium}$ für den Fall, dass keiner der beiden Einzel-Lepton-*trigger* jedoch der Zwei-Lepton-*trigger* ausgelöst wurde.

Werden für ein Ereignis mehrere Fragen gestellt (sprich der Einzel-Muon-*trigger* wurde nicht ausgelöst), so ist das Produkt der Skalierungsfaktoren die sich aus dem Fragefluss ergeben als Gewichtung für das Ereignis zu verwenden.

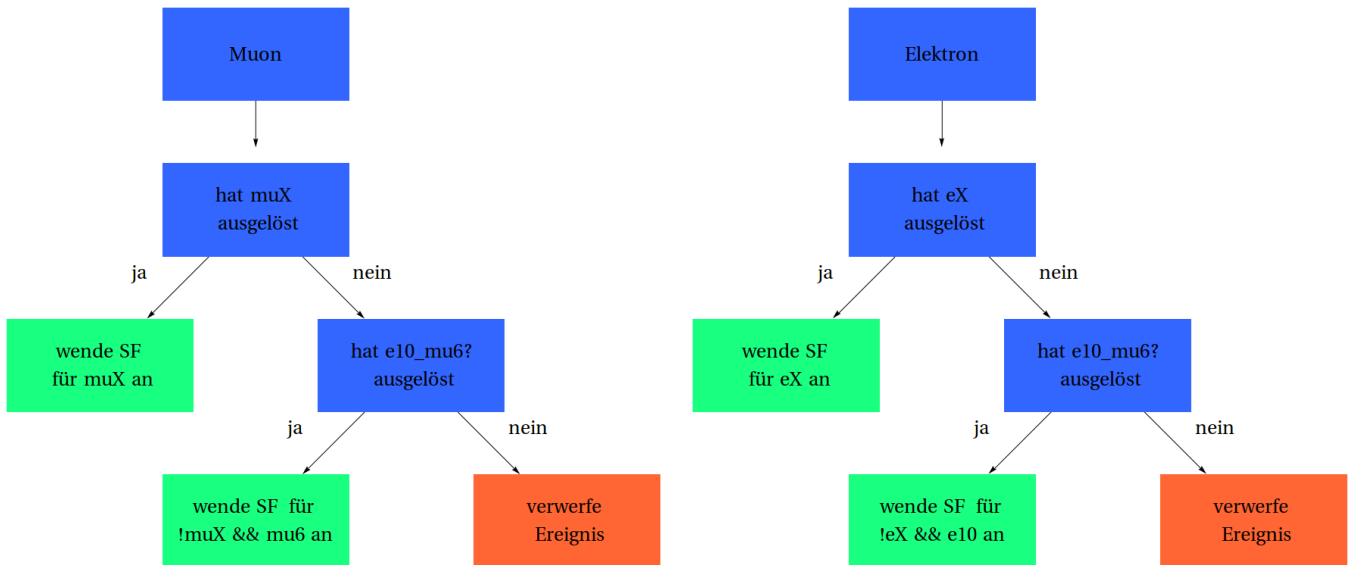


Abbildung 12: Die Darstellung des vereinfachten Logikflusses für den Muon-Zweig eines $e\mu$ -Ereignisses (links) und für den Elektronenzweig (rechts)

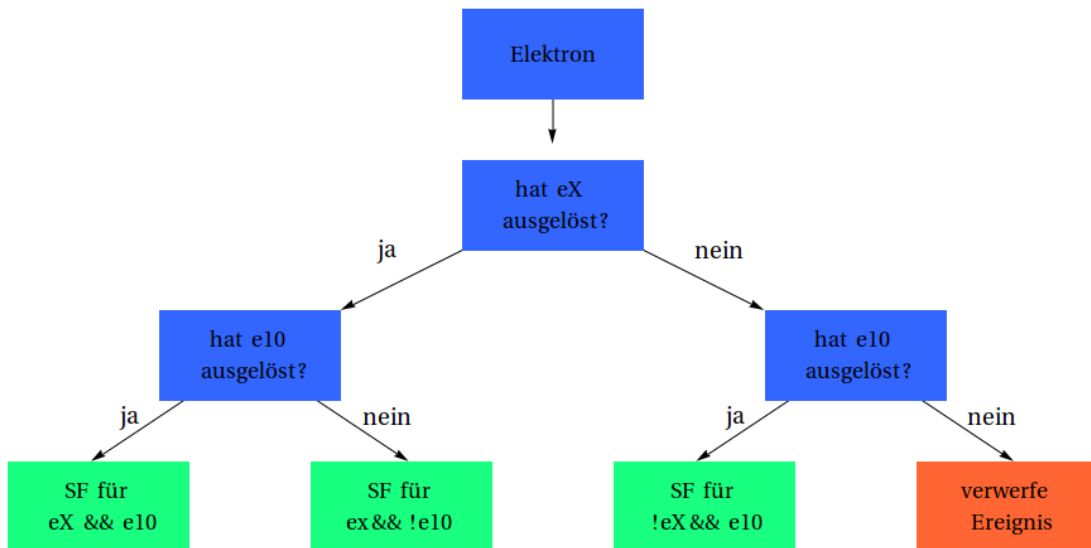


Abbildung 13: Schematische Darstellung aller möglichen Fragen, die den Elektronen-Zweig betreffend gestellt werden können.

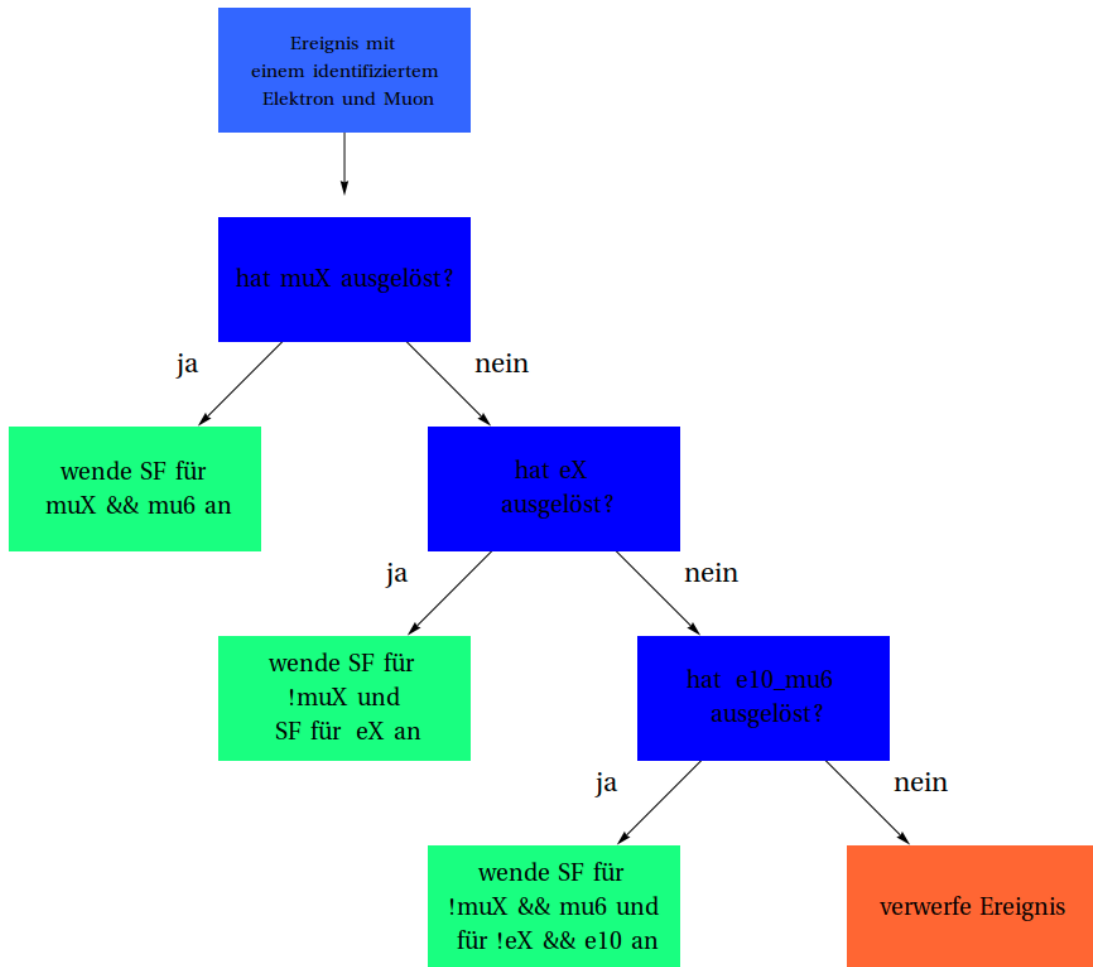


Abbildung 14: Zusammenfassung der Vorüberlegungen für die Analyse: der hier gewählte Fluss für die Gewichtung von Monte-Carlo-Ereignissen.

5 Bestimmung der *trigger*-Effizienzen und Skalierungsfaktoren

Ziel der vorliegenden Studie ist die Bestimmung von *trigger*-Effizienzen für fünf verschiedene in Abschnitt 4.4 näher diskutierte Fälle dafür welche *trigger* ausgelöst wurden. Diese Effizienzen werden sowohl aus mit einem Monte-Carlo Generator simulierten Ereignissen, als auch aus tatsächlich am ATLAS Detektor gewonnenen Daten ermittelt. Aus diesen Effizienzen sollen Skalierungsfaktoren als Gewichtung der simulierten Ereignisse bestimmt werden, indem der Quotient aus den Effizienzen gebildet wird: $SF = \frac{\epsilon^{Data}}{\epsilon^{MC}}$.

Dazu werden $Z \rightarrow ll$ -Ereignisse ausgewählt und mit Hilfe der „Tag and Probe“-Methode die Effizienzen aus einem unabhängigen Datensatz gewonnen.¹⁵ Die Bedingungen welche der Selektion der Z -Zerfälle zugrunde liegen sind im folgenden für Elektronen und Muonen aufgeführt. Sie folgen im wesentlichen, sofern nicht anders vermerkt, den Objektrekonstruktionsbedingungen in [14] weichen in den Isolationskriterien allerdings leicht ab.

5.1 Identifikations- und Isolationskriterien für die betrachteten Leptonen

Folgende Kriterien müssen erfüllt sein, dass in vorliegender Analyse ein Objekt als isoliertes Elektron identifiziert wird:

(e1) $p_t > 15\text{GeV}$

(e2) $|q|/e = 1$ (wenn q die Ladung des Teilchens und e die Elementarladung ist)

(e3) $|\eta_{cl}| \leq 2,47$

(e4) $!(1,37 < |\eta_{cl}| < 1,52)$

(e5) Das Elektron muss die Identifikationskriterien *tight* erfüllen.

(e6) $p_t^{cone}/p_t \leq 0,1$

(e7) $E_t^{cone}/p_t \leq 0,15$

Die Bedingung (e1) stellt einen Unterschied zu der Bedingung dar, die für die Suche nach dem Higgs-Boson an ein *offline*-Elektron gestellt wird, das im $e\mu$ -Kanal den Einzel-Elektron-*trigger* ausgelöst hat. Dort wird $p_t > 23\text{ GeV}$ verlangt, was für das leichte Elektron dem transversalen fast gleich kommt. In den Bedingungen (e3) und (e4) bezeichnet η_{cl} die Position des elektromagnetischen *cluster* im Raum der Pseudorapidität. Die Ausparung im Bereich $(1,37 < |\eta_{cl}| < 1,52)$ ist dem Übergangsbereich zwischen dem Kalorimeter im Zentralbereich und dem im Enkappenbereich geschuldet, in welchem sich Trägermaterial des Detektors befindet. Die Isolationskriterien sind durch (e6) und (e7) gegeben, sie sollen den Untergrund

¹⁵ Die nähere Erläuterung der „Tag and Probe“-Methode findet sich in Abschnitt 5.2

der durch Jets, die als ein elektromagnetisches *cluster* fehlidentifiziert werden unterdrücken. Die Größe p_t^{cone} gibt dabei die Summe zusätzlicher transversaler Impulse in einem Kegel des Radius $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,2$ um die Richtung des Elektrons an. Eine analoge Definition gilt für transverse Energien und E_t^{cone} .

Als Kriterien für die Selektion von isolierten Muonen wurden die folgenden Kriterien angewandt:

- ($\mu 1$) Das Muon muss ein *combined* Muon sein, d.h. seine Spur im Muonsystem muss einer Spur im inneren Detektor entsprechen.
- ($\mu 2$) $p_t > 10$ GeV
- ($\mu 3$) $|q|/e = 1$ (wenn q die Ladung des Teilchens und e die Elementarladung ist)
- ($\mu 4$) $|\eta| < 2,4$
- ($\mu 5$) Das Muon muss die Identifikationskriterien *tight* erfüllen.
- ($\mu 6$) Das Muon muss mindestens drei Pixel im inneren Detektor getroffen haben.
- ($\mu 7$) Das Muon muss mindestens sechs *hits* im Siliziumstreifendetektor asugeführt haben¹⁶
- ($\mu 8$) Das Muon muss Bedingungen für den Übergangsstrahlungsdetektor erfüllen:
 - (i) für $|\eta| < 1,9$ muss gelten: $N_{hits+Outliers} > 5 \ \&\& \ N_{Outliers} \leq 0,9 \cdot N_{hits+Outliers}$
 - (ii) für $|\eta| \geq 1,9$ muss gelten: $N_{hits+Outliers} < 6 \ | \ N_{Outliers} \leq 0,9 \cdot N_{hits+Outliers}$ ¹⁷
- ($\mu 9$) $p_t^{cone}/p_t \leq 0,1$
- ($\mu 10$) $E_t^{cone}/p_t \leq 0,15$

Die Bedingung ($\mu 1$) wird gestellt um den Untergrund aus kosmischen Muonen oder Muonen aus dem Zerfall leichter Mesonen zu reduzieren. Die Kriterien ($\mu 6$) - ($\mu 8$) stellen Qualitätsanforderungen für die Rekonstruktion der Muonspur im inneren Detektor dar. ($\mu 9$) - ($\mu 10$) sind die Isolationskriterien. Auch für die Muonisolierung wird ein Kegel mit dem Radius $\Delta R = 0,2$ verwendet.

Zusätzlich zu diesen Kriterien wird ein Ereignis nur dann betrachtet, wenn es die Bedingungen einer *Good Runs List* erfüllt, das heißt, wenn es in einem *run* aufgezeichnet wurde, in dem die allgemeinen technischen Bedingungen stabil waren.¹⁸

¹⁶ Hier muss noch angemerkt werden, dass sowohl bei den *hits* für die Pixeldetektoren, als auch bei denen für die Siliziumstreifendetektoren durchquerte „tote“ Detektorkomponenten miteinbezogen sind. Die Anzahl der durchquerten „Löcher“ für beide Detektorkomponenten darf allerdings 1 nicht überschreiten.

¹⁷ N_{hits} ist die dabei Anzahl der *hits* im Übergangsstrahlungsdetektor $N_{Outliers}$ ist die Anzahl derjenigen *hits*, welche zwar registriert sind, aber zu weit außerhalb liegen um für den *fit* in Betracht zu kommen, der zur Ermittlung der Spur dient und $N_{hits+Outliers}$ ist entsprechend die Summe aus N_{hits} und $N_{Outliers}$

¹⁸ Dies bezieht sich zum Beispiel auf die vom LHC vorgegebene Strahlbeschaffenheit, oder die Stabilität der Bedingungen für die Detektor-Elektronik.

5.2 Die „Tag and Probe“-Methode

Die „Tag and Probe“-Methode (T+P) ist ein datenbasierter Ansatz die Effizienz eines bestimmten Entscheidungsmechanismus zu bestimmen. Dieser Entscheidungsmechanismus kann verschiedene Fragen betreffen: „Erfüllt ein Physikobjekt die Kriterien, welche für die Identifikation eines Elektrons gegeben sein sollen?“ oder „Hat es einen *trigger* ausgelöst“ sind typische Fragen, die beantwortet werden müssen, um aus den elektrischen Signalen eines Detektors Daten gewinnen zu können, auf deren Grundlage man sinnvolle physikalische Aussagen treffen kann. Es kann nur hilfreich sein, diese Mechanismen so gut wie möglich zu verstehen. Denn erst dann kann man begründete Aussagen darüber treffen welche Ansätze zum Erreichen eines Zieles zweckdienlich sind.

Soll beispielsweise ein Kriterium K untersucht werden indem man für eine Menge der Teilchen p untersucht, ob p das Kriterium erfüllt, so muss diese Menge unabhängig von K ausgewählt worden sein. Wird die Auswahl nicht unabhängig vom zu untersuchenden Kriterium getroffen so kann man aufgrund des betrachteten Datensatzes keine signifikanten Aussagen über K machen.

Die Auswahl eines unabhängigen Datensatzes geschieht in der T+P-Methode indem ein von p verschiedenes Objekt t , *tag* genannt, auswählt, das Kriterien erfüllt, sodass seine Existenz impliziert, dass es sich bei dem betrachteten Ereignis um ein solches handelt, in dem auch das als *probe* bezeichnete p vorkommt.

Angenommen es soll, wie in vorliegender Analyse, die Effizienz eines *trigger*-Mechanismus für Elektronen untersucht werden, so kann man den Zerfall $Z \rightarrow ee$ betrachten. Findet man als *tag* ein Elektron, von dem man sicher sein kann, dass es aus einem Z -Zerfall stammt, kann man auch sicher sein, dass es ein weiteres Elektron geben muss, dass aus diesem Zerfall stammt. Letzteres kann daraufhin als das *probe*-Objekt p dienen.

In vorliegender Studie sollen die Effizienzen von *trigger*-Mechanismen für Elektronen und Muonen ermittelt werden. Dazu werden $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse untersucht. Damit diese Ereignisse aufgezeichnet werden muss allerdings ein *trigger* ausgelöst worden sein. Um die Unabhängigkeit des *probe* von der *trigger*-Bedingung gewährleisten zu können wird daher wie folgt vorgegangen: wird ein Lepton l gefunden, das aus einem Z -Zerfall stammt, so wird es zu einem Kandidaten für das *tag*. Zum *tag* wird der Kandidat allerdings nur dann, wenn er auch den zu untersuchenden *trigger* ausgelöst hat.¹⁹ Damit wird auch deutlich, warum gerade der Prozess $Z \rightarrow ll$ ausgewählt wurde: er bietet ein Leptonpaar und ermöglicht es so ein *probe* unabhängig von der *trigger*-Bedingung auszuwählen.

Die Vorgehensweise der Selektion des *tag* und des *probe* ist für Elektronen, wie Muonen analog, daher wird in den folgenden beiden Abschnitten nur von l stellvertretend für Elektronen und Muonen gesprochen.

¹⁹ Hier sei angemerkt, dass das so beschriebene Vorgehen nicht damit gleichzusetzen ist, dass die Auswahl der für das *tag* in Frage kommenden Leptonen nur unter solchen zu treffen, die auch den *trigger* erfüllt haben. Eine nähere Erläuterung findet sich im folgenden Abschnitt.

5.2.1 Die Selektion des *tag*

Lässt sich in einem Ereignis ein Lepton l rekonstruieren und identifizieren, und genügt es den Kriterien $(e1 - e7)$ oder $(\mu1 - \mu10)$, so wird dieses zu Kandidaten für das *tag*. Aus allen diesen Kandidaten wird sodann eines zufällig ausgewählt. Hat das ausgewählte Lepton die *trigger*-Bedingung, des *trigger* erfüllt, der in der jeweiligen Datenperiode aktiv war, so wird es als *tag* definiert.

Dieses zufällige Auswahlverfahren, das mit einem Verlust an Statistik einhergeht ist begründet. Sollte man nämlich, was auch denkbar wäre, die Auswahl für das *tag* nur unter denjenigen Teilchen treffen, welche auch den *trigger* ausgelöst haben, so hätte das eine systematische Verschiebung der berechneten Effizienz zur Folge. Ein Beispiel um dies zu illustrieren: Die wahre Effizienz ϵ_{truth} eines *trigger*-Mechanismus sei 0,5. Das heißt für große $Z \rightarrow ll$ Daten-Samples wird erwartet, dass im Mittel jedes zweite Lepton die *trigger*-Bedingung erfüllt: in 25% der insgesamt N Ereignissen lösen beide Leptonen den *trigger* aus (N_2), in 50% der Ereignissen löst genau ein Lepton den *trigger* aus (N_1), und in 25% der Ereignissen wird der *trigger* von keinem der Leptonen ausgelöst (N_0). Trifft man nun die Auswahl für das *tag* nur unter den Leptonen, die tatsächlich auch die *trigger*-Bedingung erfüllen, so wählt man alle der $Z \rightarrow ll$ -Ereignisse aus, für die der *trigger* ausgelöst wurde, insbesondere *alle* diejenigen, in denen ein Lepton den *trigger* auslöste, das andere allerdings nicht. Die Effizienz ϵ wird dann ermittelt als:

$$\epsilon = \frac{N_{trig}}{N_{ID}} = \frac{N_2}{N_2 + N_1} = \frac{0,25 \cdot N}{0,75 \cdot N} = 1/3 < 0,5 = \epsilon_{truth}$$

Dabei steht N_{ID} für die Zahl der Ereignisse in denen *tag* und *probe* bestimmt werden konnten und N_{trig} für die Anzahl der Ereignisse, in denen zusätzlich ein *probe* gefunden werden konnte, das die *trigger*-Bedingung erfüllt. Dieser Effekt wird umso größer, je kleiner die wahre Effizienz ϵ_{truth} ist.

5.2.2 Die Selektion des *probe*

Die Auswahl der *probe*-Kandidaten findet unter allen rekonstruierten und identifizierten Leptonen eines $Z \rightarrow ll$ -Ereignisses *außer* dem *tag* statt, welche die Bedingungen $(e1 - e7)$ bzw. $(\mu1 - \mu10)$ erfüllen. Eine weitere Bedingung für die *probe*-Kandidaten ist, dass das Vorzeichen ihrer Ladung von dem des *tag* verschieden sein muss. Abbildung 15 zeigt das Spektrum der invarianten Masse für das System aus *tag* und demjenigen der *probe*-Kandidaten mit dem höchsten transversalen Impuls. Die Auswahl des *tag* und des *probe* nach den Kriterien $(e1 - e7)$ bzw. $(\mu1 - \mu10)$ liefert, wie man in Abbildung 15 sieht einen Datensatz von $Z \rightarrow ll$ -Ereignissen hoher Reihnheit. Ein Kandidat wird nun dann als *probe* definiert, wenn das System *tag-probe*-Kandidaten eine invariante Masse hat, die in einem Fenster von 10 GeV um die Z -Masse liegt. Damit wird ein *probe*-Objekt ausgewählt auf das keine Bedingung den *trigger* betreffend gemacht wurde.

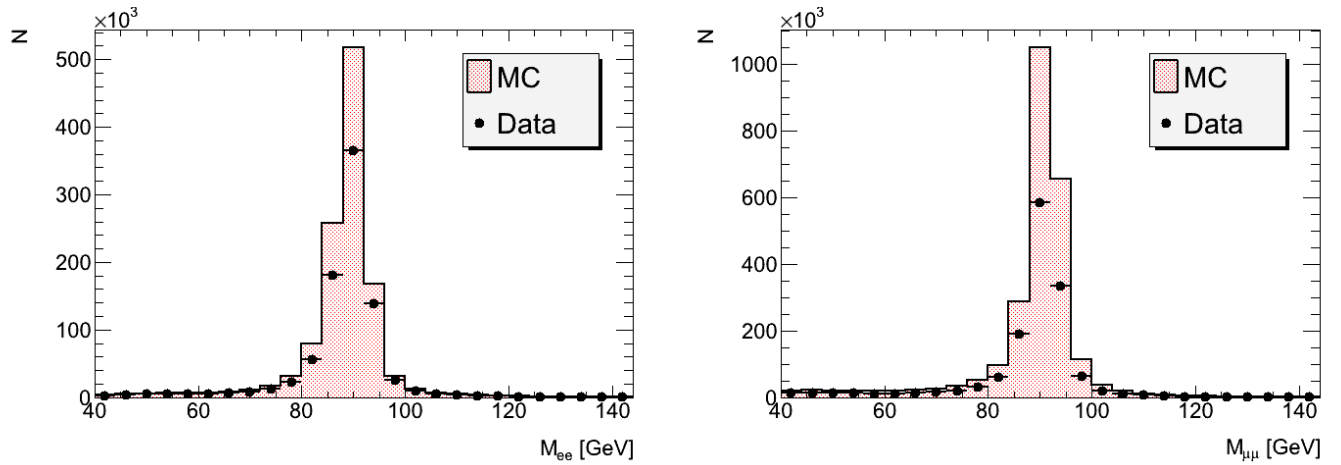


Abbildung 15: Das Spektrum der invarianten Masse des *tag-probe*-Systems. Links für Elektronen, rechts für Muonen

5.3 Die Bestimmung der Effizienzen und Berechnung der Skalierungsfaktoren

5.3.1 Bestimmung der Effizienzen und deren statistischer Unsicherheit

Für die *trigger*-Effizienz wird in vorliegender Studie die Definition aus Gleichung 1 verwendet. Effizienzen werden als Funktion der Messgrößen des transversen Impulses p_t ($\varepsilon_T = \varepsilon_T(p_t)$) und der Pseudorapidität η ($\varepsilon_T = \varepsilon_T(\eta)$) ermittelt.

Dazu werden in der Analyse für verschiedene *trigger*-Mechanismen jeweils zwei Histogramme in gleichgroßen *bins* von p_t und η gefüllt: das Histogramm h_{ID} wird jedesmal gefüllt, wenn ein *probe*-Teilchen gefunden werden kann.

Das Histogramm h_{trig} erhält jedesmal dann einen neuen Eintrag, wenn festgestellt wird, dass selbiges Teilchen auch die *trigger*-Bedingung erfüllt hat. Die Effizienz berechnet sich nun indem der Quotient aus dem Inhalt eines festgelegten *bins* b_0 der beiden Histogramme h_{trig} und h_{ID} gebildet wird. Gibt $\Omega(q, b, h_i)$ den Inhalt eines *bins* b des Histogramms h_i der Messgröße q an, so wird die Effizienz $\varepsilon(q, b)$ in vorliegender Studie wie folgt ermittelt:

$$\varepsilon(q, b) = \frac{(N_{trig}(q, b) = \Omega(q, b, h_{trig}))}{(N_{ID}(q, b) = \Omega(q, b, h_{ID}))}$$

Die so ermittelte Größe ist mit einer statistischen Unsicherheit behaftet. Oben beschriebenes Verfahren wird von einer Methode des Analyseprogrammes ROOT durchgeführt. Dabei wird ein Konstruktor aufgerufen, der als Argument zwei Histogramme verlangt, und die *bin*-weise Division durchführt. Diese Methode berechnet auch die statistische Unsicherheit auf die Effizienz, einem Verfahren folgend, welches in [20] dargestellt ist. Dieses Verfahren berücksichtigt, dass:

- (i) die Zahl N_{trig} der Teilchen die einen *trigger* der wahren Effizienz ε passieren binomial

verteilt ist nach $P(N_{trig}; \epsilon, N_{ID}) = \binom{N_{ID}}{N_{trig}} \epsilon^{N_{trig}} (1 - \epsilon)^{(N_{ID} - N_{trig})}$

- (ii) die wahre Effizienz ϵ eines trigger a priori nicht bekannt ist und vielmehr eine Effizienz $\epsilon^{Messung}$ aus den Parametern N_{trig} und N_{ID} als binomialverteilte Größe ermittelt wird.

Die mit Hilfe des Satzes von Bayes berechnete Verteilungsfunktion der Größe $\epsilon^{Messung}$ hat den wahrscheinlichsten Wert $\epsilon_*^{Messung}$ bei dem intuitiv erwarteten Wert für die Effizienz: $\epsilon_*^{Messung} = \frac{N_{trig}}{N_{ID}}$. Bemerkenswerter aber ist, dass sich physikalisch sinnvolle Unsicherheiten ergeben, wenn man die Standardabweichung $\sigma(\epsilon^{Messung})$ vom Erwartungswert $\langle \epsilon^{Messung} \rangle$ der Verteilung nicht auf diesen selbst bezieht, sondern auf den wahrscheinlichsten Wert $\epsilon_*^{Messung}$. Dann nämlich lässt sich als oberes Unsicherheitsintervall der Wert

$$\Delta \epsilon_{hoch}^{Messung} = \langle \epsilon^{Messung} \rangle + \sigma(\epsilon^{Messung}) - \epsilon_*^{Messung}$$

definieren, als unteres hingegen der Wert:

$$\Delta \epsilon_{niedrig}^{Messung} = \epsilon_*^{Messung} - [\langle \epsilon^{Messung} \rangle - \sigma(\epsilon^{Messung})]$$

Die so erhaltenen Unsicherheiten sind im allgemeinen asymmetrisch und auch für die Grenzfälle $\epsilon^{Messung} = 0$ und $\epsilon^{Messung} = 1$ nichtverschwindend.

5.3.2 Bestimmung der Skalierungsfaktoren

Bei der Errechnung der Skalierungsfaktoren wird der Quotient aus den Effizienzkurven für vom Detektor aufgezeichnete Ereignisse ϵ^{Data} und für simulierte Ereignisse ϵ^{MC} gebildet. Um ein physikalisch aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten geschieht die Quotientenbildung Punktweise sofern sich die Werte auf der Abszissenachse entsprechen und keine der beiden Effizienzen null ist.

Die auf die Skalierungsfaktoren angegebene Unsicherheit setzt sich zusammen aus einer statistischen und einer systematischen Unsicherheit:

$$\Delta SF = \sqrt{\Delta SF_{stat}^2 + \Delta SF_{sys}^2}$$

Die statistische Unsicherheit wird dabei gewonnen, indem die Unsicherheiten auf die Effizienzkurven symmetrisiert werden: $\Delta \epsilon^i = 1/2 \cdot (\Delta \epsilon_{hoch}^i + \Delta \epsilon_{niedrig}^i)$ wobei mit $\Delta \epsilon^i$ die symmetrisierte Unsicherheit entweder für die Monte-Carlo- oder für die tatsächliche Effizienz bezeichnet ist und mit $\Delta \epsilon_{hoch/niedrig}^i$ die jeweilige obere oder untere Unsicherheitsgrenze. Die statistische Unsicherheit auf den Skalierungsfaktor ΔSF_{stat} ergibt sich nun aus:

$$\Delta SF_{stat} = \sqrt{\left(\frac{\partial SF}{\partial \epsilon^{Data}} \cdot \Delta \epsilon^{Data} \right)^2 + \left(\frac{\partial SF}{\partial \epsilon^{MC}} \cdot \Delta \epsilon^{MC} \right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon^{Data}}{\epsilon^{MC}} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon^{Data} \cdot \Delta \epsilon^{MC}}{(\epsilon^{MC})^2} \right)^2}$$

Dieser Ansatz wurde für jeden Datenpunkt des zu ermittelnden Skalierungsfaktor durchgeführt, sodass sich die statistische Unsicherheit als Funktion der Messgrößen q ergibt: $\Delta SF_{stat} = \Delta SF_{stat}(q)$.

5.3.3 Systematische Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten wurden zwei mögliche Quellen in Betracht gezogen:

- (i) Effekte die im Untergrund des zu Grunde liegenden Prozesses $Z \rightarrow ll$ ihre Begründung finden.
- (ii) Effekte, die durch *pileup* im Detektor verursacht werden.

Für beide Effekte werden ein Standardskalierungsfaktor, gewonnen aus allen Daten einer Periode mit einem oder mehreren Vergleichsskalierungsfaktoren verglichen.

Zur Abschätzung des Einflusses von (i) wird der Standardskalierungsfaktor SF_{mw10} aus Effizienzen errechnet für deren Ermittlung nur solche Ereignisse in Betracht gezogen wurden, für die die invariante Masse des *tag-probe* systems innerhalb eines Massenfenster von 10 GeV um die Z-Masse lag. Der Vergleichsskalierungsfaktor SF_{mw15} wird mit einem analogen Verfahren bestimmt, für welches ein Massefenster von 15 GeV um die Z-Masse verwendet wurde. Die Unsicherheit ist dann mit $\Delta SF_{sys}^{mw} = |SF_{mw10} - SF_{mw15}|$ abgeschätzt. Die Wahl von SF_{mw10} als Standardskalierungsfaktor ist damit begründet, dass ein engeres Massenfenster um die Z-Masse einen geringeren Untergrundanteil erwarten lässt.

Der systematische Einfluss von (ii) wird ermittelt, indem der Skalierungsfaktor SF_{std} , ermittelt mit einem Massenfenster von 10 GeV über den gesamten *pileup*-Bereich, mit zwei anderen Skalierungsfaktoren, SF_{pileup}^h für hohen *pileup* und SF_{pileup}^l für niedrigen *pileup* verglichen wird. Als Maß für die Größe des *pileup* wurde dabei die Anzahl der Vertices in einem Ereignis verwendet. Sei $N(n_{vert})$ die Verteilungsfunktion welche die Häufigkeit der Anzahl an Vertices in allen Ereignissen des betrachteten Datensatzes angibt und n_{max} das Maximum der Vertices in einem Ereignis. Dann gibt es eine reelle Zahl n_{half} für die gilt:

$$\int_0^{n_{half}} N(n_{vert}) dn_{vert} = 1/2 \cdot \int_0^{n_{max}} N(n_{vert}) dn_{vert}$$

Der gesamte *pileup*-Bereich einer Datenperiode wurde nun in zwei Teile geteilt in dem ein Ereignis als ein Ereignis mit niedrigem *pileup* definiert wurde, wenn für dieses gilt: $n_{vert} \leq n_{cut}$ und entsprechen wurden Ereignisse mit hohem *pileup* definiert als Ereignisse für die gilt: $n_{vert} > n_{cut}$. Dabei gibt n_{vert} die Anzahl der Vertices im Ereignis an und n_{cut} die nächstgrößere natürliche Zahl zu n_{half} . Abbildung 16 zeigt exemplarisch eine Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Vertices und Tabelle 4 gibt alle Werte von n_{cut} an, die in dieser Analyse benötigt wurden.

	Elektronen	Muonen
Datenperiode B bis I	$n_{cut} = 5$	$n_{cut} = 7$
Datenperiode I bis M	$n_{cut} = 5$	$n_{cut} = 7$

Tabelle 4: Die Werte für n_{cut} für den in zwei Zeiträume geteilten Bereich der Datennahme.

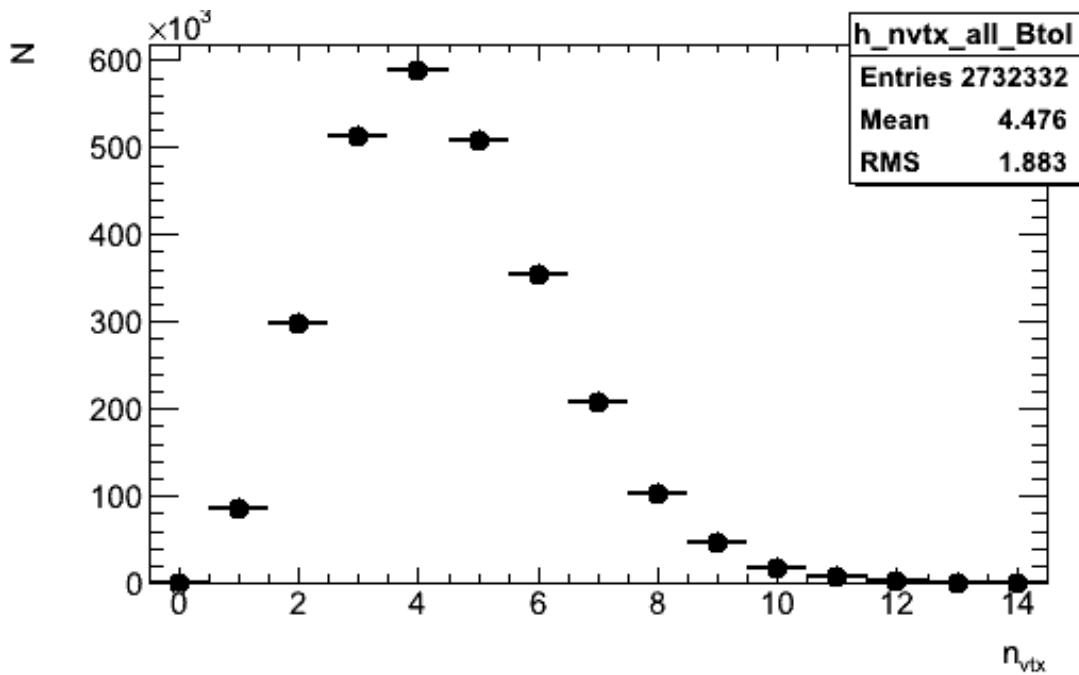


Abbildung 16: Die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Vertices in einem Ereignis für den Prozess $Z \rightarrow ee$ im Zeitraum der Datenperioden B bis I.

Die Unsicherheit ergibt sich dann als der Mittelwert der Beträge der Differenzen mit dem Standardskalierungsfaktor, der für den gesamten *pileup* Bereich errechnet wurde:²⁰

$$\Delta SF_{sys}^{pileup} = 1/2 \cdot (|SF_{std} - SF_{pileup}^h| + |SF_{mw10} - SF_{pileup}^l|)$$

Damit ergibt sich die insgesamt systematische Unsicherheit:

$$\Delta SF_{sys} = \sqrt{\Delta SF_{mw}^2 + \Delta SF_{pileup}^2}$$

Die Tabellen 5 und 6 zeigen exemplarisch die Unsicherheiten eines Einzel-Muon-*trigger*. Man erkennt, dass der Einfluss des Untergrundes sehr gering ist, die systematische Unsicherheit ist vom Einfluss des *pileup* dominiert. Vergleicht man den Einfluss der systematischen Unsicherheit mit dem der statistischen, so stellt man für den Skalierungsfaktor als Funktion von η fest, die systematische Unsicherheit generell höher ist. In Abhängigkeit von p_t wird die Unsicherheit des Skalierungsfaktor anfänglich von systematischen Einflüssen dominiert, für große Werte von p_t (etwa ab 60 GeV) gibt es einen Trend zu höheren statistischen Fehlern.

5.4 Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden sollen die *trigger*-Effizienzen und Skalierungsfaktoren für die in 4 vorgeschlagene Vorgehensweise zur Gewichtung von Monte-Carlo-Ereignissen dargestellt und diskutiert werden. Eine Auskunft über die Stichprobe, die dieser Bestimmung zugrunde lag gibt Tabelle 7 für die Elektronen-*trigger* und Tabelle 8 für die Muonen-*trigger*.

Die in der Standardmodell Higgs-Boson-Analyse gemachten *offline* p_t -Schnitte für Elektronen bzw. Muonen, die einen Einzel-Lepton-*trigger* ausgelöst haben betragen jeweils 2 GeV mehr als die *trigger*-Schwelle verlangt. Das heißt die Schnitte liegen für Elektronen bei 22 GeV bzw. 24 GeV wenn der *trigger* einen transversen Impuls von 22 GeV verlangt. Für Muonen liegt der *offline* Schnitt bei 20 GeV. Vergleiche dazu S. 3 in: [19]. Dieses Vorgehen ist damit begründet die Leptonen in der Plateuregion der *trigger*-Effizienz auszuwählen. In vorliegender Analyse werden die p_t -Schnitte für Elektronen bzw. Muonen bei 15 GeV bzw. 10 GeV gemacht. Da auch die Effizienzen und Skalierungsfaktoren abhängig von η diesen Schnitten unterliegen ist es möglich, dass Leptonen, die nicht im Plateaubereich der Effizienz liegen einen Einfluss auf die Effizienzen und Skalierungsfaktoren als Funktion von η haben. Aus technischen und Zeitgründen konnte dieser Einfluss allerdings in dieser Arbeit nicht mehr untersucht werden.

Vergleicht man die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Elektronen mit denen der Muonen, so sieht man schnell, dass die Effizienz der Muonen ε^μ etwa 0,8 beträgt, während die Elektronen-*trigger* fast vollständig effizient sind. Dieser Unterschied liegt in der geometrischen Anordnung

²⁰ Da für die Einzelleptonkomponenten des Zweilepton-*trigger* `e10_medium_mu6` gilt, dass sie für die gesamte Datennamen von 2011 aktiv waren wird diese systematische Unsicherheit für `mu6` und `e10_medium` leicht modifiziert: die Vergleichsskalierungsfaktoren setzen sich wie folgt zusammen: $SF_{pileup}^i = 1/2 \cdot (SF_{pileup}^{BtoI,i} + SF_{pileup}^{ItoM,i})$ wobei SF_{pileup}^i für hohen oder niedrigen *pileup* steht und die Superskripte *BtoI* und *ItoM* sich auf die jeweiligen Datenperioden beziehen.

p_t/GeV	ΔSF_{ges}	ΔSF_{stat}	ΔSF_{mw}	ΔSF_{pileup}	$(\frac{\Delta SF_{sys}}{\Delta SF_{ges}})^2$	$(\frac{\Delta SF_{stat}}{\Delta SF_{ges}})^2$
22	0.0286616	0.0030876	0.000386771	0.0284921	0.988395	0.0116049
26	0.0146292	0.0028473	0.000186552	0.0143482	0.962119	0.0378813
30	0.0118948	0.00261322	0.000117102	0.0116036	0.951734	0.0482659
34	0.0143271	0.00237812	0.000199459	0.014127	0.972448	0.0275517
38	0.00791783	0.00213917	4.51422e-05	0.00762325	0.927008	0.0729924
42	0.0128228	0.0019856	5.29254e-05	0.012668	0.976022	0.0239784
46	0.0174911	0.00241291	5.22362e-05	0.0173237	0.98097	0.0190305
50	0.024746	0.00376509	0.000151665	0.0244574	0.97685	0.0231496
54	0.0139318	0.00538113	0.000987562	0.0128126	0.850813	0.149187
58	0.00730464	0.00710184	0.000307893	0.00168133	0.0547559	0.945244
62	0.00912011	0.00898377	0.000454678	0.00150385	0.0296755	0.970324
66	0.023681	0.0115144	0.00014331	0.0206927	0.763582	0.236418
70	0.0214551	0.0136404	0.000195282	0.0165597	0.595804	0.404196
74	0.0336576	0.0157078	0.000656098	0.0297602	0.782196	0.217804
78	0.0200188	0.0185093	0.000869612	0.00757632	0.145119	0.854881
82	0.0241311	0.0212877	0.0020523	0.0111773	0.221777	0.778223
86	0.0368615	0.0259275	0.00473407	0.0257705	0.505259	0.494741
90	0.0400338	0.0285459	3.30003e-05	0.0280684	0.491567	0.508433
94	0.0465953	0.0320817	0.000976206	0.0337776	0.525942	0.474058
98	0.0655184	0.0391678	0.00149343	0.0525006	0.642619	0.357381

Tabelle 5: Die Unsicherheiten des Skalierungsfaktors für den Einzel-Muon-trigger $\mu_{18_MG_medium}$ als Funktion von p_t

η	ΔSF_{ges}	ΔSF_{stat}	ΔSF_{mw}	ΔSF_{pileup}	$(\frac{\Delta SF_{sys}}{\Delta SF_{ges}})^2$	$(\frac{\Delta SF_{stat}}{\Delta SF_{ges}})^2$
-2.25	0.00599486	0.00343891	2.98861e-05	0.00491033	0.670933	0.329067
-1.75	0.00569996	0.00240564	0.000223348	0.00516261	0.821878	0.178122
-1.25	0.00286712	0.00256899	7.89183e-05	0.00127061	0.197153	0.802847
-0.75	0.0214661	0.00312391	0.000311244	0.0212353	0.978822	0.0211783
-0.25	0.0171055	0.00329815	6.78396e-05	0.0167844	0.962823	0.0371765
0.25	0.017667	0.00291691	6.54362e-05	0.0174244	0.97274	0.0272596
0.75	0.0161255	0.0029727	7.95135e-05	0.015849	0.966016	0.033984
1.25	0.0149271	0.00263879	0.000540836	0.014682	0.968749	0.0312507
1.75	0.00350956	0.00246005	0.000140529	0.00249909	0.508662	0.491338
2.25	0.0050868	0.00306253	4.30402e-05	0.00406135	0.63753	0.36247

Tabelle 6: Die Unsicherheiten des Skalierungsfaktors für den Einzel-Muon-trigger $\mu_{18_MG_medium}$ als Funktion von η

<i>trigger</i>	e10	e20	e22	e22vh	!e20 && e10	!e22 && e10	!e22vh && e10
N_{probe}^{Data}	760518	187969	185856	386693	1875856	185856	386693
N_{probe}^{MC}	1044187	218544	273788	551855	218544	273788	551855

Tabelle 7: Die Anzahl der Berechnung zu Grunde liegenden *probe*-Teilchen. Zur besseren Lesbarkeit wurde auf die Zusätze *medium* und *medium1* verzichtet. N_{probe}^{Data} gibt die Anzahl der ausgewerteten *probe*-Teilchen für die Datensätze und N_{probe}^{MC} für simulierte Ereignisse wieder.

<i>trigger</i>	mu6	mu18_MG	mu18_MG_medium	!mu18_MG && mu6	!mu18_MG_medium && mu6
N_{probe}^{Data}	932974	213440	719534	213440	719534
N_{probe}^{MC}	1431406	303713	1127693	303713	1127693

Tabelle 8: Die Anzahl der Berechnung zu Grunde liegenden *probe*-Teilchen. N_{probe}^{Data} gibt die Anzahl der ausgewerteten *probe*-Teilchen für die Datensätze und N_{probe}^{MC} für simulierte Ereignisse wieder

des ATLAS-Muon-Systems begründet. Welches an manchen Stellen keine Nachweismöglichkeit durch Detektoren bietet.

5.4.1 Einzel-Elektron-*trigger*

Abbildung 17 zeigt die Effizienzen und Skalierungsfaktore für den Fall, das ein Ereignis vom Einzel-Elektron-*trigger* aufgezeichnet wurde. Die linke Seite der Abbildung lässt darauf schließen, dass die Simulation der *trigger* in Abhängigkeit von p_t die Gegebenheiten des Detektors sehr genau widerspiegeln. In der Plateuregion sind alle Abweichungen des Skalierungsfaktors von 1 unter 5 %. Auch für die Pseudorapidität geben die Monte-Carlo Ereignisse das Ansprechverhalten des Detektors recht getreu wieder. Auffallend ist, dass für die beiden *trigger* *e20_medium* und *e22vh_medium1* die gemessen Effizienz grundsätzlich unter der simulierten Effizienz liegt. Ein Effekt, der sich vor allem für *e22vh_medium1* mit wachsenden Beträgen der Pseudorapidität verstärkt. Dieser Effekt ist besonders stark für den *trigger* *e22vh_medium1*, für den auch der mögliche Einfluss von außerhalb der Plateuregion rekonstruierter Leptonen am stärksten zu erwarten ist. Aus Platzgründen wurde in den Abbildungen, welche die Effizienzen der Einzel-Elektron-*trigger* darstellen auf die Zusätze *medium* und *medium1* verzichtet.

5.4.2 Einzel-Muon-*trigger*

Für die Effizienzen der beiden Einzel-Muon-*trigger*, dargestellt in Abbildung 18 stellt man ein anderes Verhalten in Abhängigkeit von p_t fest. Während der Skalierungsfaktor des *mu18_MG_trigger* im Bereich von transversen Impulsen kleiner als 60 GeV noch gut mit 1 verträglich ist (es gibt etwa eine 3% Abweichung einzelner Datenpunkte) wird die Effizienz des *mu18_MG_medium_trigger* von der Monte-Carlo Simulation generell überschätzt. Für beide Mechanismen gilt, dass

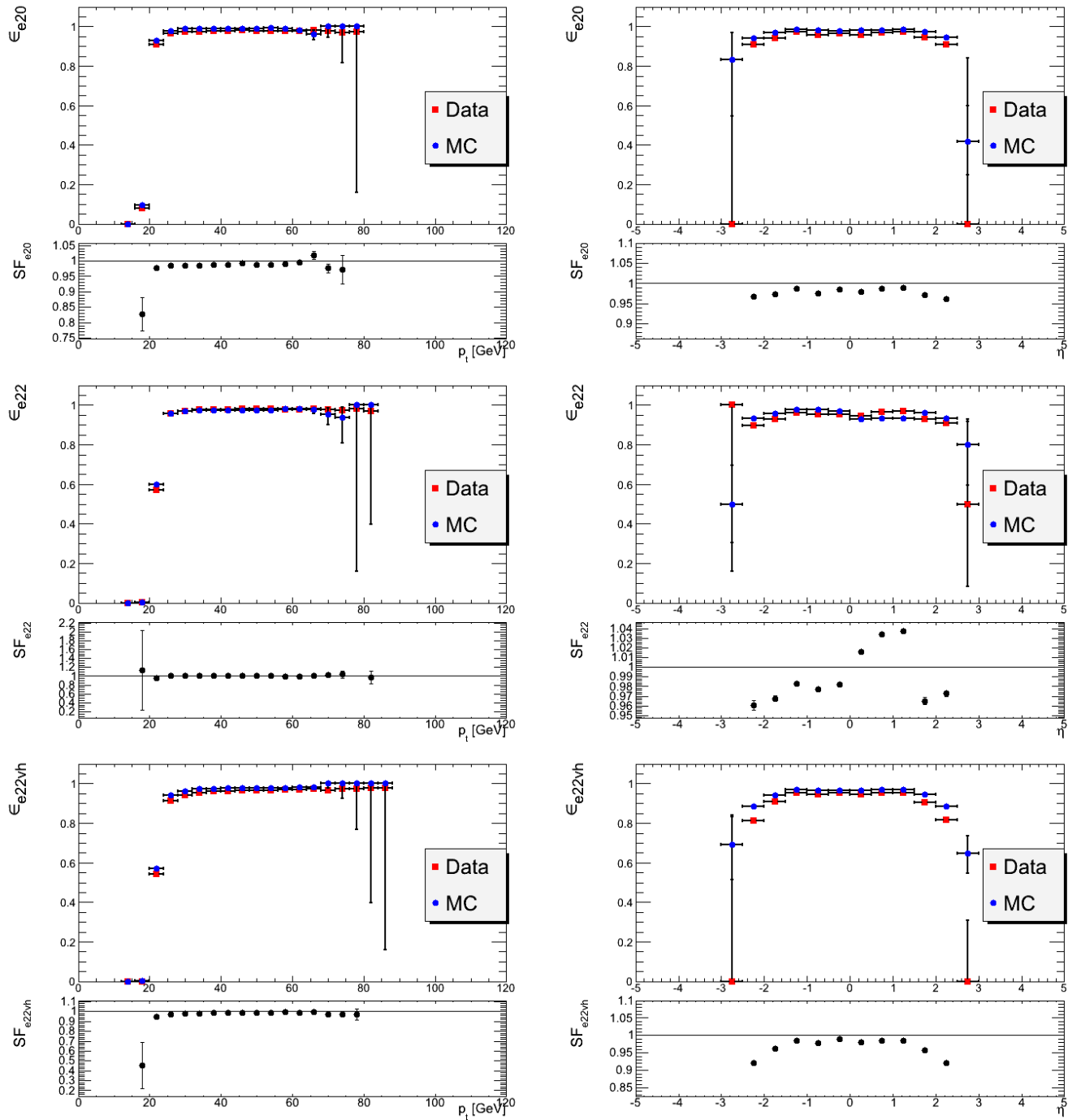


Abbildung 17: Eine Zusammenfassung der Effizienzen und Skalierungsfaktoren für die Einzel-Elektron-trigger. Links in Abhängigkeit von p_t rechts in Abhängigkeit von η

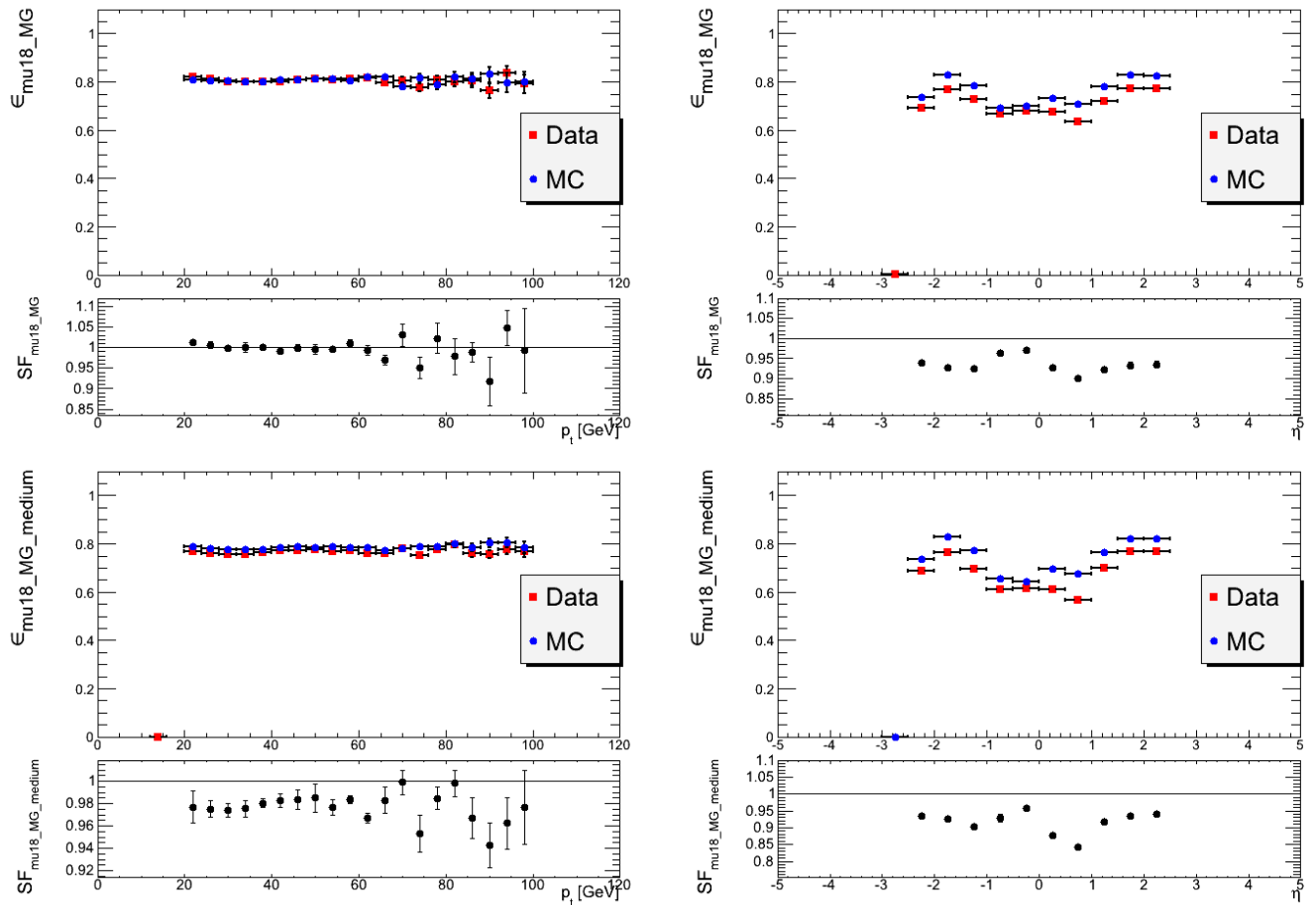


Abbildung 18: Eine Zusammenfassung der Effizienzen und Skalierungsfaktoren für die Einzel-Muon-trigger. Links in Abhängigkeit von p_t rechts in Abhängigkeit von η

sie im Bereich großer transversaler Impulse (etwa ab 70 GeV) zunehmend von Unsicherheiten behaftet sind. Wie man aus der Tabelle 5 sehen kann sind handelt sich dabei im Mittel etwa zu gleichen Teilen um statistische und systematische Unsicherheiten. Selbiges lässt sich auch für den mu18_MG-trigger feststellen. Die Simulation der trigger in Abhängigkeit von η ist von solchen großen Unsicherheiten nicht betroffen, doch überschätzt die Monte-Carlo Simulation die tatsächliche Effizienz der trigger grundsätzlich für den mu18_MG-trigger im Mittel um 5%, für den mu18_MG_medium dagegen im Mittel um 10%.

5.4.3 Einzel-Lepton-trigger Komponenten des Zwei-Lepton-trigger

Abbildung 19 zeigt die Effizienzen und Skalierungsfaktoren der beiden Einzel-trigger-Komponenten des Zwei-Lepton-trigger $e_{10_medium_mu6}$. Sie stimmen sowohl für die Muonen, wie auch für die Elektronenseite in Bereich transverser Impulse bis etwa 65 GeV gut mit 1 überein. Die Abweichungen befinden sich für die von p_t abhängigen Korrekturfaktoren im Bereich von 1%, für

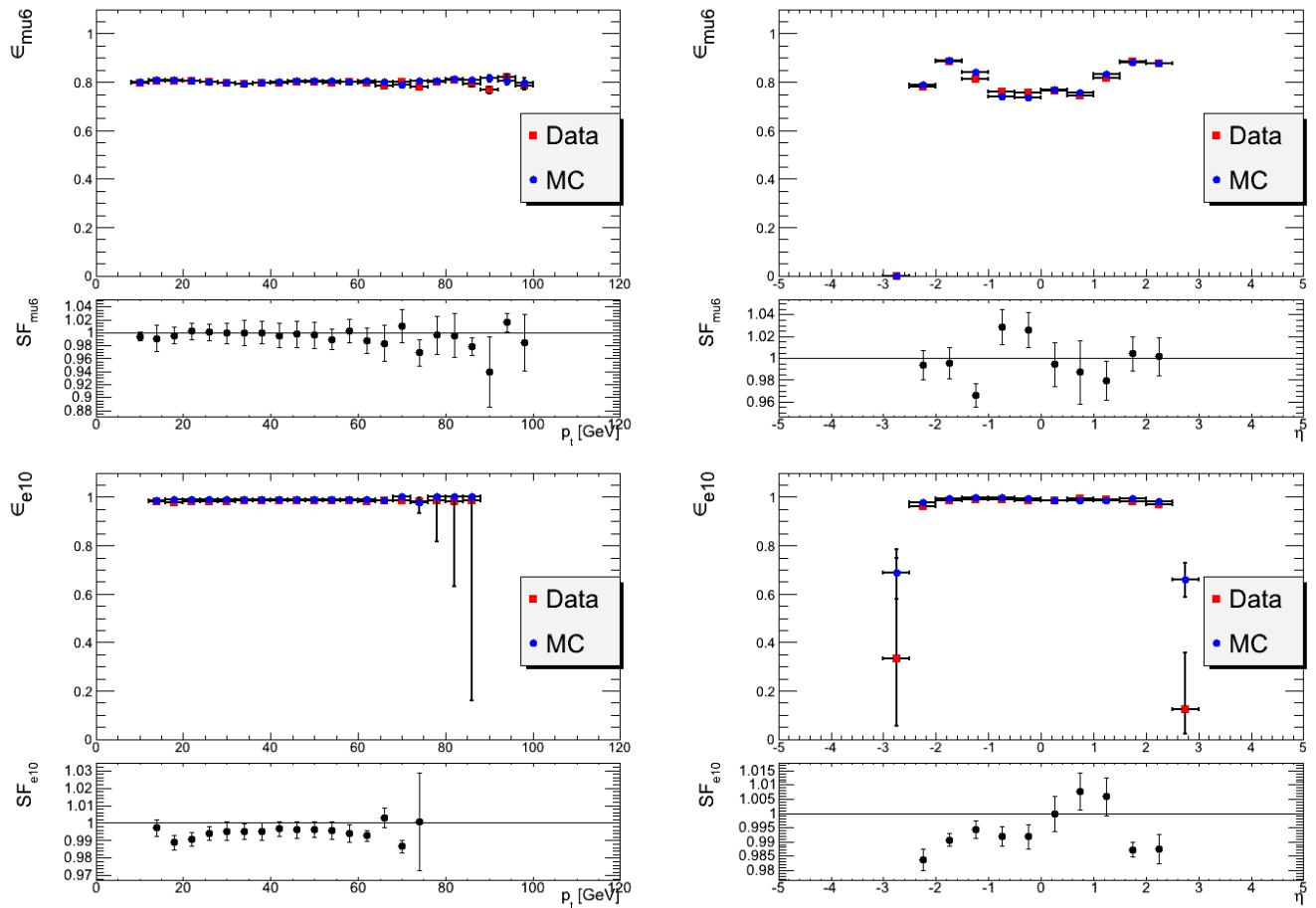


Abbildung 19: Die Einzel-Muon-*trigger*-Komponente des Zwei-Lepton-*trigger* oben. Die Einzel-Elektron-*trigger*-Komponente des Zwei-Lepton-*trigger* unten. Links in Abhängigkeit von p_t rechts in Abhängigkeit von η

die von η abhängigen Gewichte im Bereich von 2%. Beide sind dabei mit signifikanten systematischen Unsicherheiten behaftet, welche sich diesmal auch für die Skalierungsfaktoren als Funktion von η feststellen lässt. Für diese *trigger*-Nachweiswahrscheinlichkeiten befinden sich alle Leptonen in der Plateauregion der von p_t abhängigen Effizienz, da die *trigger*-Schwellen dieser Einzel-Lepton-*trigger* einige GeV unter den p_t -Schnitten der Identifikationskriterien von 15 GeV für Elektronen und 10 GeV für Muonen beginnen.

5.4.4 Skalierungsfaktoren für ein Ereignis das vom Zwei-Lepton-*trigger* aufgezeichnet wurde

Aus der linken Seite von Abbildung 20 und 21 sieht man, dass die Skalierungsfaktoren als Funktion von p_t sowohl für die Elektronen- als auch für die Muonen-*trigger* ausserhalb einer

Anfangsregion niedriger Werte von p_t signifikant von 1 abweichen. Diese Anfangsregion endet dabei, wie zu erwarten kurz hinter der nominellen *trigger*-Schwelle der Einzel-Lepton-*trigger*. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da die *trigger* mit unterschiedlich hohen Schwellen oberhalb der höheren *trigger*-Schwelle stark korreliert sind: es ist sehr unwahrscheinlich, dass ein Elektron mit $p_t > 40$, das den *e10_medium-trigger* ausgelöst hat den *e20_medium-trigger* nicht auslöst. Die Abweichungen der Skalierungsfaktoren sind dabei deutlich überwiegend Abweichungen nach oben: die Korrekturfaktoren sind hinter dem Anfangsbereich zumeist größer als 1. Dies entspricht dem Sachverhalt, dass im tatsächlich durchgeführten Experiment der oben beschriebene unwahrscheinliche Fall öfter vorkommt, als von der Monte-Carlo Simulation vorhergesagt. Die Abweichungen vom „Idealfaktor“ 1 sind teils stark: an mehrere Punkten im p_t -Spektrum des *trigger e20_medium* muss man den unwahrscheinlichen Fall mit einem Korrekturfaktor um die 3 versehen. Eine solche große Abweichung ist allerdings nicht sehr erstaunlich: geht man vom Skalierungsfaktor $SF = \frac{\epsilon^{Data}}{\epsilon^{MC}}$ in einem festgelegten *bin* aus so kann man zwei Fälle unterscheiden:

$$(i) \quad \epsilon^{Data} > \epsilon^{MC} \Leftrightarrow \epsilon^{Data} = \epsilon^{MC} + x$$

$$(ii) \quad \epsilon^{Data} \leq \epsilon^{MC} \Leftrightarrow \epsilon^{Data} = \epsilon^{MC} - x$$

für den Skalierungsfaktor zieht das nach sich:

$$(i) \quad SF = \frac{\epsilon^{Data}}{\epsilon^{MC}} = \frac{\epsilon^{MC} + x}{\epsilon^{MC}} = 1 + x/\epsilon^{MC} \text{ mit } x > 0$$

$$(ii) \quad SF = \frac{\epsilon^{Data}}{\epsilon^{MC}} = \frac{\epsilon^{MC} - x}{\epsilon^{MC}} = 1 - x/\epsilon^{MC} \text{ mit } x \geq 0$$

Für feste Werte des Unterschiedes der Effizienzen x findet man, dass die Abweichung von eins mit der sinkender Effizienz ϵ^{MC} rasch zunimmt. Das heißt haben zwei Effizienzen, eine aus tatsächlichen Ereignissen bestimmte ϵ^{Data} und eine Effizienz aus simulierten Ereignissen ϵ^{MC} den gleichen Abstand x , so wird die Abweichung vom „Idealfaktor“ 1 bei geringeren Gesamteffizienzen drastischer sein. Die rechte Seite der Abbildungen 20 und 21 bestätigt, dass Ereignissen einer Simulation im spezifizierten Fall ein großes Gewicht gegeben werden muss. Dies vor allem vor dem Hintergrund bemerkenswert, da sehr viele (78%) Kandidaten für ein $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ den Zwei-Lepton-*trigger-trigger* auslösen. Man vergleiche dazu Abschnitt 1.5

5.4.5 Skalierungsfaktoren aus Ineffizienzen

Die Skalierungsfaktoren für den Fall dass ein Ereignis vom Einzel-Elektron-*trigger* aufgezeichnet wurde, aber vom Einzel-Muon-*trigger* verworfen finden sich in Abbildung 22. Sie wurden aus den Ineffizienzen berechnet anstatt aus den Effizienzen. Der Korrekturfaktor für den Fall, dass eine Ereignis aufgezeichnet wird, dass *mu18_MG* nicht passiert ist in einem Anfangsbereich bis etwa 60 GeV mit 1 verträglich, danach kommt es zu Abweichungen in beide Richtungen. Der Korrekturfaktor abhängig von p_t für den Fall, dass das Ereignis von *mu18_MG_medium* verworfen wurde spricht generell für eine Gewichtung solcher Ereignisse mit einem Faktor größer

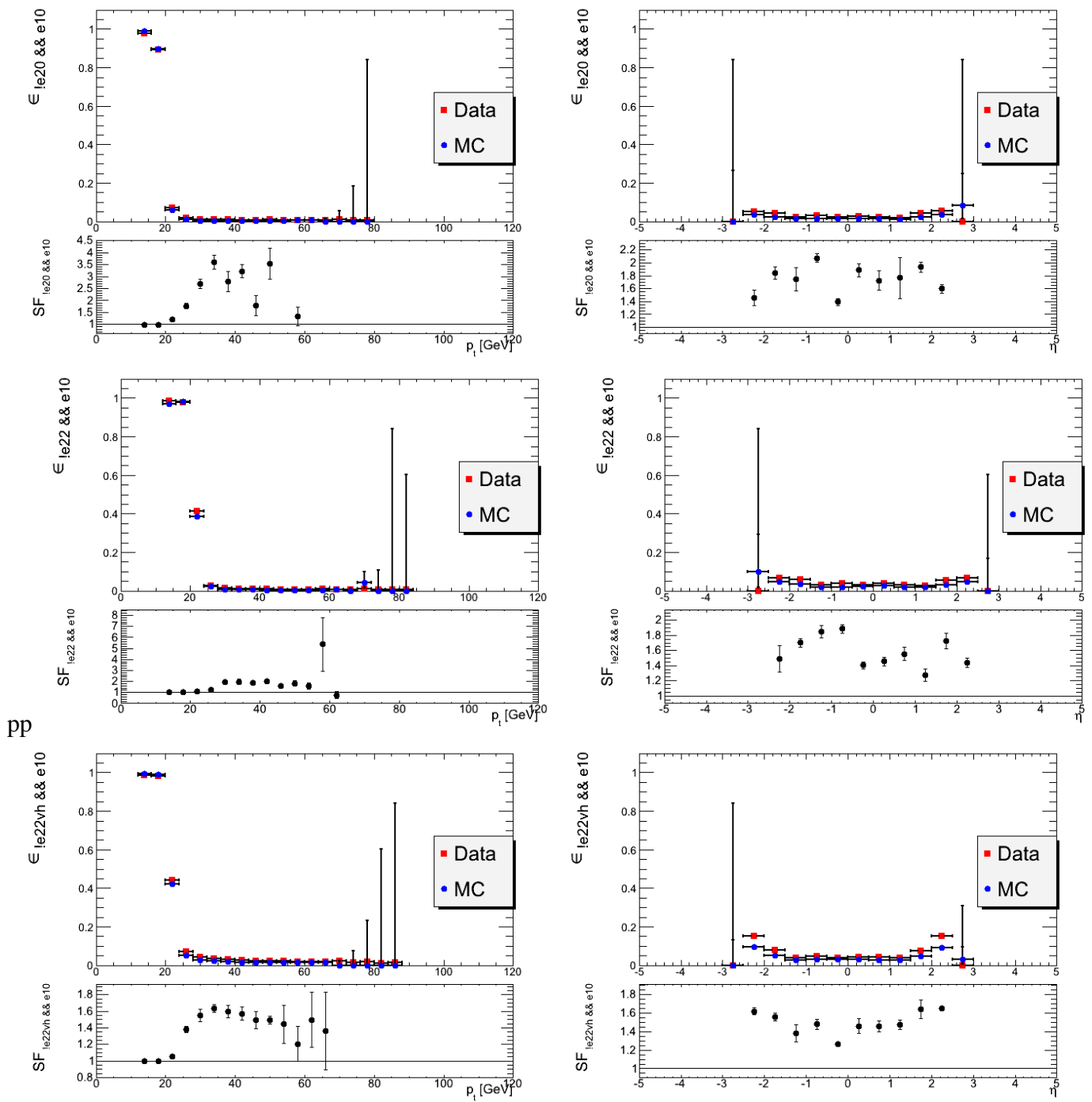


Abbildung 20: Eine Zusammenfassung der Effizienzen und Skalierungsfaktoren für die Fälle in denen eine die Einzel-Elektron-*trigger*-Komponente $e10_{medium}$ des Zwei-Lepton-*trigger* ausgelöst wurde der Einzel-Elektron-*trigger* aber nicht. Links in Abhängigkeit von p_t rechts in Abhängigkeit von η

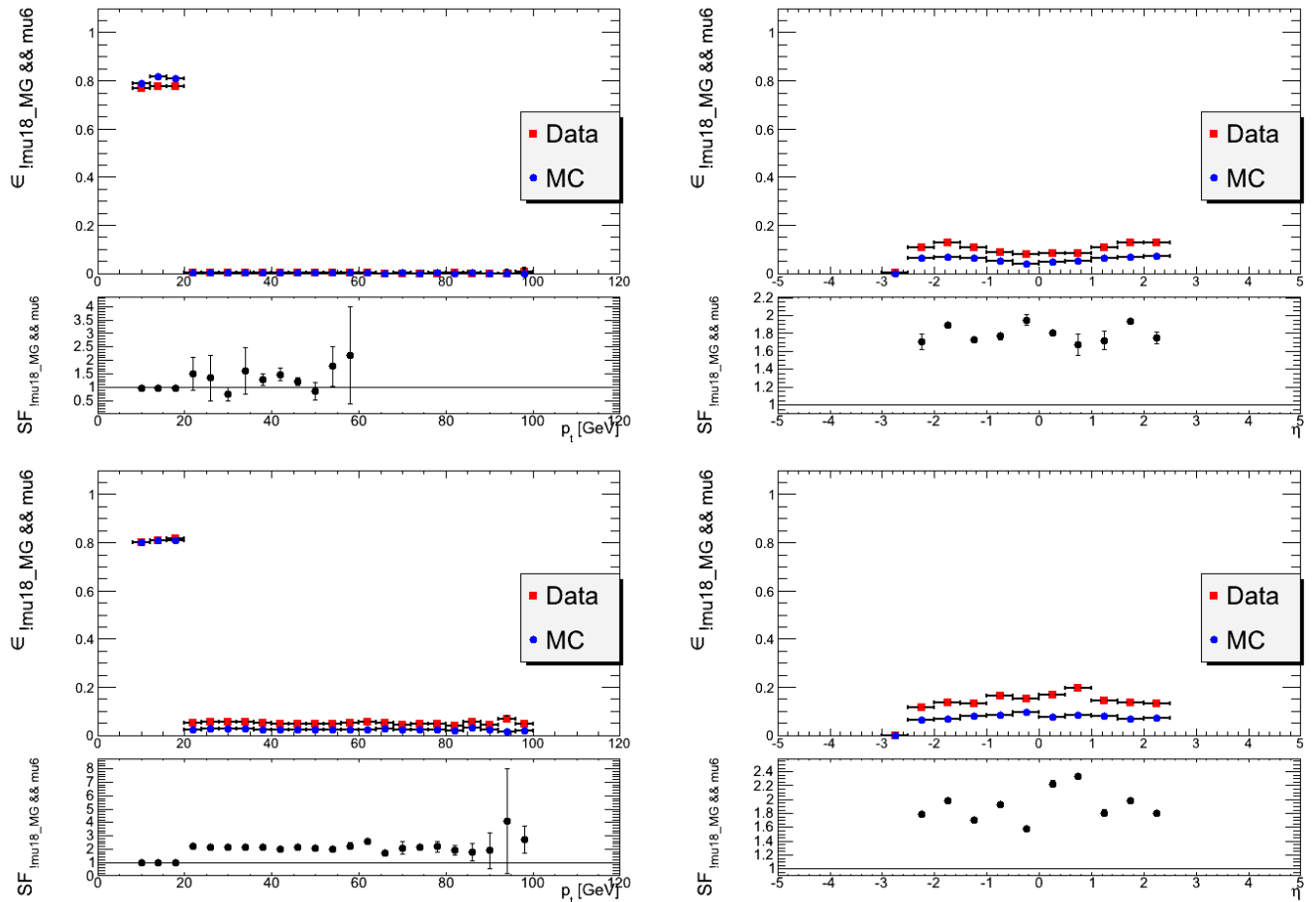


Abbildung 21: Eine Zusammenfassung der Effizienzen und Skalierungsfaktoren für die Fälle in denen eine die Einzel-Muon-trigger-Komponente mu6 des Zwei-Lepton-trigger ausgelöst wurde der Einzel-Muon-trigger aber nicht. Links in Abhängigkeit von p_t rechts in Abhängigkeit von η

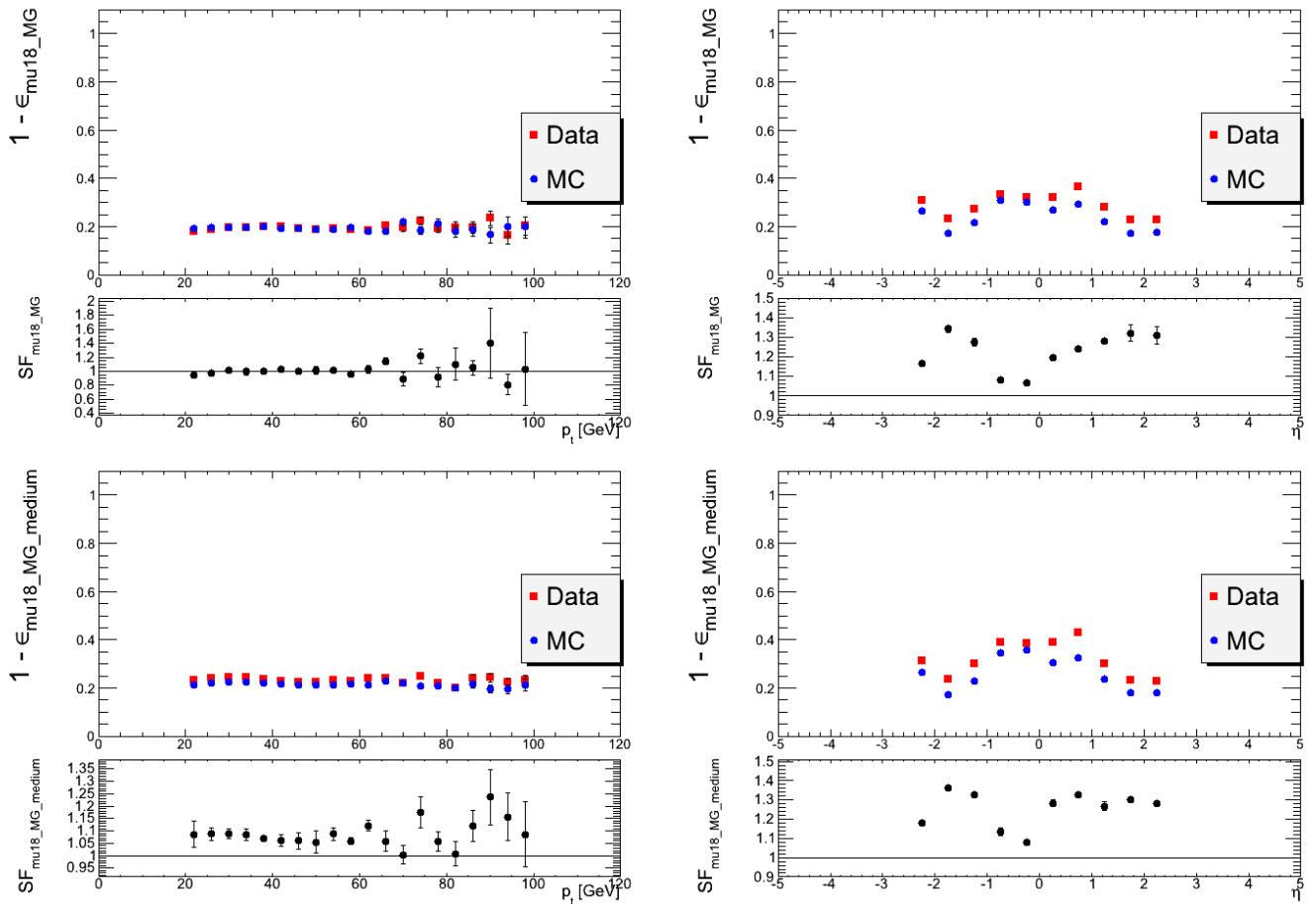


Abbildung 22: Eine Zusammenfassung der Effizienzen und Skalierungsfaktoren für die Einzel-Muon-trigger berechnet aus den Ineffizienzen der *trigger*. Links in Abhängigkeit von p_t rechts in Abhängigkeit von η

1: der Mittelwert beträgt etwa 1,1. Selbes sagen auch die Skalierungsfaktoren als Funktion von η für beide Einzel-Muon-trigger. Auch wenn für diesen Fall, wie auch im Fall, dass ein Ereignis vom Zwei-Lepton-trigger aufgezeichnet wurde gilt, dass die geringen Effizienzen (der Ineffizienzen in diesem Fall) eine Abweichung vergrößern so ist doch auffällig, dass diese Abweichung hier nicht so stark ausfällt, wie in obigem Fall.

Insgesamt betrachtet ist die Übereinstimmung der aus vom Detektor aufgezeichneten Nachweiswahrscheinlichkeiten mit den aus simulierten Ereignissen bestimmten, recht gut. Im Rahmen dieser Studie konnte für alle möglichen *trigger*-Entscheidungen im $e\mu$ -Kanal Gewichtungsfaktoren für Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt werden.

6 Zusammenfassung

Vorliegende Studie hatte das Ziel *trigger*-Effizienzen für Ereignisse mit einem Elektron und einem Muon im Endzustand zu untersuchen. Dies ist beispielsweise für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ von Bedeutung. Die Untersuchung geschah in Abhängigkeit der beiden Messgrößen des transversalen Impulses p_t und der Pseudorapidität η . Aus den ermittelten Effizienzen der *trigger*-Mechanismen konnten Skalierungsfaktoren für die Gewichtung von simulierten Ereignissen bestimmt werden. Erstmals können nun mit den gewonnenen Skalierungsfaktoren exakte Gewichte für Verknüpfungen von Einzel-Elektron-*trigger*, Einzel-Muon-*trigger* und einem Elektron-Muon-*trigger* `e10_medium_mu6` am ATLAS-Experiment angewandt werden. Dafür wurde eine spezielle Reihenfolge im Abfragefluss der *trigger*-Logik entworfen aus dem zu bestimmen ist, mit welchem Skalierungsfaktor ein simuliertes Ereignis gewichtet werden muss. Eine Validierung der so gewonnen Korrekturfaktoren steht allerdings noch aus.

Die Große Effizienz der Einzel-Elektron-*trigger* wurde auch in dieser Studie festgestellt. Sowohl für die Effizienzen als Funktion von p_t als auch als Funktion von η findet man, dass sie in einer Plateauregion fast vollständig effizient sind. Kleinere Effizienzen für größere Beträge der Pseudorapidität konnten festgestellt werden. Eine Untersuchung der Frage, ob dies mit der Betrachtung von Leptonen zu tun hat, die ausserhalb der Plateauregion der p_t -Effizienz liegen konnte in dieser Studie nicht durchgeführt werden wären allerdings wünschenswert. Die Skalierungsfaktoren als Funktion des transversalen Impulses sind für die Einzel-Elektron-*trigger* in der Plateauregion innerhalb von einer 1% Genauigkeit mit 1 verträglich, die von η abhängigen Korrekturfaktoren sind es innerhalb der Plateauregion mit einer Genauigkeit von 5%. Dies spiegelt eine gute Übereinstimmung der Detektorsimulation mit dem Ansprechverhalten des Detektors für Elektronen wider.

In Bezug auf den Einzel-Muon-*trigger* konnte festgestellt werden, dass die Skalierungsfaktoren im Bereich großer Werte von p_t (etwa ab 70 GeV) zu höheren Unsicherheiten neigen und bei einer Gewichtung von simulierten Ereignissen (den *trigger* `mu18_MG` abhängig von p_t ausgenommen) mit einem niedrigen Gewicht versehen werden sollten. Für den *trigger* `mu18_MG` kann man feststellen, dass die Monte-Carlo-Simulation das Ansprechverhalten des Detektors in Abhängigkeit des transversalen Impulses für Impulse kleiner als 60 GeV gut widerspiegelt, die gemittelte Abweichung des Skalierungsfaktors liegt unter 1%.

Im Falle dass ein Ereignis keinen Einzel-Lepton-*trigger* passiert jedoch vom Zwei-Lepton-*trigger* aufgezeichnet wird. Konnte festgestellt werden, dass das Ereignis in einer Monte-Carlo Simulation ein großes Gewicht erhalten sollte. Dies ist vor allem vor dem Hintergrund interessant, dass in einer motivierenden Vorstudie dieser Arbeit aus einem Higgszerfall Monte-Carlo Datensatz ermittelt wurde, dass die große Mehrheit (78%) der $e\mu$ -Ereignisse die Bedingungen des Zwei-Lepton-*trigger* `e10_medium_mu6` erfüllen.

Auch wurden Skalierungsfaktoren aus den Ineffizienzen der Einzel-Muon-*trigger* bestimmt. Sie sprechen dafür, dass Ereignisse welche vom Einzel-Elektron-*trigger* aufgezeichnet werden im vorgeschlagenen Abfragefluss ein höheres Gewicht bekommen sollen. Und sagen aus, dass die Ineffizienz des *trigger*-Systems für einzelne Muonen im ATLAS-Detektor größer ist, als die Monte-Carlo Simulation annimmt.

Die in vorliegender Studie ermittelten Ergebnisse können auch in zukünftigen Analyseperioden verwendet werden.

Literatur

- [1] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation, 3 (2008) S08003.
- [2] The ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics*, CERN-OPEN-2008-020 (2008).
- [3] Glashow S. L., *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579-588.
- [4] Weinberg S., *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264-1266.
- [5] Salam A., *Elementary Particle Theorie*, Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [6] Higgs P. W., *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132-133.
- [7] Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B., *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585-587.
- [8] Higgs P. W., *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145** (1966) 1156-1163.
- [9] Englert F., Brout R., *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321-322.
- [10] R. Barate et al. [LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations], *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. B565 (2003) 61-75. [hep-ex/0306033].
- [11] T. CDF, D. Collaborations, t. T. N. Phenomena and H. W. Group, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb⁻¹ of Data*, arXiv:1107.5518 [hep-ex].
- [12] The ATLAS Collaboration, *Combined Standard Model Higgs Boson Searches in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-112 (2011).
- [13] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, CERN-PH-EP-2011-078 (2011).
- [14] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson in the Decay Mode $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS-COM-PHYS-2011-1611.
- [15] Schmüser, P., *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Heidelberg, (1998).

- [16] Dittmaier, S., et al, *Handbook of LHC Higgs cross sections: 1. inclusive variables*, (2011), arXiv:1101.0593v3 [hep-ph]
- [17] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Electron and Photon Trigger in p - p Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2011*, ATLAS-CONF-2012-048 (2012).
- [18] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Muon Trigger in p - p collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS-CONF-2010-095, (2010).
- [19] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ decay mode with 4.7 fb^{-1} of ATLAS data at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS-CONF-2012-014 (2012).
- [20] Ullrich, T., Xu, Z., *Treatment of Errors in Efficiency Calculations*, arXiv:physics/0701199v1, (2008).