

Studien von τ -Leptonsignaturen mit einer schnellen Simulation der Kalorimeter des ATLAS Detektors

Diplomarbeit
vorgelegt von
Evelyn Schmidt

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs



**Fakultät für Mathematik und Physik
der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg,**

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.2	Die elektroschwache Wechselwirkung	6
2.3	Der Higgs-Mechanismus des Standardmodells	8
2.3.1	Massen der Fermionen	10
2.4	Quantenchromodynamik	10
2.4.1	Physik bei Proton-Proton-Kollisionen	11
2.4.2	Wichtige Higgs-Produktionskanäle und Higgs-Zerfälle am LHC	13
3	Der ATLAS-Detektor am LHC	17
3.1	Der Large Hadron Collider	17
3.2	Der ATLAS-Detektor	18
3.2.1	Der innere Detektor	21
3.2.2	Das Kalorimeter	22
3.2.3	Das Myonsystem	25
3.2.4	Das Triggersystem	25
3.3	Die Ereignisrekonstruktion im ATLAS-Detektor	26
3.3.1	Die Spurrekonstruktion	26
3.3.2	Rekonstruktion von Elektronen und Photonen	27
3.3.3	Myon-Rekonstruktion	27
3.3.4	Rekonstruktion von τ -Leptonen	28
3.3.5	Jet-Rekonstruktion	28
4	Die schnelle Kalorimetersimulation	29
4.1	Einleitung	29
4.1.1	Die volle ATLAS Simulation	30
4.1.2	Die schnelle Simulation ATLFAST	30
4.2	Verbesserung der schnellen Simulation	30
4.2.1	Vereinfachungen in der neuen Kalorimetersimulation	31
4.2.2	Grundlagen der Parametrisierung	33
4.2.3	Die Energieparametrisierung	34
4.2.4	Die Parametrisierung der Schauform	38
4.2.5	Zusammenfassung der Simulationsschritte	41

4.2.6	Auswirkungen der Vereinfachungen	41
5	Vergleiche der schnellen zur vollen Simulation	45
5.1	Vergleiche der schnellen zur vollen Simulation für verschiedene Versionen der Detektorsimulation	45
5.1.1	Identifizierung von Photonen und Elektronen	46
5.1.2	Vergleiche für Photonen	48
5.1.3	Vergleiche für Elektronen	52
5.1.4	Vergleiche für Pionen	55
5.1.5	Vergleiche für Elektronen und Jets	57
5.1.6	Zusammenfassung der Vergleiche für die Elektron-Variablen	60
5.1.7	τ -Leptonen	61
5.1.8	Identifikation von τ -Leptonen	62
5.1.9	Vergleiche für τ -Variablen anhand von Pion Ereignissen	66
5.1.10	Vergleiche für τ -Leptonen anhand von $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen	68
6	Korrekturen der schnellen Simulation	73
6.1	Rekonstruktionseffizienz-Verteilungen und Likelihood-Verteilung der τ -Leptonen	73
6.2	Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz für die τ -Kandidaten der schnellen Simulation	75
6.3	Korrektur der Likelihood-Verteilung für die τ -Leptonen der schnellen Simulation	82
6.4	Anwendung der Korrekturen auf $t\bar{t}$ Ereignisse	87
6.5	Anwendung der Korrekturen auf Jet-Ereignisse	89
6.6	Verwendung der Korrekturen	93
7	Analyse des Zerfalls $H \rightarrow \tau\tau$ ($1 \nu\nu h\nu$) im Produktionskanal der Vektorboson-Fusion	95
7.1	Verwendete simulierte Ereignisse	97
7.2	Beschreibung der VBF $H \rightarrow \tau\tau$ ($1 \nu\nu h\nu$) Analyseschnitte	98
7.2.1	Selektierung der Elektron-Kandidaten	100
7.2.2	Selektierung der Myon-Kandidaten	102
7.2.3	Selektierung der τ -Kandidaten	103
7.2.4	Die fehlende transversale Energie	105
7.2.5	Die transversale Masse	106
7.2.6	Die Topologie der höchstenergetischen Jets	107
7.2.7	Das Veto auf die zentralen Jets	110
7.2.8	Rekonstruierte invariante Masse des τ - τ -Systems	111
7.2.9	Tabellen der Ereignisselektion	115
7.3	Alternative Selektion für $t\bar{t}$ Ereignisse	119
7.4	Diskussion der Ergebnisse	122
8	Zusammenfassung	123

A Anwendung der Korrekturen auf $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse und $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	125
Tabellenverzeichnis	130
Abbildungsverzeichnis	132
Literaturverzeichnis	138
Danksagung	141

1 Einleitung

Die Beschreibung der Bestandteile der Materie und der fundamentalen Kräfte, die zwischen ihnen wirken, ist ein grundlegendes Bestreben der Physik. Theoretische und experimentelle Fortschritte haben in der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts zur Entwicklung des Standardmodells der Teilchenphysik geführt. In dieser sehr erfolgreichen Theorie werden alle bekannten elementaren Teilchen als Fermionen beschrieben und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte werden durch den Austausch von Bosonen formuliert. Dadurch gelingt es, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft zu beschreiben, wobei die elektromagnetische und schwache Kraft zur elektroschwachen Kraft vereinheitlicht werden konnten. Leider konnte die Gravitation mit diesem theoretischen Modell bisher nicht erfasst werden.

Das Standardmodell der Teilchenphysik hat sich vielfach bewährt und seine Vorhersagen konnten durch Messungen an Teilchenbeschleunigern bis zu Energien von einigen hundert GeV bestätigt werden. Besonders herausragend war die Entdeckung der W- und Z-Bosonen 1983 am SPS¹⁾ am CERN²⁾, die vom Glashow-Salam-Modell der elektroschwachen Vereinheitlichung vorhergesagt wurden. Weiterhin haben sehr präzise Messungen der Eigenschaften des Z-Bosons am LEP³⁾-Beschleuniger konsistente Ergebnisse mit der Theorie des Standardmodells ergeben. Eine weitere eindrucksvolle Bestätigung der Theorie lieferte 1995 die Entdeckung des top-Quarks am Tevatron⁴⁾.

Das letzte vorhergesagte und bisher noch nicht entdeckte Teilchen des Standardmodells ist das Higgs-Boson. Dieses Teilchen ist für die Generierung der Massen der W- und Z-Bosonen und aller Fermionen zuständig und stellt somit einen essentiellen Baustein der Theorie dar. Die Masse des Higgs-Bosons wird von der Theorie nicht vorhergesagt und aus den bisherigen direkten Suchen ist nur eine experimentelle Untergrenze von $114 \text{ GeV}/c^2$ bekannt. Die Ergebnisse der indirekten elektroschwachen Präzisionsmessungen bevorzugen ein leichtes Higgs-Boson mit einer Masse unter $200 \text{ GeV}/c^2$, weshalb sich die Suchen auf diesen Massenbereich konzentrieren. Das Higgs-Boson koppelt bevorzugt an schwere Teilchen und in einem Massenbereich unter $140 \text{ GeV}/c^2$ gehören Zerfallskanäle, die τ -Leptonen in den Endzuständen beinhalten, zu den aussichtsreichsten Kanälen für eine Entdeckung.

Trotz der erfolgreichen Vorhersagen des Standardmodells kann diese Theorie nicht alle Phänomene beschreiben und selbst nach einer möglichen Entdeckung des Higgs-Bosons verbleiben noch ungelöste Probleme. Insbesondere können viele offene Fragen der Kosmologie nur unter Einbeziehung der Gravitation beantwortet werden. So haben astronomische und kosmologische Beobachtungen gezeigt, dass die Materie im Universum nicht nur aus den Teilchen bestehen

¹Super Proton Synchrotron

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

³Large Electron-Positron Collider, CERN

⁴TeV Synchrotron, Fermilab, Chicago

kann, die durch das Standardmodell beschrieben werden. Tatsächlich werden nur etwa 5% der beobachteten Energiedichte im Weltall von den uns bekannten Teilchen verursacht. Der restliche Anteil besteht zu etwa 23% aus dunkler Materie und zu 72 % aus dunkler Energie, die jedoch beide noch weitgehend unerforscht sind.

Aus diesen und weiteren Gründen wird eine erweiterte Theorie benötigt, die das Standardmodell beinhaltet. Die wohl populärsten möglichen Erweiterungen des Standardmodells stellt die Gruppe der supersymmetrischen Theorien dar, die für jedes bosonische Teilchen ein fermionisches Partnerteilchen und umgekehrt postuliert. Diese Theorien können auch einen Kandidaten für die bisher unerklärte dunkle Materie liefern.

Zur Erforschung dieser erweiterten Theorien und um die Erkenntnisse im Bereich des Standardmodells der Teilchenphysik weiter voranzutreiben, wurde in den letzten Jahren ein neuer Beschleuniger am CERN gebaut und soll in diesem Sommer seinen Betrieb aufnehmen. Am *Large Hadron Collider* (LHC) werden Protonen mit einer nie zuvor erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV aufeinander prallen und eine hohe Anzahl von Wechselwirkungen ermöglichen. Für die Kollisionen sind vier Wechselwirkungspunkte vorgesehen, an denen sich Detektoren befinden. Zur Untersuchung hochenergetischer Proton-Proton-Kollisionen werden die Universaldetektoren ATLAS⁵⁾ und CMS⁶⁾ besonders wichtig sein. Diese Detektoren ermöglichen eine Untersuchung eines möglichst weiten Bereichs neuer physikalischer Ereignisse, wobei ein Schwerpunkt die Bestätigung einer möglichen Existenz des Higgs-Bosons darstellt.

Diese bisher unentdeckten Prozesse treten jedoch sehr selten auf. Die hohe instantane Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ verursacht am LHC extrem hohe Ereignisraten, wodurch erst die Erzeugung interessanter Ereignisse in ausreichender Anzahl ermöglicht wird.

Um die kommenden Daten, die mit den Detektoren am LHC aufgezeichnet werden, zu interpretieren und mit den Vorhersagen der theoretischen Modelle zu vergleichen, ist eine Simulation der Ereignisse und des Detektors von grundlegender Bedeutung. Aufgrund der enorm hohen Kollisionsraten treten am LHC die bekannten Prozesse des Standardmodells extrem oft auf. Da für die Entdeckung neuer physikalischer Phänomene eine effiziente Unterdrückung der bekannten Prozesse des Standardmodells notwendig ist, müssen zur Abschätzung des Standardmodell-Untergrunds hohe Anzahlen von simulierten Ereignissen erzeugt werden.

Die Ereignissimulation des ATLAS-Detektors basiert auf einer sehr detaillierten Beschreibung der Detektorgeometrie und der Wechselwirkungen der entstehenden Teilchen mit dem Detektormaterial. Dadurch ist die Simulation sehr genau, aber zu zeitaufwändig für die Erzeugung der geforderten Menge an simulierten Ereignissen.

Um eine schnellere Simulation zu erhalten, die den Ergebnissen der vollen Simulation möglichst nahe kommt, wurde in den letzten zwei Jahren eine schnelle Kalorimetersimulation entwickelt. Der erste Teil dieser Diplomarbeit bestand darin, während der Entwicklung der schnellen Kalorimetersimulation deren Ergebnisse zu überprüfen und Abweichungen zur detaillierten Simulation aufzufinden und zu analysieren.

Im zweiten Teil der Diplomarbeit wurde der für die Entdeckung eines leichten Higgs-Bosons sehr interessante Kanal der Produktion eines Higgs-Bosons durch Fusion von schweren Vek-

⁵A Toroidal LHC Apparatus

⁶Compact Muon Spectrometer

torbosonen und anschließendem Zerfall in zwei τ -Leptonen betrachtet. Im untersuchten Kanal zerfällt eines der τ -Lepton hadronisch und das andere leptonisch. Die schnelle Simulation wird dabei zur Erzeugung der komplexen Signal- und Untergrundereignisse verwendet.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt, gefolgt von einer Beschreibung des ATLAS-Detektors in Kapitel 3, an die sich eine Einführung der schnellen Simulation in Kapitel 4 anschließt. Danach werden in Kapitel 5 die Ergebnisse der schnellen Simulation im Vergleich zur detaillierten Simulation vorgestellt und zusätzlich ausgearbeitet Korrekturen im anschließenden Kapitel 6 beschrieben. Im Kapitel 7 folgt die Behandlung der $H \rightarrow \tau\tau$ ($l \nu \nu h \nu$)-Analyse im Produktionsprozess der Vektorboson-Fusion.

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Dieses Kapitel soll einen Einblick in die theoretischen Grundlagen geben, die für die später behandelte Analyse in dieser Diplomarbeit wichtig sind. In den folgenden Abschnitten wird eine kurze Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben und die Notwendigkeit des Higgs-Feldes und des zugehörigen Higgs-Bosons dargelegt. Anschließend werden die verschiedenen Higgs-Produktionsmechanismen in Proton-Proton Kollisionen und die wichtigsten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons vorgestellt. Eine sehr viel detailliertere Einführung in die Theorie ist in [1] zu finden.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elementaren Teilchen und deren Wechselwirkungen untereinander durch die starke, die schwache und die elektromagnetische Kraft. Somit ist das Standardmodell in der Lage, drei von vier elementaren Wechselwirkungen in einem Modell zusammenzufassen. Lediglich die Gravitation bleibt unberücksichtigt.

Die Bausteine der Materie werden als Fermionen beschrieben und tragen den Spin $1/2$. Die Wechselwirkungen unter den Teilchen werden von Austauschpartikeln vermittelt, die den Spin 1 tragen und somit Bosonen sind. Das Standardmodell ist eine sehr erfolgreiche Theorie, die eine Beschreibung fast aller experimenteller Daten mit sehr hoher Genauigkeit bis zu einer Energie von einigen hundert GeV ermöglicht.

Die zugrundeliegende Theorie des Standardmodells ist die Quantenfeldtheorie. Diese kombiniert Prinzipien der Quantentheorie und der speziellen Relativitätstheorie und basiert auf dem Konzept der lokalen Eichinvarianz. Die Wechselwirkungen und Eigenschaften der Teilchen werden mit Hilfe des Lagrange-Formalismus beschrieben. Aus der Lagrangedichte des Standardmodells \mathcal{L}_{SM} können die Bewegungsgleichungen durch Minimierung der Wirkung $S = \int d^4x \mathcal{L}_{SM}$ bestimmt werden. In der Quantenfeldtheorie hängt die Lagrangedichte dabei von den beschriebenen Feldern und deren kovarianten Ableitungen ab. Die Form der Lagrangedichte wird von Symmetrieeigenschaften und den zugehörigen Transformationsgruppen bestimmt, unter denen die Wirkung S und somit auch die Bewegungsgleichungen invariant sind.

Die zugrundeliegende Eichgruppe des Standardmodells ist die Gruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Diese beschreibt die starke, die schwache und die elektromagnetische Kraft. Die lokale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie beschreibt die vereinheitlichte elektroschwache Kraft. Die Generatoren der Gruppe sind die schwache Hyperladung Y und die drei Operatoren des schwachen Isospins T_i . Die starke Wechselwirkung gehorcht der $SU(3)_C$ Symmetriegruppe und diese wird von acht Ope-

ratoren λ_C erzeugt, die Farbladung tragen.

Leptonen			s	T	T^3	Q	Y	
$L_f =$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/2	0	-1
				1/2	1/2	-1/2	-1	-1
	$(\nu_e)_R$	$(\nu_\mu)_R$	$(\nu_\tau)_R$	1/2	0	0	0	0
	e_R	μ_R	τ_R	1/2	0	0	-1	-2
Quarks			s	T	T^3	Q	Y	
$Q_f =$	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/2	2/3	1/3
				1/2	1/2	-1/2	-1/3	1/3
	u_R	c_R	t_R	1/2	0	0	2/3	4/3
	d_R	s_R	b_R	1/2	0	0	-1/3	-2/3

Tabelle 2.1: Die elementaren Quarks und Leptonen mit zugehörigen Quantenzahlen. Bedeutung der Quantenzahlen: s =Spin, T =schwacher Isospin, T^3 =dritte Isospinkomponente, Q =elektrische Ladung, Y =Hyperladung.

In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht der fundamentalen Fermionen des Standardmodells mit ihren wichtigsten Quantenzahlen dargestellt. Die Fermionen, aufgeteilt in Leptonen und Quarks, treten mit identischen Quantenzahlen in je drei Familien auf. Die verschiedenen Generationen der Fermionen unterscheiden sich lediglich in ihrer Masse. Die uns umgebende bekannte Materie ist nur aus den Bausteine der ersten Familie aufgebaut. Der Index L bzw. R kennzeichnet den links- bzw. rechtshändigen Helizitätszustand eines Fermions. Die linkshändigen Fermionen mit gleicher schwacher Hyperladung Y werden jeweils zu einem linkshändigen Dublett zusammengefasst. Diese Fermionen stellen die beiden Isospinkomponenten $T^3 = \pm \frac{1}{2}$ eines Isospinzustandes $T = \frac{1}{2}$ dar.

Die Eigenzustände d'_L , s'_L und b'_L bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung sind Linearkombinationen aus den Masseneigenzuständen d , s und b mit welchen sie über die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix verbunden sind.

2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung geht auf Glashow, Salam und Weinberg zurück [2] [3] [4], wofür diese im Jahr 1979 den Nobel-Preis der Physik erhielten. Das Glashow-Salam-Weinberg-Modell (GSW-Modell) vereinigt die elektromagnetische und die schwache Wech-

selwirkung und wird beschrieben durch die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichgruppe. Die elektroschwache Wechselwirkung der Fermionen wird durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt. Zur $U(1)_Y$ -Gruppe gehört das Eichfeld B_μ und mit der $SU(2)_L$ sind die drei Eichfelder W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) verbunden. Die linkshändigen Fermionen stellen Dubletts unter der $SU(2)_L$ -Transformation dar, die rechtshändigen Fermionen jedoch Singletts.

Unter Berücksichtigung der kinematischen Terme für die Vektorbosonen hat die Lagrangedichte des GSW-Modells folgende Form:

$$\mathcal{L}_{ew} = i\bar{L}\gamma^\mu D_\mu L + i\bar{R}\gamma^\mu D_\mu R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

wobei L und R die linkshändigen Dubletts bzw. rechthändigen Singletts bezüglich des schwachen Isospins darstellen. Um die Eichinvarianz zu gewährleisten ist die kovariante Ableitung definiert als

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_i W_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (2.2)$$

g und g' beschreiben die Kopplungen der Bosonfelder an die Fermionfelder. Die T_i sind die Generatoren der $SU(2)_L$ -Gruppe, für die eine mögliche Darstellungen durch die Pauli-Matrizen gegeben ist. Y bezeichnet den Generator der Gruppe $U(1)$. Die Hyperladung Y , die elektrische Ladung Q und der schwache Isospin T_3 sind über die Beziehung $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ miteinander verbunden.

Die Feldstärketensoren der $SU(2)_L$ - und $U(1)_Y$ -Gruppe zugehörigen Eichfelder sind gegeben durch:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.3)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.4)$$

In den experimentellen Daten zeigt sich, dass die Eichfelder B_μ und W_μ^i aufgrund ihrer Quantenzahlen nicht mit den physikalisch beobachteten Feldern übereinstimmen. Die Eichfelder mischen sich in der folgenden Weise zu den physikalischen Feldern :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (2.5)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (2.6)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.7)$$

Dabei ist der schwache Mischungswinkel θ_W (Weinberg-Winkel) ein experimentell zu bestimmender Parameter, der die Kopplungskonstanten g und g' mit der elektrischen Ladung über die Beziehung $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$ verknüpft.

Die vorgestellte Theorie beschreibt die Kopplungen zwischen den Fermionen und den Eichfeldern A_μ , W_μ^\pm und Z_μ für zugehörige masselose Eichbosonen. Aus Experimenten weiß man jedoch, dass die W - und Z -Bosonen eine Masse haben. Der Versuch explizite Massenterme für das Z -Boson und die W -Bosonen der Form

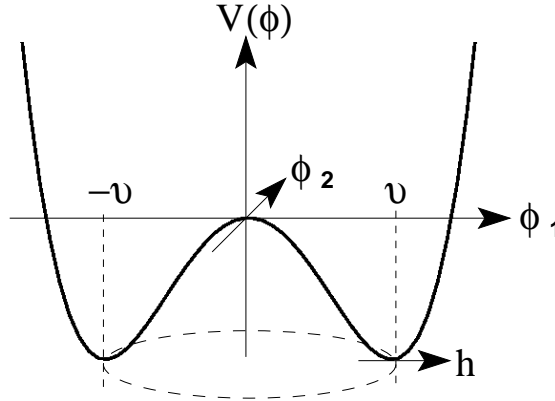


Abbildung 2.1: Das Potential $V = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4$ eines komplexen skalaren Feldes für $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$.

$$m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (2.8)$$

in die Lagrangedichte einzufügen, würde sowohl die $U(1)_Y$ als auch die $SU(2)_L$ Symmetrie verletzen. Diese Symmetrien wurden jedoch für die Lagrangedichte vorausgesetzt.

2.3 Der Higgs-Mechanismus des Standardmodells

Mit Hilfe des Higgs-Mechanismus [5] [6] gelingt es, das Problem der Verletzung der Eichinvarianz bei direkten Massentermen zu umgehen. Hierzu wird ein komplexes Higgs-Dublett Φ postuliert

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ \phi_1^0 + i\phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Diese Dublett wird durch die folgenden Lagrangedichte beschrieben:

$$L_{higgs} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (2.10)$$

Der erste Term beschreibt die Kopplung der elektroschwachen Felder an das Higgs-Feld. Durch den zweiten Term in 2.10 wird ein Potential für das Higgs-Feld eingeführt. Die Lagrangedichte enthält für das Higgs-Feld und das zugehörige Higgs-Boson als einziges Teilchen im Standardmodell ein äußeres Potential $V(\Phi)$ der Form:

$$V = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4 \quad (2.11)$$

Wird nun die spezielle Wahl $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ für die Parameter getroffen, so erhält man ein Potential, wie es in Abbildung 2.1 zu sehen ist. Das Minimum des Potentials befindet sich nicht bei $\Phi = 0$, sondern es entsteht ein Kreis in der ϕ_1 - ϕ_2 -Ebene, auf dem die Minima des Potentials liegen. Dieser Kreis wird durch die Relation $\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2$ bestimmt, mit $v^2 = -\mu^2/\lambda^2$. Es ist nicht möglich eine vollständige Lösung für die Felder der Lagrangedichte des Standardmodells anzugeben. Deshalb muß für die Berechnungen eine Entwicklung in einer Störungsreihe um ein Minimum der Felder durchgeführt werden. Das Higgs-Feld Φ wird dazu in ein Minimum transformiert. Dies geschieht üblicherweise durch die Wahl der unitären Eichung

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

welche jedoch willkürlich ist. Wird das Feld um ein solches Minimum herum entwickelt, so erhält man die folgende neue Form für das Higgs-Feld

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Für das Feld Φ in Gleichung 2.13 ist das Potential $V(\Phi)$ nicht mehr symmetrisch. Man spricht deshalb von einer spontanen Symmetriebrechung durch die Wahl eines speziellen Grundzustandes.

Für die Lagrangedichte nach der spontanen Symmetriebrechung ergibt sich

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = & \frac{1}{4} (2\partial_\mu \partial^\mu + \lambda v^2 - 2\lambda v H(x) - \lambda H(x)^2) (v + H(x))^2 \\ & + \frac{g^2}{8} (2W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{Z_\mu Z^\mu}{\cos^2 \theta_W}) H(x)^2 (v + H(x))^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Betrachtet man nur die Terme, in denen ausschließlich die Felder W_μ^\pm und Z_μ enthalten sind

$$\frac{1}{2} \left(\frac{vg}{2} \right)^2 (2W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{Z_\mu Z^\mu}{\cos^2 \theta_W}) \quad (2.15)$$

so erkennt man darin die gesuchten Massenterme für die W- und Z-Bosonen in der Form $m_W = \frac{1}{2}vg$ und $m_Z = vg/2\cos\theta_W$. Somit wird der Zusammenhang $\cos\theta_W = m_W/m_Z$ vorhergesagt.

Separiert man aus der Lagrangedichte 2.14 alle Terme, die quadratisch im Higgs-Feld $H(x)$ sind, dann erhält man:

$$\frac{1}{2} (2\lambda v^2) H^2(x) \quad (2.16)$$

Hierbei handelt es sich um den Massenterm für das Higgs-Feld selbst, was zu einer Higgs-Masse von $m_H = \sqrt{2\lambda v^2}$ führt. Für den Parameter v lässt sich aus den experimentell ermittelten Massen der W- und Z-Bosonen ein Wert von $v \approx 246$ GeV bestimmen. Jedoch ist der Wert für den Parameter λ unbekannt und somit kann auch über die Masse des Higgs-Bosons keine Aussage gemacht werden.

Das Higgs-Boson ist das einzige Teilchen des Standardmodells, dass bisher noch nicht entdeckt wurde. Am LEP-Experiment wurde eine direkte Suche betrieben und aus den experimentellen Daten kann auf die Masse des Higgs-Bosons eine untere Schranke von $m_H > 114,4 \text{ GeV}/c^2$ [7] gesetzt werden. Elektroschwache Präzisionsmessungen bei LEP favorisieren ein Higgs-Boson mit einer Masse unter $190 \text{ GeV}/c^2$ [7], unter der Annahme, dass das Standardmodell vollständig ist und keine weiteren Teilchen oder Kräfte existieren.

Sollte es jedoch Erweiterungen zum Standardmodell geben, kann keine allgemeine obere Grenze auf die Masse des Higgs-Bosons gesetzt werden. Allerdings wird auch von vielen dieser erweiternden Theorien ein leichtes Higgs-Boson mit einer Masse unter $200 \text{ GeV}/c^2$ bevorzugt.

2.3.1 Massen der Fermionen

Aus dem Higgs-Mechanismus entstehen die Massenterme für die Fermionen nicht automatisch. Es werden hierfür Yukawa-Wechselwirkungsterme zwischen den Fermionen und dem Higgs-Dublett postuliert. Somit entsteht eine Lagrangedichte der Form :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_f [\bar{L}\Phi R + \bar{R}\Phi^\dagger L]. \quad (2.17)$$

Nach Einsetzen des symmetriebrochenen Higgs-Feldes erhält man für die Kopplungsstärken g_f des Higgs-Bosons an die Fermionen eine Proportionalität zur Fermionmasse.

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}. \quad (2.18)$$

Die Kopplungsstärken g_f werden nicht vorhergesagt und sind für jedes Fermion anders.

2.4 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik beschreibt die starke Wechselwirkung, die auf Quarks wirkt und von den Gluonen vermittelt wird. Sie wurde in den 70'er Jahren des letzten Jahrhunderts von O. Greenberg, Y. Nambu, F. Wilczek, D. Gross und D. Politzer ausgearbeitet.

Die QCD basiert auf der Annahme, dass Hadronen aus elementaren Quarks bestehen, die keine weitere Unterstruktur haben. Die Quarks tragen die elektrische Ladung $2/3$ oder $-1/3$ und eine von drei möglichen Farbladungen. Jedes Quark stellt ein Triplet im Farbraum dar, auf das die $SU(3)_C$ -Transformation wirkt. Alle anderen Teilchen sind bezüglich dieser Transformation Singletts und bleiben somit unverändert.

Wie schon erwähnt, sind die linkshändigen Quarkeigenzustände bezüglich der Untergruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ nicht identisch zu den Eigenzuständen bezüglich der Untergruppe $SU(3)_C$. Die Eigenzustände bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung ergeben sich aus den $SU(3)_C$ -Eigenzuständen durch eine Drehung mittels der (3×3) -Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix:

$$\begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Die Lagrangedichte der Quantenchromodynamik zur Beschreibung der starken Wechselwirkung von Quarks und Gluonen lautet:

$$\mathcal{L}_{qcd} = \sum_{\text{flavors } f} i \bar{q}_f \gamma^\mu D_\mu q_f - \frac{1}{4} G_\mu^i G_\mu^i. \quad (2.20)$$

Wobei q_f das Farbtuplett für die Quark-Sorte f bezeichnet und die kovariante Ableitung D_μ definiert ist über:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\lambda_i}{2} G_\mu^i \quad (2.21)$$

Die Generatoren der $SU(3)_C$ Gruppe sind die Gell-Mann Matrizen $\lambda_i (i = 1, \dots, 8)$, G_μ^i sind die acht Gluon-Felder der QCD und g ist eine dimensionslose Kopplungskonstante.

Die Gluonfelder tragen Farbladung und dies führt zur Selbstkopplung der Gluonen, was im Gluonfeldtensor erfasst ist:

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k \quad (2.22)$$

Bei f_{ijk} handelt es sich um die Strukturkonstanten der Gruppe $SU(3)$.

Durch die nicht-abelsche Struktur der $SU(3)$ -Gruppe tragen die Gluonen als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung selbst Farbladung in Form einer Farbe und einer Anti-Farbe und ermöglichen dadurch den Farbaustausch zwischen den Quarks. Dies hat auch zur Folge, dass die starke Kopplungskonstante α_s bei großen Abständen sehr stark wird. Deshalb treten Quarks nicht frei auf sondern es bilden sich immer gebundene Zustände von farbneutralen Hadronen aus. Diese Tatsache ist unter dem Begriff *confinement* bekannt.

Andererseits wird die starke Kopplungskonstante bei sehr geringen Abständen sehr klein und die Quarks verhalten sich wie freie Teilchen innerhalb der Hadronen. Dieses Verhalten wird *asymptotische Freiheit* genannt und ermöglicht in diesem Grenzfall hoher Energien die Benutzung der Störungstheorie zur Berechnung von QCD-Prozessen.

2.4.1 Physik bei Proton-Proton-Kollisionen

Im Vergleich zu $e^+ e^-$ Kollisionen ist die Berechnung des Wirkungsquerschnittes bei Proton-Proton-Kollisionen komplizierter, da die kollidierenden Teilchen eine Substruktur besitzen. Die Energie des Protons verteilt sich auf seine Konstituenten. Zwischen den Valenzquarks werden kontinuierlich Gluonen ausgetauscht und Quark-Antiquark Paare, sogenannte Seequarks, entstehen und vernichten sich wieder innerhalb des Protons. All diese stattfindenden Prozesse können nicht mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden, da die starke Kopplungskonstante bei diesen Prozessen zu groß wird.

Zu einer hadronischen Wechselwirkung der Form:

$$A + B = c + X \quad (2.23)$$

wobei c zum Beispiel das Higgs-Boson sein kann und X die Überreste der Protonen A und B , kann ein Unterprozess für die Partonen a und b betrachtet werden

$$a + b = c, \quad (2.24)$$

dessen Wirkungsquerschnitt mit Hilfe des Lagrange-Formalismus berechnet werden kann. Nun soll aus dem Wirkungsquerschnitt des Unterprozesses $\sigma_{a+b \rightarrow c}$ der hadronische Wirkungsquerschnitt des vollständigen Prozesses $\sigma_{A+B \rightarrow c+X}$ berechnet werden. Dazu wird die Wahrscheinlichkeit ein Parton a mit dem Energieanteil x_a im Hadron A zu finden benötigt und ebenso für das Parton b . Diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f_a^A(x_a, Q^2)$, die vom Impulsübertrag abhängig ist, wird *Parton Density Function* genannt. Mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die Partonen a und b kann der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt folgendermaßen dargestellt werden:

$$d\sigma(A + B \rightarrow cX) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_a^A(x_a, Q^2) f_b^B(x_b, Q^2) d\sigma(a + b \rightarrow c) \quad (2.25)$$

wobei die Summe über alle möglichen Kombinationen der Partonen a und b läuft, die den Endzustand c erzeugen können.

Der Prozess kann aufgeteilt werden in einen harten Streuprozess, der im Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses $\sigma_{a+b \rightarrow c}$ enthalten ist, und einen sogenannten weichen Prozess mit niederem Q^2 , der in den PDFs enthalten ist und nicht störungstheoretisch behandelt werden kann. Diese Aufspaltung des Prozesses in zwei Teile wird Faktorisierung genannt und ist nur möglich, weil die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen unabhängig vom Prozess sind und experimentell gemessen werden können. Die Messung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für Quarks geschieht z.B. mittels Elektron-Proton und Elektron-Neutron-Streuung. Diese Messungen finden jedoch bei niedrigeren Energien statt, als am LHC zu erwarten sind.

Die bei einer bestimmten Energie gemessenen Dichtefunktionen können mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichung auf andere Energien extrapoliert werden. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f_q(x, Q^2)$ für ein Quark q ändert sich mit dem Impulsübertrag Q folgendermaßen:

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 f_q(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \frac{dy}{y} \quad (2.26)$$

In dieser Formel bezeichnet α_s die starke Kopplungskonstante und $P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$ wird als Aufspaltungsfunktion bezeichnet. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein Quark mit dem Anteil x der Hadronenergie durch Gluonabstrahlung aus einem Quark mit dem Energieanteil y entstanden ist. Die Gleichung muß zur Berücksichtigung von Gluon-Spaltung in Gluonen oder Quark-Antiquark-Paare entsprechend erweitert werden. Die Aufspaltungsfunktionen können mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden.

Der eigentliche Prozess bei Hadron-Kollisionen findet zwischen den Partonen statt. Dies bringt neben den aufgezeigten Herausforderungen in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes noch

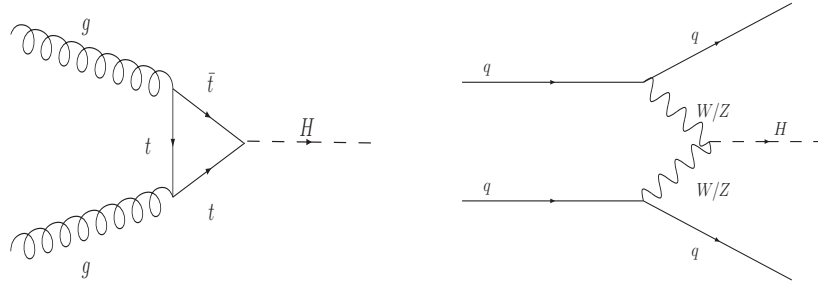


Abbildung 2.2: Feynman-Graphen zur Gluon-Fusion (links) und zur Vektorboson-Fusion (rechts).

eine weitere Besonderheit mit sich. Die Impulse der wechselwirkenden Partonen sind nicht bekannt. Für die Rekonstruktion von Ereignissen mit unbeobachtbaren Teilchen, wie z.B. Neutrinos, können somit keine Randbedingungen der Strahlenergie herangezogen werden. Da die Partonen aber in erster Näherung keinen Transversalimpuls besitzen, kann die Impulserhaltung in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung ausgenutzt werden. Dies wird in der Observable des *fehlenden transversalen Impulses* \vec{p}_T berücksichtigt.

Desweiteren ist das Ruhesystem der harten Kollision nicht mehr identisch mit dem Laborsystem, da das partonische Ruhesystem einen Lorentzboost in longitudinaler Richtung erfährt. Die Beschreibung der Vierervektoren bei der Streuung findet nicht mehr über den Streuwinkel θ statt, sondern über die Rapidität y , die dem *boost* aus dem System mit rein transversalem Impuls entspricht. Im masselosen Grenzfall wird daraus die *Pseudorapidität* $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Rapiditäten, die im partonischen Ruhesystem berechnet wurden, lassen sich leicht in das Laborsystem umrechnen, da die Rapiditäten sich unter einem Lorentzboost einfach addieren. Zusätzlich wird durch die Verwendung der Pseudorapidität der interessante Bereich kleiner Winkel entzerrt.

2.4.2 Wichtige Higgs-Produktionskanäle und Higgs-Zerfälle am LHC

Bei Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV werden zur Produktion eines Higgs-Bosons mit einer Masse geringer als $1 \text{ TeV}/c^2$ vor allem die Proton-Konstituenten mit niedrigen x -Werten beitragen. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist besonders groß für Gluonen, die einen geringen Anteil x des Gesamtimpulses der Protonen tragen. Deshalb weist der Gluon-Fusionsprozess den größten Wirkungsquerschnitt über den gesamten Bereich der Higgs-Masse bis $1 \text{ TeV}/c^2$ auf (s. Abb. 2.4 links), obwohl dieser Prozess erst auf Schleifenniveau möglich ist, wie in Abbildung 2.2 auf der linken Seite zu sehen ist.

Den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt liefert der Vektorboson-Fusionsprozess, der ausführlich diskutiert wird in [8] und [9]. Der zugehörige Feynmangraph ist in Abbildung 2.2 auf der rechten Seite zu sehen. Dieser Produktionskanal ermöglicht eine bessere Untergrundreduktion als der

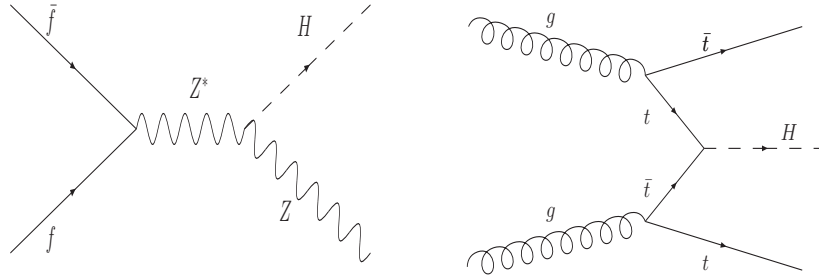


Abbildung 2.3: Feynman-Graphen zur assoziierten Higgs-Produktion mit einem Z -Boson (links) und zur assoziierten $t\bar{t}$ -Higgs-Produktion (rechts).

Gluon-Fusionsprozess, da neben dem Higgs-Boson noch zwei Jets im Endzustand auftreten. Der Higgs-Strahlungs-Prozess ist in Abbildung 2.3 auf der linken Seite dargestellt und der Feynmangraph für die assoziierten $t\bar{t}$ -Higgs-Produktion auf der rechten Seite. Beide Produktionskanäle sind für eine Entdeckung des Higgs-Bosons wichtig, weisen jedoch einen geringeren Wirkungsquerschnitt als die Vektorboson-Fusion oder die Gluon-Fusion auf.

Direkte Zerfälle des Higgs-Bosons finden bevorzugt in schwere Teilchen statt und hängen von der Masse des Higgs-Bosons ab. Zerfälle in Gluonen und Photonen werden nur über eine Quark-Schleife möglich. Da in den Zerfallsprozessen die Quantenzahlen der elektroschwachen und starken Theorie erhalten sein müssen, sind nur Zerfälle möglich, in denen Paare aus Teilchen und Anti-Teilchen entstehen. In Abbildung 2.4 ist auf der rechten Seite das Verzweungsverhältnis der Higgs-Boson-Zerfälle zu sehen. Für Higgs-Massen in einem Bereich unter $120 \text{ GeV}/c^2$ dominieren die Zerfälle in $b\bar{b}$ -Paare und in $\tau^+\tau^-$ -Paare. Im Massenbereich von $120 \text{ GeV}/c^2$ bis $1 \text{ TeV}/c^2$ finden überwiegend Zerfälle in W^+W^- - und Z^+Z^- -Paare statt.

In dieser Arbeit wird im Kapitel 8 die Analyse für ein Higgs-Boson mit einer Masse von $120 \text{ GeV}/c^2$ näher betrachtet, das mittels Vektorboson-Fusion produziert wurde und anschließend in ein $\tau^+\tau^-$ -Paar zerfällt. Wie schon erwähnt zeichnet sich die Vektorboson-Fusion durch zwei Jets aus, die im Detektor mit großer Rapidität auftreten. Mit den Forderungen, dass beide Jets einen gewissen Abstand in der Rapidität aufweisen und in entgegengesetzten Detektorhemisphären liegen, können die kinematischen Eigenschaften des Prozesses genutzt werden, um Untergrundbeiträge zu reduzieren.

Außerdem ist zu beachten, dass bei der Vektorboson-Fusion kein Farbaustausch zwischen den beiden Quarkströmen stattfindet. Dadurch wird eine hadronische Aktivität im zentralen Detektorbereich stark unterdrückt. Dies ist für viele Untergrundprozesse nicht der Fall und diese Eigenschaft kann im Rahmen eines Vetos auf zentrale Jets genutzt werden.

Die Eigenschaften des Prozesses werden in der Einführung zum Kapitel 7 ausführlicher erläutert.

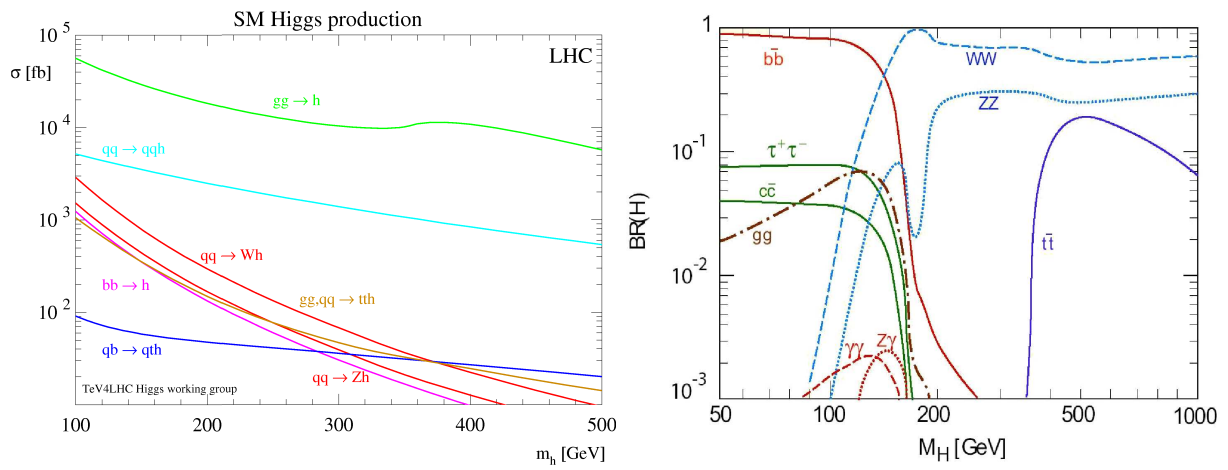


Abbildung 2.4: Die wichtigsten Higgs-Produktionsmechanismen und ihre Wirkungsquerschnitte (links) sowie die Verzweungsverhältnisse (rechts) der Higgs-Boson-Zerfälle. Die Abbildungen sind den Referenzen [10] und [11] entnommen.

3 Der ATLAS-Detektor am LHC

Das folgende Kapitel beinhaltet eine kurze Beschreibung des *Large Hadron Collider*¹⁾ LHC und eine Betrachtung des ATLAS²⁾-Detektors.

Der Einbau des LHC am CERN³⁾ bei Genf in der Schweiz in den bereits existierenden LEP⁴⁾ Tunnel ist fertiggestellt. Der ATLAS-Detektor ist als Multifunktionsdetektor geplant und fast vollständig installiert.

3.1 Der Large Hadron Collider

Am LHC sollen Proton-Proton-Kollisionen bei einer nie zuvor erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV untersucht werden. Bis Ende 2008 soll der Beschleuniger seinen Betrieb am CERN aufnehmen. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, verläuft der LHC ringförmig etwa 100 Meter unter der Erde und hat einen Umfang von 27 km. An insgesamt vier verschiedenen Wechselwirkungspunkten sind Experimente vorgesehen. Für den Proton-Proton-Betrieb werden die Experimente ATLAS und CMS⁵⁾ von besonderer Bedeutung sein. Ihr Detektoraufbau ermöglicht die Entdeckung neuer physikalischer Prozesse im Energiebereich bis zu mehreren TeV. Das LHCb⁶⁾ Experiment soll intensive Studien zur Physik der b-Quarks fortsetzen und zudem eine höhere Präzision in Messungen der CP-Verletzung erreichen. Das vierte Experiment, ALICE⁷⁾, wird seinen Schwerpunkt auf die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas setzen, das bei Kollisionen schwerer Ionen entstehen kann. Dies soll zu einem besseren Verständnis des Verhaltens der Kernbausteine bei sehr hohen Dichten und Temperaturen beitragen.

Am LHC sollen neue physikalische Phänomene entdeckt werden. Dazu ist eine hohe Schwerpunktsenergie erforderlich, um schwere Teilchen erzeugen zu können und eine hohe Luminosität, so dass seltene Ereignisse in ausreichender Anzahl auftreten. Die Luminosität ist wie folgt definiert:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 N_B c}{A_{eff} U}. \quad (3.1)$$

N_p ist hierbei die Anzahl der Protonen pro Paket - auch *Bunch* genannt, N_B die Anzahl der Pakete, c die Lichtgeschwindigkeit, A_{eff} die effektive Querschnittsfläche der Pakete und U der

¹Im Folgenden werden alle englischen Begriffe kursiv geschrieben

²A Toroidal LHC ApparatuS

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Large Electron-Positron Collider

⁵Compact Muon Spectrometer

⁶The Large Hadron Collider beauty experiment

⁷A Large Ion Collider Experiment

Umfang der Ringes. Zu Beginn der Laufzeit des LHC ist eine erste Phase mit sogenannter „niedriger“ Luminosität von $10^{33} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ geplant. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} im ersten Jahr bei 100 Tagen Laufzeit. Nach drei Jahren soll die Luminosität um einen Faktor zehn erhöht werden und die integrierte Luminosität würde dann 100 fb^{-1} pro Jahr betragen. Durch die hohen Luminositäten können nach einiger Zeit der Datennahme selbst Prozesse mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten genau untersucht werden.

Um die hohe Luminosität und Schwerpunktsenergie zu erreichen, werden die Protonen zuerst im SPS⁸⁾ auf 450 GeV vorbeschleunigt. Nach Erreichen einer Mindestdichte werden die Pakete in den LHC eingekoppelt. Im LHC dauert die Beschleunigung von 450 GeV auf 7 TeV etwa 20 Minuten. Der Protonenstrahl soll aus 2835 *Bunches* bestehen, wobei sich $\approx 10^{11}$ Protonen in einem *Bunch* befinden, welcher eine Länge von 7,5 cm und ein Durchmesser von $30 \mu\text{m}$ hat.

Die Protonen müssen im Ring auf einer Kreisbahn gehalten werden. Dazu werden 1232 supraleitende Dipolmagnete am LHC verwendet, die eine maximale Feldstärke von 8,33 Tesla erzeugen können. Diese hohen Feldstärken können nur erreicht werden, wenn die Magnete bei einer Temperatur von 1,9 Kelvin betrieben werden.

Der Strahl wird mehrere Stunden im Ring verbleiben und Kollisionen können an den Wechselwirkungspunkten stattfinden. Zur Beschleunigung der Protonen auf 7 TeV und zur Kompensation des Energieverlustes durch die Synchrotronstrahlung werden acht supraleitende Kavitäten mit einem Feldgradienten von 5 MV/m benutzt.

3.2 Der ATLAS-Detektor

Für viele interessante physikalische Prozesse werden, wie bereits im Kapitel 2 erwähnt, kleine Wirkungsquerschnitte erwartet. Die sehr hohe Luminositäten am LHC führen zu hohen Wechselwirkungsraten. Diese sind erforderlich, um die interessanten Ereignisse trotzdem in ausreichender Zahl zu erzeugen. Bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV beträgt der totale Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt ca. 80 mb und es treten bei einer instantanen Luminosität von $10^{34} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ etwa 10^9 inelastische Ereignisse pro Sekunde auf. Dies stellt eine ernsthafte Herausforderung an die Experimente dar. Zudem wird erwartet, dass jeder Ereigniskandidat für neue Physik durchschnittlich von 23 inelastischen Ereignissen pro Kollision der Protonpakete begleitet wird.

Des weiteren ist bei Proton-Proton Kollisionen der QCD Jet Produktions-Wirkungsquerschnitt dominant. Um die charakteristischen Signaturen bzw. Endzustände der physikalisch interessanten Ereignisse im Detektor zu messen, wird deshalb vor allem eine gute Teilchenidentifikation für Elektronen, Myonen, Photonen, und τ -Leptonen benötigt. Daraus gehen folgende Anforderungen an den ATLAS-Detektor hervor:

- Sehr gute elektromagnetische Kalorimeter zur Energiemessung und Identifikation von Elektronen und Photonen im zentralen Kalorimeterbereich und in den Endkappen.

⁸Super Proton Synchrotron

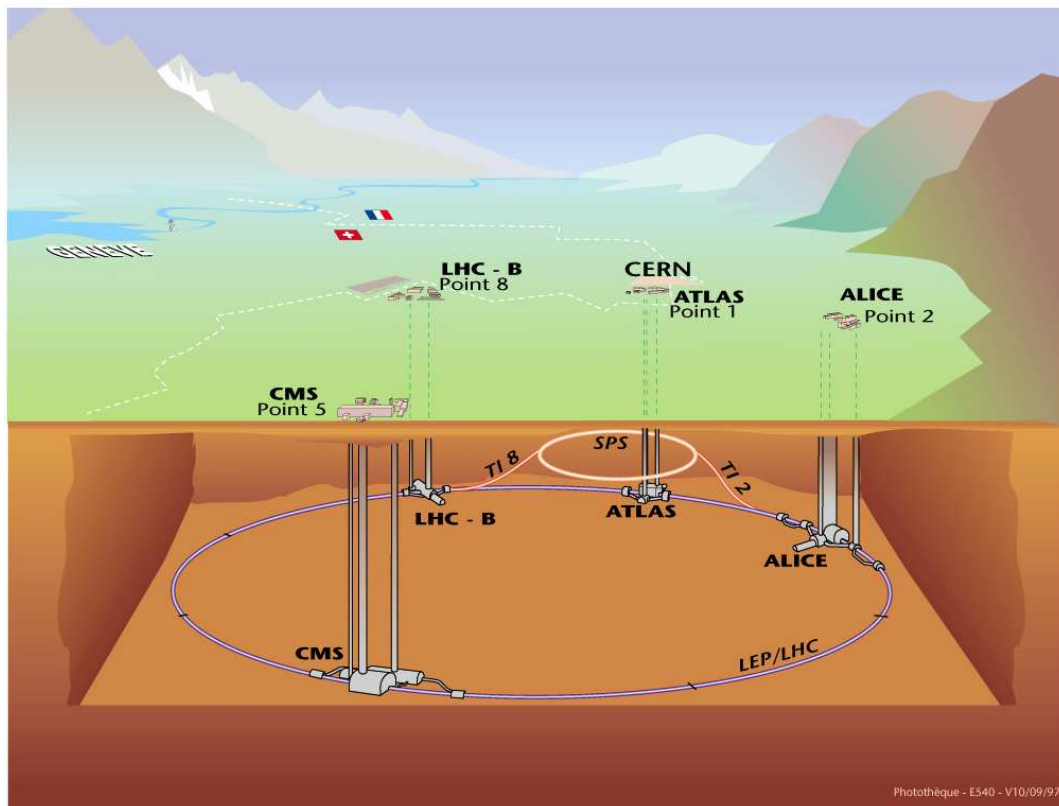


Abbildung 3.1: Schematische Übersicht der Anordnung der vier LHC-Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb am LHC-Ring.

- Hadronische Kalorimeter im zentralen Bereich und in den Endkappen mit guter Energieauflösung, da die Dicke der elektromagnetischen Kalorimeter nicht zur vollständigen Messung der hadronischen Jets ausreicht.
- Präzise Impulsmessung der Leptonen im inneren Spurdetektor.
- Genaue Impulsmessung der Myonen in einem separaten Myon-System.
- Effiziente und schnelle Trigger-Systeme zur Auswahl physikalisch interessanter Ereignisse.
- Hermetizität des Detektors zur Abdeckung eines möglichst großen Winkelbereichs, um eine gute Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie zu ermöglichen.

Der ATLAS-Detektor ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt und besteht aus mehreren Komponenten, die schalenförmig um das Strahlrohr und den Wechselwirkungspunkt angeordnet

sind. Nächstliegend zur Strahlachse befindet sich der innere Detektor, der von einem Solenoidmagneten umschlossen wird. Daran schließen sich die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter an. Die Myonkammern bilden die äußersten Lagen des Detektors. Zur Beschreibung des Detektors wird folgendes Koordinatensystem verwendet:

- Der Ursprung wird durch den nominellen Wechselwirkungspunkt festgelegt.
- Die Strahlachse bildet die z-Achse des Systems.
- Relativ zur Strahlachse wird der Polarwinkel θ gemessen, durch den die Pseudorapidität η ausgedrückt werden kann:

$$\eta = -\ln(\tan\theta/2) \quad (3.2)$$

- Der Azimuthalwinkel in der transversalen Ebene zur Strahlachse wird mit ϕ bezeichnet.

Eine detaillierte Beschreibung aller Komponenten, die auch technische Aspekte beinhaltet, ist in den *Technical Design Reports* [12] der ATLAS Kollaboration zu finden. Alle in diesem Kapitel verwendeten Abbildungen sind dem *Detector Paper* [13] entnommen.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Detektorkomponenten kurz beschrieben.

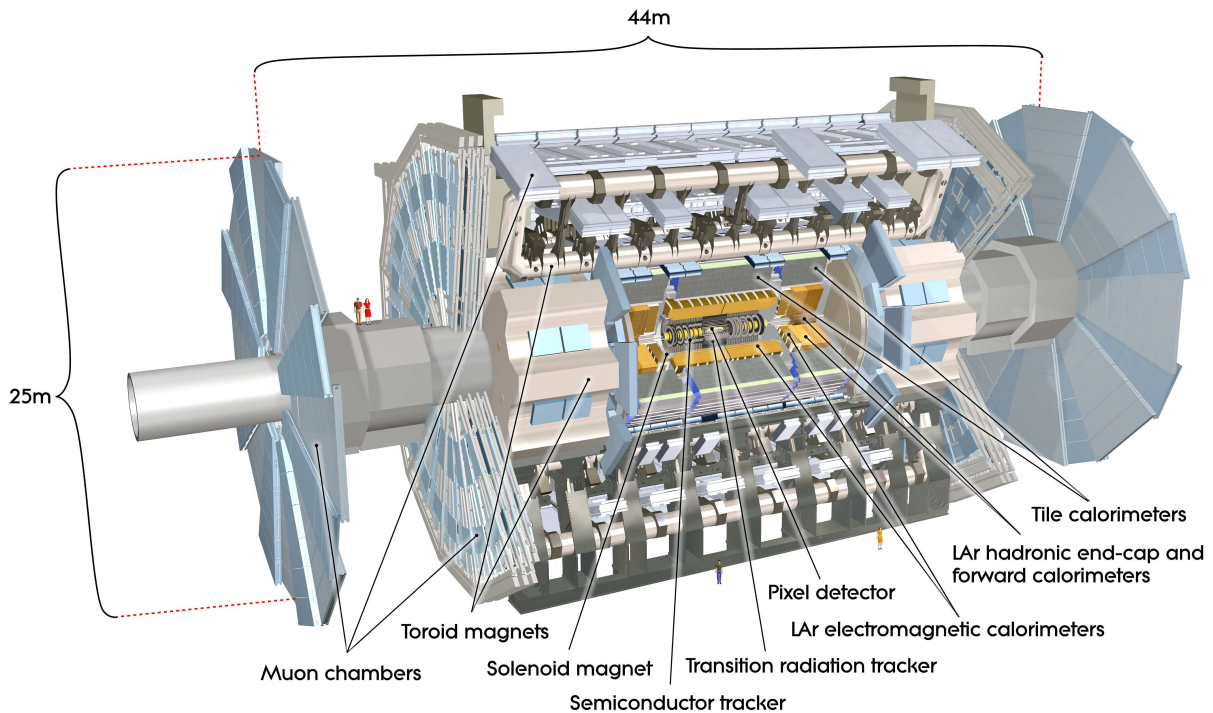


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors.

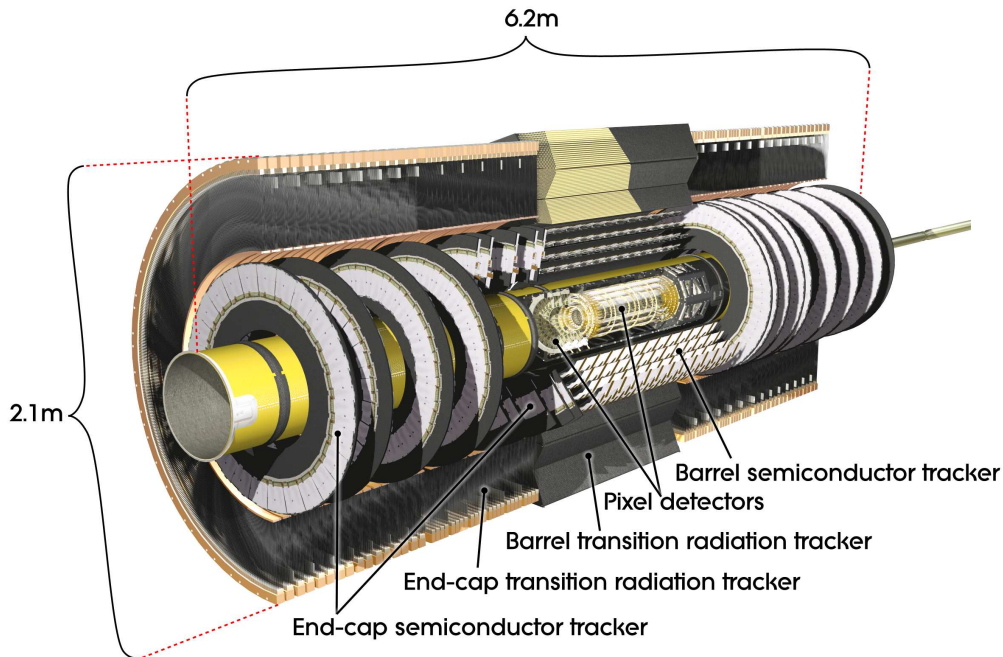


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des inneren Detektors.

3.2.1 Der innere Detektor

Die innerste Lage des Detektors bildet ein Spurdetektor, der vor allem zur Messung des transversalen Impulses der Teilchen dient. Die Spurrekonstruktion ist in einem Winkelbereich bis ca. 10 Grad zur Strahlachse ($\eta < 2,5$) möglich.

Der innerste Detektorteil besteht aus mehreren Lagen von Silizium-Pixel- und Streifendetektoren und ist eingebettet in ein 2 Tesla starkes Magnetfeld. Dieses wird durch einen Solenoidmagneten zwischen dem inneren Detektor und dem Kalorimeter erzeugt. Aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld kann der transversale Impuls für geladene Teilchen bestimmt werden. Unmittelbar um die Strahlachse befinden sich drei Lagen von Silizium-Pixeldetektoren (PIXEL), die typischerweise drei Raumpunkte pro geladener Teilchenspur liefern. Daran schließen sich vier Lagen Silizium-Streifendetektoren (SCT⁹) an, die weitere vier Raumpunkte messen können. Diese Detektoren in direkter Umgebung des Interaktionspunktes erlauben eine Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen mit hoher Ortsauflösung bis zurück zur Wechselwirkungszone. Spuren, die nicht aus dieser primären Wechselwirkungszone stammen, können sogenannten Sekundärvertices zugeordnet werden, die durch Zerfälle langlebiger Teilchen entstehen können. Dadurch wird eine Identifikation von b-Hadronen oder τ -Leptonen und die Entdeckung langlebiger exotischer Teilchen möglich. Der PIXEL und SCT werden von einem weiteren Spurdetektor (TRT¹⁰) umgeben, der aus Gasröhren mit einem Durchmesser von 4 mm aufgebaut ist und 36 Spurpunkte

⁹SemiConductor Tracker

¹⁰Transition Radiation Tracker

liefern kann.

Alle drei Komponenten des inneren Detektors bestehen aus einem zylinderförmigen zentralen Element (*barrel*) an welches sich auf beiden Seiten scheibenförmige Endkappen anschließen (siehe Abbildung 3.3). Durch diese Anordnung wird die Spurrekonstruktion bis zu Werten von $|\eta| < 2,5$ möglich.

Die höchste Granularität weisen die Silizium-Pixeldetektoren in unmittelbarer Nähe zur Strahlachse auf. Der PIXEL-Detektor wird in Segmente unterteilt, so dass normalerweise drei Lagen der Pixeldetektoren von jedem Teilchen durchquert werden. Die intrinsische Auflösung beträgt $10\ \mu\text{m}$ in transversaler bzw. $115\ \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung.

Der SCT besteht aus Siliziumstreifen-Dektoren mit einem Streifenabstand von jeweils $80\ \mu\text{m}$. Er wurde aus Modulen aufgebaut, die jeweils aus zwei einzelnen Detektoren bestehen, die unter einem kleinen Winkel ($40\ \text{mrad}$) aneinander geklebt sind. Somit ist auch eine Messung der z-Koordinate möglich. Die Auflösung beträgt $17\ \mu\text{m}$ in transversaler und $580\ \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung. Der TRT liefert eine große Anzahl an Spurpunkten (etwa 36 pro Teilchenspur), wobei nur Messungen transversal zur Strahlachse möglich sind. Elektronen erzeugen im TRT Übergangsstrahlung, welche mittels einer Xenon-Gas-Füllung in den Röhren detektiert werden kann und zur Identifizierung von Elektronen beiträgt. Im zentralen Bereich sind die $144\ \text{cm}$ langen Drähte parallel zur Strahlachse angeordnet. Jeder Draht ist in der Mitte geteilt und verfügt über Auslesekanäle an beiden Enden. In den Endkappen erstrecken sich die $37\ \text{cm}$ langen Drähte auf Räder radial zur Strahlachse und die Auslese findet am äußeren Ende statt. Die Gesamtzahl der Auslesekanäle beträgt ungefähr 351000, wobei jeder davon eine Driftzeit-Messung liefert mit einer intrinsischen Auflösung von $130\ \mu\text{m}$.

Der innere Detektor ermöglicht eine Rekonstruktion der Flugbahn der geladenen Teilchen, wozu die gemessenen Raumpunkten als Grundlage dienen.

3.2.2 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter besteht aus mehreren Komponenten, die verschiedene Winkelbereiche abdecken und über unterschiedliche Dicken verfügen. Alle Kalorimeter decken zusammen einen Winkelbereich bis $|\eta| < 4,9$ ab. Der Teil des Kalorimeters, der die Messung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen wie Elektronen und Photonen ermöglicht, wird *EM-Barrel* im zentralen Bereich und *EMEC*¹¹⁾ in den äußeren Bereichen genannt. Das *EM-Barrel* deckt einen Raumwinkelbereich bis zu Werten von $|\eta| < 1,475$ und das *EMEC* den Bereich $1,375 < |\eta| < 3,2$ ab. In beiden Kalorimetern wird flüssiges Argon als aktives Material verwendet. Die Elektroden bestehen aus akkordeonförmigen Kupferplatten, die in Streifen unterteilt sind und die Auslesezellen bilden. Das passive Material bilden leitende Bleiplatten. Der Raum zwischen den Elektroden und den Absorberplatten wird durch das flüssige Argon ausgefüllt. Die akkordeonförmige Struktur gewährleistet eine vollständige und lückenlose Abdeckung des Winkelbereichs in ϕ -Richtung. Das EM-Barrel besteht aus vier Lagen. Die erste Lage wird *pre sampler* genannt und dient zur Abschätzung des Energieverlust durch das passive Material vor dem Kalorimeter wie z.B. dem Solenoidmagneten. Eine schematische Übersicht der folgenden drei Lagen ist in Abbildung 3.5

¹¹⁾ElectroMagnetic EndCap

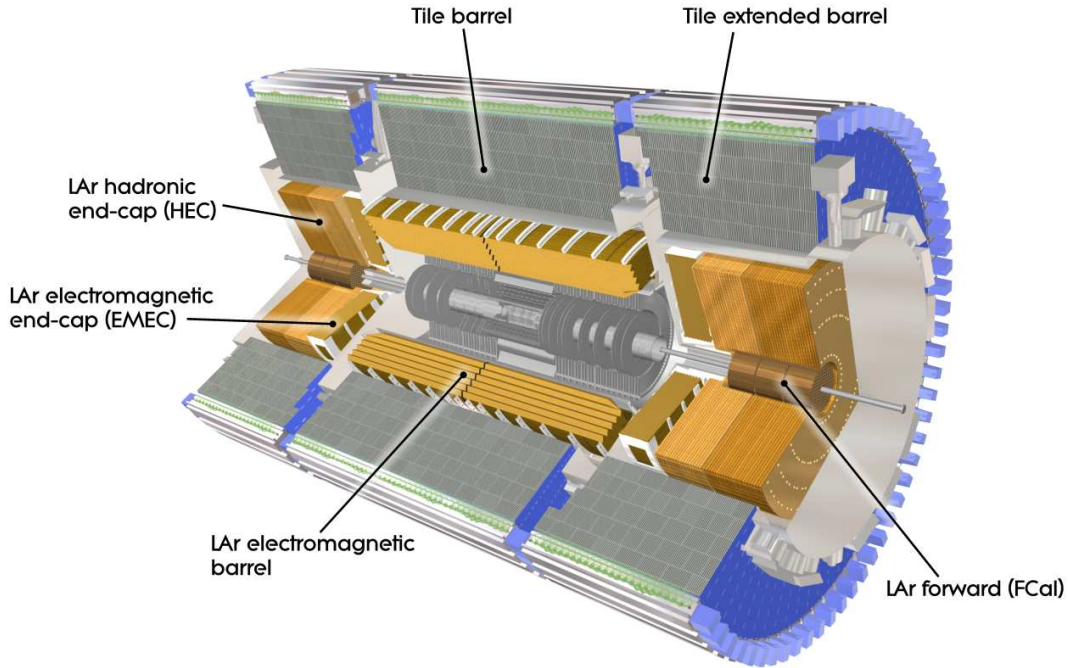


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Komponenten des ATLAS Kalorimeters.

zu sehen.

Die auf den *pre sampler* folgende Lage ist fein unterteilt in η und wird deshalb *η -strip-layer* genannt. Diese Lage ermöglicht eine Trennung von neutralen Pionen und Photonen, da zwei nahe zusammenliegende Photonen, die aus einem Pion stammen, aufgelöst werden können. Die streifenförmigen Zellen haben eine Ausdehnung von $\Delta\eta = 0,0031$ und $\Delta\phi = 0,098$ was einer Zellgröße von $4,69 \text{ mm} \times 147,3 \text{ mm}$ entspricht. Daran schließt sich die mittlere Lage an, die den dicksten Teil des elektromagnetischen Kalorimeters darstellt und mindestens 16 Strahlungslängen tief ist. Dieser Teil des elektromagnetischen Kalorimeters ist gröber segmentiert bezüglich der η -Richtung und die Zellgrößen betragen $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,0245$. Die letzte Kalorimeterlage ist noch gröber unterteilt ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,0245$) und trägt mindestens weitere 2 Strahlungslängen bei.

Alle Lagen zusammen liefern mindestens 24 Strahlungslängen auf einer Strecke von 47 cm. Im elektromagnetischen Kalorimeter wurde flüssiges Argon als aktives Material gewählt, da es strahlenhart ist und eine gute Energieauflösung ermöglicht. Im elektromagnetischen Kalorimeter beträgt diese $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$ mit einer Linearität $<0,5\%$ über den gesamten Energiebereich. Die feine Granularität, die besonders im *η -strip-layer* gegeben ist, führt zu einer Winkelauflösung von 40 mrad.

Der zentrale Bereich und die Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters sind von hadronischen Kalorimetern umgeben. Die hadronischen Endkappen (*HEC*) sind analog zum *EM-Barrel* aufgebaut und unterscheiden sich nur in der Verwendung von Kupfer als passivem Ma-

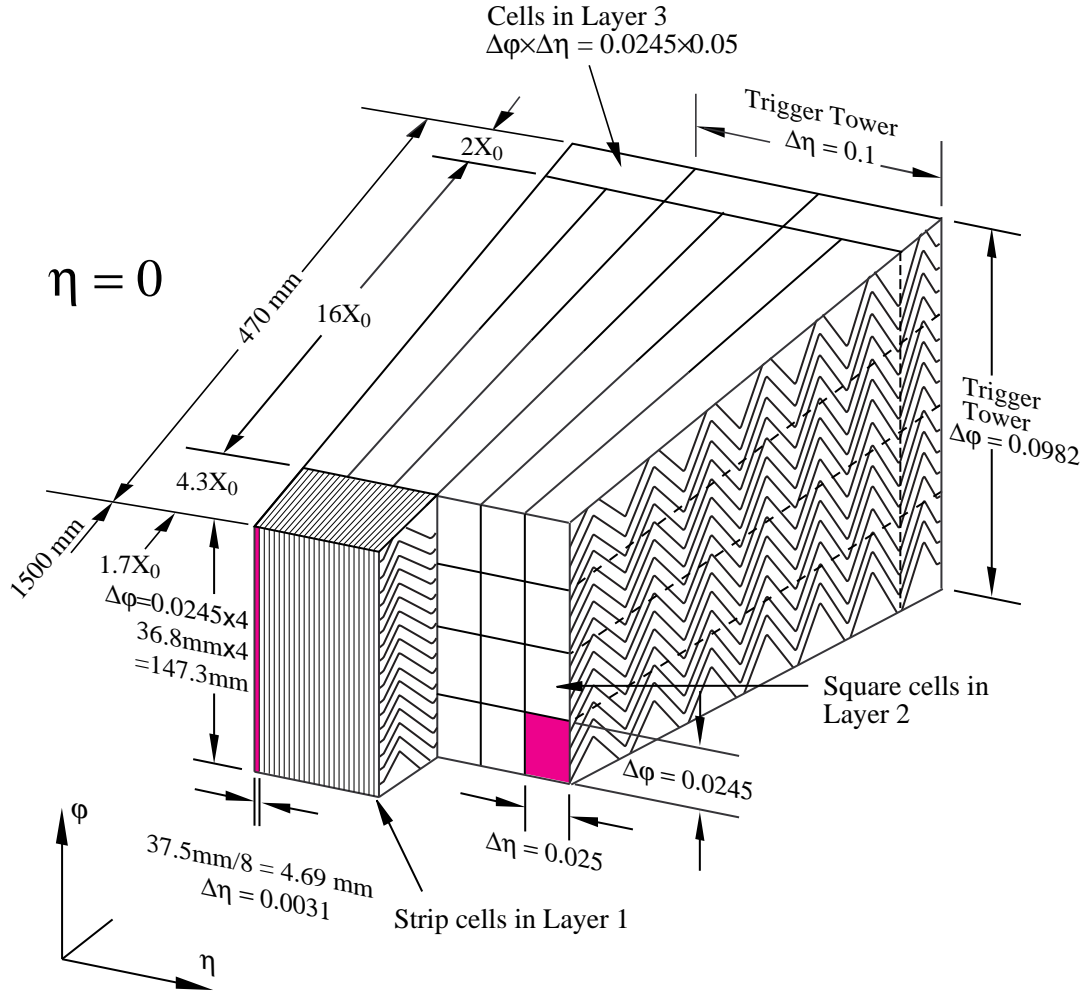


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters.

terial und einer flachen Geometrie. Sie decken den Winkelbereich $1,5 < |\eta| < 3,2$ ab. Die hadronischen Endkappen bestehen aus vier Lagen und verfugen im Winkelbereich in η von 1,5 bis 2,5 über eine Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ und im Bereich in η von 2,5 bis 3,2 über doppelt so grob segmentierte Zellen von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$.

Im zentralen Bereich besteht das hadronische Kalorimeter (*TileCal*) aus Stahl- und Szintillator-Schichten. Hierbei werden Plastik-Szintillatoren als aktives Medium benutzt und mittels Elektronenvervielfachern ausgelesen. Die Stahlschichten bilden das passive Material. Das *Tile*-Kalorimeter besteht aus drei Lagen, wobei die ersten zwei Lagen über eine Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ verfügen und die letzte Lage über eine Segmentierung von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,1$. Einen wichtigen Beitrag zur Messung der transversalen fehlenden Energie liefert das Vorwärts-Kalorimeter (*FCAL*) im Bereich $3,1 < |\eta| < 4,9$, da ein möglichst großer Winkelbereich bis nahe an die Strahlachse abgedeckt wird. Das *FCAL* besteht aus flüssigem Argon und nutzt für

die erste Lage Kupfer und für die beiden weiteren Lagen Wolfram als Absorbermaterial. Die erste Lage des Vorwärts-Kalorimeters ist für die Messung elektromagnetischer Wechselwirkungen optimiert und die beiden folgenden Lagen zur Messung von hadronischen Wechselwirkungen. Die Energieauflösung liegt im hadronischen Kalorimeter bei $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 0,3\%$ im zentralen Bereich für Pseudorapiditäten kleiner 3,2 und bei $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ im *FCAL* bei Pseudorapiditäten von 3,1 bis 4,9.

Alle hadronischen Kalorimeter weisen eine Stärke von mindestens 10 hadronischen Wechselwirkungslängen auf.

Die gemessenen Energiedepositionen im Kalorimeter können für geladene Teilchen den rekonstruierten Spuren im Akzeptanzbereich des inneren Detektor innerhalb von $|\eta| < 2,5$ zugeordnet werden.

3.2.3 Das Myonsystem

Endzustände mit hochenergetischen Myonen gehören zu den wichtigsten Merkmalen interessanter Prozesse am LHC. Deshalb wurde ein unabhängiges Myonen-Detektorsystem konstruiert, welches die anderen Detektorkomponenten umschließt. Es besteht aus Luftkern-Toroidmagneten, die ein Magnetfeld von 0,3 Tesla über einen großen Bereich erzeugen.

Selbst sehr hochenergetische Myonen werden darin abgelenkt und aus der Spurkrümmung kann der Impuls des Myons bestimmt werden. Zur Messung der Spurpunkte gibt es zwei verschiedene Systeme. Es werden Driftröhren (MDT¹²) im zentralen Bereich und Kathoden-Streifen-Kammer (CSC¹³) im Vorwärtsbereich verwendet. Die MDTs erreichen eine durchschnittliche Ortsauflösung von etwa 80 μm und die CSCs ca. 60 μm . Dies ermöglicht eine Impulsauflösung von $\Delta p/p < 10\%$ für Impulse in der Größenordnung von 1 TeV/c.

Da nur wenige Teilchen außer den Myonen durch das Kalorimeter bis zum Myonsystem vordringen, stellen sie eine sehr klare Signatur für das Triggersystem dar.

3.2.4 Das Triggersystem

Für ein Experiment an einem Hadronen-Beschleuniger ist ein leistungsfähiges Triggersystem unerlässlich. Es muß interessante Ereignisse aus einem überwältigenden Untergrund herausfiltern und die Ereignisrate um den Faktor von etwa 400000 reduzieren. Um dies zu erreichen besteht das Triggersystem des ATLAS-Experiments aus drei Ebenen, die auf unterschiedliche Detektorinformationen zugreifen.

Die erste Triggerstufe entscheidet innerhalb von 2 μs über die Selektion der Ereignisse und es werden dafür nur Myon- und Kalorimeterinformationen in verringerter Auflösung benutzt. Dazu werden im Kalorimeter Objekte aus Zellen mit einer Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ gebildet. Dann werden Myonen sowie elektromagnetische *Cluster* als Kandidaten für Elektronen bzw. Photonen und hadronische *Cluster* als Kandidaten für Jets bzw. hadronische τ -Zerfallsprodukte sowie fehlende transversale Energie betrachtet.

¹²Monitored Drift Tubes

¹³Cathode Strip Chambers

Für jedes Ereignis werden eine oder mehrere interessante Regionen (RoI¹⁴) definiert. Dazu werden die geographischen Koordinaten in η und ϕ der Bereiche verwendet, in denen interessante Signaturen gefunden wurden.

Eine Ereignisrate von maximal 100 kHz wird von der ersten Triggerstufe akzeptiert und an die zweite Stufe weitergeleitet.

Die zweite Triggerebene arbeitet dann mit der vollen Detektorauflösung, jedoch nur in den zuvor ausgewählten interessanten Regionen. Zusätzliche Informationen des Spur- und Vertexdetektors werden miteinbezogen und $\approx 2\%$ der gesamten Ereignisdaten verwendet. Aus der höheren Auflösung und der Spurinformaton entstehen besser rekonstruierte Objekte und die Entscheidung der ersten Triggerstufe kann verfeinert werden, wodurch sich die Ereignisrate auf etwa 3,5 kHz verringert. Ereignisse die bis zur dritten Stufe gelangen, werden unter Berücksichtigung der vollen Detektorinformation über den gesamten Bereich ausgewertet. Sofern sie die Kriterien dieser letzten Triggerebene erfüllen, werden die Ereignisse mit einer Rate von ca. 200 Hz und einer Größe von etwa 1,3 MByte pro Ereignis gespeichert.

3.3 Die Ereignisrekonstruktion im ATLAS-Detektor

Aus den Signalen der Ereignisse im Detektor sollen für die Analyse nutzbare Objekte rekonstruiert werden. Die Grundlage zur Rekonstruktion und Identifizierung von Teilchen bilden Algorithmen, die Informationen aus den verschiedensten Detektorbereichen verwenden. Im Folgenden werden die wichtigsten im ATLAS-Detektor verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen kurz vorgestellt. Ausführlichere Beschreibungen finden sich ebenfalls in [13] und den dortigen Referenzen.

3.3.1 Die Spurrekonstruktion

Eine Spurrekonstruktion ist für geladene Teilchen ab einem transversalen Impuls von $p_T > 0,5$ GeV/c innerhalb des Bereichs $|\eta| < 2,5$ im inneren Detektor möglich. Zur Auffindung von Spuren werden Treffer im PIXEL- und SCT- Detektor mittels Mustererkennungsprogrammen kombiniert. An die daraus entstandenen Segmente wird eine Spuranpassung vorgenommen unter Berücksichtigung der Spurkrümmung im Magnetfeld und mögliche Richtungsänderungen durch Vielfachstreuung oder Energieverlust. Die entstandenen Spuren werden anschließend in den TRT extrapoliert. Die Treffer-Informationen dieses Detektorabschnitts werden in einer erneuten Spuranpassung miteinbezogen.

Daraus entstehende Spuren können in den folgenden Rekonstruktionsschritten Energiedepositionen im Kalorimeter zugeordnet werden und wichtige Informationen über Energie und Impuls der rekonstruierten Teilchen liefern.

¹⁴Region of Interest

3.3.2 Rekonstruktion von Elektronen und Photonen

Der Standardalgorithmus dient vor allem zur Rekonstruktion hochenergetischer und isolierter Photonen und Elektronen. Mittels eines „*sliding window*“-Algorithmus wird im elektromagnetischen Kalorimeter nach sogenannten *Clustern* gesucht. Diese können aus mehreren benachbarten Zellen bestehen, die einen gewissen Energiewert überschreiten. Da Elektronen und Photonen sehr schmale Objekte im Kalorimeter darstellen, wird in einem engen Bereich von 5×5 Zellen in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters nach Energieanhäufungen gesucht. Anschließend wird überprüft, ob eine Spur zum *Cluster* passen könnte. Dazu werden die η und ϕ Koordinaten der Spur, nach Extrapolation zum Kalorimeter, mit denen des aufgefundenen Clusters verglichen. Dabei muß die Abweichung in $\eta < 0,05$ und in $\phi < 0,1$ sein. Außerdem wird für die vom Teilchen deponierte Energie E im Kalorimeter und für den im Spurdetektor ermittelten Impuls p gefordert, dass $E/p < 10$ beträgt. Wenn diese Bedingung erfüllt sind, wird in einem zweiten Schritt die Spur in das gesamte Kalorimeter extrapoliert. Für jede Kalorimeterlage muß die Abweichung zwischen dem Mittelpunkt des *Clusters* und den extrapolierten Spurkoordinaten in $\Delta\eta < 0,025$ und in $\Delta\phi < 0,05$ sein, um die Spur sicher zuzuordnen.

Wenn keine passende Spur gefunden werden kann, wird der Cluster als Photon klassifiziert, ansonsten als Elektron.

Es gibt noch einen weiteren Algorithmus, der speziell für niederenergetische Elektronen und Elektronen in Jets entwickelt wurde. Dieser startet von ausgewählten Spuren im inneren Detektor und ordnet diesen dann Cluster zu.

3.3.3 Myon-Rekonstruktion

Myonen hinterlassen ihre Spuren in allen Lagen des Detektors: Sie durchqueren den inneren Detektor, die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter und schließlich die äußersten Myonkammern. Eine Rekonstruktion von Myonen ist in einem Bereich des transversalen Impulses von 3 GeV bis 3 TeV möglich. Dazu werden sowohl Informationen aus den Myonkammern verwendet, als auch rekonstruierte Spuren im inneren Detektor.

Ein Standardalgorithmus zur Rekonstruktion von Myonen wird *Myonboy* genannt. Dieser Algorithmus sucht zuerst nach aktiven Regionen in den Myonkammern, um die detektierten Treffer in diesen Bereichen mit Hilfe von Mustererkennungsalgorithmen zu Spursegmenten zusammenzufassen. Dabei sollen die Segmente ungefähr in Richtung des Wechselwirkungspunktes zeigen und können dann mit Segmenten aus anderen Kammerabschnitten unter Berücksichtigung des magnetischen Feldes kombiniert werden. Wenn dies der Fall ist, wurde eine Spur für einen Myonkandidaten im äußeren Detektorbereich gefunden.

Im inneren Detektor wird nach isolierten Spuren gesucht. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Spuren im inneren und äußeren Detektor zusammenzuführen. Eine Methode, STACO genannt, nutzt die statistische Kombination der beiden unabhängig voneinander gemessenen Spuren. Dabei werden aus den Spurparameter und deren Kovarianzmatrizen ein assoziiertes χ^2 berechnet. Diese Größe gibt an, wie gut die beiden Spuren zusammenpassen.

Aus der ermittelten Spurkrümmung kann der transversale Impuls des Myons bestimmt werden. Es muß jedoch berücksichtigt werden, dass Myonen als minimal ionisierende Teilchen in den

Kalorimetern etwa 3 GeV an Energie verlieren. Für niederenergetische Myonen stellt dies einen erheblichen Anteil ihrer ursprünglichen Energie dar. Myonen mit einem transversalen Impuls über 100 GeV/c haben eine erhöhte Wahrscheinlichkeit durch Paarproduktion oder Bremsstrahlung im Absorbermaterial der Kalorimeter viel Energie zu verlieren.

3.3.4 Rekonstruktion von τ -Leptonen

Zur Rekonstruktion von τ -Leptonen können die Algorithmen *tau1p3p* und *tauRec* verwendet werden. Der grundlegende Unterschied besteht darin, dass *tau1p3p* die rekonstruierten Spuren als Ausgangspunkt verwendet, und *tauRec* mit der Suche nach *Clustern* im Kalorimeter beginnt. Der letztere Algorithmus soll im folgenden Abschnitt kurz beschrieben werden.

Für eine effektive Rekonstruktion von τ -Leptonen muß der Algorithmus eine gute Diskriminierung gegen Jets ermöglichen. *tauRec* verwendet zunächst alle Kalorimeter-*Cluster* als Kandidaten für τ -Leptonen. Diesen Kandidaten werden innerhalb eines Abstands $\Delta R < 0,3$ vom Mittelpunkt des *Clusters* Spuren zugeordnet, die mindestens einen transversalen Impuls von 2 GeV aufweisen. Eine Vorauswahl wird durch die Forderung von ein bis drei zugeordneten Spuren getroffen. Danach wird mit Hilfe einer Likelihood-Methode, die acht verschiedene Variablen benutzt, die Wahrscheinlichkeit für den τ -Kandidaten bestimmt, von einem hadronisch zerfallenden τ -Lepton oder von einem QCD-Jet zu stammen. Die verwendeten Variablen nutzen vor allem die Tatsache, dass τ -Leptonen im Kalorimeter schmalere Objekte darstellen als QCD-Jets. Eine ausführliche Beschreibung der verwendeten Variablen folgt in Kapitel 5.1.7.

3.3.5 Jet-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion-Algorithmen für Jets verwendet zwei verschiedene Typen von *Clustern* im Kalorimeter als Ausgangspunkte. Einerseits werden *CaloTower* verwendet, die durch aufsummieren der Zellenergien in Flächen der Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ entstehen. Eine weitere Methode stellen die *TopoCluster* dar, bei denen Zellen mit einer Energie, die mindestens vier mal größer ist als das elektronische Rauschen, zuerst beachtet werden. Die benachbarten Zellen werden hinzugefügt, und wenn ihre Energie wiederum mehr als zwei mal größer ist als das elektronische Rauschen, werden sie als eigene Ausgangspunkte für einen *Cluster* gesehen. Auch ihre benachbarten Zellen werden miteinbezogen und wenn keine weiteren ebenso energiereichen Zellen darunter sind, werden alle umliegenden Zellen selbst mit sehr geringer Energie hinzuaddiert.

Die so gewonnenen *CaloTower* und *TopoCluster* werden ab einer Energie von 1 GeV als Startobjekte für den Jet-Cone-Algorithmus verwendet. Alle *Cluster*, die innerhalb eines Radius von 0,4 oder 0,7 liegen, werden zu einem Jet-Objekt zusammengefasst. Die Jet-Achse wird über das Mittel der energiegewichteten Richtungen der *Cluster* berechnet.

4 Die schnelle Kalorimetersimulation

Zur Vorbereitung auf die Datennahme und die darauf folgenden Datenanalysen ist eine Monte Carlo Simulation des Detektors unerlässlich. Die Standardsimulation für den ATLAS Detektor basiert auf einer sehr detaillierten Beschreibung der Detektorgeometrie und der Teilchenwechselwirkungen mit dem Detektormaterial. Ein Nachteil dieser sehr genauen Beschreibung ist ein hoher Zeitaufwand, der für die Simulation eines Ereignisses auf neuen leistungsfähigen Computern etwa zwanzig bis dreißig Minuten betragen kann. Ein großer Anteil der Zeit wird dabei für die Kalorimetersimulation benötigt. Dadurch ist man für das ATLAS-Experiment trotz hoher verfügbarer Rechenleistung auf etwa 100 Millionen simulierbare Ereignisse im Jahr beschränkt. Für viele physikalische Untergrundprozesse reicht diese Anzahl jedoch nicht aus, um eine vollständige Analyse durchzuführen.

Um eine größere Anzahl simulierter Ereignisse zu ermöglichen, wurde in Freiburg eine schnelle Kalorimetersimulation [14] entwickelt. Das Ziel dieser schnellen Kalorimetersimulation ist es, durch Parametrisierung des Detektoransprechverhaltens und der Energieauflösung die Simulationszeit auf einige Sekunden zu reduzieren.

4.1 Einleitung

Die im Kalorimeter messbaren Größen sind die Energien, die in den Kalorimeterzellen deponiert werden. Im Rekonstruktionsprozeß wird aus den gemessenen Energien die Gesamtenergie des Teilchens berechnet. Aus der Verteilung der Energie über die Zellen können Variablen berechnet werden, die zur Identifikation eines Teilchens dienen. Wenn ein Teilchen in das Kalorimeter eintritt, entstehen hadronische und elektromagnetische Schauer, die zu Energieabgaben in mehreren Kalorimeterzellen führen. Selbst wenn die eintretenden Teilchen identisch sind, werden diese Schauer sich immer unterschiedlich entwickeln. Zudem ist die Messung der Energiedepositionen im Kalorimeter durch die Kalorimetertechnologie mit einer intrinsischen Unsicherheit behaftet und das Auslesesystem verursacht zusätzlich elektronisches Rauschen. Deshalb ist es nicht sinnvoll, einzelne gemessene und simulierte Ereignisse zu vergleichen. Ein Vergleich ist nur auf einer statistischen Basis möglich. Dazu werden wichtige Verteilungen für bestimmte Teilchenarten untersucht, die sich aus der Messung oder Simulation und anschließender Rekonstruktion vieler Ereignisse ergeben.

Es gibt verschiedene Ansätze für Detektorsimulationen und die bisher wichtigsten für den ATLAS-Detektor verwendeten Simulationen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

4.1.1 Die volle ATLAS Simulation

Für den ATLAS Detektor wird das Programm Geant [15] verwendet, um den Durchgang der Teilchen im Detektormaterial zu simulieren. Dabei werden die komplizierte Detektorgeometrie und die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial über z.B. Photonkonversion oder Vielfachstreuung sowie die Auswirkung des Magnetfeldes berücksichtigt. Für jedes Teilchen wird die individuelle Schauerentwicklung detailliert simuliert. Diese sehr genaue und aufwendige Simulation wird in den folgenden Kapiteln als volle Simulation bezeichnet.

Unter der Annahme, dass das Computermodell des Detektors und das physikalische Modell der Teilchenwechselwirkungen in den Detektormaterialien ausreichend genau ist, liefert eine solche Simulation sehr gute Ergebnisse. Jedoch liegt die Simulationszeit für ein durchschnittliches ATLAS Ereignis bei mehreren Minuten.

4.1.2 Die schnelle Simulation ATLFAST

ATLFAST [16] basiert auf einer völlig anderen Idee. Das Ziel liegt nicht darin, den Detektor zu simulieren, sondern das Endergebnis nach allen Rekonstruktions- und Identifikationsschritten. Dazu werden die Informationen benutzt, die aus der vorangehenden Monte Carlo Simulation des physikalischen Prozesses stammen. Diese wahren generierten Ereignisse werden mittels Parametrisierungs- und Auflösungsfunktionen verschmiert und auf Rekonstruktions- und Identifikationseffizienzen im Vergleich zur vollen Simulation korrigiert. Der Nachteil hierbei ist, dass Effizienz- und Unterdrückungsfaktoren eine starke Abhängigkeit vom Ereignistyp aufweisen können und deshalb nicht einfach in einer Parametrisierung erfasst werden können. Informationen aus der Rekonstruktion, die über den Lorentzimpuls hinausgehen, sind in ATLFAST nicht vorhanden. Analysen, die diese Größen benötigen, sind somit nicht möglich. Ein großer Vorteil besteht darin, dass die Simulationszeit für ein Ereignis bei weniger als einer Zehntel Sekunde liegt.

4.2 Verbesserung der schnellen Simulation

Der schon erwähnte größte Nachteil der vollen Simulation ist die lange Simulationszeit, insbesondere im Kalorimeter. Dies tritt in ATLFAST nicht auf, jedoch besteht der grundlegende Nachteil von ATLFAST darin, dass die Rekonstruktion und Identifikation der simulierten Teilchen nicht durch einen Rekonstruktionsalgorithmus geschieht. Statt dessen wird die wahre Information des Ereignisses benutzt, ohne Gebrauch von simulierter Detektorinformation zu machen. Um dies zu verbessern, wird ein Simulations- und Rekonstruktionsalgorithmus benötigt, der das simulierte Kalorimeter benutzt. Solch ein Simulationsalgorithmus wurde in Freiburg entwickelt und nennt sich *FastCaloSim*. Eine detaillierte Beschreibung der Methode findet sich in [14]. Die Grundidee besteht darin, durch Parametrisierung des Detektoransprechverhaltens und der Energieauflösung, die Simulationszeit auf einige Sekunden zu reduzieren. Die Parametrisierung basiert auf Ereignissen, die mit der vollen Detektorsimulation Geant vorgenommen wurden. Alle Abbildungen, die in diesem Kapitel gezeigt werden, sind der Referenz [14] entnommen.

Das Ziel der *FastCaloSim* besteht darin, eine ausreichend gute und schnelle Kalorimetersimulation zur Verfügung zu stellen, auf der die standardisierten ATLAS Rekonstruktions- und Identifikationsalgorithmen laufen können. Diese Algorithmen werden mit der vollen Simulation benutzt und sollen auch später bei der Datennahme eingesetzt werden. Eine schnelle Simulation wird als ausreichend gut angesehen, wenn sie die wichtigsten rekonstruierten Größen im Vergleich zur vollen Simulation ähnlich wiedergibt. Unterschiede, die im Detail auftreten, werden als unabhängig von der gesamten Ereignisaktivität angenommen und können deshalb anschließend in einer weiteren Parametrisierung erfasst und korrigiert werden.

Die schnelle Kalorimetersimulation wird zur Ereignissimulation momentan zusammen mit der vollen Simulation für den inneren Detektor benutzt. In naher Zukunft soll es möglich sein, die volle innere Detektorsimulation durch eine schnelle Simulation, genannt FATRAS, zu ersetzen. Da das Myonsystem weitgehend vom übrigen Detektor und der gesamten Ereignisaktivität entkoppelt ist, kann für die Myonen die detaillierte Parametrisierung aus ATLFASST benutzt werden.

Es besteht außerdem die Möglichkeit, die Myonen der vollen Simulation zu verwenden. Dafür wird zuerst die vollen Simulation des inneren Detektors benötigt und alle Teilchen, bis auf die Myonen, werden am Ende des inneren Detektors gestoppt. Für die Myonen wird der Durchgang durch die Kalorimeter und die Myonkammern simuliert und anschließend läuft die schnelle Kalorimetersimulation. Dabei werden die Energieeinträge in den Kalorimeterzellen aus der schnellen Simulation zur Kalorimeterinformation der voll simulierten Myonen hinzugefügt.

Die in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit verwendeten Ereignisse wurden mit der vollen Simulation des inneren Detektors und der Myonen sowie der schnellen Kalorimetersimulation erzeugt und anschließend mit den Standardalgorithmen rekonstruiert.

4.2.1 Vereinfachungen in der neuen Kalorimetersimulation

Jede signifikante Verbesserung in der Geschwindigkeit resultiert aus Vereinfachungen des Simulationsmodells. Die grundlegende Idee für den neuen Simulationsalgorithmus besteht darin, ihn in den Bereichen, die viel Zeit kosten, so schnell wie möglich zu machen. Die in der *FastCaloSim* genutzten Vereinfachungen werden hier kurz aufgelistet und beschrieben:

- In der für die schnelle Kalorimetersimulation gewählten Methode sollen nur die durchschnittlichen Schauereigenschaften und unkorrelierten Fluktuationen, wie Schwankungen der Energien in den Kalorimeterzellen und elektronisches Rauschen, simuliert werden. Fluktuationen, die aus der Entwicklung des jeweiligen Schauers stammen und auch zu großen Energien in den Randbereichen des Schauers führen können, werden ignoriert. Dieses Vorgehen ermöglicht es, die Energie jedes Teilchens mittels eines einzigen Simulationsschrittes im Kalorimeter zu deponieren, ohne dabei die Schauerfortpflanzung und Wechselwirkungen wie in der vollen Simulation zu verfolgen.

Der Teilchenschauer wird durch zwei Parametrisierungen bestimmt. Eine liefert die absolute Energie, die in jeder Kalorimeterlage deponiert wird, und die andere beschreibt die Energieverteilung in der jeweiligen Kalorimeterlage.

- Für die schnelle Simulation werden nur Photonen und geladene Pionen für die Parametrisierung benutzt. Die Parametrisierung der Photonen wird auf Photonen und Elektronen angewendet, die der Pionen auf alle geladenen und neutralen Hadronen.
- Die schnelle Simulation benutzt eine vereinfachte Rekonstruktion geometrie des Kalorimeters in der die Kalorimeterzellen als Würfel im r - η - ϕ -Raum im zentralen Bereich bzw. im z - η - ϕ -Raum in den Endkappen beschrieben werden. Lediglich die Zellen im Vorwärtskalorimeter (*FCAL*) sind Würfel in x,y,z . Dies ergibt eine hinreichend genaue Annahme für die homogenen Regionen des elektromagnetischen Kalorimeters, jedoch nicht für das hadronische *Tile*- und *HEC*-Kalorimeter und Zellen nahe der Kalorimetergrenzen. In diesen Teilen ist die reale Detektorgeometrie komplizierter. Die Abbildung 4.1 zeigt die Rekonstruktionsgeometrie des Kalorimeters in der r - z -Projektion.

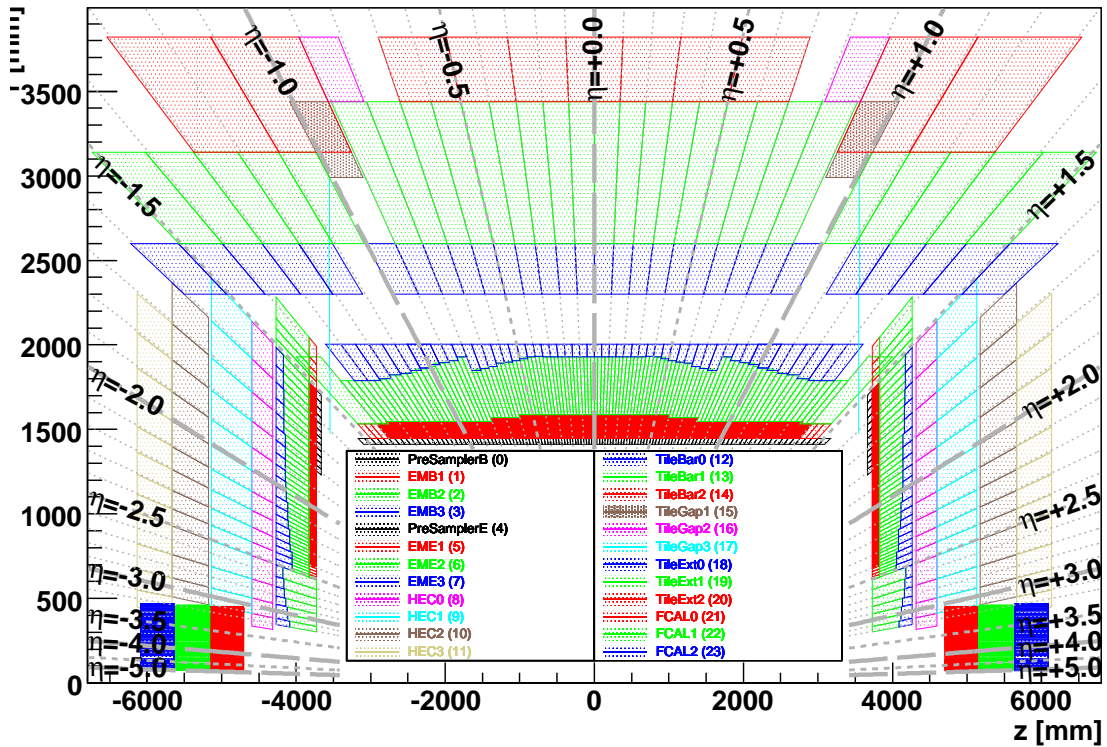


Abbildung 4.1: Darstellung der Rekonstruktionsgeometrie des Kalorimeters in der r - z -Ebene. Es sind die verschiedenen Lagen für das elektromagnetische Kalorimeter im zentralen Bereich (*EMB*) und in den Endkappen (*EME*), sowie die Lagen des hadronischen Kalorimeters im zentralen Bereich (*Tile*) und in den Endkappen (*HEC*) und die Lagen des Vorwärts-Kalorimeter (*FCAL*) zu sehen.

Die Parametrisierungen werden innerhalb der kontinuierlichen Kalorimeterregionen vorgenommen, in ausreichendem Abstand zu den Kalorimetergrenzen und folgen nicht allen Feinheiten

der Struktur.

Die Auswirkungen der genannten Vereinfachungen werden im Kapitel 5 anhand von detaillierten Vergleichen zur vollen Simulation untersucht.

4.2.2 Grundlagen der Parametrisierung

Die Parametrisierung besteht aus einer Energieparametrisierung, die im Abschnitt 4.2.3 näher beschrieben wird, und aus einer Parametrisierung der Schauerform, deren Grundzüge im Abschnitt 4.2.4 erläutert werden. Als Grundlage dafür dienen simulierte Ereignisse einzelner Teilchen mit der vollen Detektorsimulation (Athenaversion 10.0.1). Dies ist eine ältere Version der Detektorsimulation und bei Vergleichen mit den neueren Versionen sind Abweichungen zu erwarten. Es wurden Ereignisse mit Teilchenenergien von 200 MeV bis 500 GeV für verschiedene η -Werte gleichmäßige über den gesamten Bereich des Detektors generiert, wie in Tabelle 4.1 zu sehen ist. Für die Bereiche bis zu η -Werten von 3,35 wird ein Abstand von 0,05 der η -Punkte zueinander gewählt. Danach werden die Schritte gröber und ab η -Werten von 3,5 haben die gewählten η -Punkte einen Abstand von 0,2 zueinander. Für die Pionen wurden zusätzliche Ereignisse bei Teilchenenergien von 7,5 GeV und 15 GeV simuliert, da das Schauerverhalten sich nicht so linear wie bei den Photonen mit der Energie entwickelt. Für jede Kombination des Teilchentyps, der Energie und der Pseudorapidität wurden 10000 Ereignisse mit der vollen Simulation generiert, wodurch sich etwa 10 Millionen Photon-Ereignisse und ungefähr 11 Millionen Pion-Ereignisse ergeben.

Die Teilchen werden im Zentrum des Detektors mit einer räumlichen Verteilung erzeugt, die der erwarteten Strahlweite entspricht. Es werden nur Teilchen ohne Wechselwirkungen im inneren Detektor (nicht-konvertierte Photonen und nicht-wechselwirkende Pionen) für die Parametrisierung benutzt. Die Effekte durch diese Wechselwirkungen werden später von der inneren Detektorsimulation geliefert und sollen nicht in die Parametrisierung des Kalorimeters einfließen.

Teilchen	Energien [GeV]														
Photonen	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2	5	10	20	50	100	200	500		
Pionen			0,6	0,8	1	2	5	7,5	10	15	20	50	100	200	500

	Pseudorapidität	
η Bereich	0,05 - 3,35	3,50 - 4,90
Bereiche	66	8
η -Bereich-Größe	0,05	0,05

Tabelle 4.1: Generierte Teilchenenergien und -pseudorapiditäten, die als Grundlage der Parametrisierung in der *FastCaloSim* benutzt werden. Die Teilchen wurden gleichmäßig im ϕ -Bereich $[-\pi, +\pi]$ generiert.

4.2.3 Die Energieparametrisierung

Die schnelle Kalorimetersimulation soll die totale Energiedeposition und die Energieanteile in den einzelnen Kalorimeterlagen möglichst gut beschreiben. Hierfür liefert die *FastCaloSim* eine Parametrisierung der unkalibrierten Energie. Diese sogenannte Rohenergie wird auch im Rekonstruktionsschritt der vollen Simulation verwendet. Nach der Teilchenidentifikation werden zur Energiekalibrierung objektabhängige Kalibrierungsfaktoren verwendet. Dies funktioniert in der schnellen Simulation nur, wenn die wichtigsten Korrelationen zwischen den Energiedepositionen in den einzelnen Kalorimeterlagen von der Simulation richtig wiedergegeben werden.

Die wichtigsten dieser Korrelationen können alleine schon dadurch berücksichtigt werden, wenn für die Parametrisierung ein bereits für die Teilchen kalibriertes Kalorimeter verwendet wird. Für die schnelle Simulation wird deshalb zur Ermittlung der Energieparametrisierung eine interne Kalibrierung durchgeführt. Diese interne Kalibrierung wird im letzten Simulationsschritt wieder herausgenommen und die schnelle Simulation liefert somit nur die unkalibrierte 'Rohenergie' als Grundlage für die Rekonstruktionsalgorithmen.

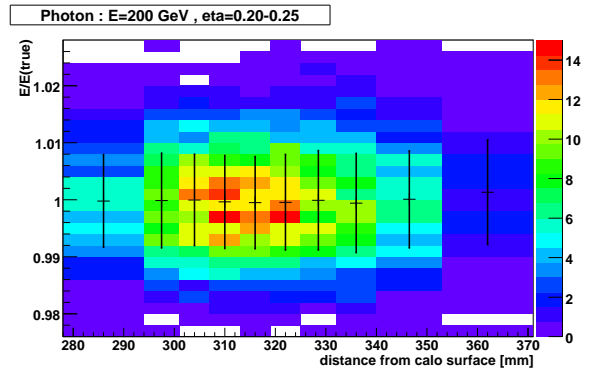
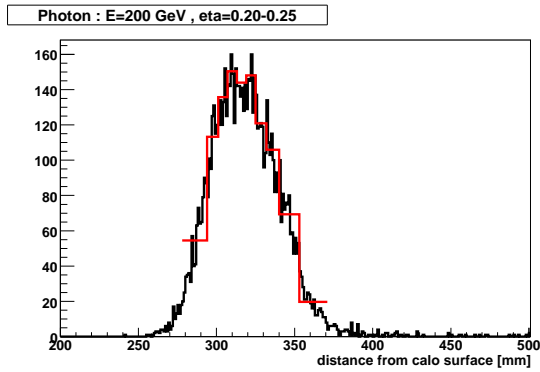
Eine Vereinfachung in der schnellen Simulation ist die Benutzung einer durchschnittlichen Schauform ohne Berücksichtigung von Fluktuationen. Die gemessene durchschnittliche Schauform und der Energieanteil in einer Kalorimeterlage kann je nach Startpunkt des Schauers verschieden sein. Um diese Abhängigkeit zu berücksichtigen, wird das rekonstruierte longitudinale Schauzentrum benutzt. Dies wird über den energiegewichteten Mittelwert der Positionen der longitudinalen Schauzentren in jeder Kalorimeterlage berechnet über: $d = \frac{1}{E} \sum_{i \in \text{Layers}} E_i \times d_i$. Diese Distanz wird von der Kalorimeteroberfläche aus gemessen und wird im Folgenden als Schauertiefe bezeichnet.

In Abbildung 4.2 ist auf der linken Seite die Schauertiefe für Photonen und Pionen dargestellt. Für die Parametrisierung und die Simulation wird die Verteilung in 10 Abschnitte unterteilt, die ungefähr eine gleiche Anzahl von Ereignissen enthalten. Auf der rechten Seite ist die Korrelation zwischen der kalibrierten Energie und der Schauertiefe zu sehen. Diese zweidimensionalen Histogramme werden von der schnellen Simulation als Grundlage für die Energieparametrisierung verwendet. Dadurch bleibt in der Simulation die richtige Abhängigkeit zwischen der rekonstruierten kalibrierten Energie und der Schauertiefe erhalten.

Um die Energieanteile in den einzelnen Lagen des Kalorimeters richtig zu simulieren, werden eindimensionale Histogramme verwendet, die den Anteil der deponierten Energie in jeder Lage in Abhängigkeit der Schauertiefe angeben. In Abbildung 4.3 sind diese eindimensionalen Histogramme für Photonen und Pionen mit einer Energie von 200 GeV in einem Bereich von $0,20 < \eta < 0,25$ zu sehen. Für die Photonen ist eine klare Antikorrelation in Abhängigkeit der Schauertiefe zwischen den Energieanteilen in der ersten (EMB1) und zweiten (EMB2) Lage des elektromagnetischen Kalorimeters zu sehen. In allen anderen Kalorimeterlagen deponieren die Photonen nur wenig Energie. Für die Pionen zeigt sich eine Antikorrelation zwischen den Energieanteilen im elektromagnetischen Kalorimeter und denen im Tile-Kalorimeter.

Wenn in der Simulation die in Abbildung 4.2 beschriebenen zweidimensionalen Histogramme der totalen Energie zur Schauertiefe und die in Abbildung 4.3 gezeigten eindimensionalen Histogramme für die Energieanteile in der jeweiligen Kalorimeterlage als Grundlage verwendet werden, können deren Verteilungen reproduziert werden. Auch die Abhängigkeit der Energie-

a) Photonen :



b) Pionen :

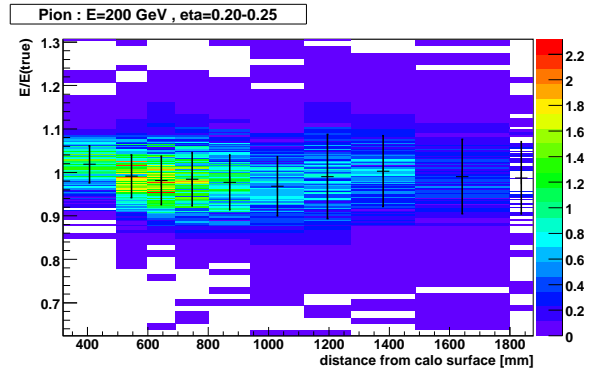
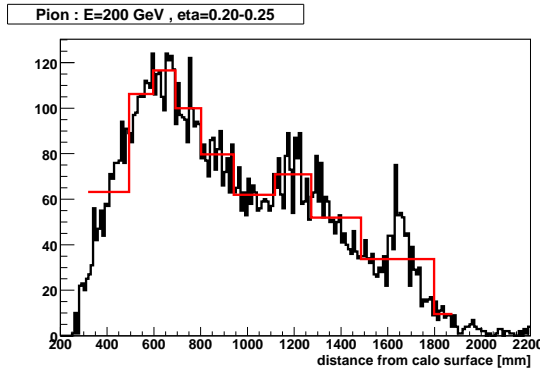
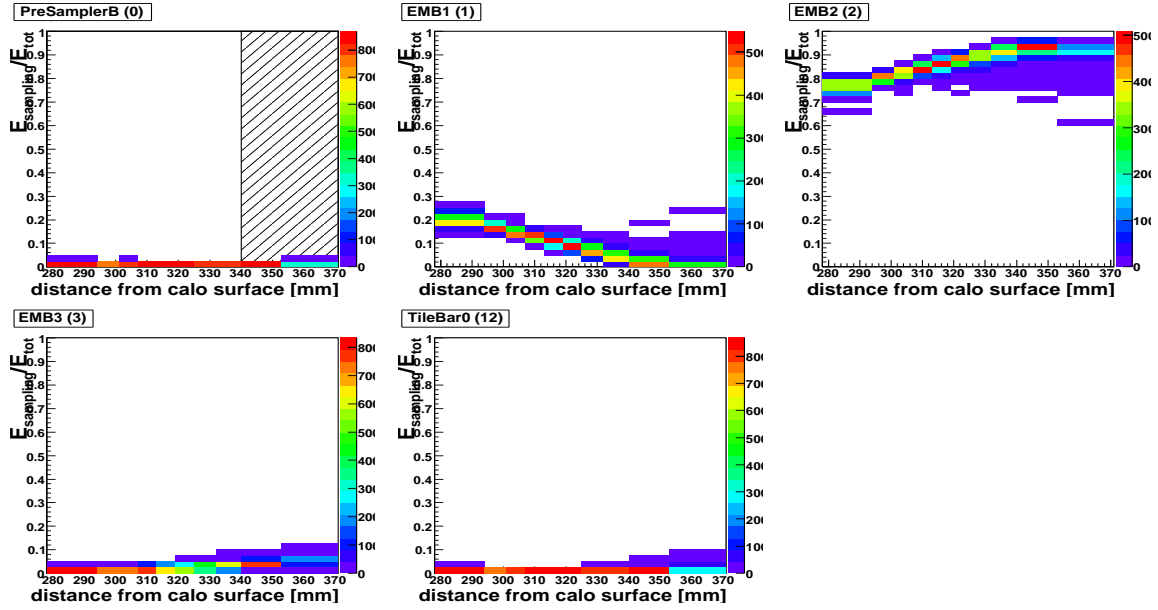


Abbildung 4.2: Links: Die schwarzen Kurven zeigen den rekonstruierten longitudinalen Abstand des Schauerzentrums von der Kalorimeteroberfläche (Schauertiefe) für Photonen (a) und Pionen (b) mit einer Energie von 200 GeV im Bereich $0,20 < \eta < 0,25$. In rot ist eine gröbere Einteilung des Histogramms dargestellt, wie es für die schnelle Simulation verwendet wird. Die Wahl der Einteilung soll eine ungefähr gleiche Anzahl von Ereignissen pro Bereich ergeben. Rechts: Die Korrelation zwischen der Schauertiefe und der totalen kalibrierten Energie. Die schwarzen Markierungen stellen den Mittelwert und die Standardabweichung einer Anpassung mit einer Gaußfunktion in jedem Bereich der Schauertiefe dar.

anteile in der jeweiligen Lage von der Schauertiefe werden richtig wiedergegeben. Allerdings sollen sich diese Energieanteile zur vollen Energie aufaddieren. Wenn jedoch unkorrelierte Zufallszahlen in der Simulation verwendet werden, ist dies nicht der Fall.

Um dies zu erreichen müssen die wichtigsten Korrelationen zwischen der totalen Energie, der Schauertiefe und den Energieanteilen in jeder Kalorimeterlage berücksichtigt werden. Dazu werden für die Verteilungen in den eindimensionalen Histogrammen (siehe Abb. 4.3 je nach Bereich der Schauertiefe eine Gaußtransformation vorgenommen. Dadurch können alle Energieanteile in den Kalorimeterlagen durch Werte einer normierten Gaußverteilung beschrieben werden.

a) Photonen :



b) Pionen :

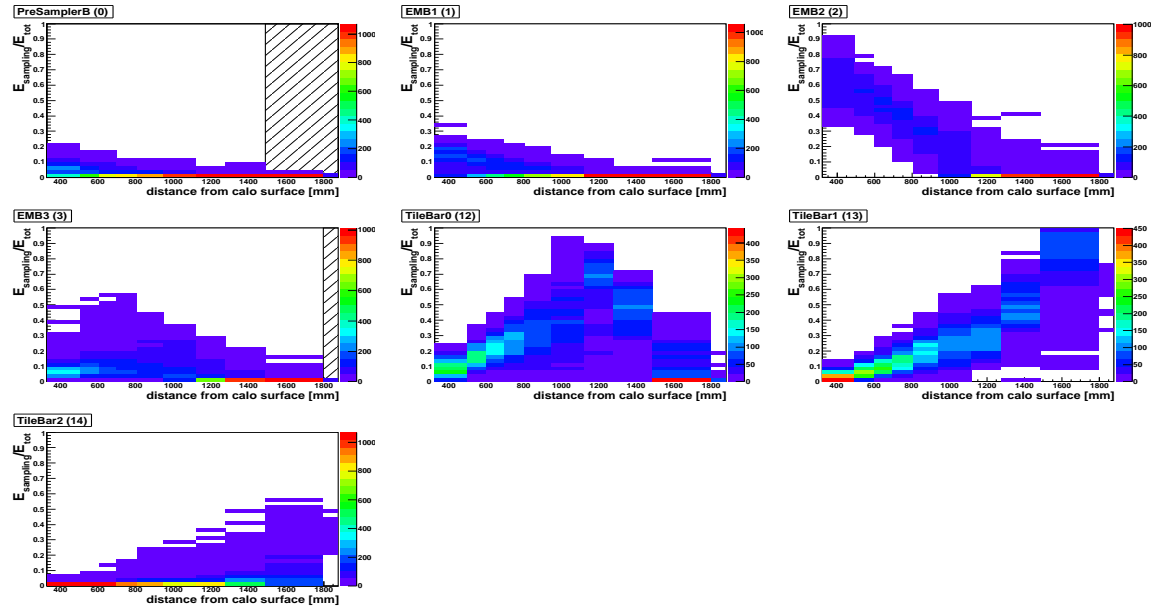
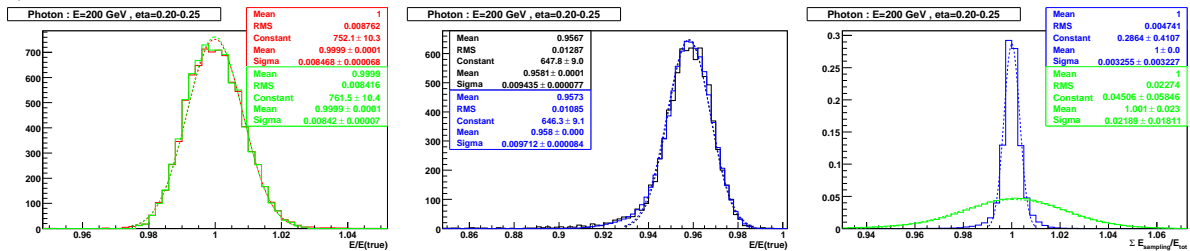


Abbildung 4.3: Energieanteil der Photonen (a) und Pionen (b) in den einzelnen Kalorimeterlagen in Abhängigkeit des rekonstruierten longitudinalen Schauerzentrums. Die Histogramme sind für die Kalorimeterlagen nach ihrer Anordnung im Detektor von innen nach außen hier in der Reihenfolge von oben links nach unten rechts abgebildet. Die Photonen und Pionen wurden mit einer Energie von 200 GeV in einem Bereich von $0,20 < \eta < 0,25$ simuliert. Die gestreiften Bereiche werden in der schnellen Simulation nicht berücksichtigt und es wird keine Energie deponiert, da sie sehr wenig Energie beinhalten.

Aus den gaußtransformierten Energieanteilen kann zusammen mit der totalen Energie in allen Kalorimeterlagen und der Schauertiefe eine Korrelationsmatrix nach der obigen Beschreibung gebildet werden. Die Schauertiefe wurde in 10 Bereiche unterteilt und für jeden dieser Bereiche gibt eine Matrix die wichtigsten Korrelationen zwischen der Gesamtenergie, der Schauertiefe und den Energieanteilen in den verschiedenen Kalorimeterlagen an.

In der Simulation können so zu einer bestimmten gewählten Gesamtenergie und Schauertiefe korrelierte gaußverteilte Zufallszahlen über die Korrelationsmatrix bestimmt werden, die dann zur Ermittlung der Energieanteile in jeder Kalorimeterlage verwendet werden. Eine detaillierte Beschreibung der gesamten Methode findet sich in [14].

a) Photonen :



b) Pionen :

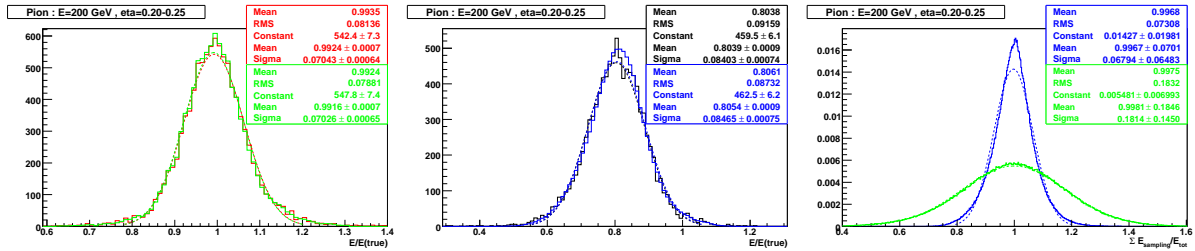


Abbildung 4.4: Überprüfung der Energieparametrisierung für Photonen (a) und geladene Pionen (b) mit einer Energie von 200 GeV in einem Bereich von $0.20 < \eta < 0.25$. Allen Verteilungen ist eine angepasste Gaußkurve im Bereich $\pm 3\sigma$ überlagert (gestrichelte Linie).

Links: Verteilung der kalibrierten Energie für Ereignisse, die als Grundlage zur Parametrisierung dienen (rot) und für die simulierten Ereignisse (grün).

Mitte: Die Verteilung der Rohenergie für Ereignisse, die als Grundlage der Parametrisierung dienen (schwarz) und für die simulierten Ereignisse (blau).

Rechts: In blau ist die Summe aller Energieanteile in den Kalorimeterlagen dargestellt, die mit Hilfe von gaußverteilten Zufallszahlen ermittelt wurden. Die grüne Verteilung zeigt die selbe Verteilung für Energieanteile, die mit unkorrelierten Zufallszahlen ermittelt wurden.

Für eine grundlegende interne Überprüfung der Energieparametrisierung und deren Nutzung in der schnellen Kalorimetersimulation, wurden einige Vergleiche anhand von Photonen und geladenen Pionen durchgeführt.

In Abbildung 4.4 ist dazu auf der linken Seite ein Vergleich für die kalibrierte Energie im Kalorimeter zwischen den ursprünglichen Ereignissen in rot und den simulierten Ereignissen in grün zu sehen. Zur Energiekalibrierung wurde die interne Kalibrierung der schnellen Simulation verwendet. In der Mitte ist ein Vergleich für die unkalibrierte Energie zwischen den simulierten Ereignissen in blau und den ursprünglichen Ereignissen in schwarz dargestellt. Rechts sind die Verteilungen für die Summe aller Energieanteile in den einzelnen Kalorimeterlagen zu sehen. Die blaue durchgezogene Kurve wurde unter Verwendung korrelierter Zufallszahlen aus der Korrelationsmatrix simuliert, die grüne Kurve entstand durch Verwendung unkorrelierter Zufallszahlen. Die Verteilungen zeigen, dass die Verwendung korrelierter Zufallszahlen notwendig und sinnvoll ist und gute Ergebnisse liefert.

4.2.4 Die Parametrisierung der Schauerform

Die Parametrisierung der durchschnittlichen Schauerform der Teilchen basiert auf der Annahme, dass die Energieverteilung senkrecht zur Flugrichtung radialsymmetrisch ist. Da die Teilchenenergie für die schnelle Simulation im ersten Schritt schon parametrisiert wurde, besteht nun das Ziel in einer Beschreibung der Verteilung der Energiedepositionen innerhalb der jeweiligen Kalorimeterlage. Es wird nicht der Versuch unternommen, eine generelle analytische Funktion zu finden, die das radiale Schauerprofil in den verschiedenen Stufen der Schauerentwicklung über alle Kalorimeterlagen beschreibt. In der schnellen Simulation wird vielmehr der Ansatz verfolgt, an das Schauerprofil in der jeweiligen Kalorimeterlage eine *Spline*-Funktion dritter Ordnung anzupassen und diese dann für die Simulation zu verwenden. Die Parametrisierung der Schauerform muß für jede Kalorimeterlage in feinen Abstufungen der Teilchenenergie, der Pseudorapidität und der Schauertiefe ermittelt werden. Dafür werden Photon- und Pionereignisse benötigt, die für die folgenden Energie- und Winkelbereiche mit der vollen Simulation generiert wurden:

- Teilchenenergie: 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500 GeV
- Pseudorapidität: Bereiche der Größe 0,05 mit einem Abstand von 0,2 in η zueinander und mit ausreichendem Abstand zu den inhomogenen Randbereichen der Kalorimeterlage
- Schauertiefe: Es wird in der selben Weise wie bei der Energieparametrisierung eine Unterteilung in 10 Bereiche vorgenommen.

Im Gegensatz zur Energieparametrisierung werden hier erst Ereignisse ab einer Teilchenenergie von 5 GeV berücksichtigt, da für geringere Energien die Schauerform kaum auflösbar und schwer zu parametrisieren ist. Für Photonen mit einer Energie von 200 GeV und einem η -Bereich von 0,20 bis 0,25 ist die Energieverteilung im zentralen Bereich der zweiten Kalorimeterlage (*EM barrel*) um den erwarteten Auftreffpunkt in Abbildung 4.5 dargestellt. Der erwartete Auftreffpunkt wird durch die Extrapolation der Flugbahn des wahren generierten Teilchens in das Kalorimeter ermittelt. In der betrachteten zweiten Kalorimeterlage betragen die Zellgrößen bei

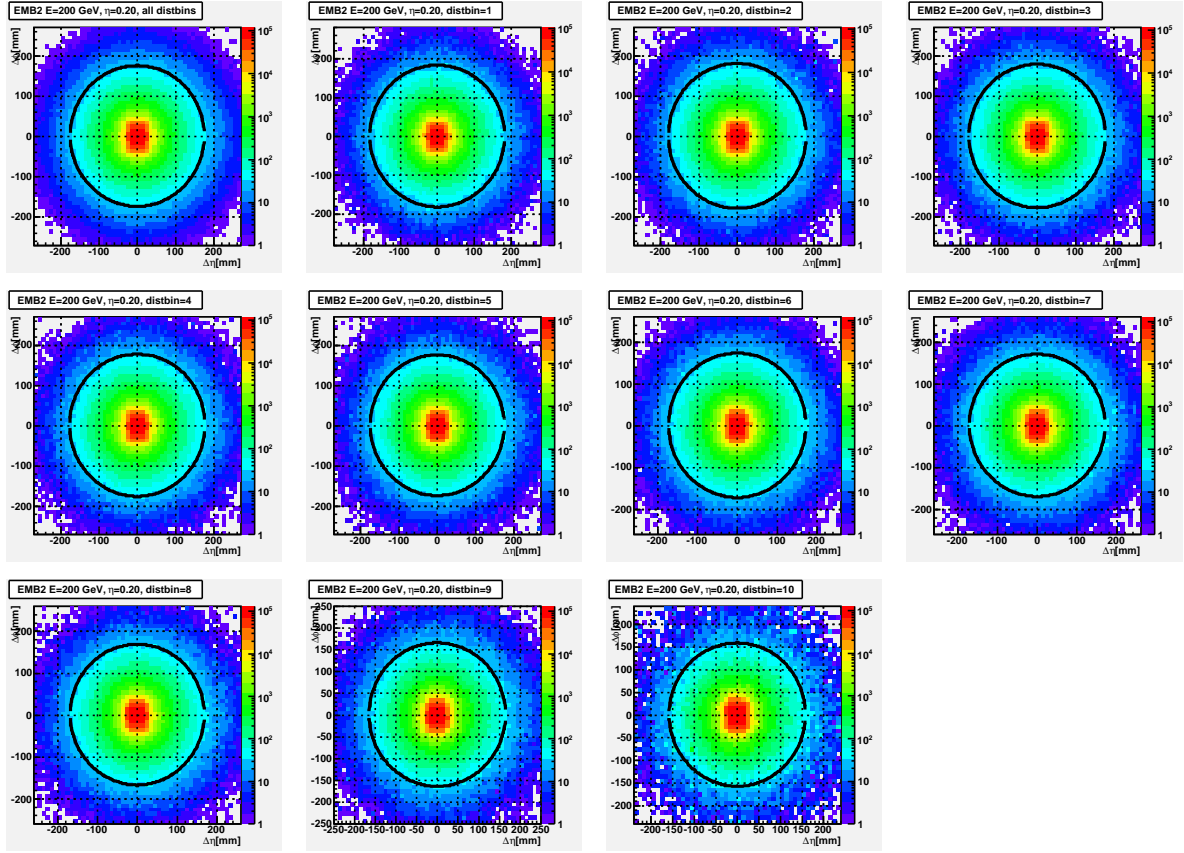


Abbildung 4.5: Energieverteilung in der zweiten Kalorimeterlage (*EMbarrel*) um den erwarteten Auftreffpunkt für Photonen mit einer Energie von 200 GeV in einem Bereich von $0,20 < \eta < 0,25$. Oben links ist die durchschnittliche Energieverteilung aller Ereignisse zu sehen. In den anderen Histogrammen ist die durchschnittliche Energieverteilung für jeden der 10 Bereiche der Schauertiefe zu sehen. Jeder farbige Punkt im Histogramm gibt die durchschnittliche Energie der Zelle an, die sich in diesem Abstand vom Auftreffpunkt befindet.

Der schwarze Kreis gibt die Grenze r_{max} an bis zu welcher die Schauerparametrisierung vorgenommen wird. Außerhalb dieser Region befinden sich weniger als 0,5 % der durchschnittlichen Energie.

$\eta = 0,2$ etwa 40 mm in η - und ϕ -Richtung. Wie zu sehen ist, können innerhalb dieser Abstände die Zellenergien um etwa eine Größenordnung abfallen. Somit kann der Einfluss der Zellgröße nicht vernachlässigt werden.

Die Simulation der Energieverteilung in den Kalorimeterlagen sollte unabhängig von der Zellgröße und dem Auftreffpunkt innerhalb der Zelle sein, damit alle Teilchen unabhängig vom ihrem Auftreffpunkt in η und ϕ mit derselben Parametrisierung simuliert werden können. Dafür muß die wahre Verteilung der Schauerform ermittelt werden. Dazu wird die erwartete Energie

in jeder Kalorimeterzelle durch Integration der Schauerformfunktion über den Bereich der Zelle errechnet. Diese Schauerformfunktion wird durch eine *Spline*-Funktion in dritter Ordnung der Energieverteilung in Abhängigkeit des radialen Abstandes zum Schauerzentrum beschrieben. Die akkordeonförmige Struktur des Kalorimeters in ϕ -Richtung wird bei der Integralberechnung berücksichtigt.

Die Schauerformfunktion für eine Kalorimeterlage wird in mehreren Iterationen durch eine χ^2 -Anpassung für alle Teilchen ermittelt, die zum selben Ereignistyp bezüglich Teilchenart, Energie und Schauertiefe gehören.

Das durchschnittliche χ_i^2 für ein Ereignis i sieht folgendermaßen aus:

$$\chi_i^2 = \frac{1}{\sum_c w_c} \cdot \sum_c w_c \cdot \left(\frac{E_{i,c} - \hat{E}_{i,c}}{\Delta \hat{E}_{i,c}} \right)^2$$

wobei $E_{i,c}$ die Energie der Zelle c beschreibt und $\hat{E}_{i,c}$ die vorhergesagte Energie aus der Schauerformfunktion darstellt. Die Zellgewichte w_c haben für alle Zellen im zentralen Bereich den Wert eins. Nur Zellen am Rand des parametrisierten Bereichs (wie z.B. durch den schwarzen Kreis in Abbildung 4.5 gekennzeichnet) bekommen ein nicht triviales Gewicht, das dem Zellflächenanteil innerhalb des Parametrisierungsbereichs entspricht. Der Fehler auf die Energie $\Delta \hat{E}_{i,c}$ skaliert für das elektromagnetische Kalorimeter (*EM barrel* und *EM endcap*) mit $10\%/\sqrt{\hat{E}_{i,c}}$, für das *Tile*- und das hadronische Kalorimeter (*HEC*) mit $50\%/\sqrt{\hat{E}_{i,c}}$ und für das Vorwärtskalorimeter (*FCAL*) mit $100\%/\sqrt{\hat{E}_{i,c}}$. In der Parametrisierung der Schauerform sind nur diese Fluktuationen des Schauers enthalten.

Zur Minimierung des χ_i^2 werden im wesentlichen die Stützpunkte des *Splines* verschoben, bis die beste Form für die Schauerfunktion erreicht ist.

In Abbildung 4.6 ist das mittlere Verhältnis der Zellenergien zu den errechneten Energien aus der Schauerformfunktion in Abhängigkeit des Auftreffpunktes der Teilchen in η - und ϕ -Koordinaten zu sehen.

Da Photonen nur geringe Fluktuationen in der Schauerform aufweisen, beschreibt die ermittelte Schauerformfunktion die Energieverteilung sehr gut. Pionen mit geringer Schauertiefe deponieren einen großen Energieanteil in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (*EM barrel*). Die zugehörigen Verteilungen sind in Abbildung 4.6 b) in der obersten Reihe zu sehen und werden durch die Schauerformfunktion besonders im zentralen Bereich gut wiedergegeben, was an den grünen Flächen zu sehen ist. Mit steigender Schauertiefe wird der Energieanteil der Pionen in der zweiten Kalorimeterlage immer geringer und die Fluktuationen im Ausläufer der Schauerform werden sichtbarer. Viele dieser Fluktuationen stammen aus der intrinsischen Schauerentwicklung der Pionen, die zu großen Energiedepositionen in weiten Abständen vom Schauerzentrum führen können. Diese Fluktuationen können mit einer durchschnittlichen Schauerform nicht erfasst werden und dominieren die Randbereiche in den Histogrammen für höhere Schauertiefen in Abbildung 4.6 b). Für den Bereich der größten Schauertiefe durchquert das Pionen die zweite Lage des elektromagnetischen Kalorimeters als minimal ionisierendes Teilchen und es ist nur eine sehr kleine Energiedeposition sichtbar.

Die Verteilungen in Abbildung 4.6 zeigen auch, dass die Annahme einer radialsymmetrischen Schauerform gerechtfertigt ist.

Um einige der Fluktuationen in der Simulation zu erhalten, werden in einem letzten Simulationsschritt die Zellenergien je nach Kalorimeterlage mit den selben X/\sqrt{E} -Termen verschmiert, die als Fehler in der χ^2 -Funktion verwendet wurden.

4.2.5 Zusammenfassung der Simulationsschritte

Abschließend werden die Verwendung der Energieparametrisierung und der Parametrisierung der Schauerform in der schnellen Simulation kurz zusammengefasst:

1. Je nach Teilchenart wird zur Simulation der Energiedepositionen in den Lagen des Kalorimeters die Photon- oder Pionparametrisierung gewählt.
2. Die totale Energie und die zugehörige rekonstruierte Schauertiefe werden aus zweidimensionalen Histogrammen der totalen Energie zur Schauertiefe wie in Abbildung 4.2 zufällig bestimmt.
3. Unter Benutzung der Korrelationsmatrix und den Histogrammen der Energieanteile in den Kalorimeterlagen (siehe Abb. 4.3) werden die Energieanteile in den jeweiligen Kalorimeterlagen bestimmt.
4. Die interne Kalibrierung wird rückgängig gemacht, um die 'Rohenergie' zu erhalten
5. Je nach Kalorimeterlage, Teilchenenergie, η -Koordinate des erwarteten Auftreffpunkts und rekonstruierter Schauertiefe aus Schritt 2 wird die am besten passende Schauerform-Parametrisierung ausgewählt.
6. Mit Hilfe der gewählten Schauerform-Funktion wird die Energieverteilung in der jeweiligen Kalorimeterlage simuliert.
7. Die Fluktuationen auf die Zellenergien werden hinzugefügt.

Mit diesem Schritten werden in der schnellen Simulation die Energiedepositionen in den Lagen des Kalorimeters und die Energieverteilung innerhalb der Lagen bestimmt.

4.2.6 Auswirkungen der Vereinfachungen

In der Energie- und Schauerparametrisierung der schnelle Simulation wurden einige vereinfachenden Annahmen gemacht. Durch die Verwendung einer durchschnittlichen Schauerform für Photonen und Pionen werden nicht alle Fluktuationen in der Schauerentwicklung berücksichtigt. Dadurch werden Abweichungen in den Verteilungen der rekonstruierten Größen für Photonen und Pionen, die mit der schnellen Simulation generiert wurden, im Vergleich zu voll simulierten Ereignissen erwartet. Desweiteren wird für das Vorwärts-Kalorimeter (*FCAL*) gar keine Schauerformfunktion verwendet, da die Zellgeometrie in diesem Bereich besonders kompliziert ist und

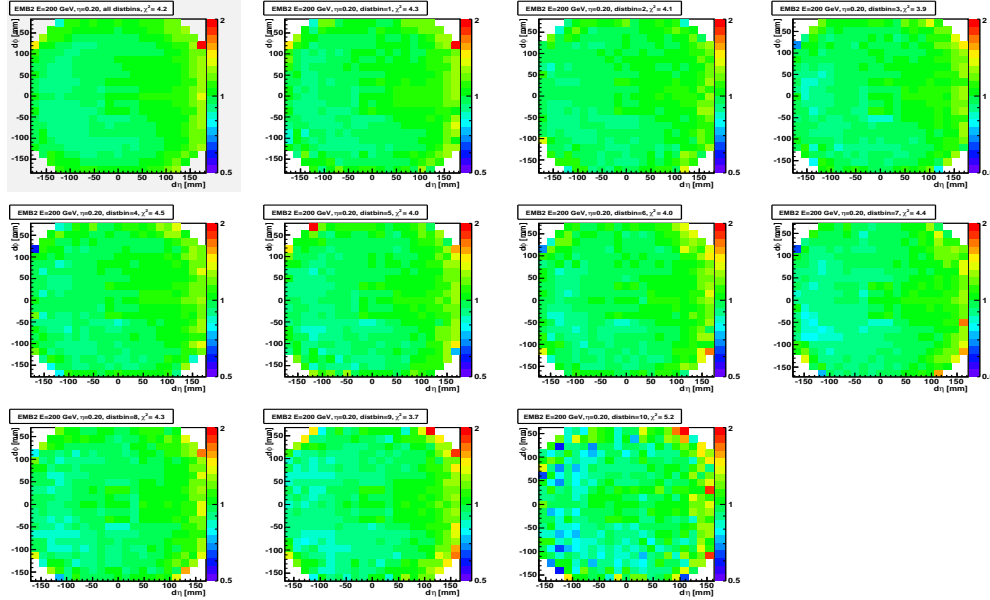
eine spezielle zusätzliche Schauerformparametrisierung erforderlich gewesen wäre. Statt dessen wird die gesamte Energie in der Zelle deponiert, durch die das Teilchen hindurchgeht. Dies wird sich vor allem auf Jets auswirken, die in den Vorwärts-Kalorimetern rekonstruiert werden, und Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Simulation hervorrufen.

Die Parametrisierungen für die Energieverteilung und die Schauerform wurden nur in den homogenen Kalorimeterbereichen vorgenommen, mit ausreichendem Abstand zu den Kalorimetergrenzen. Dadurch werden speziell an den Kalorimetergrenzen große Unterschiede zur vollen Simulation erwartet, da die Parametrisierung aus den homogenen Kalorimeterbereichen gewonnen wurde und die Schauerform in den Randbereichen nicht gut wiedergibt.

Für die schnelle Simulation werden nur Photonen und geladene Pionen für die Parametrisierung benutzt. Die Parametrisierung der Photonen wird auf Photonen und Elektronen angewendet, die der Pionen auf alle geladenen und neutralen Hadronen. Im Kalorimeter besteht der Hauptunterschied zwischen Elektronen und Photonen darin, dass der elektromagnetische Schauer der Elektronen früher startet. Dies verursacht einen kleinen Unterschied in der rekonstruierten Energie im Kalorimeter und eine etwas breitere Schauerform. Es wird erwartet, dass die Abweichungen sichtbar sind, aber nicht kritisch für die Qualität der Rekonstruktion und durch einen später folgenden Parametrisierungsschritt korrigiert werden können. Der Hauptanteil der hadronischen Aktivität in QCD Ereignissen, welche am LHC überwiegen, wird von geladenen Pionen verursacht. Deshalb ist die Vereinfachung, alle Hadronen mittels der Parametrisierung der geladenen Pionen zu beschreiben, ausreichend. Da Hadronen fast nie isoliert auftreten, bleibt ein Großteil der individuellen Schauerentwicklungen der einzelnen Hadronen verborgen. Man könnte auch Parametrisierungen für Elektronen und Hadronen vornehmen, aber dies würde viel mehr Speicherplatz während der Simulation benötigen und zusätzlichen Aufwand erfordern.

In Kapitel 5 werden anhand von Vergleichen für Photonen, Elektronen, Pionen und τ -Leptonen die Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Simulation untersucht, um den Einfluss der Vereinfachungen in der schnellen Simulation abzuschätzen.

a) Photonen $E=200$ GeV, $\eta = 0,20 - 0,25$, 2. Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (*EMbarrel*) :



b) Pionen $E=200$ GeV, $\eta = 0,20 - 0,25$, 2. Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (*EMbarrel*) :

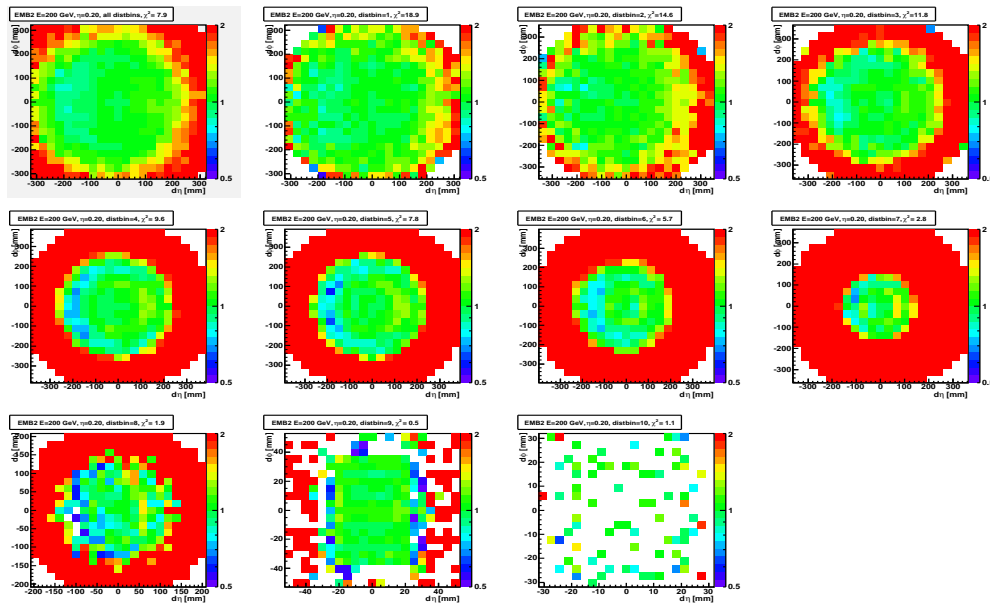


Abbildung 4.6: Mittleres Verhältnis der Zellenergien zu den errechneten Energie aus der ermittelten Schauerformfunktion in Abhängigkeit des Auftreffpunktes in η - und ϕ -Koordinaten der Photonen (a) und Pionen (b) mit einer Energie von 200 GeV in einem Bereich von $0,20 < \eta < 0,25$ in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (*EMbarrel*). Oben links ist das Verhältnis für alle Ereignisse für Photonen (a) und Pionen (b) zu sehen. Die anderen Histogramme zeigen das Verhältnis in den 10 Abschnitten der Schauertiefe.

5 Vergleiche der schnellen zur vollen Simulation

In Kapitel 4 wurde das Prinzip der schnellen Simulation vorgestellt und die Verteilungen, auf denen die Parametrisierung basiert, sowie einige interne Konsistenztests der Methode gezeigt. Dazu wurden keine Ereignisse in Athena simuliert und auf die simulierten Größen auch keine Rekonstruktionsalgorithmen angewendet.

Ein großer Teil der Diplomarbeit bestand in der ständigen Überprüfung und Beurteilung der schnellen Simulation während der Entwicklungsphase. Dazu wurden Elektronen, Photonen, Pionen und τ -Leptonen betrachtet und auf die simulierten Ereignisse wurden die selben Rekonstruktionsalgorithmen wie in der vollen Simulation angewendet. Mit Vergleichen zwischen der schnellen und vollen Simulation anhand von charakteristischen Variablen der Rekonstruktionsalgorithmen, konnte die Methode zur Bestimmung der Parametrisierung optimiert werden. Dazu dienten vor allem Vergleiche für Photonen und geladene Pionen, die ohne elektronisches Rauschen simuliert werden. Dadurch können in den Verteilungen intrinsische Unterschiede in den Simulationen festgestellt werden.

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der aktuellen schnellen Simulation vorgestellt und auf die Entwicklung der Qualität dieser Vergleiche über verschiedene Entwicklungsstadien der Parametrisierung wird nicht weiter eingegangen. Es werden zuerst wichtige Verteilungen für Photonen, Elektronen und Pionen gezeigt, die ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens simuliert wurden. Anschließend werden für Elektronen, Jets, Pionen und τ -Leptonen wichtige Variablen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens gezeigt, da in diesen Verteilungen die tatsächlich sichtbaren Unterschiede auftreten und ihr Einfluss z.B. auf die Trennung von Elektron- und Jet-Ereignissen abgeschätzt werden kann.

5.1 Vergleiche der schnellen zur vollen Simulation für verschiedene Versionen der Detektorsimulation

Für eine erste Überprüfung der schnellen Simulation werden in diesem Abschnitt Vergleiche zur vollen Simulation anhand von Photonen, Elektronen und Pionen untersucht. Mit Hilfe der Detektorsimulation der Version 13.0.40.5 werden dazu Ereignisse der schnellen und vollen Simulation ohne elektronisches Rauschen erzeugt. Diese werden dann mit Ereignissen der vollen Simulation verglichen, die mit der Athena Version 10.0.1 generiert wurden.

Die Parametrisierung der Teilchenschauer für die schnelle Simulation basiert auf der älteren Version 10.0.1 der Detektorsimulation. Dies kann zu Unterschieden in den betrachteten Verteilungen

führen, da es einige Änderungen für die neuere Detektorsimulation gab. Einige Abweichungen können durch Veränderungen in der Detektorgeometrie verursacht werden, die zu Verschiebungen der Detektorelemente führen. Eine erheblichen Beitrag liefert auch die veränderte Materialbeschreibung, da besonders im inneren Detektor und direkt vor dem Kalorimeter in der neueren Version mehr inaktives Material berücksichtigt wird. Zudem wurde die Simulation der Elektronik verfeinert und verändert, wodurch sich die Energieantwort der Kalorimeterzellen auf Energiedepositionen um bis zu 10 % verändert hat.

Anschließend werden Ereignisse der schnellen und der vollen Simulation der neueren Version 13.0.40.5 unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschen miteinander verglichen. Dadurch können die wirklich sichtbaren Abweichungen der schnellen zur vollen Simulation untersucht werden.

Im folgenden Abschnitt werden zunächst die wichtigsten Merkmale von Photonen und Elektronen im Kalorimeter beschrieben, die zur Identifikation dieser Objekte dienen.

5.1.1 Identifizierung von Photonen und Elektronen

Die Identifizierung der rekonstruierten Objekte als Elektronen oder Photonen basiert vor allem auf Variablen, die eine Trennung dieser von Pionen und Jets ermöglicht. Im elektromagnetischen Kalorimeter sind Elektronen und Photonen schmale Objekte, während Jets eher breitere Verteilungen aufweisen. Deshalb sind Größen, die die Schauerform beschreiben, sehr nützlich zur Unterscheidung dieser Objekte.

Charakteristische Variablen für Photonen und Elektronen

Zur Identifizierung von Elektronen und Photonen werden wichtige Schauerformvariablen verwendet, die in den verschiedenen Kalorimeterlagen ermittelt werden. Die Definitionen für die betrachteten Variablen sind der Referenz [17] entnommen. Im folgenden Abschnitt sollen diese Variablen kurz beschrieben werden.

Im hadronischen Kalorimeterbereich:

- *Hadronic leakage* : Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen deponieren nur einen geringen Anteil ihrer Energie im hadronischen Kalorimeter, für Photonen liegt er bei weniger als 2%. Die Größe zur Beschreibung des hadronischen Anteils der abgegebenen Energie wird *hadronic leakage* genannt. Sie ist definiert als das Verhältnis der transversalen Energie rekonstruiert in einem Bereich von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ in der ersten Lage des hadronischen Kalorimeters zur transversalen Energie des *Clusters*, der im elektromagnetischen Kalorimeters rekonstruiert wurde.

Im Bereich der zweite Lage des elektromagnetischen Kalorimeters:

Photonen und Elektronen deponieren den größten Anteil ihrer Energie in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters. Die folgenden Variablen werden in diesem Bereich berechnet:

- Die meiste Energie der Photonen befindet sich in einem Bereich von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ Zellen. Die laterale Schauerform wird durch die Größen $R_\eta(37)$ und $R_\phi(33)$ beschrieben. Dabei handelt es sich um das Verhältnis der rekonstruierten Energie in einem Cluster von 3×7 Zellen zur Energie in 7×7 Zellen bzw. das Verhältnis der rekonstruierten Energie in einem Cluster von 3×3 Zellen zur Energie in 3×7 Zellen. Diese Variablen zeigen eine spitze Verteilung um den Wert 1, da Photonen und Elektronen nur eine geringe laterale Ausdehnung haben.
- Die laterale Breite in η wird in einem Bereich von 3×5 Zellen mittels der energiegewichteten Summe über alle Zellen berechnet:

$$\omega_{\eta^2} = \sqrt{\frac{\sum E_c^i \cdot \eta_i^2}{\sum E_c^i} - \left(\frac{\sum E_c^i \cdot \eta_i}{\sum E_c^i} \right)^2} \quad (5.1)$$

wobei E_c die Energie der Zelle bezeichnet. Da die Schauerbreite der Elektronen und Photonen schmaler ist als die Zellgranularität, hängt die laterale Breite vom Auftreffpunkt des Teilchens innerhalb der Zelle ab.

Schnitte, die auf die Schauerformvariablen in der zweiten Kalorimeterlage und Variablen im hadronischen Kalorimeter angewendet werden, tragen zur Unterdrückung von Jets und hochenergetischen Pionen mit breiten Schauern bei. Jets, die einzelne oder mehrere η und π^0 enthalten, können auch fälschlicherweise als Photonen identifiziert werden.

Im Bereich der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters:

Die erste Lage des elektromagnetischen Kalorimeters besitzt eine besonders feine Granularität und kann dadurch Substrukturen in Schauern auflösen. Somit können isolierte neutrale Pionen und Photonen unterschieden werden. Die laterale Schauerform kann in einem Bereich der Pseudorapidität $|\eta| < 2,35$ bestimmt werden, unter der Voraussetzung, dass mindestens 0,5% der Gesamtenergie in der ersten Kalorimeterlage rekonstruiert wurde.

Neutrale Pionen zerfallen überwiegend in zwei Photonen. Deshalb werden oft für Jets, die ein oder mehrere π^0 enthalten, zwei Maxima in der ersten Kalorimeterlage gefunden. Unter Berücksichtigung der feinen Granularität wird der Schauer in einem Bereich $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$ um die energiereichste Zelle nach einem zweiten Maximum untersucht. Wenn mehr als zwei weitere Maxima gefunden werden, wird das Maximum mit dem zweithöchsten Energieinhalt berücksichtigt. Dann können die folgenden Variablen berechnet werden:

- Die Differenz $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$ zwischen dem Energieinhalt des zweiten Maximums E_{max2} und der rekonstruierten Energie im Streifen mit dem minimalen Energiewert zwischen dem ersten und zweiten Maximum E_{min} .

- Das Schauerzentrum wird innerhalb von drei Streifen berechnet und F_{side} drückt den Anteil der Energie außerhalb dieses zentralen Bereichs aus. Diese Variable wird mit folgender Formel berechnet:

$$F_{side} = [E(\pm 7) - E(\pm 3)] / E(\pm 7) \quad (5.2)$$

wobei $E(\pm n)$ die deponierte Energie innerhalb $\pm n$ Streifen um den energiereichsten Streifen enthält.

- $\omega_{3strips}$ stellt die Schauerbreite über drei Streifen um denjenigen mit der maximalen Energie dar und wird mit folgender Formel berechnet:

$$\omega_{3strips} = \sqrt{\frac{\sum_{i=-1}^1 E_i \cdot (i - i_{max})^2}{\sum_{i=-1}^1 E_i}} \quad (5.3)$$

wobei i die Anzahl der Streifen und i_{max} den Streifen mit dem größten Energieinhalt bezeichnet.

Identifizierung der Photonen und Elektronen durch die *IsEM*-Variable

Zur Identifizierung der Photonen und Elektronen wird standardmäßig die Variable *IsEM* verwendet. Mit Hilfe dieser Variable können die rekonstruierten Photonen und Elektronen in die drei Kategorien *loose*, *medium* und *tight* eingeteilt werden. Für die Einteilung wird ein Satz von Schnitten auf die Schauerformvariablen angewendet. Für Elektronen werden außerdem auch Schnitte auf Spurvariablen sowie auf Variablen, die Informationen aus dem inneren Detektor und dem Kalorimeter kombinieren, einbezogen. Wenn ein geforderter Schnitt nicht erfüllt wurde, wird ein *Bit* der *IsEM*-Variable gesetzt. Die Bedingungen sind für die rekonstruierten Elektronen der *loose*-Kategorie am schwächsten und für die der *tight*-Kategorie am stärksten.

In den folgenden zwei Abschnitten werden Verteilungen für die beschriebenen Variablen für Photonen und Elektronen untersucht.

5.1.2 Vergleiche für Photonen

Anhand von Photonen werden nun die Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Detektorsimulation diskutiert. Die Photonen wurden mit einer Energie von 20 GeV in einem Detektorbereich der Pseudorapidität 0,2 bis 0,25 simuliert und anschließend rekonstruiert. Die folgenden Vergleiche werden ohne Simulation des elektronischen Detektorrauschens gezeigt. Dies ermöglicht einen Vergleich der Ergebnisse der schnellen Simulation mit den Verteilungen für Photonen, die mit der Athena Version 10.0.1 ohne Detektorrauschen simuliert wurden. Auf diesen Ereignissen basiert die Parametrisierung der schnellen Simulation und es können dadurch die intrinsischen Unterschiede zwischen der schnellen und vollen Simulation untersucht werden.

Die Verteilungen für die Photonen der vollen Simulation der Athena Version 10.0.1 sind in den folgenden Histogrammen in blau dargestellt, die der neueren Athena Version 13.0.40.3 in grau und die der schnellen Simulation mit der Version 13.0.40.3 der Detektorsimulation in rot. Alle Verteilungen in den Histogrammen sind auf ein Integral von eins normiert. Es werden zunächst

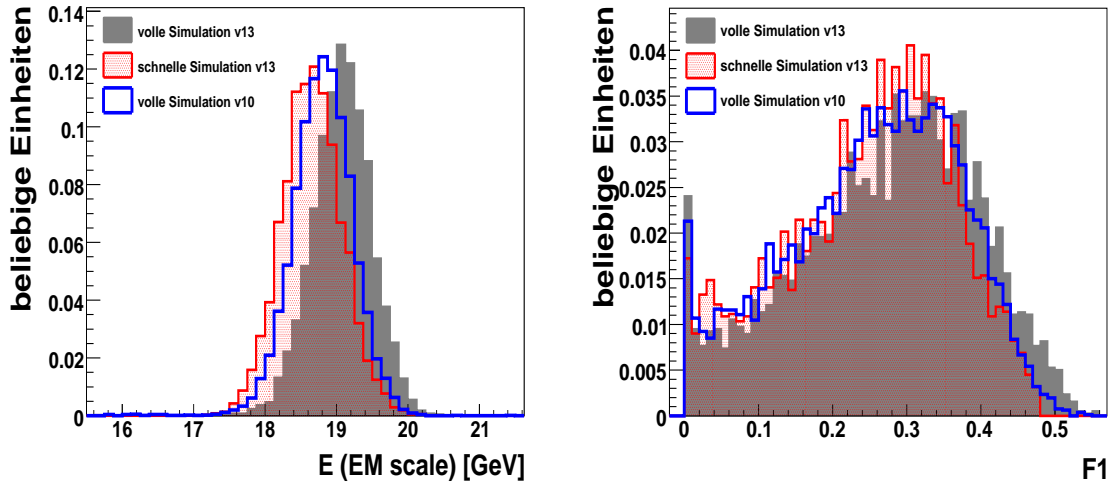


Abbildung 5.1: Unkalibrierte Energie der Photonen im Kalorimeter (links) und Anteil der Energie der Photonen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

nur Photonen ohne Konversionen im Detektormaterial berücksichtigt. Die Anzahl der wahren simulierten Teilchen muß dafür im betrachteten Ereignis genau eins sein. Die Materialbeschreibung im inneren Detektor hat sich von der Athena Version 10.0.1 zur neueren Version geändert und somit auch die Anzahl der Photonkonversionen. Deshalb sind nur die Ereignisse ohne Konversionen direkt miteinander vergleichbar.

In Abbildung 5.1 ist auf der linken Seite die unkalibrierte Energie der Photonen im Kalorimeter zu sehen. Die Energieverteilung der Photonen der älteren Detektorsimulation in blau stimmt wesentlich besser mit der Verteilung für die schnelle Simulation in rot überein, da diese Ereignissen der vollen Simulation als Grundlage der Parametrisierung für die Photonen der schnellen Simulation dienten. Wie bereits im Detektorkapitel beschrieben wurde, besteht das Kalorimeter aus Lagen von passivem und aktivem Material. Der größte Anteil der Energie wird im passiven Material abgegeben, direkt gemessen wird allerdings nur die Energieabgabe des Teilchens im aktiven Detektormaterial. Die Gesamtenergie wird dann durch die Multiplikation dieses Anteils mit einem experimentell bestimmten Faktor errechnet. Dieser Faktor hat sich aufgrund von weiteren experimentellen Untersuchungen von der älteren Version 10.0.1 zur neueren Version 13.0.40.3 geändert. Außerdem wird mehr passives Material berücksichtigt als zuvor. All diese Änderungen verursachen die Verschiebung der Energieverteilung der neueren vollen Simulation in grau gegenüber der Verteilung der älteren vollen Simulation in blau. Den Anteil der Energie, den die Photonen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters deponieren, wird durch die Variable F1 beschrieben und ist in Abbildung 5.1 auf der rechten Seite zu sehen. Für diese Verteilung ist eine gute Übereinstimmung der vollen und schnellen Simulation gegeben. Für den Anteil der Energie in der dritten Lage (Abb. 5.2 linke Seite) des elektromagnetischen Kalorimeters, der durch die Variable F3 beschrieben wird, ist eine Abweichung zu sehen. Für Photonen mit sehr

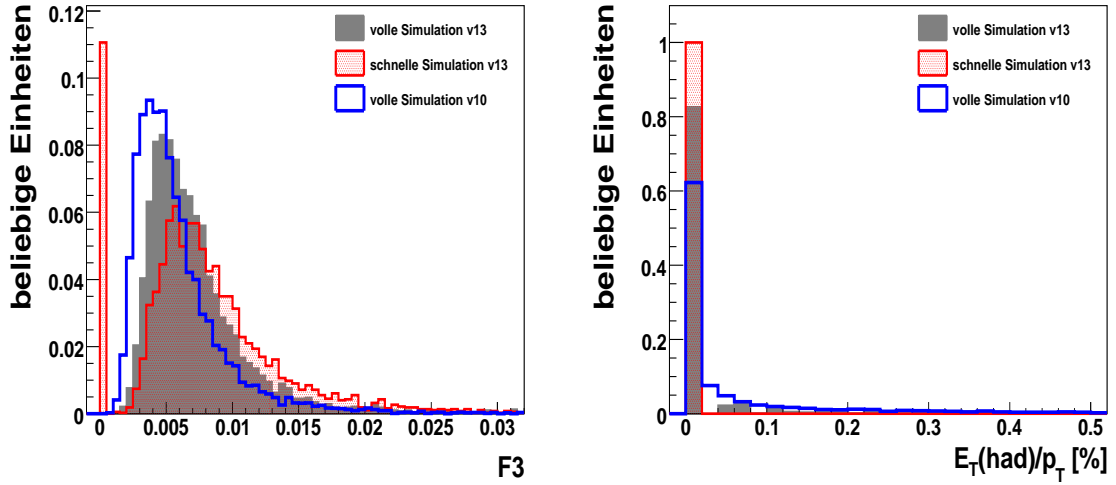


Abbildung 5.2: Anteil der Energie der Photonen in der dritten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (links) und Energiedifferenz zwischen Streifen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

geringer Energie unter 100 MeV beschreibt die schnelle Simulation keine Energiedepositionen in der jeweiligen Lage des Kalorimeters mehr. Dadurch werden die Einträge im Histogramm beim Wert Null verursacht. Es ist zu beachten, dass nur ein geringer Anteil der Gesamtenergie noch in dieser Lage abgegeben wird und die Korrelationen zwischen der Energieabgabe in der ersten und dritten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters von der schnellen Simulation hinreichend gut wiedergegeben wird.

In Abbildung 5.2 ist auf der rechten Seite die Verteilung für den Anteil der deponierten Energie im hadronischen Kalorimeter zu sehen. Die Photonen der schnellen Simulation deponieren einen geringeren Anteil ihrer Energie in der ersten Lage des hadronischen Kalorimeter, als dies für die Photonen der vollen Simulation der Fall ist. Auch diese Unterschiede kommen zustande, da die schnelle Simulation für Teilchen mit sehr geringer Energie unter 100 MeV keine Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter mehr simuliert.

In der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters sind, wie am Anfang des Kapitel beschrieben, die Größen $\omega_{3strips}$ und F_{side} (siehe Abb.5.3) wichtige Verteilungen zur Trennung von Photonen und Jets.

Die Variable $\omega_{3strips}$ stellt die Schauerbreite der Photonen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters über drei Streifen dar. Die Verteilung der schnellen Simulation stimmt mit der älteren Version der vollen Detektorsimulation besser überein. Die Verteilung für die volle Simulation der Version 13.0.40.3 ist breiter, als die Verteilung für die schnelle Simulation. Die Photonereignisse der neueren vollen Simulation weisen somit eine größere Spanne für den Wert der deponierten Energie innerhalb der zentralen drei Streifen auf, als die Ereignisse der schnellen Simulation.

Die Größe F_{side} ist ein Maß für die Schauerbreite in der ersten Lage des elektromagnetischen

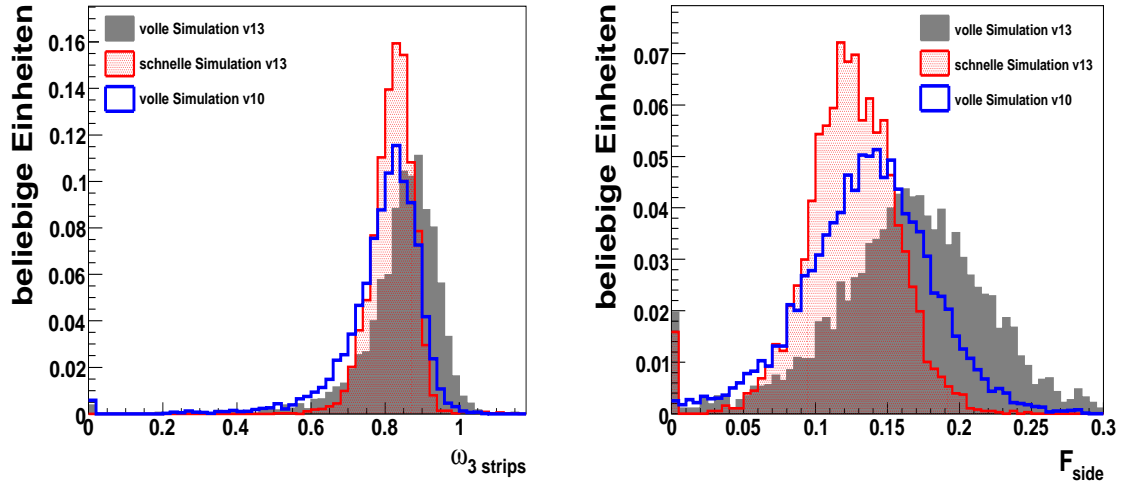


Abbildung 5.3: Ausdehnung des Photonschauers in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (links) und Schauerbreite in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

Kalorimeters. In dieser Verteilung lässt sich beobachten, dass die Photonen der schnellen Simulation eine geringere Breite aufweisen als die der vollen Simulation. In der vollen Simulation sind auch Fluktuationen zu breiteren Photonschauern enthalten. Dies führt zu einem größeren Energieanteil außerhalb der zentralen drei Streifen und zu einer gleichmäßigeren und somit breiteren Verteilung der Energie über die betrachteten sieben Streifen.

In Abbildung 5.4 ist auf der linken Seite die bereits beschriebene Variable R_η (37) für die laterale Schauerform zu sehen. Für die Photonen der schnellen Simulation ist die Verteilung symmetrischer und die Spitze etwas verschoben im Vergleich zur vollen Simulation. Zusätzlich ist für die Verteilung der neueren vollen Simulation ein kleiner Ausläufer zu niedrigeren Werten hin zu sehen, der in der schnellen Simulation nicht wiedergegeben wird. Dies könnte durch die Verwendung einer durchschnittlichen Schauerform in der Parametrisierung der schnellen Kalorimetersimulation verursacht werden.

Die laterale Breite in der zweiten Lage des Kalorimeters wird durch die Variable ω_{η^2} beschrieben und ist in Abbildung 5.4 auf der rechten Seite dargestellt. Die Verteilung für die volle Simulation der Detektorversion 13.0.40.3 zeigt einen längeren Ausläufer zu höheren Werten. Die Verteilung für die schnelle Simulation der Detektorversion 13.0.40.3 stimmt etwas besser mit der Verteilung für die ältere volle Simulation der Detektorversion 10.0.1 überein. Insbesondere der etwas höhere Anteil an Ereignissen im Ausläufer zu niedrigen Werten hin stimmt für die schnelle und ältere volle Simulation besser überein.

Zur näheren Betrachtung der Unterschiede in dieser Verteilung werden die Zellen in der zweiten Kalorimeterlage, die zur Berechnung der lateralen Breite benutzt werden, genauer untersucht. Eine Zelle in der zweiten Kalorimeterlage weist eine Größe von $\Delta\eta = 0,025$ auf. Für Photonereignisse, die zum rechten Ausläufer der Verteilung in Abbildung 5.4 beitragen, kann aus dem

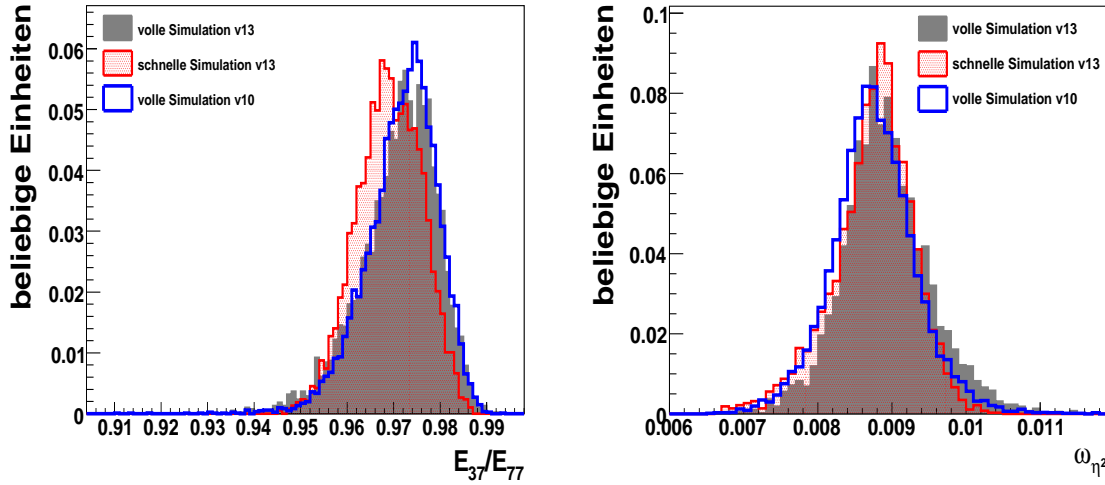


Abbildung 5.4: Ausdehnung des Photonschauers in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (links) und Schauerbreite der Photonen in der zweiten Lage des Kalorimeters (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

Histogramm eine Standardabweichung für die Energiedepositionen in der zweiten Kalorimeterlage vom Wert 0,01 abgelesen werden. Das entspricht ungefähr der Größe einer halben Kalorimeterzelle. Die Energie verteilt sich somit recht gleichmäßig auf die getroffene Zelle und ihre Nachbarzelle. Die Ereignisse im rechten Ausläufer der Verteilung treten folglich für Photonen auf, die eine Zelle im zweiten Kalorimeter nahe an ihrem Rand treffen.

Photonen, die in der Mitte einer Zelle auftreffen, deponieren einen großen Anteil der Energie in dieser Zelle. Dadurch ergibt sich eine geringere laterale Breite für diese Photonereignisse. Je schmäler die Schauerform ist, desto geringer wird die errechnete laterale Breite. Im linken Ausläufer treten mehr Ereignisse für die schnelle Simulation auf, was durch eine etwas schmalere Schauerform im Vergleich zur vollen Simulation zustande kommt.

5.1.3 Vergleiche für Elektronen

In der schnellen Simulation wird die Parametrisierung, die auf Photonereignissen gewonnen wurde, zur Simulation von Elektronereignissen verwendet. Im folgende Kapitel soll untersucht werden, welche Unterschiede in den Verteilungen für die Identifikationsvariablen der Elektronen auftreten.

Für die Vergleiche werden Elektron-Ereignisse verwendet, die mit einer Energie von 20 GeV/c in einem Detektorbereich der Pseudorapidität 0,2 bis 0,25 simuliert und rekonstruiert wurden. Das elektronische Detektorrauschen wird nicht berücksichtigt, um die intrinsischen Abweichungen der schnellen zur vollen Simulation untersuchen zu können. Die Verteilungen für die Elektronen der vollen Simulation der Athena Version 10.0.1 sind in den folgenden Histogrammen wieder in blau dargestellt, die der neueren Athena Version 13.0.40.3 in grau und die der schnellen Si-

mulation mit der neueren Detektorsimulation in rot. Es werden keine Selektionskriterien auf die betrachteten Ereignisse angewendet und die Verteilungen in den Histogramme sind auf ein Integral von eins normiert. Dabei ist zu beachten, dass durch die schon erwähnten Unterschiede in der Beschreibung des Detektormaterials zwischen der Athena Version 10.0.1 und der hier betrachteten Athena Version 13.0.40.3, die Anzahl der auftretenden Wechselwirkungen im inneren Detektor in der neueren Version der Detektorsimulation erhöht ist.

In Abbildung 5.5 ist auf der linken Seite die Energiedeposition der Elektronen in der ersten La-

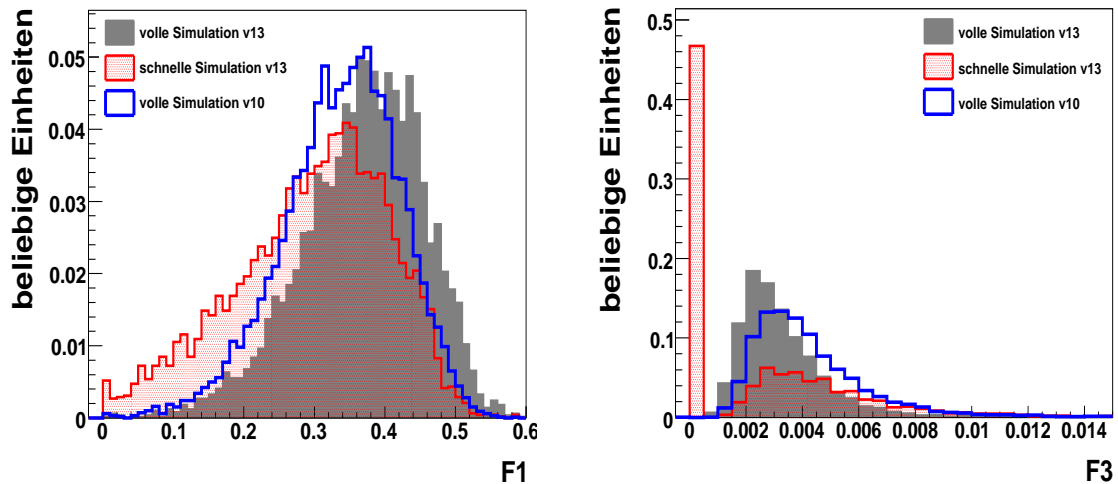


Abbildung 5.5: Anteil der deponierten Energie der Elektronen in der ersten Kalorimeterlage (links) und in der dritten Kalorimeterlage (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

ge des elektromagnetischen Kalorimeters zu sehen. Im Vergleich zu Photonen deponieren Elektronen einen größeren Anteil ihrer Energie in der ersten Kalorimeterlage. Die Ursache besteht darin, dass Elektronen im Gegensatz zu Photonen geladenen Teilchen sind und somit ihr elektromagnetischer Schauer früher im Kalorimeter startet. Es erreichen auch einige Photonen, die von den Elektronen im inneren Detektor abgestrahlt wurden, das elektromagnetische Kalorimeter und tragen zur Energie bei. Für die Elektronen der schnellen Simulation wird die Parametrisierung der Photonen verwendet. Deshalb weist deren Verteilung einen Ausläufer zu geringeren Werten auf. Zusätzlich werden in der schnellen Simulation die abgestrahlten Photonen im inneren Detektor, die auch das Kalorimeter erreichen können, mit zu geringer Energie nicht mehr berücksichtigt.

Auf der rechten Seite in Abbildung 5.5 ist zu sehen, dass die Elektronen nur einen sehr geringen Anteil ihrer Energie in der dritten Kalorimeterlage deponieren. In der schnellen Simulation findet für Elektronen mit sehr niedriger Energie keine Simulation der Energiedeposition mehr statt. Dies verursacht die Einträge im Histogramm beim Wert Null.

Der Energieanteil der Elektronen in der ersten Kalorimeterlage außerhalb der zentralen drei Streifen ist in Abbildung 5.6 rechts zu sehen. Die Elektronen der vollen Simulation der Athena Version 13.0.40.3 deponieren einen größeren Anteil der Energie außerhalb der zentralen drei Streifen,

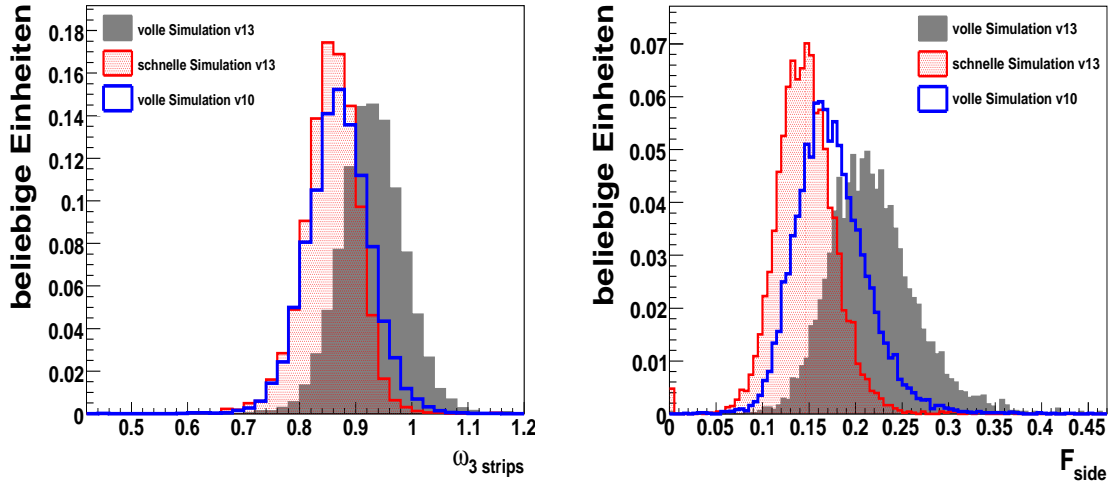


Abbildung 5.6: Schauerbreite in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (links) und Ausdehnung des Elektronschauers in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

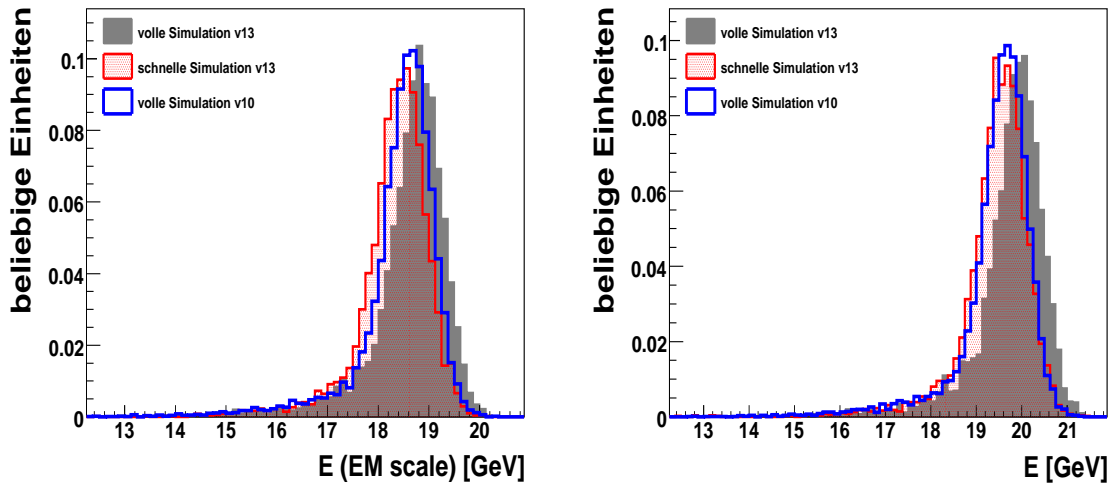


Abbildung 5.7: Verteilung der unkalibrierten Energie (links) und der kalibrierten Energie (rechts) der Elektronen im Kalorimeter, beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

als dies für die Elektronen der vollen Simulation der Athenaversion 10.0.1 der Fall ist. Wie auch in Abbildung 5.6 links zu sehen ist, sind die Elektronschauer in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters für die neuere Athenaversion breiter, als dies in der älteren Version der vollen Simulation der Fall ist. Dieser Effekt kann durch die unterschiedliche Materialbeschrei-

bung im inneren Detektor und die daraus folgenden Unterschiede für die Wechselwirkungen in diesem Teil des Detektors verursacht werden. Wie schon erwähnt, starten Elektronschauer früher im Kalorimeter als Photonschauer. Da für die Elektronen der schnellen Simulation die Parametrisierung der Photonen angewendet wird, sind diese Elektronschauer noch schmaler, als es für die volle Simulation der Fall ist. Dadurch ist auch die Breite der Energiedeposition geringer und die entsprechende Verteilung für die schnelle Simulation ist zu niedrigeren Werten verschoben, wie in Abbildung 5.6 auf der rechten Seite zu sehen ist.

Die unkalibrierte Energie der Elektronen ist in Abbildung 5.7 linkerhand zu sehen und die kalibrierte Energie in Abbildung 5.7 auf der rechten Seite. Da sich die Kalibrierungsfaktoren für die deponierte Energie von der älteren Athena Version zur neueren geändert haben, stimmen die Verteilungen für die schnelle und volle Simulation nicht überein. Die Abweichungen für die unkalibrierte Energie kommt durch die Unterschätzung des deponierten Energieanteils im aktiven Detektormaterial zustande, wie auch bereits für die Photonen zu sehen war.

5.1.4 Vergleiche für Pionen

Die folgenden Vergleiche werden für geladene Pionen, die mit einer Energie von 20 GeV/c in einem Detektorbereich von η 0,2-0,25 simuliert und rekonstruiert wurden, gezeigt. Hierbei ist zu beachten, dass die Betrachtung der Elektron- bzw. Photonvariablen für Pionen eine Besonderheit darstellen. Diese Variablen wurden vor allem zur Identifizierung von Elektronen und Photonen ausgearbeitet. Geladene Pionen treten vor allem als Zerfallsprodukte in Jets auf. Sie stellen also eher eine Quelle für fälschlich identifizierte Elektronen dar.

Auch für die Pionen werden, wie schon für die Elektronen und Photonen, Ereignisse ohne elektronische Detektorrauschen verwendet, um die intrinsischen Abweichungen der schnellen zur vollen Simulation untersuchen zu können. Alle Verteilungen in den Histogrammen sind auf ein Integral von eins normiert.

Für den Anteil der Energie in der ersten bzw. dritten Lage des Kalorimeters in Abbildung 5.8 ist eine gute Übereinstimmung zwischen der schnellen und vollen Simulation zu sehen. Jedoch treten für die Schauerbreite in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters, die in Abbildung 5.9 auf der rechten Seite zu sehen ist, erhebliche Unterschiede auf. In diesem Histogramm zeigt sich, dass für die Pionen der schnellen Simulation wesentlich mehr Energie außerhalb der zentralen drei Streifen zu finden ist, als dies für die Pionen der vollen Simulation der Fall ist. Daraus lässt sich schließen, dass die Pionen der schnellen Simulation eine eher gleichmäßige Verteilung für die Energiedepositionen in der ersten Lage des Kalorimeter aufweisen. Dies beeinflusst auch die Berechnung für die Variable $\omega_{3strips}$. In der vollen Simulation wird durch eine Fluktuation im Pionschauer mehr Energie in einigen Streifen deponiert und diese dann zur Berechnung der Schauerbreite benutzt. Für die schnelle Simulation fehlen diese Fluktuationen. Deshalb wird die Breite über drei Streifen mit sehr ähnlichem Energieinhalt berechnet, wodurch die Spitze der Verteilung bei $\sqrt{2}$ entsteht.

Die Variable F_{side} zeigt für die vollen Simulationen für Pionen im Vergleich zur Verteilung für Elektronen (s. Abb. 5.6 rechts) eine wesentlich flachere Verteilung. Pionen deponieren ihre Energie nicht nur in den zentralen drei Streifen, wie es meist für Photonen und Elektronen der Fall ist, sondern über einen weiteren Bereich. Dies zeigt sich auch in der Verteilung für die Variable

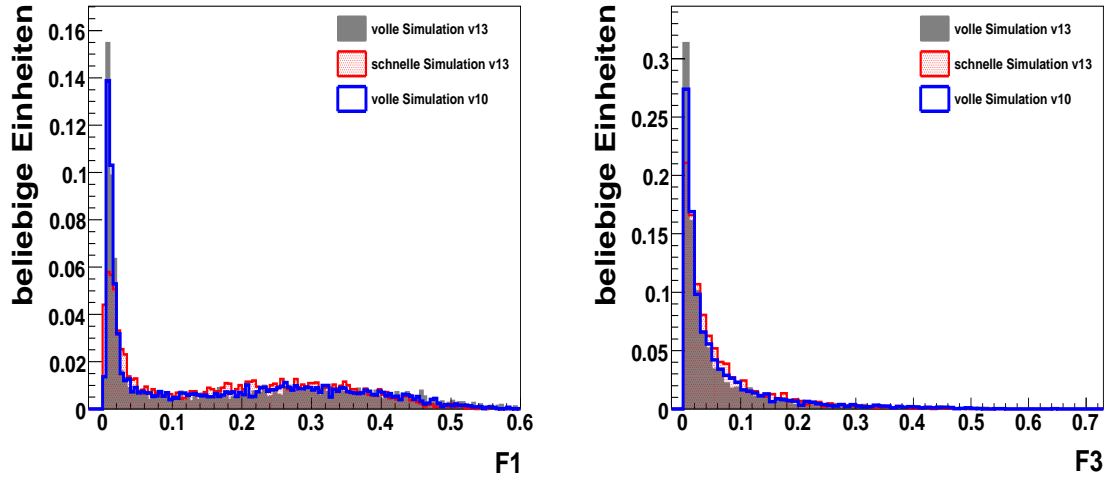


Abbildung 5.8: Anteil der deponierten Energie der Pionen in der ersten Kalorimeterlage (links) und in der dritten Kalorimeterlage (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

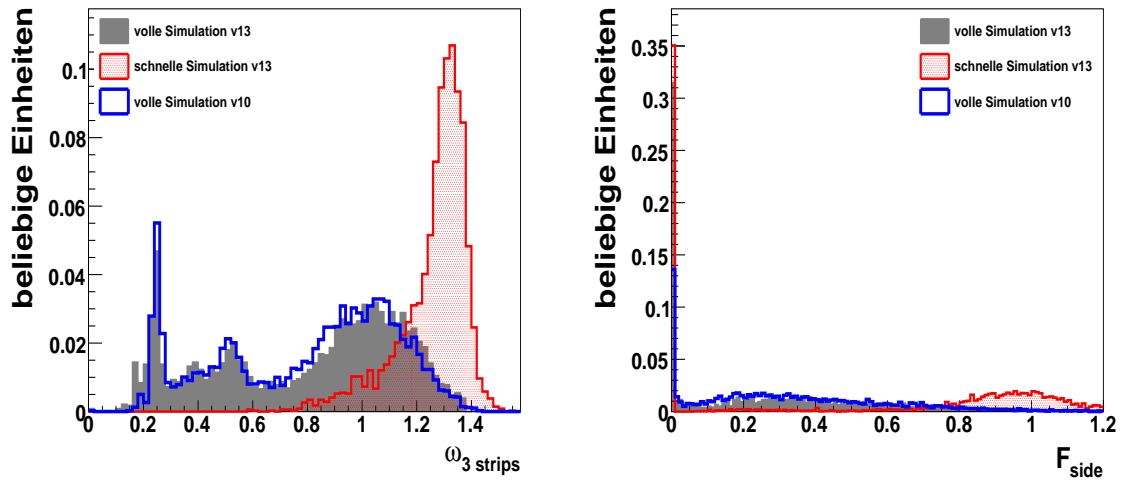


Abbildung 5.9: Schauerbreite (links) und Ausdehnung des Pionschauers (rechts) in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters, beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

$\omega_{3 \text{ strips}}$ in Abbildung 5.9, die zusätzlich für die vollen Simulationen noch den Einfluss der Fluktuationen im Pionschauer erkennen lässt.

Auf der linken Seite der Abbildung 5.10 zeigt sich in der lateralen Schauerform, dass die Pionen der schnellen Simulation wesentlich schmalere Objekte sind, als die Pionen der vollen Simulation. Auch dies wird durch fehlende Fluktuationen in der Beschreibung der Pionschauer verursacht.

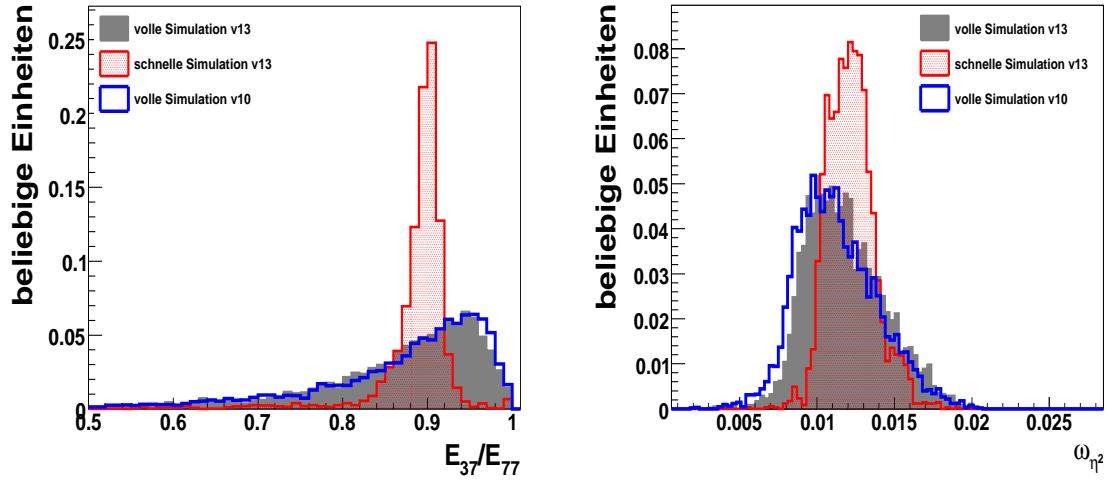


Abbildung 5.10: Ausdehnung des Pionschauers (links) und Schauerform (rechts) in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters, beide Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

Deshalb wird ein Großteil der Energie in einem engen Bereich deponiert. Dies hat Auswirkungen auf die Schauerbreite der Pionen, wie in Abbildung 5.10 auf der rechten Seite zu erkennen ist. An den Vergleichen wird sichtbar, dass Unterschiede zwischen der schnellen und vollen Simulation hauptsächlich in den Schauerformvariablen auftreten. Da Pionen selten isoliert auftreten fallen diese Abweichungen jedoch nicht so stark ins Gewicht. Für eine bessere Abschätzung der tatsächlich sichtbaren Unterschiede, werden im nächsten Abschnitt Jets und Elektronen unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens miteinander verglichen. Die geladenen Pionen treten als Zerfallsprodukte in den Jets auf und durch das Rauschen wird eine Verschmierung der betrachteten Verteilungen erwartet.

5.1.5 Vergleiche für Elektronen und Jets

Im folgenden Kapitel werden Verteilungen für wichtige Schauerformvariablen zur Trennung von Elektron- und Jetereignissen gezeigt. Hierfür werden Jets mit einem transversalen Impuls von 20 bis 30 GeV/c in einem η -Bereich von -0,8 bis 0,8 ausgewählt. Zusätzlich werden Elektronereignisse verwendet, die mit einer Energie von 20 GeV/c in einem Detektorbereich von η 0,2-0,25 simuliert und rekonstruiert wurden. Dabei werden für die volle und schnelle Simulation Ereignisse verwendet, die mit der Athenaversion 13.0.40.3 unter Berücksichtigung des Detektorrauschens erzeugt wurden. Dadurch können die tatsächlich auftretenden Unterschiede in den Verteilungen untersucht werden, die auch einen Einfluss auf die Separation von Elektron- und Jetereignissen haben.

Die Verteilungen für Elektronen der schnellen Simulation sind in den folgenden Histogrammen in rot dargestellt und die der vollen Simulation in grau. Für die Jet-Ereignisse werden die Verteilungen der schnellen Simulation in magenta und die Verteilungen der vollen Simulation in

schwarz gezeigt.

Der Energieanteil der Jets und Elektronen in der ersten und dritten Kalorimeterlage ist in Ab-

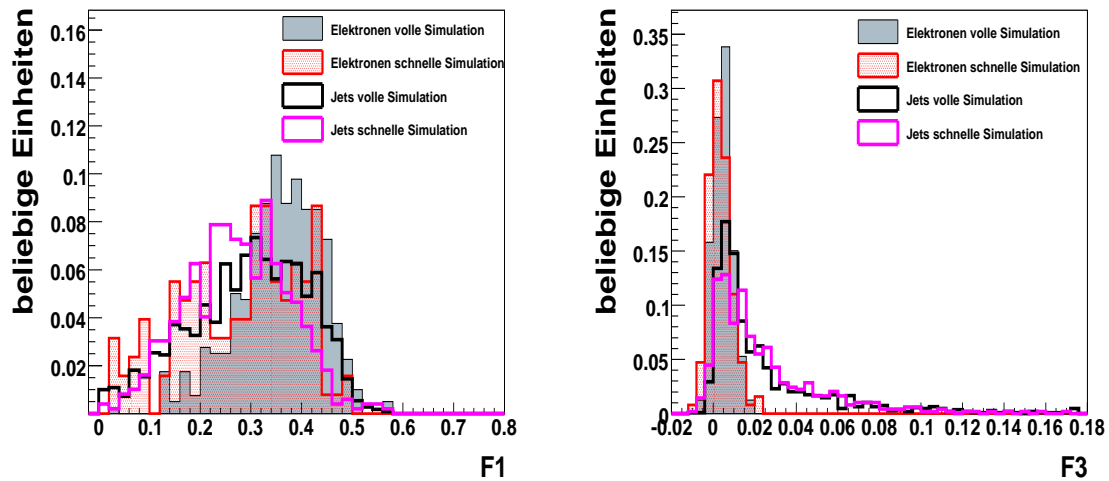


Abbildung 5.11: Energieanteil der Elektronen und Jets in der ersten Lage (links) und in der dritten Lage (rechts) des elektromagnetischen Kalorimeters, beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

bildung 5.11 zu sehen. Da Ereignisse mit vergleichbarem transversalen Impuls im zentralen Detektorbereich ausgewählt wurden, ist der Energieanteil in der ersten Kalorimeterlage für die Jets und Elektronen sehr ähnlich. Für den Energieanteil in der dritten Lage des Kalorimeters ist für die Jet-Ereignisse ein Ausläufer zu höheren Werten zu sehen. Dies liegt daran, dass Jets ihre Energie sowohl im elektromagnetischen als auch hadronischen Kalorimeter deponieren wohingegen Elektronen den Hauptanteil ihrer Energie in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters abgeben. Die Verteilungen der schnellen und vollen Simulation stimmen in dieser Variable sowohl für die Elektronen als auch für die Jets gut überein.

In Abbildung 5.12 ist auf der linken Seite die Energiedifferenz zwischen dem Energieinhalt im Streifen mit dem zweiten Maximum und der rekonstruierten Energie im Streifen mit dem minimalen Energiewerte zwischen dem ersten und zweiten Maximum zu sehen. In dieser Verteilung ist klar zu sehen, dass die Jets ihre Energie in der ersten Kalorimeterlage gleichmäßig über viele Streifen verteilt abgeben. Im Gegensatz dazu sind die Elektronen sehr schmale Objekte und die Verteilung für die schnelle Simulation stimmt mit der vollen Simulation hinreichend gut überein. Die Verteilungen für den Energieanteil außerhalb der drei Streifen mit dem größten Energieinhalt ist in Abbildung 5.12 auf der rechten Seite zu sehen. Auch in diesem Histogramm ist zu erkennen, dass die Jets breitere Objekte als die Elektronen darstellen. Für die Jets der schnellen Simulation ist im Vergleich zur vollen Simulation ein etwas längerer Ausläufer zu hohen Werten zu beobachten.

Die Schauerbreite in der ersten und zweiten Kalorimeterlage ist in Abbildung 5.13 zu sehen. In beiden Variablen ist festzustellen, dass die Verteilung für die Jets viel flacher verlaufen, als

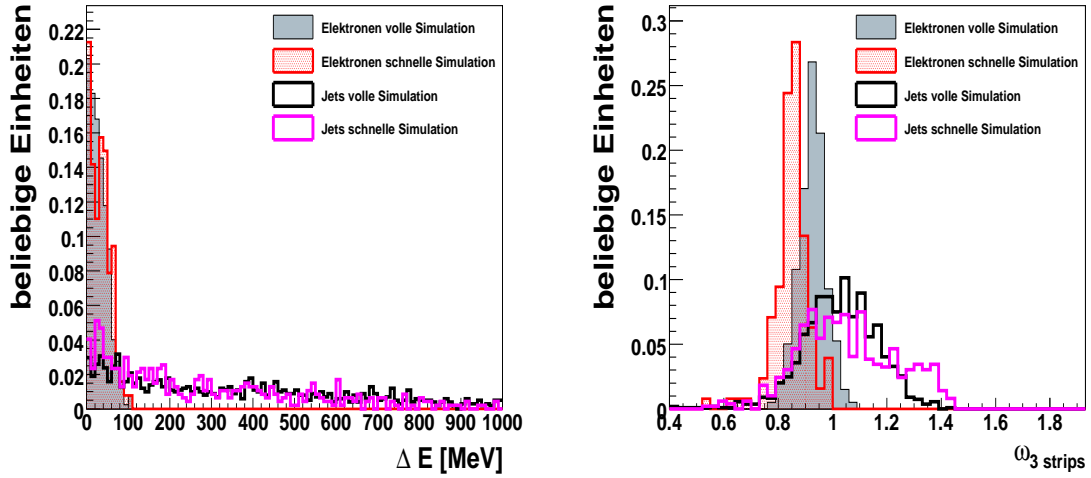


Abbildung 5.12: Energiedifferenz zwischen Streifen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (links) und Ausdehnung des Schauers in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

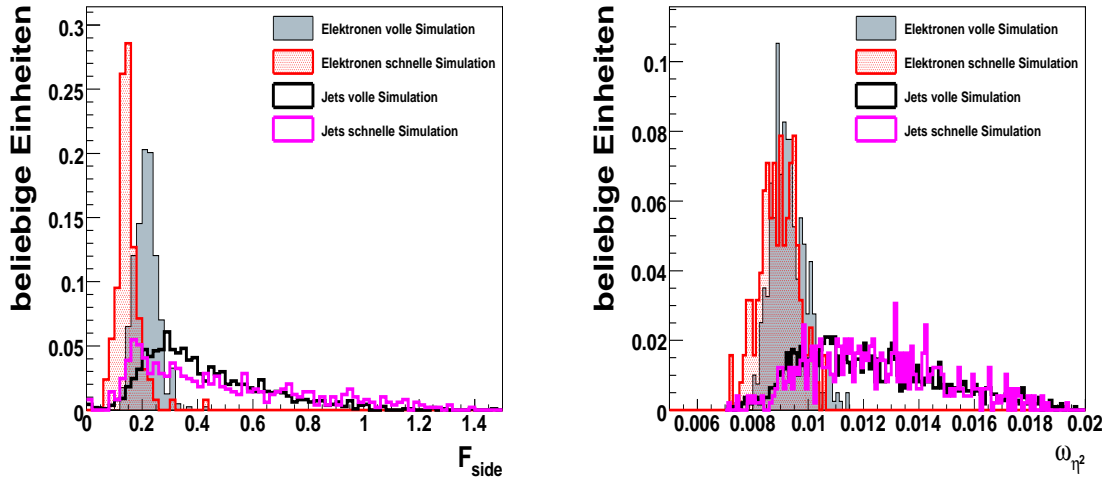


Abbildung 5.13: Schauerbreite in der ersten Lage (links) und in der zweiten Lage (rechts) des elektromagnetischen Kalorimeters, beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

dies für die Elektronen der Fall ist. Im Histogramm auf der linken Seite ist die Variable F_{side} dargestellt. Die Jets der schnellen Simulation weisen für diese Variable auch Ereignisse mit einem geringeren Anteil der Energie innerhalb der sieben Streifen um die zentralen drei Streifen auf, als dies für die volle Simulation zu sehen ist. Somit gibt es für die Jets der schnellen Simulation

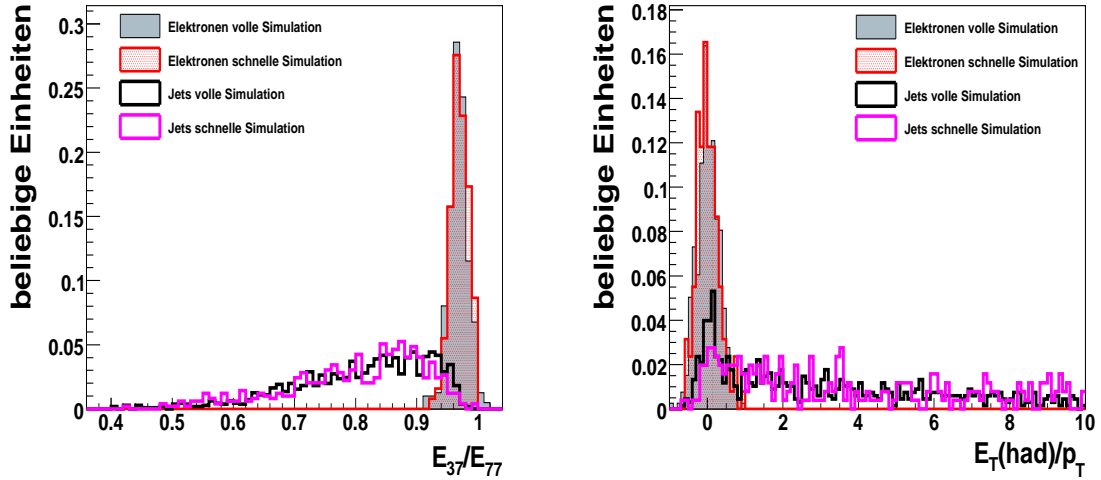


Abbildung 5.14: Schauerform in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (links) und hadronischer Anteil des Schauers (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

auch einige Ereignisse, die in der ersten Kalorimeterlage eine schmalere Struktur aufweisen, als die Ereignisse der vollen Simulation. Für die Schauerbreite in der zweiten Kalorimeterlage, die in Abbildung 5.13 rechts zu sehen ist, stimmen die volle und schnelle Simulation für die Jets und Elektronen sehr gut überein. Dies ist auch für die Schauerformvariable in der zweiten Kalorimeterlage festzustellen, die in Abbildung 5.14 links dargestellt ist. Diese Variable ist besonders wichtig zur Trennung von Elektron- und Jetereignissen.

Der Energieanteil im hadronischen Kalorimeter kann für Jets viel größer sein als für Elektronen, wie in Abbildung 5.14 auf der rechten Seite zu sehen ist. Dieses Verhalten wird von der schnellen Simulation hinreichend gut wiedergegeben und auch der geringere Energieanteil der Elektronen ist gut beschrieben.

5.1.6 Zusammenfassung der Vergleiche für die Elektron-Variablen

Die Untersuchung der Verteilungen wichtiger Elektron-Variablen hat gezeigt, dass Unterschiede zwischen der schnellen und vollen Simulation für simulierte Ereignisse ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens vorhanden sind. Die größten Abweichungen sind für die Schauerformvariablen der Pionen zu festzustellen. Jedoch treten Pionen selten isoliert auf, sondern in Jets oder als Zerfallsprodukte von τ -Leptonen.

Die Unterschiede werden mit Berücksichtigung des Rauschens kleiner und die Übereinstimmung der schnellen zur vollen Simulation ist für Elektronen und Jets hinreichend gut, um eine Trennung anhand der rekonstruierten Größen zu ermöglichen.

Im nächsten Abschnitt werden wichtige Variablen zur Identifizierung von hadronisch zerfallenden τ -Leptonen betrachtet. Da Photonen und Pionen als Zerfallsprodukte in geringer Multiplizität auftreten können τ -Leptonen auf die Schauerform von Pionen sensitiv sein. Zur Abschätzung

der möglichen Einflüsse sind detaillierte Untersuchungen wichtig.

5.1.7 τ -Leptonen

Das τ -Lepton bildet zusammen mit dem τ -Neutrino die dritte Familie der Leptonen. Es hat eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 2,9 \cdot 10^{-13}$ Sekunden und eine Masse von $1,77 \text{ GeV}/c^2$ [18], wodurch es in eine große Anzahl von Endzuständen zerfallen kann. Die Zerfallsmöglichkeiten können in leptonische und hadronische Zustände unterteilt werden. Das Verzweungsverhältnis¹⁾ für leptonische Zerfälle $\tau \rightarrow \nu_\tau e(\mu) \bar{\nu}_{e(\mu)}$ beträgt 35,2 %. Die Leptonen (e, μ) werden durch die endliche Lebensdauer des τ -Leptons im Mittel $c \cdot \tau \cdot \beta \cdot \gamma(\tau) = 87,11 \mu\text{m} \cdot \beta \cdot \gamma(\tau)^2$ vom Produktionsvertex entfernt erzeugt. Jedoch können die Leptonen aus τ -Zerfällen nur schwer von primär entstandenen Elektronen und Myonen getrennt werden. Im folgenden werden deshalb nur hadronische τ -Zerfälle betrachtet. Verzweungsverhältnisse werden relativ zum gesamten hadronischen Verzweungsverhältnis von 64,8 % angegeben. Die Summe aller sichtbaren Zerfallsprodukte werden τ -Jet genannt und Jets aus Quarks oder Gluonen werden als QCD-Jets bezeichnet. Diese stellen den Hauptuntergrund bei der Identifizierung von hadronisch zerfallenden τ -Leptonen dar.

Hadronisch zerfallende τ -Leptonen

Hadronische τ -Zerfälle enthalten n geladenen Teilchen und werden üblicherweise als n -prong Zerfälle bezeichnet. Wie in Tabelle 5.1 zu sehen ist, beträgt der Anteil der 1-prong-Zerfälle 49,5 % bezüglich aller τ -Zerfälle und 76,4 % bezüglich aller hadronischer τ -Zerfälle. Die 3-prong-Zustände machen 23,5 % aller hadronischer Zerfälle aus und die 5-prong-Zerfälle nur 0,2 %. Die geladenen Teilchen können von mehreren neutralen Teilchen begleitet werden. In 95 % aller Fälle besteht die hadronische τ -Signatur aus einem oder drei geladenen Pionen zusammen mit bis zu drei neutralen Pionen. Da die Lebensdauer eines π^0 nur $\tau = 8,4 \cdot 10^{-17}$ beträgt, zerfällt es fast instantan überwiegend in zwei Photonen (BR = 98,8 %) oder in zwei Elektronen und ein Photon (BR = 1,2 %).

Somit setzt sich die Signatur hadronisch zerfallender τ -Leptonen folgendermaßen zusammen:

- eine oder drei Spuren geladener Teilchen
- Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter
- Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter durch Photonen aus Zerfällen neutraler Pionen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und durch geladene Pionen
- eventuell Spuren von Elektronen aus Konversionen eines Photons in ein e^+e^- -Paar.

Die aufgeführten Merkmale werden benutzt, um τ -Jets von QCD-Jets zu trennen. Zusätzlich weisen τ -Leptonen im Gegensatz zu Quarks keine Farbverbindung zu den anderen Bestandteilen

¹englisch: *branching ratio* (BR)

² $\gamma(\tau)$: Relativistischer *boost*-Faktor des τ -Leptons.

τ -Zerfälle	prong	BR/%	BR/ BR(lep/had)
leptonisch	1	35.2	100.0
$\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau$	1	17.8	50.6
$\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	1	17.4	49.4
hadronisch	1 & 3	64.8	100.0
ein prong	1	49.5	76.4
$\tau \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$	1	10.9	16.8
$\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	1	25.5	39.4
$\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	1	9.3	14.4
$\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	1	1.0	1.5
$\tau \rightarrow \pi^\pm \bar{K}^0 \nu_\tau$	1	0.9	1.4
$\tau \rightarrow K^\pm \pi^0 \nu_\tau$	1	1.6	2.5
sonstige	1	0.4	0.5
drei prong	3	15.2	23.5
$\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\pm \nu_\tau$	3	9.3	14.4
$\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	3	4.6	7.1
$\tau \rightarrow K_s^0 X^\pm \nu_\tau$	3	0.9	1.4
sonstige	3	0.4	0.5
fünf prong	5	0.1	0.2

Tabelle 5.1: τ -Zerfallsmöglichkeiten und ihre Verzweigungsverhältnisse (BR). Die vierte Spalte enthält den Anteil relativ zu allen leptonischen bzw. hadronischen Zerfallskanälen.

des Ereignisses auf. Dadurch sind die Zerfallsprodukt des τ -Leptons, wenn es einen gewissen transversal Impuls besitzt und sich somit nicht in Ruhe befindet, kollimierter als die eines QCD-Jets.

5.1.8 Identifikation von τ -Leptonen

Unter Beachtung der Eigenschaften der τ -Leptonen können einige Größen errechnet werden, die zur Unterscheidung von τ -Zerfällen und QCD-Jets dienen. Eine detaillierte Beschreibung der dazu verwendeten Variablen findet sich in [19] und [20]. Es ist zu beachten, dass für die schnelle und volle Simulation genau der selbe Rekonstruktionsalgorithmus verwendet wird und somit auch die gleichen Größen berechnet werden. Die wichtigsten Variablen werden hier kurz vorgestellt.

- **Der EM-Radius:**

Das schmale transversale Schauerprofil von τ -Jets wird in der Definition des elektroma-

gnetischen Radius erfasst:

$$R_{em} = \frac{\sum_{i=1}^n E_T^i \sqrt{(\eta_i - \eta_{cluster})^2 + (\phi_i - \phi_{cluster})^2}}{\sum_{i=1}^n E_T^i} \quad (5.4)$$

wobei i über alle Kalorimeterzellen innerhalb des Clusters mit $\Delta R < 0,4$ läuft, n die Anzahl dieser Zellen angibt und E_T^i die transversale Energie der Zelle i enthält. Die Zellen können abhängig von der Kalorimeterlage und der Position in η unterschiedliche Größen haben. Diese variiert von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,003 \times 0,1$ in der ersten Lage des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters bis zu $0,1 \times 0,1$ in der zweiten Lage des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters. Dies führt zu η -abhängigen Unterschieden in der Variable.

- **Isolation im Kalorimeter**

Da Cluster aus hadronischen τ -Zerfällen sehr kollimiert sind, können ziemlich strenge Isolationskriterien gefordert werden. Hier wird ein Ring von $0,1 < \Delta R < 0,2$ als Isolationsbereich gewählt.

$$\Delta E_T^{12} = \frac{\sum_{j=1}^{n'} E_T^j}{\sum_{i=1}^n E_T^i} \quad (5.5)$$

j läuft über alle Kalorimeterzellen des Clusters innerhalb von $0,1 < \Delta R < 0,2$, n' gibt die Anzahl der Zellen an, E_T^j den Wert der transversalen Energie der Zelle j , i läuft über alle Kalorimeterzellen des Clusters innerhalb von $\Delta R < 0,4$, n gibt die Anzahl der Zellen an und E_T^i den Wert der transversalen Energie der Zelle i .

Diese Verteilung wird schmaler für höhere Werte der transversalen Energie, da sie auch eine Abhängigkeit von der Detektoraktivität des Gesamtereignisses aufweist. Für Ereignisse mit viel Aktivität im Detektor, wie z.B. bei der Top-Paar-Produktion, wird diese Größe weniger aussagekräftig sein.

- **Anzahl der zugeordneten Spuren**

Rekonstruierte Spuren mit $p_T > 2\text{GeV}/c$ und einer Entfernung $\Delta R < 0,3$ zum Cluster-Zentrum können diesem Cluster zugeordnet werden.

Man würde erwarten, dass die Anzahl der zugeordneten Spuren aufgrund der bereits beschriebenen Eigenschaften der τ -Lepton-Zerfälle, bei einer oder drei Spuren liegt. Jedoch wird auch ein Anteil von null, zwei oder sogar vier Spuren in den simulierten Daten beobachtet, was durch Unzulänglichkeiten der Spur-Rekonstruktion oder Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial verursacht wird. Um als τ -Kandidat gewertet zu werden, muß der τ -Jet eine oder drei zugeordnete Spuren aufweisen.

- **Ladung der τ -Leptonen**

Die Ladung eines τ -Leptons wird definiert über die Summe der Ladungen der zugeordneten Spuren. Der Anteil von fehlerhaft zugeordneten Ladungen liegt bei wenigen Prozent.

- **Anzahl der getroffenen Streifen in der ersten Kalorimeterlage**

Die Anzahl der getroffenen Streifen in der fein segmentierten ersten Lage des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters ist für QCD-Jets tendenziell höher als für τ -Jets. In der η -Streifenlage werden Zellen in einem Abstand $\Delta R < 0,4$ vom Zentrum des Clusters als getroffen gewertet, wenn die deponierte Energie größer als 200 MeV ist. τ -Leptonen mit geringer transversaler Energie deponieren beim Zerfall in nur ein geladenes Pion fast keine Energie in der ersten Kalorimeterlage oder nur in einem sehr engen Bereich. Dies tritt wesentlich seltener für Jets mit vergleichbarer transversaler Energie auf. QCD-Jets mit hoher transversaler Energie weisen gewöhnlich mehr getroffene Streifen als τ -Jets auf.

- **transversale Breite der Energie in der ersten Kalorimeterlage**

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \eta_i^2 \cdot E_T^i}{\sum_{i=1}^n E_T^i} - \frac{(\sum_{i=1}^n \eta_i \cdot E_T^i)^2}{(\sum_{i=1}^n E_T^i)^2}} \quad (5.6)$$

In diese Größe wird die energiegewichtete Summe der Energie der *Cluster*-Zellen benutzt, um wieder die geringe Breite von τ -Jets zum Ausdruck zu bringen. Für hohe transversale Impulse werden jedoch auch Jets schmaler, da ihre Zerfallsprodukte durch den *boost* näher zusammen bleiben, und diese Variable verliert an Bedeutung.

- **lifetime signed impact parameter**

Der *impact parameter* d_0 einer Spur ist der minimale Abstand nach einer Projektion der Spur in die x-y-Ebene zur Strahlachse. Aus dieser Information und der Jet-Achse wird der *lifetime signed impact parameter* folgendermaßen berechnet:

$$\sigma_{IP} = d_0 / \sigma_{d_0} * \text{sign}(\sin(\varphi_{cl} - \varphi_{tr})) \quad (5.7)$$

wobei d_0 den *impact parameter* in der x-y-Ebene, σ_{d_0} den Fehler des *impact parameters* aus der Spurrekonstruktion, φ_{cl} den azimuthalen Winkel des τ -Kandidaten und φ_{tr} den azimuthalen Winkel der Spur am Punkt mit dem geringsten Abstand zum Primärvertex angeben.

Die Größe weist ein positives Vorzeichen auf, wenn der Zerfall des Teilchens in Flugrichtung stattfindet. Somit werden für Spuren der Zerfallsprodukte, die aus einem Teilchen mit einer echten Lebensdauer stammen, überwiegend positive Werte erwartet.

- **E_T/p_T der energiereichsten zugeordneten Spur**

Für τ -Jets erwartet man, dass ein großer Anteil der Energie von einer Spur getragen wird. Im Gegensatz dazu sollten die Spuren von QCD-Jets eine gleichmäßigere p_T -Verteilung aufweisen und zusätzlich sollten mehr neutrale Teilchen im Jet vorkommen. Diese Unterschiede werden im Verhältnis von E_T/p_T erfasst, wobei E_T die kalibrierte transversale Energie im Kalorimeter ausdrückt und p_T den transversalen Impuls der höchstenergetischen Spur.

Die Verteilung zeigt für τ -Jets, die in ein geladenes Pion zerfallen, eine Spitze um den Wert eins. Abweichungen zu kleineren Werten können durch die Kalorimetrauflösung

und die Spurauflösung zustande kommen. Werte größer als eins können von τ -Zerfällen in drei geladene Teilchen und durch neutrale Pionen verursacht werden.

Die τ -Likelihood-Verteilung

Ein auftretendes Ereignis soll als Untergrund- oder Signalereignis klassifiziert werden. Das generelle Problem besteht darin, für einen Vektor $x = (x_1, \dots, x_N)$ charakteristischer Variablen die zugehörige *a posteriori* Wahrscheinlichkeit $P(C_i|x)$ zu ermitteln, die angibt, ob x zur Klasse i gehört. Sehr oft ist diese Wahrscheinlichkeit jedoch nicht bekannt. Eine Vielzahl von Methoden wurde entwickelt [21] [22], um diese Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, für die auch das Bayes-Theorem gilt:

$$P(C_i|x) = P(C_i) \frac{P(x|C_i)}{P(x)} \quad (5.8)$$

Hierbei ist $P(C_i)$ die a-priori Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis zur Klasse C_i zu gehören, $P(x) = \sum_i P(x|C_i)$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Variablensatz x unabhängig von der Klasse C_i auftritt und $P(x|C_i)$ ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Ereignisses, dass zur Klasse C_i gehört.

Die Wahrscheinlichkeit $P(x|C_i)$ kann anhand von Beispielergebnissen trainiert werden und danach zur Berechnung der *a posteriori* Wahrscheinlichkeit von Ereignissen verwendet werden, die nicht zu den Beispielergebnissen gehören.

Dies gelingt jedoch nur, wenn die Anzahl zur Verfügung stehenden Beispielergebnisse unendlich groß ist. Wenn diese Anzahl jedoch stark begrenzt ist, wird die Annäherung an die analytischen Wahrscheinlichkeiten nicht gut genug. Um das Problem zu verringern gibt es die Möglichkeit, nicht die mehrdimensionalen Verteilungen zu modellieren, sondern für jede Variable eine eindimensionale Verteilung. Dabei werden jedoch die Korrelationen zwischen den Variablen nicht mehr berücksichtigt.

Die Likelihood-Methode kann verwendet werden, um die Wahrscheinlichkeit für die Signal- oder Untergrundzugehörigkeit eines Ereignisses anzugeben.

Die Likelihood-Funktion $L_{S/U}$ mit S = Signal und U = Untergrund eines Ereignisses mit den Variablenwerten (x_1, \dots, x_n) gibt die Wahrscheinlichkeit für die Signal-/Untergrundzugehörigkeit im n -dimensionalen Variablenraum an:

$$L_{S/U} = P_{S/U}(x_1, \dots, x_n) \quad (5.9)$$

und entspricht dem Quotienten $\frac{P(x|C_i)}{P(x)}$. Unter der Annahme statistisch unabhängiger Variablen kann die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wie folgt faktorisiert werden:

$$L_{S/U} = \prod_i P_{i,S/U}(x_i) \quad (5.10)$$

wobei $P_{i,S/U}(x_i)$ die eindimensionalen Wahrscheinlichkeitsverteilungen der einzelnen Variablen x_i sind. Mit dieser Likelihood-Methode werden jegliche Korrelationen zwischen den Variablen vernachlässigt, andererseits wird die Anzahl der benötigten Trainingsereignisse viel geringer.

Die Likelihood-Methode zur Untersuchung von τ -Kandidaten basiert auf den zuvor bereits beschriebenen acht Variablen. Nach Ermittlung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen, kann eine Klassifizierung der Ereignisse vorgenommen werden, indem jedem Ereignis mit den Variablenwerten (x_1, \dots, x_n) ein Wert d_L über den Logarithmus des Likelihood-Verhältnisses zugeordnet wird:

$$d_L = \log \frac{L_S(x)}{L_U(x)} = \log \prod_i^N \frac{L_{i,S}(x_i)}{L_{i,U}(x_i)} = \sum_{i=1}^N \log \frac{L_{i,S}(x_i)}{L_{i,U}(x_i)} \quad (5.11)$$

Mit der Forderung eines bestimmten minimalen Wertes d_L , können die Ereignisse mit darüberliegenden Werten als Signalereignisse klassifiziert werden. Die Verteilung der d_L -Werte wird in den folgenden Kapiteln als Likelihood-Verteilung bezeichnet und die x-Achsen der zugehörigen Histogramme wird nur mit dem Wort **Likelihood** beschriftet.

5.1.9 Vergleiche für τ -Variablen anhand von Pion Ereignissen

Für einige wichtige τ -Variablen im Kalorimeter werden in diesem Abschnitt Vergleiche für geladene Pionen gezeigt, die mit einer Energie von 20 GeV in einem Detektorbereich der Pseudorapidität 0,2 bis 0,25 simuliert und rekonstruiert wurden. Geladene Pionen treten sehr häufig als hadronische Zerfallsprodukte von τ -Leptonen auf. In den folgenden Histogrammen werden die Verteilungen für die volle und schnelle Simulation der Athenaversion 13.0.40.3 und die volle Simulation der Athenaversion 10.0.1 miteinander verglichen. Zuerst werden Ereignisse ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens betrachtet, um die intrinsischen Unterschiede der schnellen zur vollen Simulation zu untersuchen. Anschließend werden die selben Verteilungen mit Detektorrauschen betrachtet, um die tatsächlich auftretenden Abweichungen abzuschätzen. In Abbildung 5.15 ist oben links die Verteilung für die transversale Breite der Energiedepositionen in der ersten Kalorimeterlage ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens für geladene Pionen zu sehen. Es sind kleine Unterschiede zwischen der Verteilung für die volle Simulation der Athenaversion 13.0.40.3 und der Verteilung für die volle Simulation der Athenaversion 10.0.1 zu sehen. Es ist klar zu erkennen, dass die Verteilung für die schnelle Simulation der Athenaversion 13.0.40.3 schmaler ist, als die Verteilungen der vollen Simulation. Dies lässt sich auch in der Variable R_{em} feststellen, die in Abbildung 5.15 rechts oben zu sehen ist.

Die Pionschauer der schnellen Simulation sind somit im Kalorimeter schmalere Objekte, als die der vollen Simulation. Das wirkt sich auf die Verteilung für die Isolationsvariable ΔE_T^{12} im Kalorimeter aus, die in Abbildung 5.15 unten zu sehen ist. Für die schnelle Simulation zeigt die Verteilung eine deutliche Spitze bei niedrigen Werten. Die Pionen der schnellen Simulation deponieren somit kaum Energie in einem Bereich $0,1 < \Delta R < 0,2$ vom Zentrum des Clusters entfernt.

Die soeben beschriebenen Verteilungen werden nun für geladenen Pionen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens betrachtet. In Abbildung 5.16 unten lässt sich für die Isolationsvariable im Kalorimeter eine deutliche Verbreiterung der Verteilung erkennen, die durch das elektronische Rauschen verursacht wird.

Die Verteilungen für die Varianz der energiegewichteten Breite in der ersten Kalorimeterlage $\Delta\eta$ und den elektromagnetischen Radius sind in Abbildung 5.16 oben links und rechts dargestellt. In

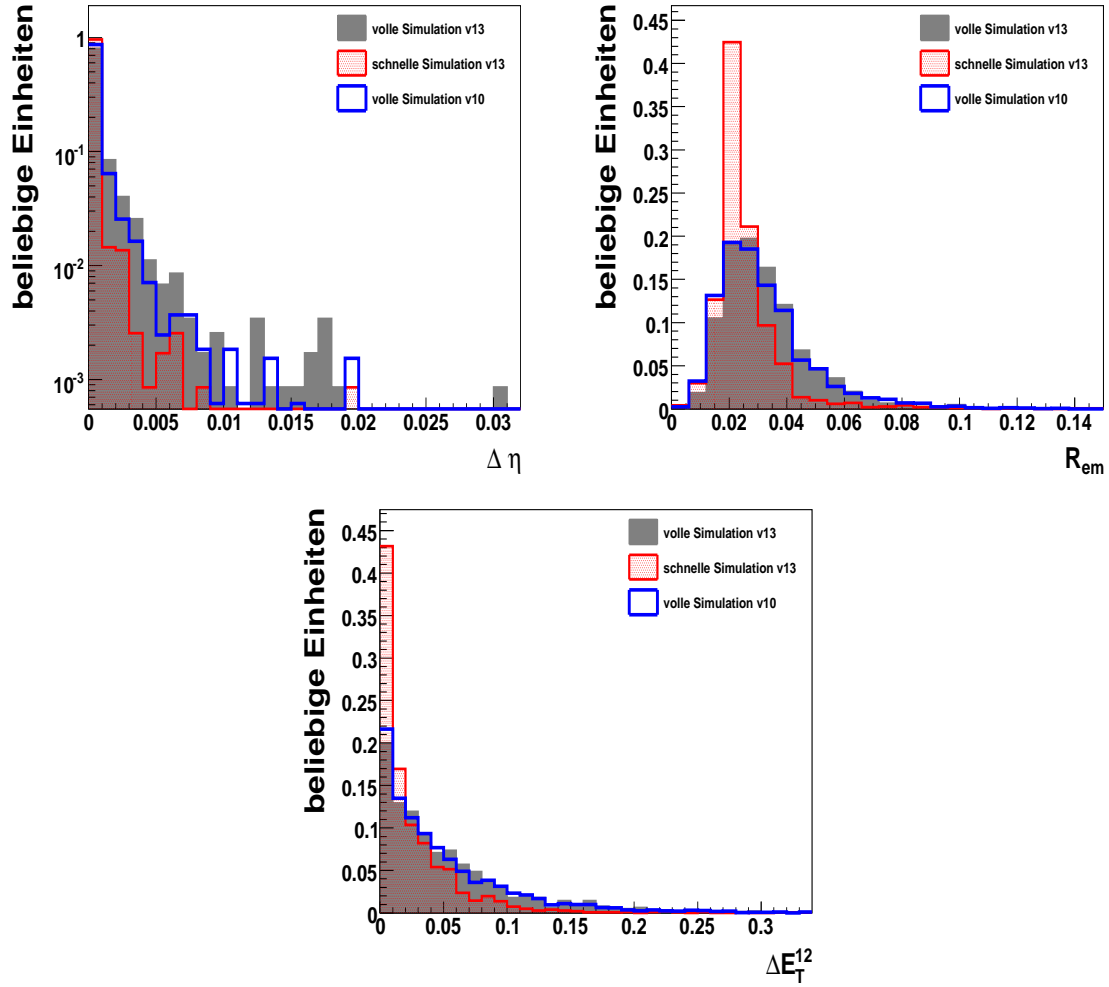


Abbildung 5.15: transversale Breite der Energie in der ersten Kalorimeterlage (links oben), der elektromagnetischer Radius (rechts oben) und die Isolationsvariable im Kalorimeter (unten) für Pionen, alle drei Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Berücksichtigung des Detektorrauschens.

diesen Variablen zeigen sich mit Berücksichtigung des elektronischen Rauschens zwei Spitzen in der Verteilung. Im Histogramm für die Variable $\Delta \eta$ wird die höhere Spitze bei geringeren Werten durch die tatsächliche Energiedepositionen der Pionen in der ersten Kalorimeterlage verursacht. Diese war schon im Histogramm ohne Berücksichtigung des Rauschens zu sehen und wird nun durch das elektronische Rauschen nur noch verbreitert. Ein Teil der geladenen Pionen deponiert einen großen Anteil der Energie im hadronischen Kalorimeter und nur sehr wenig im elektromagnetischen Kalorimeter. Diese geringen Energieverluste in der ersten Kalorimeterlage verursachen zusammen mit dem Detektorrauschen die zweite breitere Anhäufung bei höheren Werten.

Der gleiche Verlauf ist für den elektromagnetischen Radius in der zweiten Lage des Kalorimeters

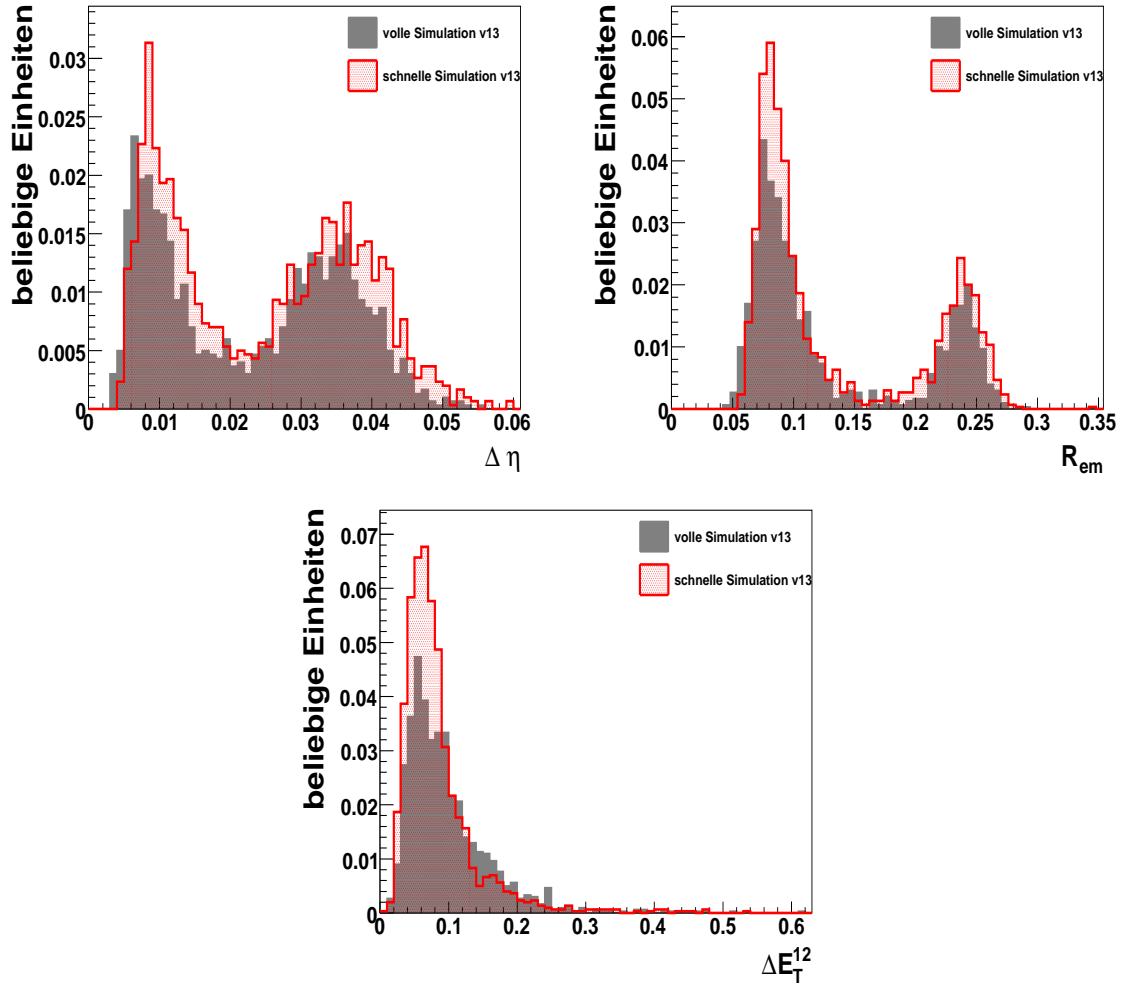


Abbildung 5.16: transversale Breite der Energie in der ersten Kalorimeterlage (links oben), der elektromagnetischer Radius (rechts oben) und die Isolationsvariable im Kalorimeter (unten) für Pionen, alle drei Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

zu sehen. Auch hier wird die Spitze bei höheren Werten durch breit gestreute Rauschzellen um Zellen mit einem geringen Energieeintrag verursacht. Dadurch wird ein verhältnismäßig großer elektromagnetischer Radius berechnet. Die Verteilungen der schnellen Kalorimetersimulation stimmen für alle drei betrachteten Variablen mit der vollen Simulation gut überein.

5.1.10 Vergleiche für τ -Leptonen anhand von $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen

Anhand von $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen werden nun Vergleiche für die wichtigsten Variablen gezeigt, die zur Identifizierung von τ -Leptonen verwendet werden. Für die volle und schnelle Simulation wurde hierfür die Athenaversion 13.0.40.3 mit Berücksichtigung des Detektorrauschens verwen-

det, um die tatsächlich auftretenden Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Simulation zu untersuchen.

In Abbildung 5.17 ist links die Verteilung für den transversalen Impuls der τ -Leptonen und rechts die Verteilung über den η -Bereich im Detektor zu sehen. Die Einträge in diesen beiden Histogrammen sind auf die Anzahl der insgesamt verwendeten Ereignissen normiert. Für den Verlauf ist eine gute Übereinstimmung zwischen der vollen und schnellen Simulation zu beobachten, jedoch liegt die rote Kurve etwas über der schwarzen. Dies lässt darauf schließen, dass mehr rekonstruierte τ -Kandidaten in der schnellen Simulation als in der vollen Simulation vorhanden sind. Um die Abweichungen der schnellen zur vollen Simulation in den wichtigen Variablen

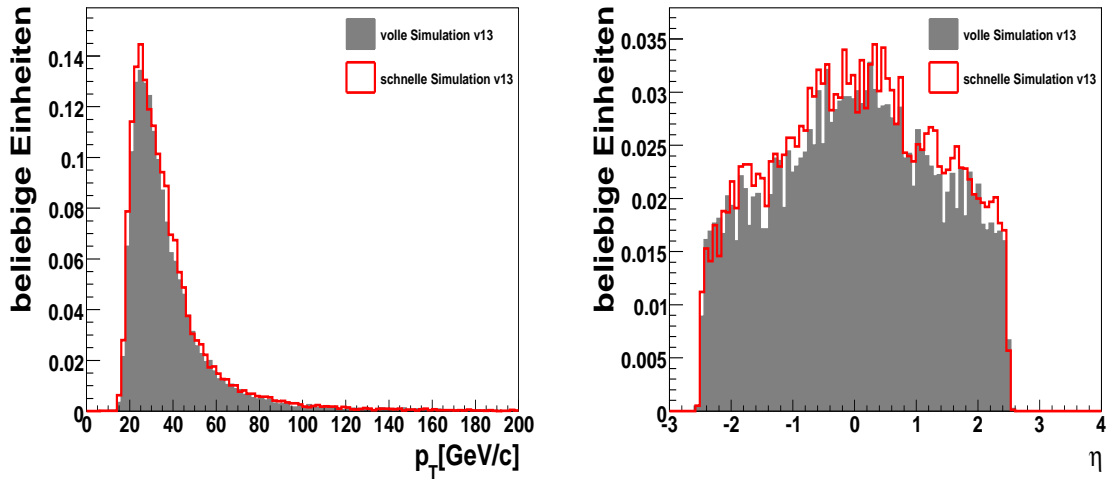


Abbildung 5.17: Verteilung des transversalen Impulses der τ -Leptonen (links) und Verteilung der Pseudorapidität der τ -Leptonen (rechts), beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

unabhängig vom bereits beobachteten Überschuss der rekonstruierten τ -Leptonen der schnellen Simulation zu untersuchen, sind die Verteilungen in den folgenden Histogrammen auf ein Integral von eins normiert. Die Anzahl der zugeordneten Spuren ist in der Abbildung 5.18 auf der linken Seite und die zugeordnete Ladung der τ -Leptonen auf der rechten Seite dargestellt. Da für die schnelle Kalorimetersimulation auch eine volle Simulation des inneren Detektors verwendet wird, ist in den Verteilungen eine gute Übereinstimmung zu sehen.

Die Anzahl der getroffenen Streifen in der ersten Kalorimeterlage ist in Abbildung 5.19 auf der linken Seite dargestellt. In dieser Verteilung ist eine Verschiebung der schnellen Simulation zu geringeren Anzahlen von getroffenen Streifen festzustellen. Die transversale Breite in der ersten Kalorimeterlage ist in Abbildung 5.19 rechts zu sehen. Die schnelle Simulation gibt für diese Variable die Form gut wieder und es ist nur eine kleine gesamte Verschiebung zu höheren Werten im Vergleich zur vollen Simulation sichtbar.

Zwei wichtige Variablen für die Schauerform sind in Abbildung 5.20 gezeigt. Für den elektromagnetische Radius des τ -Lepton-Schauers zeigen sich nur sehr geringe Unterschiede zwischen der schnellen und vollen Simulation. Für die Isolationsvariable ΔE_T^{12} hingegen weist die schnelle

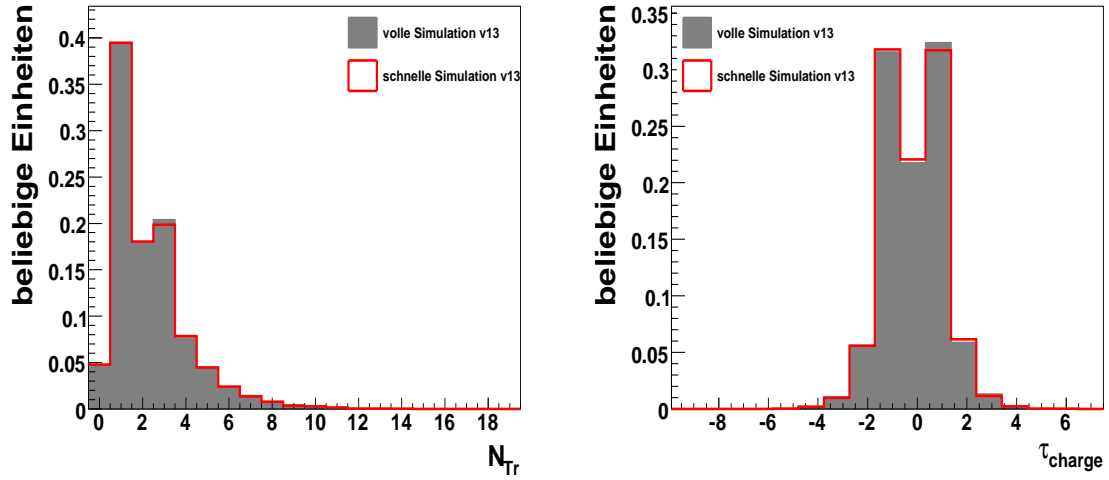


Abbildung 5.18: Anzahl der zugeordneten Spuren (links) und Ladung der τ -Leptonen, beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

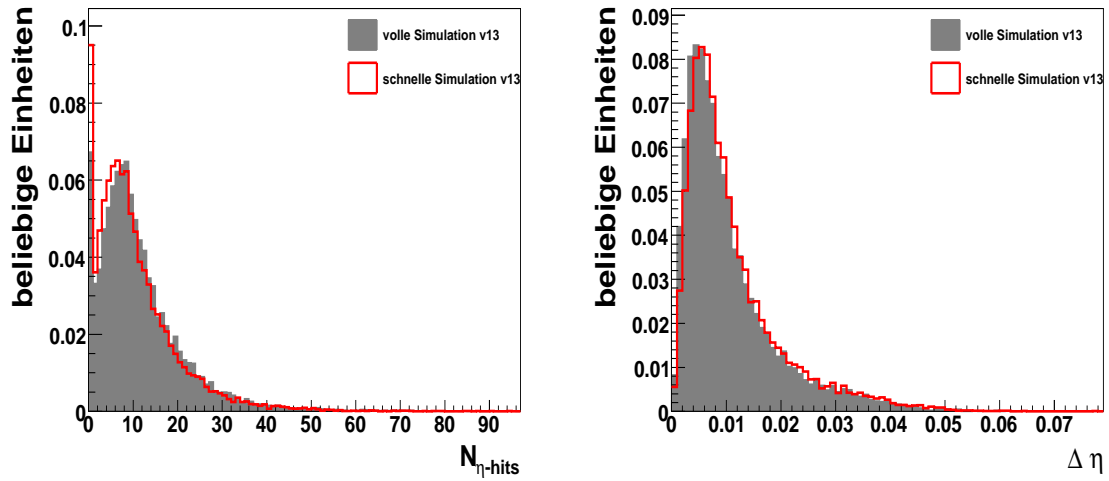


Abbildung 5.19: Anzahl der getroffenen Streifen (links) und transversale Breite (rechts) in der ersten Kalorimeterlage, beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

Simulation eine spitzere Verteilung bei niederen Werten auf als die vollen Simulation. Für den Ausläufer zu höheren Werten ist wiederum eine gute Übereinstimmung gegeben. In der schnelle Simulation treten somit τ -Kandidaten mit geringen Energiedepositionen in einem Ring von $0,1 < \Delta R < 0,2$ um das Schauerzentrum auf im Vergleich zur vollen Simulation.

Die beobachteten Unterschiede in den einzelnen Variablen fließen in die Likelihood-Verteilung

der τ -Kandidaten mit ein. In Abbildung 5.21 ist dadurch eine leichte Verschiebung der Likelihood-Funktion im Vergleich zur vollen Simulation zu sehen.

Besonders für den elektromagnetischen Radius und die Isolationsvariable sorgen die Abweichungen für rekonstruierte τ -Kandidaten, die eindeutiger identifiziert werden und höhere Likelihood-Werte erhalten. Die Ursache dafür könnte in den $\tau \rightarrow \pi^\pm$ Zerfällen liegen, da auch für die geladenen Pionen der schnellen Simulation schon Unterschiede in Abschnitt 5.1.9 festgestellt wurden. Um die Abweichungen zu kompensieren, wurden Effizienzkorrekturen zur Angleichung der Anzahl der rekonstruierten τ -Kandidaten in der schnellen Simulation an die volle Simulation ausgearbeitet. Diese Korrekturen werden im folgenden Kapitel vorgestellt. Zusätzlich wird nach den Effizienzkorrekturen eine Verschiebung der Likelihood-Verteilung vorgenommen, um die verbleibenden Unterschiede durch die Schauerform-Verteilungen auszugleichen und in einer Analyse nicht auf diese Abweichungen sensitiv zu sein.

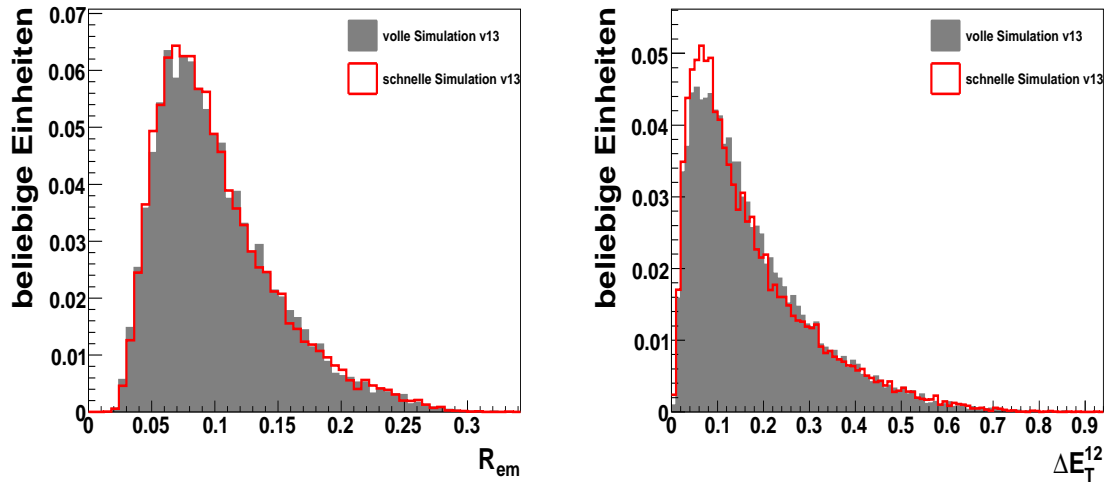


Abbildung 5.20: Der elektromagnetische Radius (links) und die Isolationsvariable (rechts) in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters, beide Histogramme zeigen die Verteilungen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

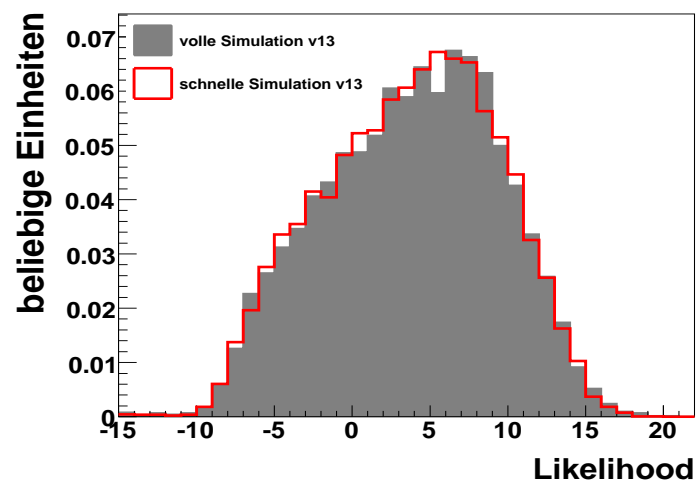


Abbildung 5.21: Likelihood-Verteilung mit Berücksichtigung des Detektorrauschens.

6 Korrekturen der schnellen Simulation

Im folgenden Kapitel werden die Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Simulation bezüglich der τ -Rekonstruktionseffizienz und der τ -Likelihood-Verteilung näher untersucht. Dazu werden $Z \rightarrow \tau\tau$, $W \rightarrow \tau\nu$, $H \rightarrow \tau\tau$ und $A \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse benutzt, um τ -Kandidaten in einem möglichst weiten Bereich des transversalen Impulses zur Verfügung zu haben. Auf diesen kombinierten Ereignissen wurden auch die Effizienz-Korrekturen erarbeitet, die hier vorgestellt werden. Die verwendeten Ereignisse wurden mit der Athenaversion 12.0.6 simuliert und rekonstruiert. Der *tauRec* Rekonstruktionsalgorithmus hat sich bis Version 13.0.X nicht geändert und die vorgestellten Korrekturen können auch dafür verwendet werden. In den folgenden Histogrammen sind die Verteilungen der schnellen Simulation in rot dargestellt und die Verteilungen der vollen Simulation in schwarz.

6.1 Rekonstruktionseffizienz-Verteilungen und Likelihood-Verteilung der τ -Leptonen

In den folgenden Abschnitten des Kapitels werden nur hadronisch zerfallende τ -Leptonen betrachtet und zunächst nur rekonstruierte τ -Kandidaten für die ein zugehöriges wahres generiertes τ -Lepton im Abstand $\Delta R < 0,3$ gefunden wurde. Für τ -Kandidaten ist die Rekonstruktionseffizienz eine wichtige Größe, die folgendermaßen definiert ist:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl wahrer hadr. } \tau's \text{ mit rekonstruiertem } \tau \text{ im Abstand } \Delta R < 0,3}{\text{Anzahl aller wahren hadronischen } \tau's} \quad (6.1)$$

Die Rekonstruktionseffizienz wurde für τ -Kandidaten mit $|\eta| < 2,5$ und $p_T > 13 \text{ GeV}/c$ berechnet. In Abbildung 6.1 sind die Histogramme für die Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und des Betrags der Pseudorapidität der wahren generierten τ -Leptonen (rechts) zu sehen. Alle rekonstruierten τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 haben die Vorselektion des *tauRec*-Algorithmus erfüllt. Diese Anforderung wurde an die verwendeten rekonstruierten τ -Kandidaten gestellt.

Im p_T -Effizienz-Histogramm(s Abb. 6.1 links) wurden für niedrigere transversale Impulse engere Bereiche gewählt als für höhere transversale Impulse, um die Anstiegsflanke möglichst gut zu erfassen. Die grüne Verteilung gibt das Verhältnis der Verteilung der schnellen Simulation zur Verteilung der vollen Simulation an. In den Effizienz-Histogrammen ist zu sehen, dass die schnelle

Simulation vor allem im Bereich niedriger transversaler Impulse und um Pseudorapiditäten von 1,5 eine höhere Anzahl rekonstruierter τ -Kandidaten aufweist als die volle Simulation.

Der Verlauf der grünen Kurve in Abbildung 6.1 rechts zeigt, dass im Mittel etwa 5 % mehr rekonstruierte τ -Kandidaten in der schnellen Simulation auftreten und lässt darauf schließen, dass der *tauRec*-Algorithmus mehr geeignete *cluster* im Kalorimeter als Ausgangspunkte (sogenannte *seeds*) für die Rekonstruktion findet.

Dies wird wahrscheinlich durch die fehlenden Fluktuationen in der schnellen Simulation her-

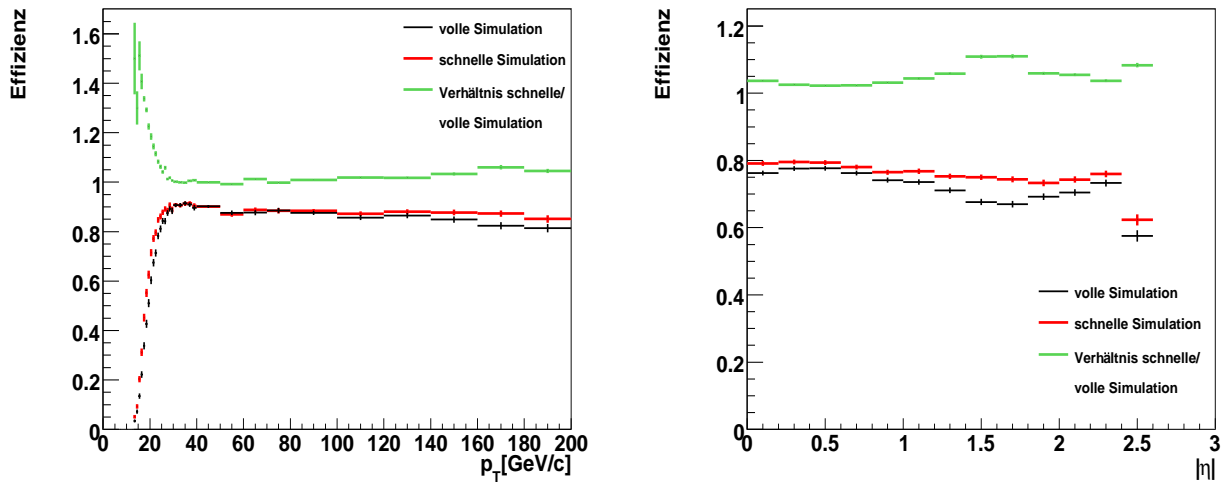


Abbildung 6.1: Effizienz in Abhängigkeit des sichtbaren transversalen Impulses des wahren τ -Leptons (links) und Effizienz in Abhängigkeit der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons (rechts) für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20.

vorgerufen, wodurch im Mittel mehr Energie im *cluster* gefunden wird. Dadurch überschreiten die *cluster* häufiger die geforderte Energieschwelle, um ein *seed* für die τ -Rekonstruktion zu werden.

Die erhöhte Anzahl von τ -Kandidaten in der schnellen Simulation macht sich auch in der Likelihood-Verteilung bemerkbar. Hinzu kommen noch die in Kapitel 5.1.10 beschriebenen Unterschiede in den Variablen, die als Grundlage für die Likelihood-Verteilung dienen. Beide Einflüsse zusammen verursachen eine leicht veränderte und verschobene Form für die Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation im Vergleich zur vollen Simulation, wie in Abbildung 6.2 links zu sehen ist. Die aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach einem Schnitt auf Likelihood-Werte von -20 bis 20 (6.2 rechts) spiegelt vor allem die erhöhte Anzahl der τ -Kandidaten im Bereich der Likelihood-Werte von 0 bis 10 wieder. In diesem Wertebereich wird üblicherweise in einer Analyse ein Schnitt gesetzt, um gute τ -Kandidaten zu selektieren.

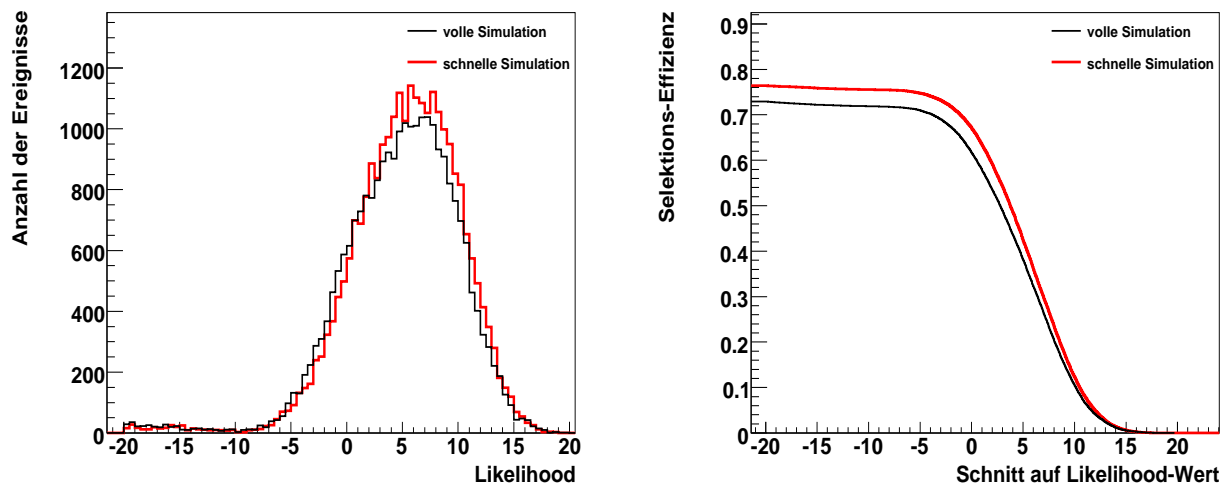


Abbildung 6.2: Likelihood-Verteilung der rekonstruierten τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Schnitt auf die Likelihood-Werte der rekonstruierten τ -Kandidaten (rechts) für die kombinierten τ -Ereignisse.

6.2 Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz für die τ -Kandidaten der schnellen Simulation

Es soll eine Methode ausgearbeitet werden, mit der die beobachteten Abweichungen für die rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation korrigiert werden können. Dazu werden mehrere Korrekturschritte benötigt.

1. Effizienz-Korrekturen für die schnelle Simulation zur Angleichung der Rekonstruktionseffizienz an die volle Simulation
 - a) in Abhängigkeit des transversalen Impulses und
 - b) in Abhängigkeit der Pseudorapidität des rekonstruierten τ -Leptons
2. Eine anschließende Korrektur der verbleibenden Verschiebung der Likelihood-Verteilung

Als Ausgangspunkt zur Ermittlung der Effizienz-Korrekturen dienen die Effizienzhistogramme aus Abbildung 6.1. Diese Histogramme stellen die Effizienz-Unterschiede jedoch in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren generierten τ -Leptons dar. Der rekonstruierte transversale Impuls kann sich von Impuls des wahren τ -Leptons unterscheiden, wenn Energiedepositionen, die von anderen Teilchen im Kalorimeter verursacht werden, dem rekonstruierten τ -Kandidaten fälschlicherweise zugeordnet werden. Außerdem gestaltet sich die Energiekalibrierung für die τ -Leptonen schwierig und kann zu Unterschieden führen. Das Ziel besteht darin, Korrekturen in Abhängigkeit von rekonstruierten Größen zu erarbeiten. Diese Korrekturen können auch auf fälschlicherweise identifizierte τ -Kandidaten angewendet

werden und sind unabhängig vom gewählten Monte-Carlo-Generator und dem Format der generierten Information verwendbar.

Für die gewünschten Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit der rekonstruierten Größen sind deshalb die folgende Schritte zusätzlich notwendig:

1. Ausarbeitung der Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons
2. Übertragung dieser Korrekturen auf Korrekturen in Abhängigkeit des transversalen Impulses des rekonstruierten τ -Kandidaten
3. Ausarbeitung von Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit der Pseudorapidität des wahren generierten τ -Leptons für Bereiche des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons
4. Übertragung der η -Effizienzkorrekturen in Bereiche des transversalen Impulses der rekonstruierten τ -Kandidaten

In den folgenden Abschnitt soll die Ausarbeitung der Effizienzkorrekturen und die Übertragung der Korrekturen auf rekonstruierten Größen näher beschrieben werden.

Ausarbeitung der p_T -Effizienzkorrekturen

Um den Anteil der überzähligen τ -Kandidaten in der schnellen Simulation zu ermitteln, wird das p_T -Effizienz-Histogramm für die volle Simulation durch das Histogramm der schnellen Simulation geteilt. Daraus erhält man die in Abbildung 6.3 sichtbare blaue Kurve. Mit Hilfe dieser Verteilung können nun die Korrekturen für die τ -Kandidaten, besonders im Bereich geringer transversaler Impulse, vorgenommen werden. Dazu wird für jeden rekonstruierten τ -Kandidaten eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 gezogen. Liegt diese Zufallszahl über der blauen Verteilungen, wird ein Veto auf diesen τ -Kandidaten der schnellen Simulation gesetzt. Mit diesem Verfahren werden rekonstruierte τ -Kandidaten der schnellen Simulation zufällig aus der Verteilung herausgenommen. Nach Durchführung dieser Korrektur liegen die Effizienzverteilungen der schnellen und vollen Simulation konstruktionsbedingt aufeinander.

Nun hat man eine Korrektur in Abhängigkeit des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons gewonnen hat.

Übertragung der p_T -Effizienzkorrekturen auf rekonstruierte Größen

Um die Korrekturen in Abhängigkeit des transversalen Impulses des rekonstruierten τ -Kandidaten zu erhalten, wird die Auswirkung der Korrekturen in Abhängigkeit des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons auf die zugehörigen rekonstruierten τ -Kandidaten betrachtet. Dazu wird das Verhältnis aus folgenden Histogrammen der schnellen Simulation gebildet:

$$\frac{p_T - \text{Verteilung rekonstruierter } \tau's \text{ mit generiertem } \tau \text{ in } \Delta R < 0,3 \text{ nach Korrektur}}{p_T - \text{Verteilung aller rekonstruierten } \tau's \text{ mit generiertem } \tau \text{ in } \Delta R < 0,3} \quad (6.2)$$

Das resultierende Histogramm ist in Abbildung 6.3 rechts zu sehen. An dieses Histogramm wird eine Funktion dritter Ordnung in Abhängigkeit des transversalen Impulses der rekonstruierten τ -Leptonen (x-Achse) angepasst. Die ermittelte Kurve wird zur Effizienzkorrektur in Abhängigkeit des transversalen Impulses der rekonstruierten τ -Leptonen verwendet.

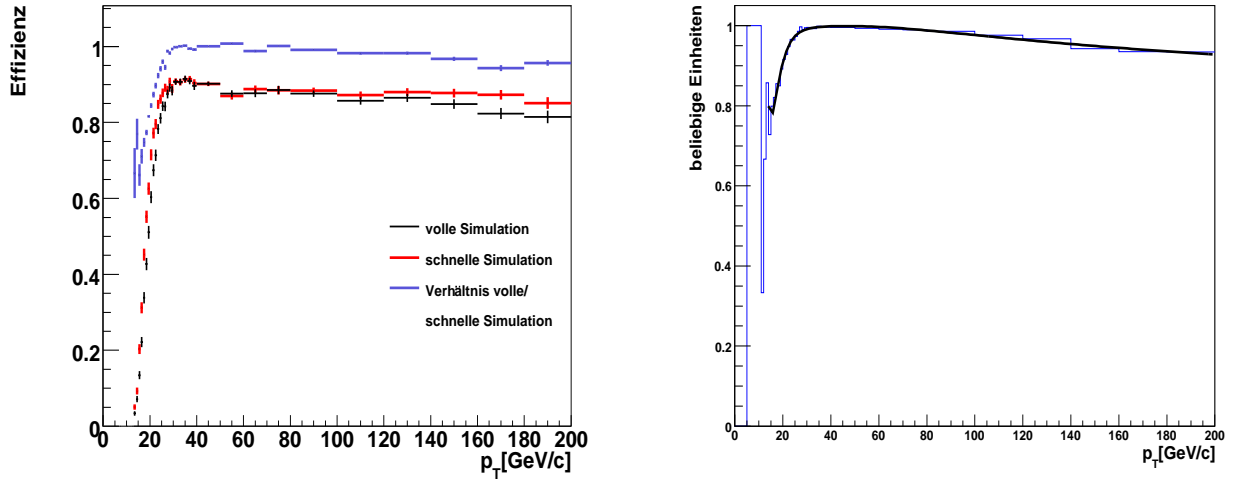


Abbildung 6.3: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 (links). Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses des rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation mit einem Likelihood-Wert größer als -20 (rechts).

Ausarbeitung der η -Effizienzkorrekturen

Nach Anwendung der ersten Korrekturen in Abhängigkeit des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons werden anschließend noch unabhängige Korrekturen bezüglich der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons ermittelt. Dazu werden die η -Effizienz-Histogramme in Abhängigkeit der Pseudorapidität des wahren generierten τ -Leptons in den sechs Bereichen des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons von 10 bis 20 GeV/c, 20 bis 25 GeV/c, 25 bis 30 GeV/c, 30 bis 50 GeV/c, 50 bis 100 GeV/c und über 100 GeV/c betrachtet. Auch für diese Histogramme, die in Abbildung 6.4 dargestellt sind, wird das Verhältnis der Verteilung der vollen Simulation zur schnellen Simulation gebildet. Die ermittelten Werte für den Quotienten sind in den Histogrammen in blau gezeigt und werden zur Effizienzkorrektur bezüglich der Pseudorapidität benutzt. Da bereits eine p_T -abhängige Korrektur vorgenommen wurde, handelt es sich bei den η -abhängigen Korrekturen um Feinkorrekturen. Die Verteilungen für das Verhältnis zwischen der vollen und schnellen Simulation schwanken deshalb um den Wert 1.

6 Korrekturen der schnellen Simulation

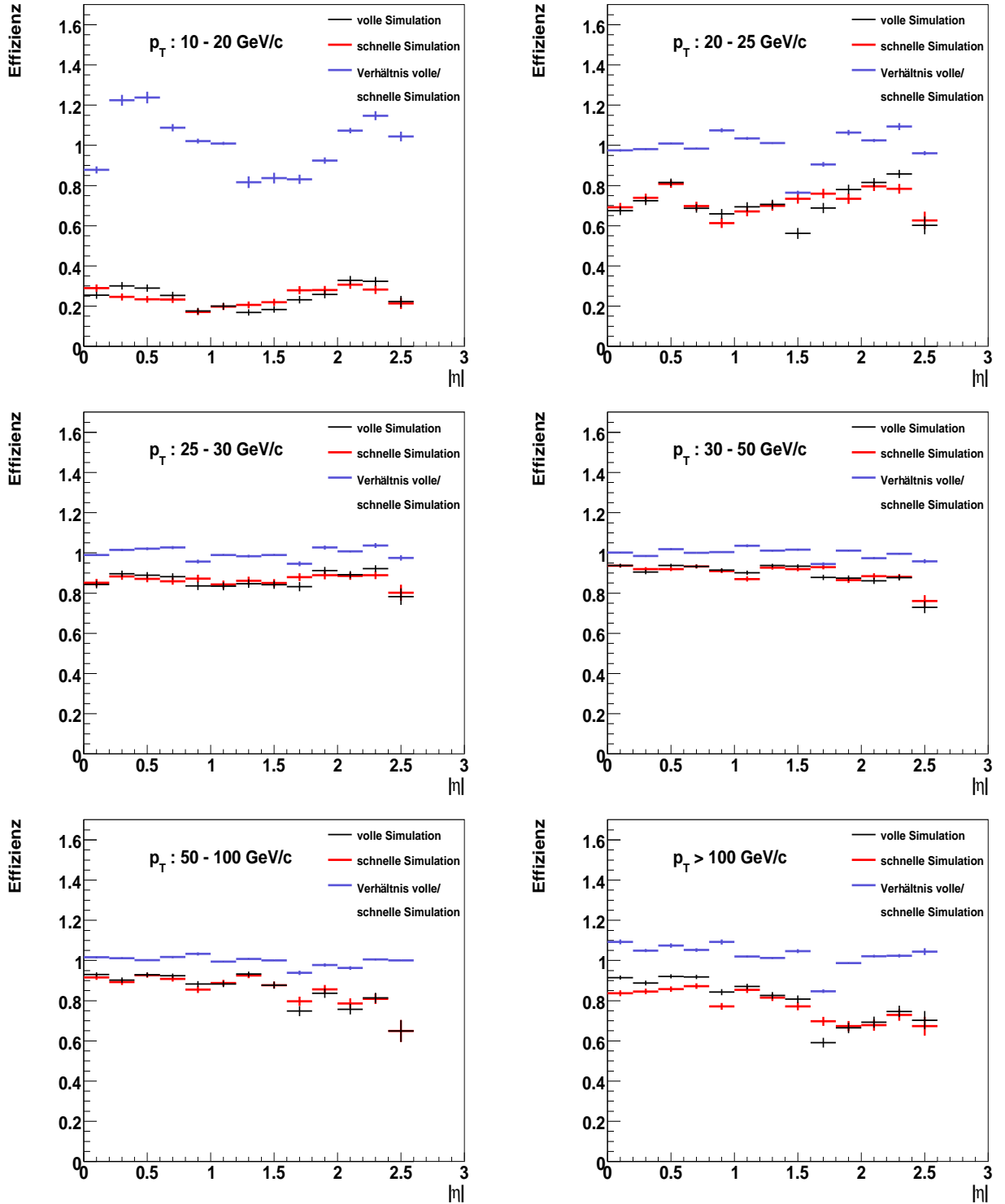


Abbildung 6.4: Histogramme für die Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons für unterschiedliche Bereich des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons:

oben: $10 \text{ GeV/c} < p_T < 20 \text{ GeV/c}$ (links) $20 \text{ GeV/c} < p_T < 25 \text{ GeV/c}$ (rechts)

Mitte: $25 \text{ GeV/c} < p_T < 30 \text{ GeV/c}$ (links) $30 \text{ GeV/c} < p_T < 50 \text{ GeV/c}$ (rechts)

unten: $50 \text{ GeV/c} < p_T < 100 \text{ GeV/c}$ (links) $p_T > 100 \text{ GeV/c}$ (rechts)

Übertragung der η -Effizienzkorrekturen auf rekonstruierte Größen

Die Pseudorapidity des wahren τ -Leptons und die Pseudorapidity des zugehörigen rekonstruierten τ -Leptons in einem Abstand von $\Delta R = 0,3$ können als nahezu identisch angenommen werden. Deshalb können die ermittelten η -abhängigen Korrekturen problemlos auf die rekonstruierten τ -Kandidaten angewendet werden. Für den transversalen Impuls ist dies jedoch nicht der Fall, wie am Anfang des Kapitels beschrieben wurde. Die η -Korrekturen wurden im vorherigen Abschnitt in Bereichen des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons erarbeitet, sollen jedoch in Abhängigkeit des transversalen Impulses der rekonstruierten τ -Leptons angewendet werden. Dazu müssen die p_T -Bereiche des wahren generierten τ -Leptons in p_T -Bereiche des rekonstruierten τ -Leptons transformiert werden.

In Abbildung 6.5 ist zu sehen, in welchen Bereich sich der transversale Impuls des rekonstruierten τ -Leptons mit einem zugehörigen wahren generierten τ -Lepton in den bereits genannten sechs Bereichen des transversalen Impulses befinden kann. Die Kurven wurden aus den zugehöri-

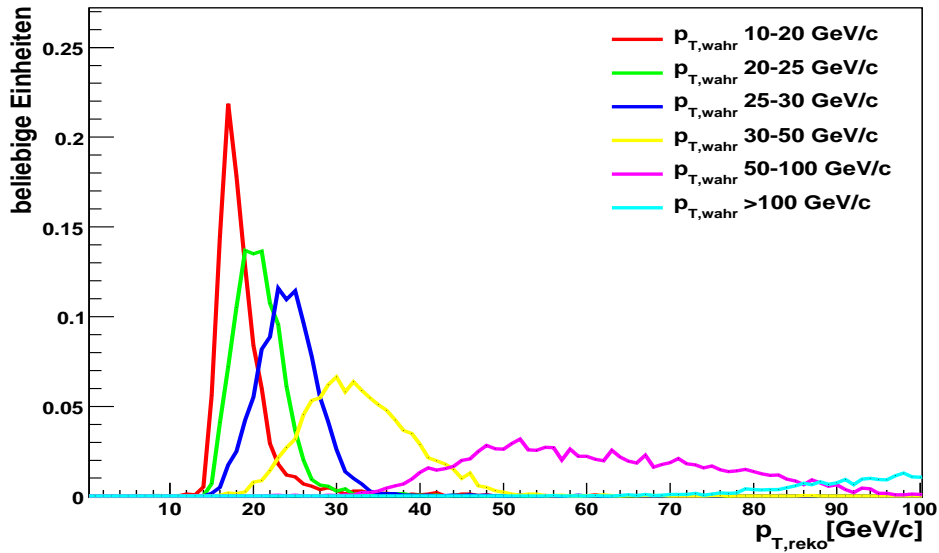


Abbildung 6.5: Verteilungen des transversalen Impulses der rekonstruierten τ -Kandidaten mit einem zugehörigen wahren τ -Lepton im Abstand $\Delta R < 0,3$ in den sechs p_T -Bereichen: $10 \text{ GeV/c} < p_T < 20 \text{ GeV/c}$, $20 \text{ GeV/c} < p_T < 25 \text{ GeV/c}$, $25 \text{ GeV/c} < p_T < 30 \text{ GeV/c}$, $30 \text{ GeV/c} < p_T < 50 \text{ GeV/c}$, $50 \text{ GeV/c} < p_T < 100 \text{ GeV/c}$, $p_T > 100 \text{ GeV/c}$

gen p_T -Histogrammen ermittelt, die zuvor auf die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Bereich normiert wurden.

Besonders für niedere Werte des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons überlappen die Kurven für die p_T -Verteilungen der rekonstruierten τ -Leptons stark. Über die Schnitt-

punkte der Kurven wurde eine Einteilung des rekonstruierten transversalen Impulses in die Bereiche 10 bis 19 GeV/c, 19 bis 22 GeV/c, 22 bis 27 GeV/c, 27 bis 42 GeV/c, 42 bis 87 GeV/c und über 87 GeV/c vorgenommen.

Daraus erhält man eine Transformation der p_T -Bereiche der wahren generierten τ -Leptonen in p_T -Bereiche der rekonstruierten τ -Leptonen. Die Effizienzkorrekturen bezüglich der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons wurden für Bereiche des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons ausgearbeitet und können nun mit der aufgezeigten Transformation der p_T -Bereiche auf rekonstruierte τ -Kandidaten angewendet werden.

Somit sind Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz vorhanden, die nur von der Pseudorapidität und dem transversalen Impulses des rekonstruierten τ -Kandidaten abhängen.

Anwendung der Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit der rekonstruierten Größen

Die Korrekturen werden in den folgenden Schritten angewendet:

- Für den rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation wird der transversale Impuls und die Pseudorapidität ermittelt
- Je nach Wert des transversalen Impulses wird aus dem p_T -Korrektur-Histogramm auf der rechten Seite in Abbildung 6.3 der zugehörige Korrekturfaktor aus der schwarzen Kurve ermittelt.
- Je nach p_T -Wert und Pseudorapidität wird aus dem passenden η -Korrektur-Histogramm in Abbildung 6.4 der zugehörige Korrekturfaktor über die blaue Verteilung ermittelt.
- Die Korrekturfaktoren liefern die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein τ -Lepton der schnellen Simulation auch in der vollen Simulation auftritt.
- Die beiden Wahrscheinlichkeiten sind unabhängig voneinander und werden miteinander multipliziert, sollte das Ergebnis einen Wert größer als 1 liefern, wird der Wert auf 1 gesetzt.
- Es wird eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 gezogen.
- Falls die Zufallszahl größer als der Korrekturfaktor ist, wird der rekonstruierte τ -Kandidat der schnellen Simulation verworfen.

Die erarbeiteten Korrekturen ermöglichen nur ein Verwerfen überschüssiger τ -Kandidaten. Da die Rekonstruktion-Effizienz für τ -Leptonen der schnellen Simulation immer höher ist als die der vollen Simulation, reichen diese Korrekturen vollkommen aus.

Das vorgestellte Verfahren kann auf alle rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation angewendet werden, unabhängig davon ob sie ein zugehöriges wahres τ im Abstand $\Delta R < 0,3$ haben oder nicht. Die Anwendung auf fälschlich rekonstruierte τ -Kandidaten ist ebenso möglich, wenn die Anzahl der rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation auch wieder höher

ist als in der vollen Simulation. Als Beispiel dafür wird die Anwendung der Korrekturen auf τ -Kandidaten in Jet-Ereignissen in Abschnitt 6.5 vorgestellt.

In Abbildung 6.6 ist das Ergebnis für die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Korrekturen zu sehen. Dargestellt sind die selben Ereignisse, die zur Ermittlung der Korrekturen verwendet wurden. Anhand der η -Effizienzverteilung ist nach der Korrektur eine wesentlich besser Übereinstimmung der schnellen Simulation in rot mit der vollen Simulation in schwarz zu sehen. Die Effizienzverteilung in Abhängigkeit des transversalen Impulses zeigt in der Anstiegsflanke immer noch Abweichungen zwischen der vollen und schnelle Simulation. Für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Werte größer 4 zeigen die Effizienzverteilungen in Abbildung 6.7 innerhalb der statistischen Fehler eine gute Übereinstimmung. Durch die Unterschiede zwischen dem transversalen Impuls des wahren und des rekonstruierten τ -Leptons ist die Effizienzkorrektur in der steilen Anstiegsflanke besonders schwierig. Eine bessere Korrektur ist ohne Zugriff auf die *seeds*, die als Ausgangspunkt für den Rekonstruktionsalgorithmus dienen, nicht möglich. Leider ist diese Information in den verwendeten simulierten Datensätzen zur Zeit nicht vorhanden.

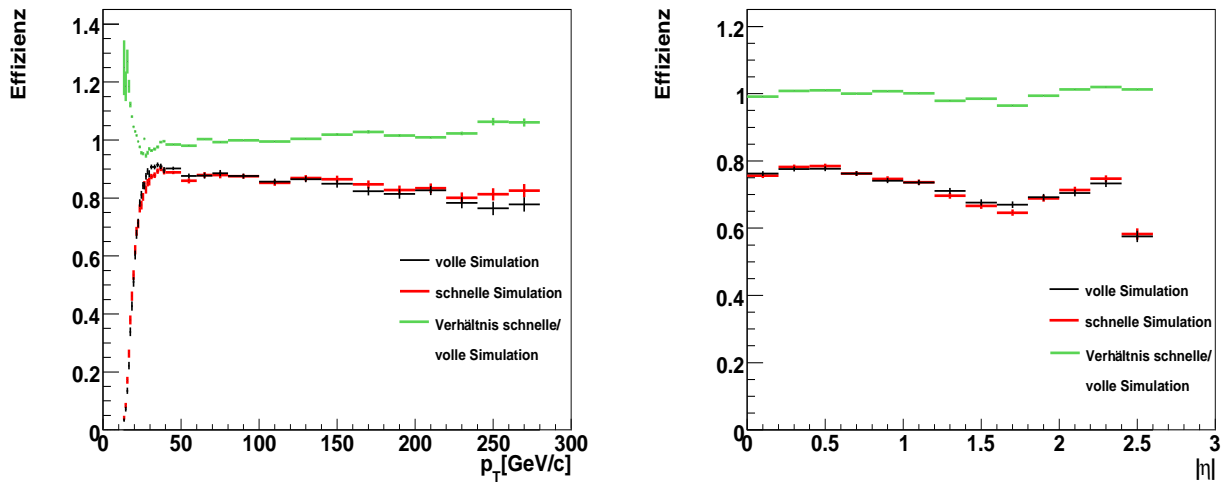


Abbildung 6.6: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20. In grün ist das Verhältnis der schnellen zur vollen Simulation gezeigt.

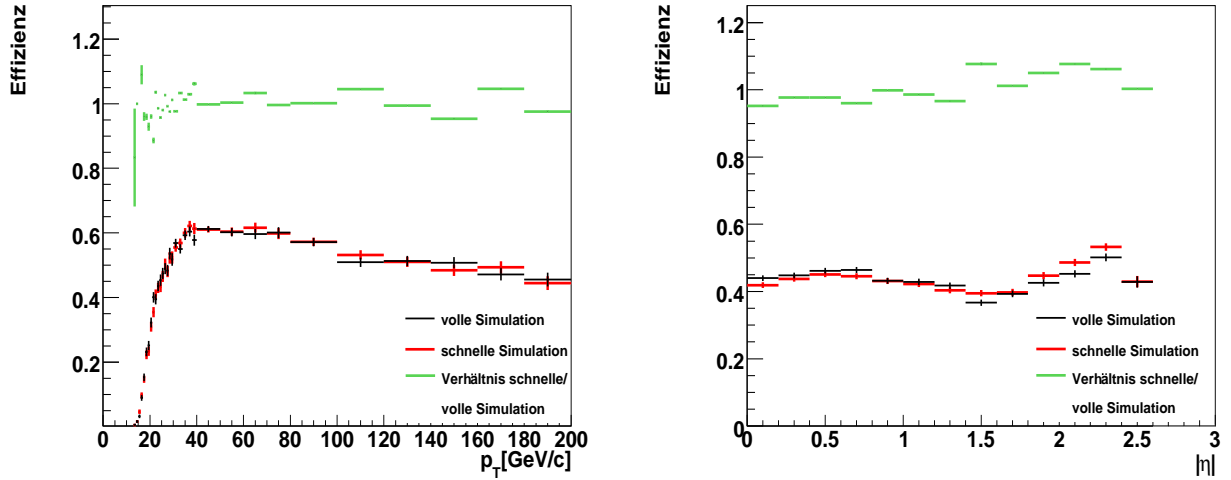


Abbildung 6.7: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als 4. In grün ist das Verhältnis der schnellen zur vollen Simulation gezeigt.

6.3 Korrektur der Likelihood-Verteilung für die τ -Leptonen der schnellen Simulation

In Abbildung 6.8 ist links die Likelihood-Verteilung für die τ -Kandidaten mit einem zugehörigen wahren generierten τ -Lepton im Abstand $\Delta R < 0,3$ nach den Effizienzkorrekturen zu sehen. Die Übereinstimmung der schnellen zur vollen Simulation hat sich durch die Korrekturen verbessert. Allerdings ist noch eine Verschiebung zu höheren Werten für die Verteilung der schnellen Simulation zu sehen. Die Ausarbeitung der Verschiebungskorrekturen für die Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation findet in zwei Schritten statt:

1. Ermittlung der Verschiebung in den sechs Bereichen des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons von 10 bis 20 GeV/c, 20 bis 25 GeV/c, 25 bis 30 GeV/c, 30 bis 50 GeV/c, 50 bis 100 GeV/c und über 100 GeV/c.
2. Anwendung der Verschiebung in den sechs transformierten p_T -Bereichen des rekonstruierten τ -Leptonen von 10 bis 19 GeV/c, 19 bis 22 GeV/c, 22 bis 27 GeV/c, 27 bis 42 GeV/c, 42 bis 87 GeV/c und über 87 GeV/c.

Ermittlung der Verschiebung

Es soll die Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation zur vollen Simulation bestimmt werden. Dazu wird das Histogramm für die aufintegrierte Likelihood in Abbildung 6.8 rechts verwendet und die Differenz der Likelihood-Wertes zwischen der schnellen und vollen

Simulation bei gleichen Werten der aufintegrierten Likelihood gebildet.

Die Differenzen sind in Abbildung 6.9 in Abhängigkeit des Likelihood-Wertes für die bereits genannten sechs p_T -Bereiche des transversalen Impulses des wahren generierten τ -Leptons dargestellt. An diese Verteilungen wird im Bereich der Likelihoodwerte von 0 bis 10 eine Gerade angepasst. Für Likelihoodwerte kleiner als 0 und größer als 10 werden die Werte der Gerade bei 0 bzw. 10 verwendet.

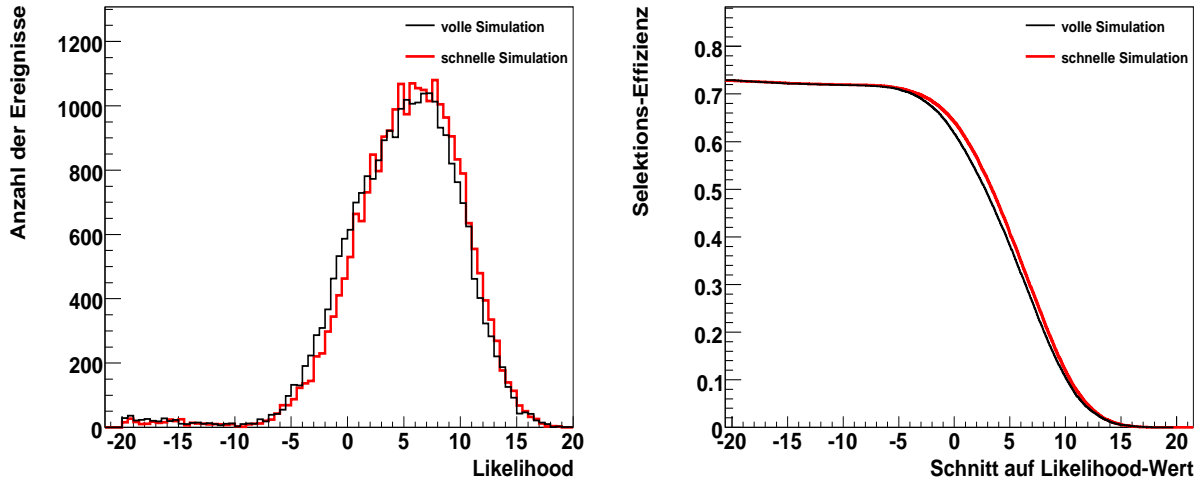


Abbildung 6.8: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten nach den Effizienzkorrekturen (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Schnitt auf die Likelihood-Werte (rechts) für die kombinierten τ -Ereignisse.

Anwendung der Likelihood-Verschiebung

Die ermittelten Geraden werden für die Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation auf die rekonstruierten τ -Leptonen in den genannten transformierten Bereichen des transversalen Impulses angewendet. Die Likelihood-Werte der rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation werden für Likelihood-Werte zwischen 0 und 10 entsprechend der Gerade verschoben. Für Likelihood-Wert kleiner 0 und größer 10 werden zur Verschiebung die Werte der Geraden bei 0 bzw. 10 verwendet.

Das Ergebnis für die Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation ist in Abbildung 6.10 auf der linken Seite dargestellt. Nach der Verschiebung stimmen die Verteilung der schnellen und vollen Simulation gut überein. Für die aufintegrierte Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation ist nach der Korrektur (siehe Abb 6.10 rechts) keine Abweichung zur vollen Simulation mehr zu sehen.

In Abbildung 6.11 sind die Rekonstruktionseffizienzen für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 sowie die Identifikationseffizienz für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als 4 für die volle und die schnelle Simulation vor den Korrekturen zu sehen. Die

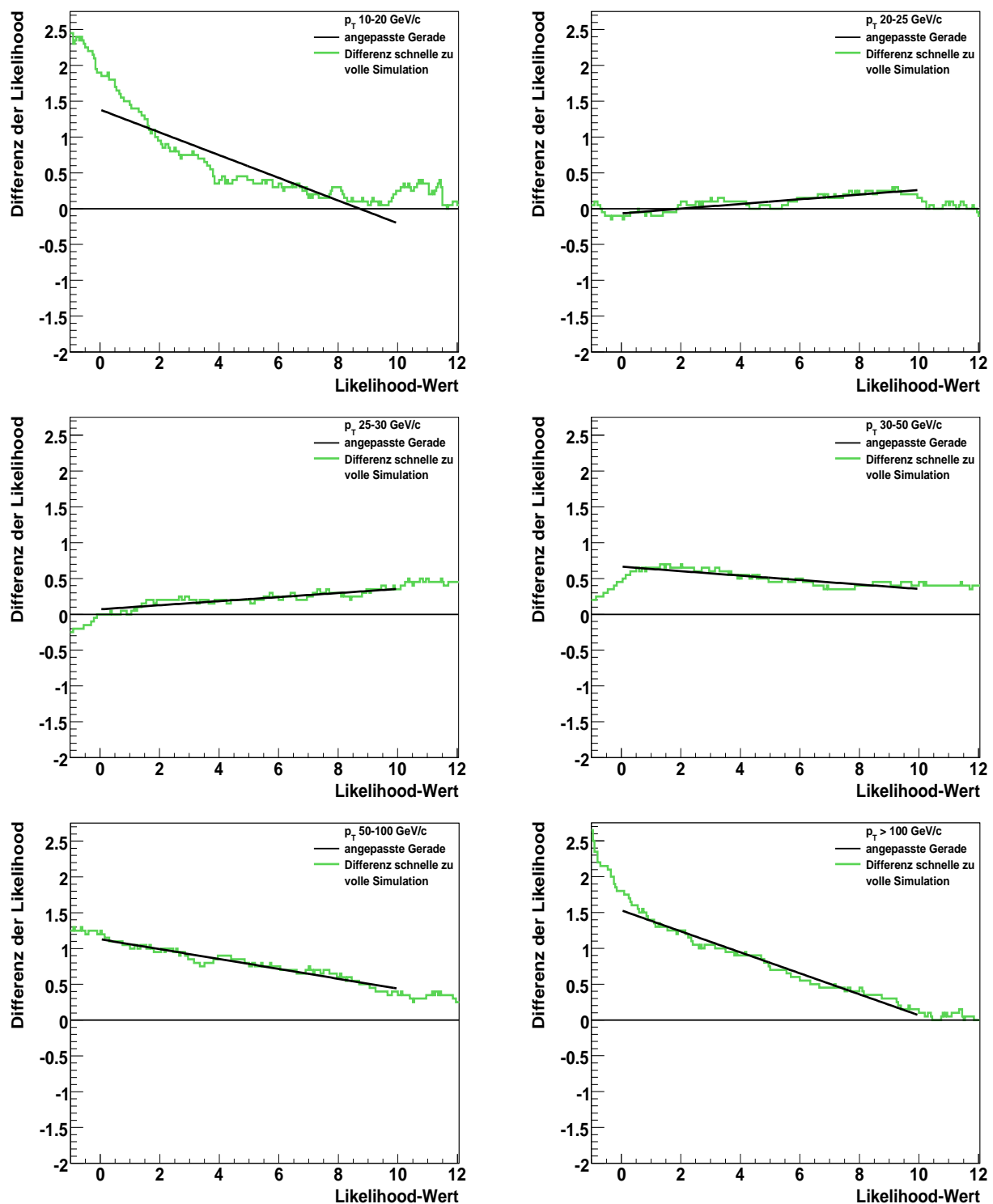


Abbildung 6.9: Differenz der aufintegrierten Likelihood-Verteilung der schnellen zur vollen Simulation für:

oben: $10 \text{ GeV/c} < p_T < 20 \text{ GeV/c}$ (links) $20 \text{ GeV/c} < p_T < 25 \text{ GeV/c}$ (rechts)

Mitte: $25 \text{ GeV/c} < p_T < 30 \text{ GeV/c}$ (links) $30 \text{ GeV/c} < p_T < 50 \text{ GeV/c}$ (rechts)

unten: $50 \text{ GeV/c} < p_T < 100 \text{ GeV/c}$ (links) $p_T > 100 \text{ GeV/c}$ (rechts)

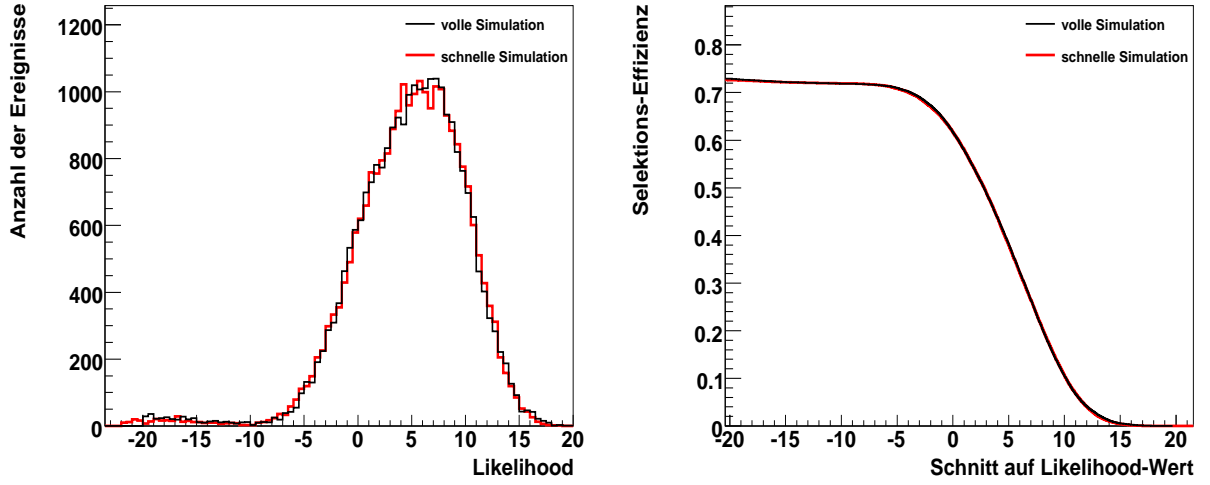


Abbildung 6.10: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Schnitt auf die Likelihood-Werte (rechts) nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation. Verwendet wurden die kombinierten τ -Ereignisse.

selben Verteilungen sind in Abbildung 6.12 nach Anwendungen der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung auf die schnelle Simulation dargestellt. Nach den Korrekturen ist eine verbesserte Übereinstimmung der schnellen mit der vollen Simulation festzustellen. Die erarbeiteten Effizienz-Korrekturen und die anschließenden Likelihood-Verschiebung können sowohl auf Signal- als auch auf Untergrundereignisse angewendet werden. Im Anhang befinden sich die Ergebnisse für die Anwendung der Korrekturen auf $Z \rightarrow \tau\tau$ und $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

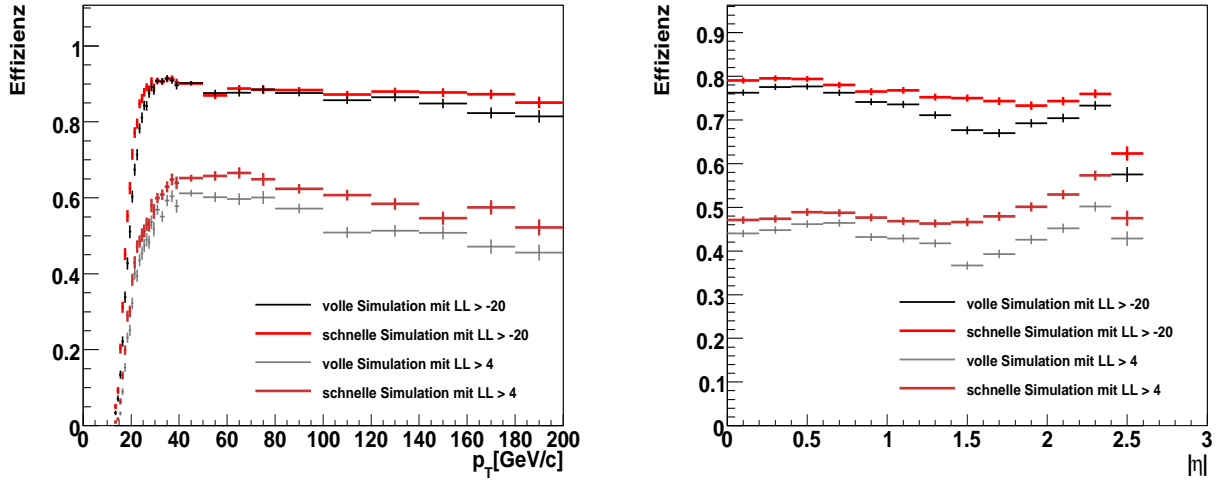


Abbildung 6.11: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons vor Anwendung der Effizienzkorrekturen für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4. Verwendet wurden die kombinierten τ -Ereignisse.

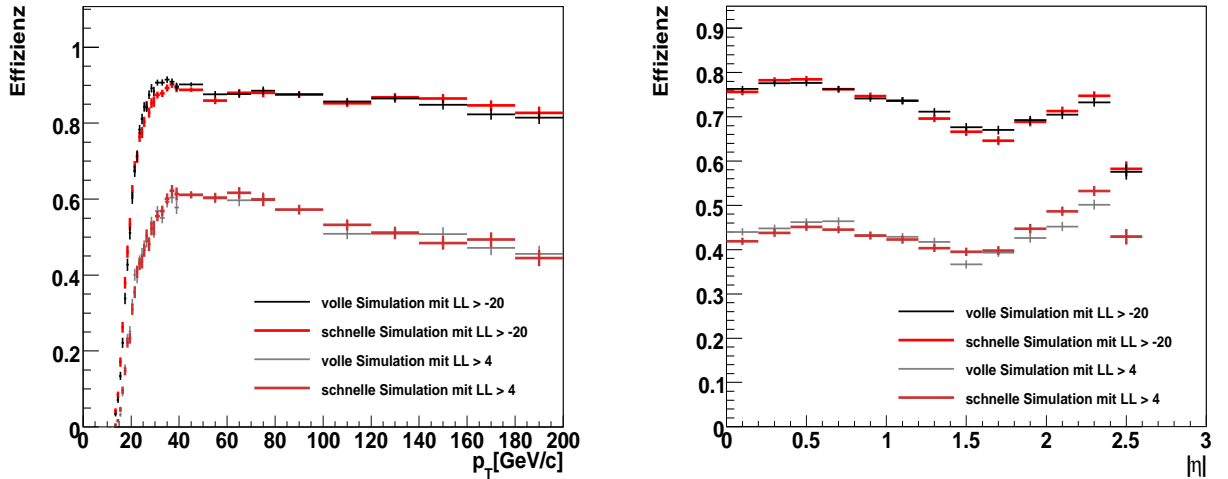


Abbildung 6.12: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4. Verwendet wurden die kombinierten τ -Ereignisse.

6.4 Anwendung der Korrekturen auf $t\bar{t}$ Ereignisse

In diesem Abschnitt wird die Anwendung der Korrekturen auf $t\bar{t}$ Ereignisse untersucht. In Abbildung 6.13 sind die Likelihood-Verteilung und die aufintegrierte Likelihood-Verteilung vor den Effizienzkorrekturen zu sehen. Auch in diesen Ereignissen liegt die Rekonstruktionseffizienz

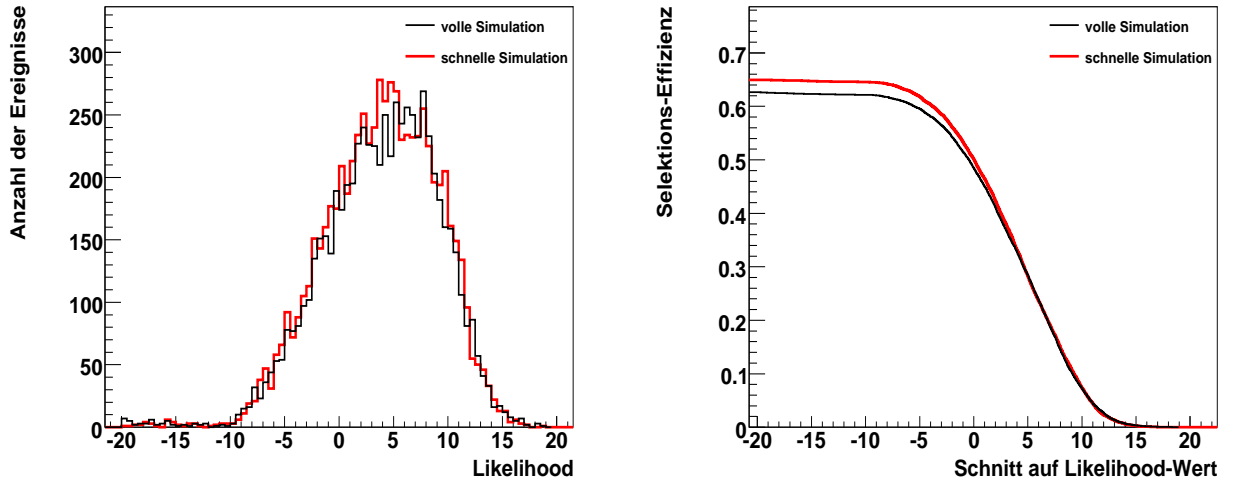


Abbildung 6.13: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung (rechts) vor den Effizienzkorrekturen für $t\bar{t}$ Ereignisse.

für die τ -Kandidaten der schnellen Simulation höher als die der vollen Simulation und besonders für Likelihood-Werte kleiner als 5 werden Abweichungen in der aufintegrierten Likelihood-Verteilung sichtbar. Nach Anwendung der Effizienz Korrekturen ist in Abbildung 6.14 auf der rechten Seite eine gute Übereinstimmung für die aufintegrierte Likelihood-Verteilung zu sehen. Auf der linken Seite ist für die Likelihood-Verteilung noch eine kleine Verschiebung der schnellen zur vollen Simulation sichtbar. Die Abweichungen sind in dieser Verteilung für $t\bar{t}$ Ereignisse durch ihre hohe hadronische Aktivität nicht so groß, wie für die τ -Ereignisse im vorigen Abschnitt. Dies liegt vor allem an der Isolationsvariable, die für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse die größten Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Simulation gezeigt hat (siehe Abb.5.20 rechts). Da die $t\bar{t}$ Ereignissen mehr Aktivität im Kalorimeter aufweisen, findet sich mehr Energie in einem Bereich von 0,1 bis 0,2 um das hadronisch zerfallende τ -Lepton. Somit fällt die schmalere Schauerform der τ -Kandidaten der schnellen Simulation nicht mehr so sehr ins Gewicht und die Abweichungen in der Likelihood-Verteilung werden geringer. Nach Anwendung der Likelihood-Verschiebung ist deshalb in Abbildung 6.15 auf der linken Seite eine Überkorrektur sichtbar. Dies wirkt sich auch auf die aufintegrierte Likelihood-Verteilung aus (siehe Abbildung 6.15 rechts). Im Kapitel 7 werden die Auswirkungen der Korrekturen auf die $t\bar{t}$ Ereignisse als Untergrund für den VBF $H \rightarrow \tau\tau$ (l $\nu\nu$ h ν)-Kanal näher untersucht.

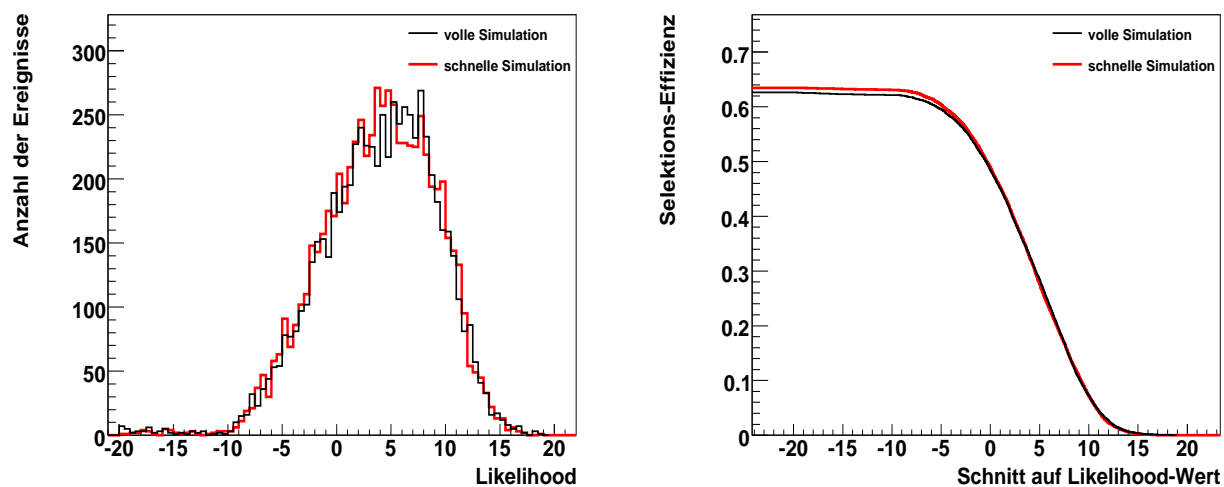


Abbildung 6.14: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung (rechts) nach den Effizienzkorrekturen für $t\bar{t}$ Ereignisse.

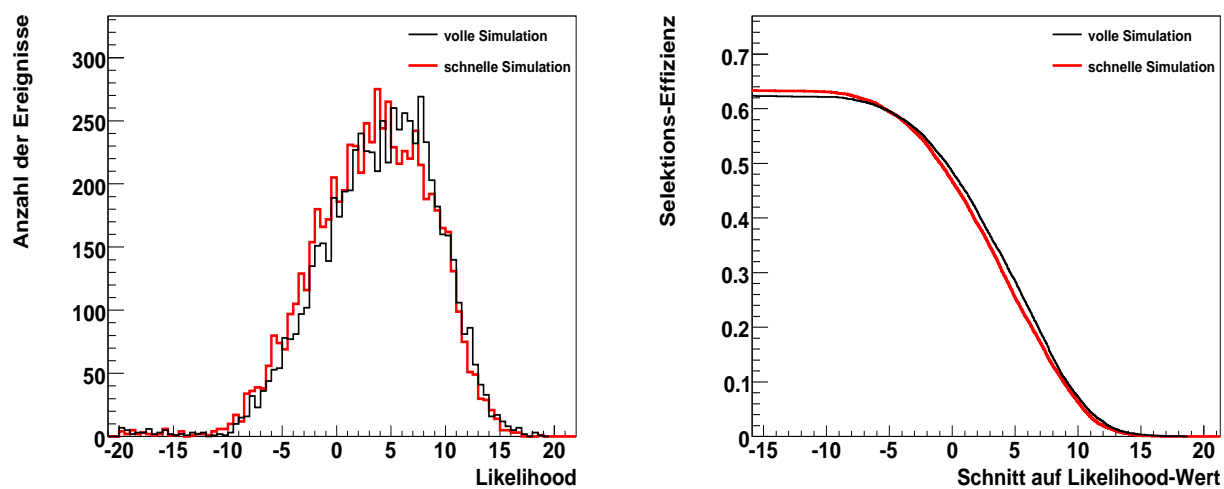


Abbildung 6.15: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung (rechts) nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für $t\bar{t}$ Ereignisse.

6.5 Anwendung der Korrekturen auf Jet-Ereignisse

Als ein Beispiel für Untergrundereignissen werden die Korrekturen auf Jet-Ereignisse in einem ausgewählten p_T -Bereich von 35 bis 70 GeV/c angewendet. Auch hier ist wieder die Rekonstruktionseffizienz der τ -Leptonen von Interesse, die in diesem Fall definiert ist durch:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der als } \tau \text{ identifizierten Jets}}{\text{Anzahl wahrer generierter Jets}} \quad (6.3)$$

Für Jet-Ereignisse wird auch oft der Unterdrückungsfaktor $R = 1/\varepsilon$ betrachtet, der angibt, wieviele Jets fälschlicherweise als τ -Leptonen identifiziert wurden.

In Abbildung 6.16 sind auf der linken Seite die τ -Likelihood-Verteilungen und auf der rechten Seite die aufintegrierten Likelihood-Verteilungen nach einem Schnitt auf Likelihood-Werte von -20 bis 20 für die volle und schnelle Simulation zu sehen.

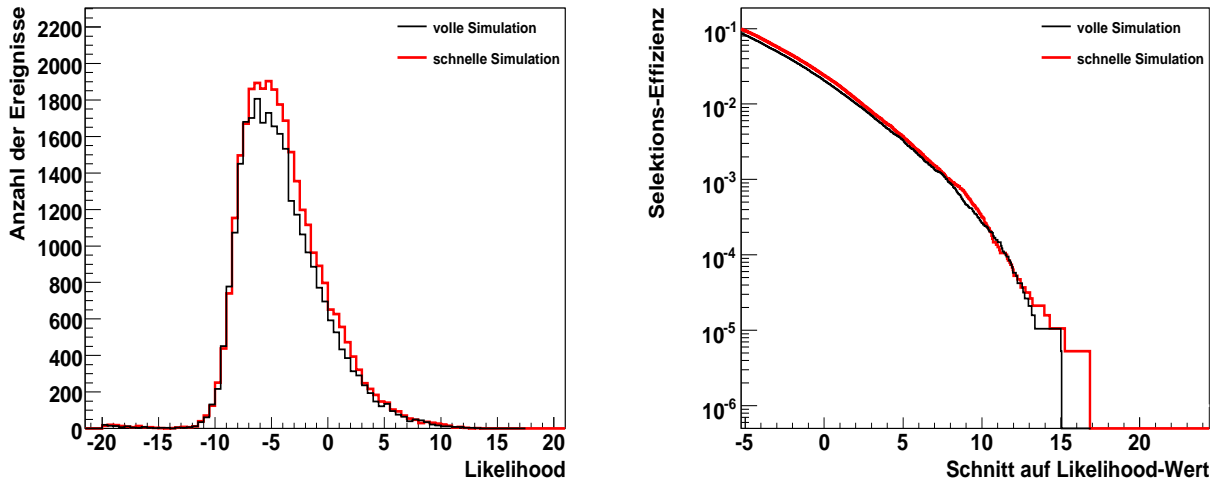


Abbildung 6.16: Likelihood-Verteilung der identifizierten τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung (rechts) vor den Korrekturen für Jet-Ereignisse in einem p_T -Bereich von 35 bis 70 GeV/c und mit $|\eta| < 2,5$.

Die Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität der wahren generierten Jets sind in der oberen Reihe der Abbildung 6.17 auf der linken bzw. rechten Seite dargestellt. Für diese Histogramme wurden identifizierte τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 gefordert und Jets mit einem transversalen Impuls größer als 10 GeV/c und mit $|\eta| < 2,5$. Für die Effizienz-Histogramme in der unteren Reihe wurde die gleichen Anforderungen an die Jets gestellt und ein Likelihood-Wert größer als 4 für die identifizierten τ -Kandidaten gefordert.

Es ist ein deutlicher Überschuss an fälschlicherweise identifizierten τ -Kandidaten für die schnelle Simulation im Vergleich zur vollen Simulation über den gesamten p_T - und η -Bereich zu sehen. Deshalb können auf diese fälschlicherweise identifizierten τ -Kandidaten in den Jet-Ereignissen

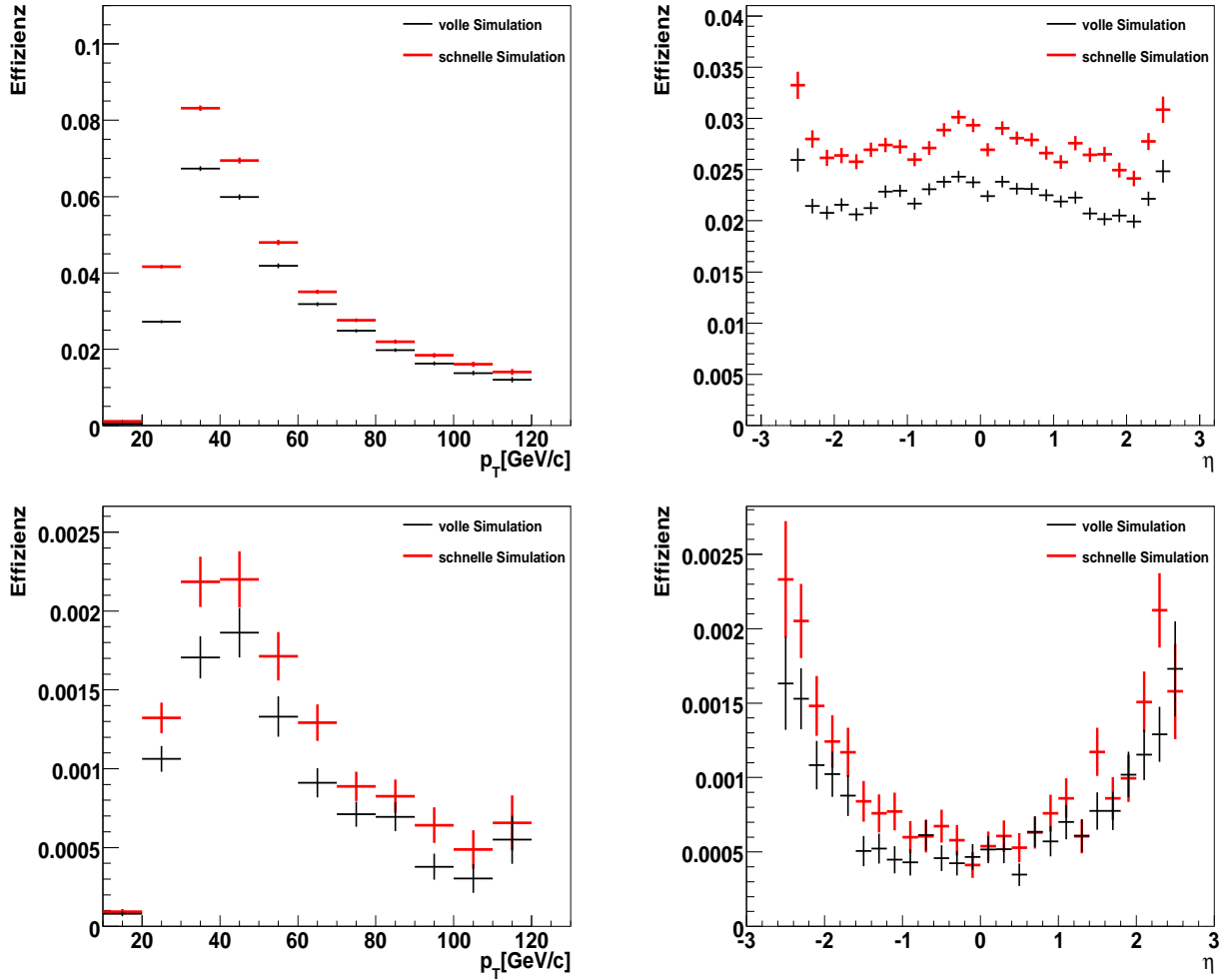


Abbildung 6.17: Effizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) für Likelihood-Werte größer als -20 (oben) und für Likelihood-Werte größer als 4 (unten).

Verwendet wurden Jet-Ereignisse in einem p_T -Bereich von 35 bis 70 GeV/c und mit $|\eta| < 2,5$.

der schnellen Simulation die selben Korrekturen angewendet werden, wie für die τ -Kandidaten aus den Signal-Ereignissen im Abschnitt 6.3.

Nach Anwendung der Korrekturen sind die Histogramme für Likelihood-Verteilungen und die aufintegrierten Likelihood-Verteilung in Abbildung 6.18 links bzw. rechts zu sehen. In beiden Verteilungen zeigt sich nach den Korrekturen eine gute Übereinstimmung zwischen der vollen und schnellen Simulation.

In Abbildung 6.19 sind die Effizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) der wahren generierten Jets für fälschlicherweise identifizierte τ -

Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 (oben) und größer als 4 (unten) zu sehen. Nach Anwendung der Korrekturen stimmen die Verteilungen der vollen und schnellen Simulation für Likelihood-Werte größer als 4 innerhalb der statistischen Fehler gut überein.

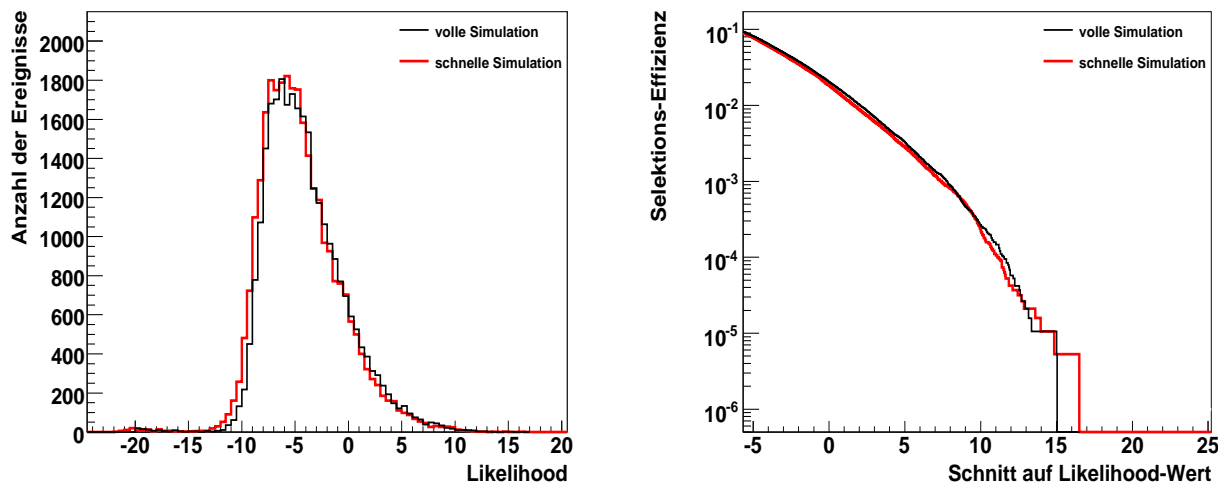


Abbildung 6.18: Likelihood-Verteilung (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung (rechts) der identifizierten τ -Kandidaten nach Anwendung der Effizienz-Korrekturen und der Likelihood-Verschiebung. Verwendet wurden Jet-Ereignisse in einem p_T -Bereich von 35 bis 70 GeV/c und mit $|\eta| < 2,5$.

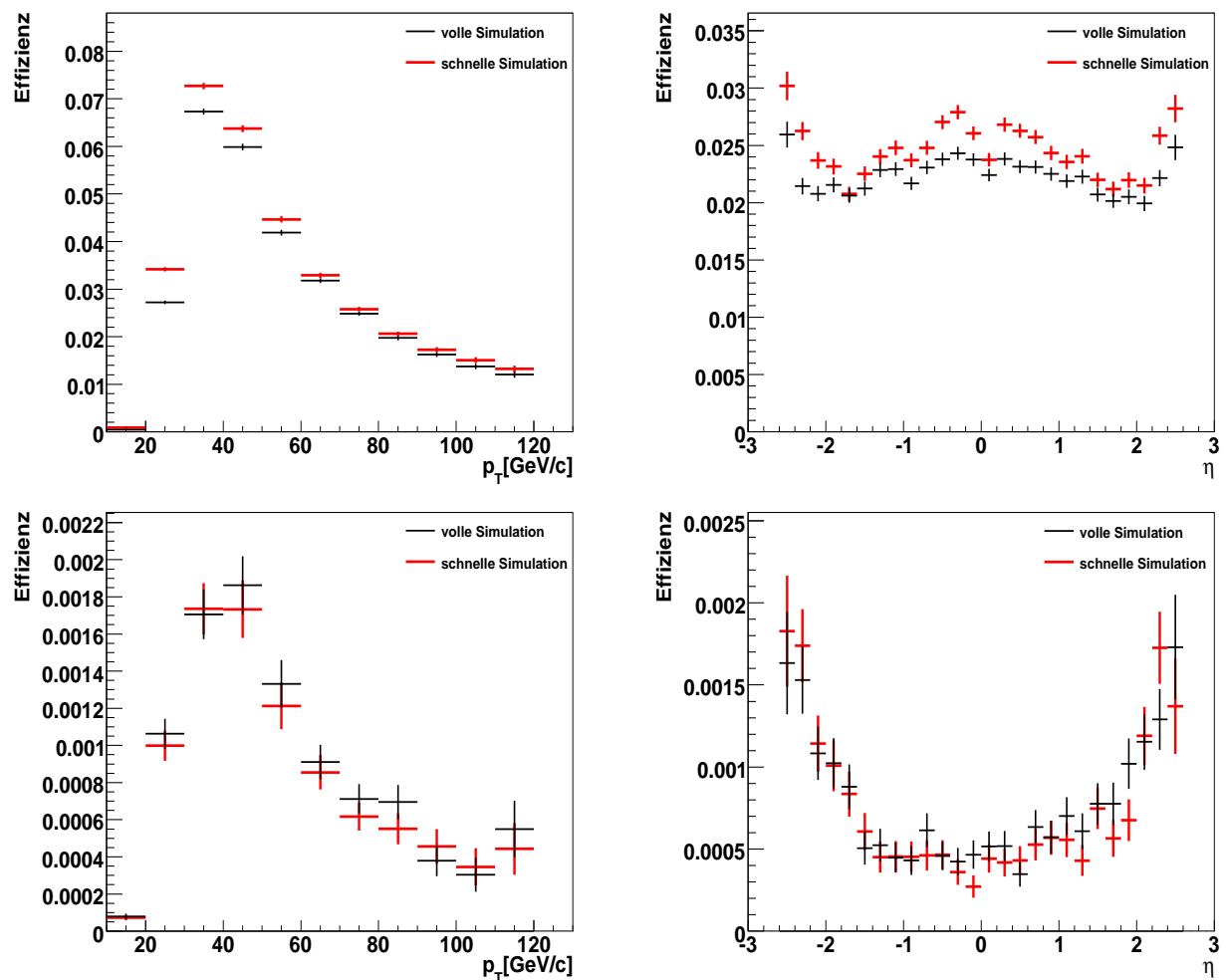


Abbildung 6.19: Effizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) für identifizierte τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 (oben) und Likelihood-Wert größer als 4 (unten) nach Anwendung der Effizienz-Korrekturen und der Likelihood-Verschiebung. Verwendet wurden Jet-Ereignisse in einem p_T -Bereich von 35 bis 70 GeV/c und mit $|\eta| < 2,5$.

6.6 Verwendung der Korrekturen

Die in diesem Kapitel vorgestellten und erarbeiteten Korrekturen für die τ -Kandidaten des *tauRec*-Algorithmus werden in einem offiziellen Korrekturschritt auf die Ereignisse der schnellen Simulation angewendet. Dieser offizielle Korrekturschritt wird auf einem Datenformat angewendet, welches die rekonstruierten und identifizierten Objekte enthält. Es ist geplant, einen solchen Korrekturschritt später auch für die Angleichung der vollen oder schnellen Simulation an die experimentell gemessenen Daten zu benutzen. Dies ermöglicht eine Abstimmung der simulierten Ereignisse auf die physikalisch gemessenen Prozesse.

Zur Zeit werden zusammen mit den Korrekturen für die τ -Kandidaten des *tauRec*-Algorithmus auch Korrekturen auf die τ -Kandidaten des *tau1p3p*-Algorithmus sowie Korrekturen auf Elektronen und Photonen angewendet.

Die *tau1p3p*-Korrekturen bestehen aus Effizienz-Korrekturen und Korrekturen für ein Neuronales Netz, das zur Trennung der τ -Kandidaten von fälschlich identifizierten Jet-Ereignissen benutzt wird.

Für Elektronen werden Effizienz-Korrekturen und Korrekturen für die Energieauflösung vorgenommen. Wie im Kapitel 5 bereits gezeigt wurde, gibt es Abweichungen in der rekonstruierten Energie der Photonen und Elektronen zwischen der vollen und schnellen Simulation. Eine Ursache ist eine Energiekalibrierung, die nicht speziell auf die schnelle Simulation abgestimmt wurde. Die entstehenden Unterschiede sollen so gut wie möglich mit diesen nachträglichen Korrekturen der Energieauflösungen behoben werden.

Für die rekonstruierten und identifizierten Elektronen werden abhängig von ihrer *isEM*-Kategorie (siehe Abschnitt 5.1.1) Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität vorgenommen.

Im folgenden Analyse-Kapitel werden Elektronen der *medium*-Kategorie verwendet. Die Effizienzen in Abhängigkeit der Pseudorapidität sind für verschiedene E_T -Werte in Abbildung 6.20 zu sehen.

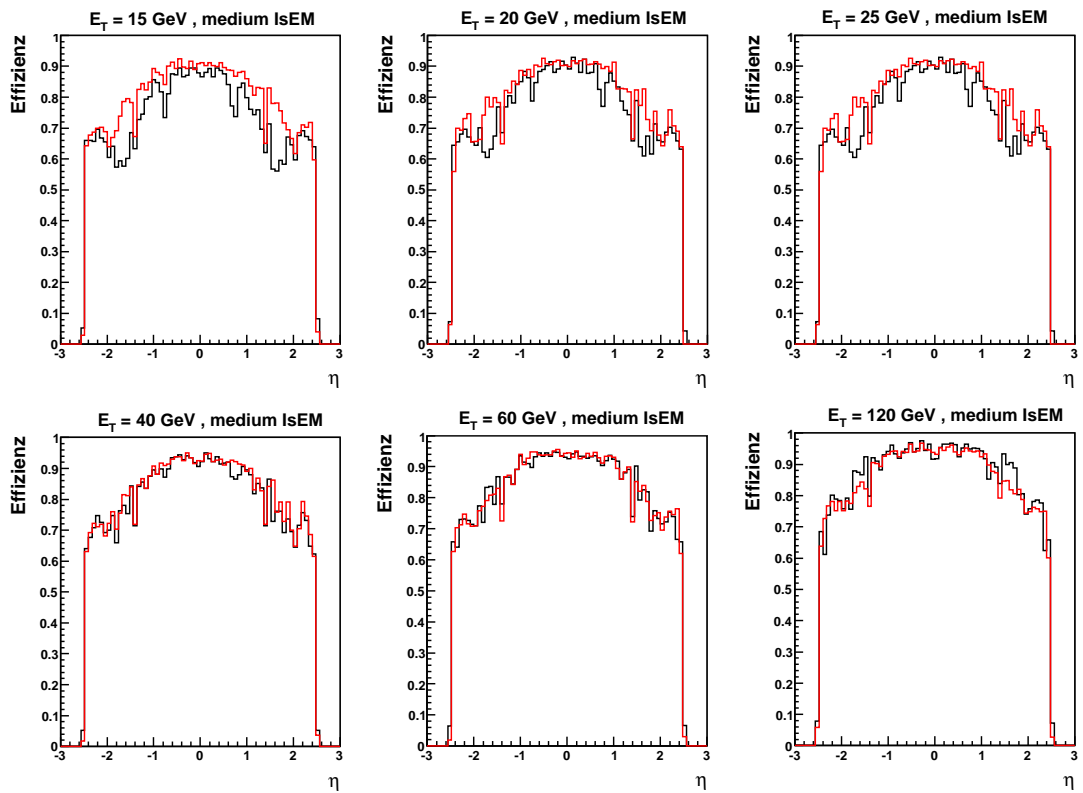


Abbildung 6.20: Rekonstruktions-Effizienz für Elektronen der medium-Kategorie in Abhängigkeit der Pseudorapidität für verschiedene Werte der transversalen Energie. In rot ist die Rekonstruktions-Effizienz der schnellen Simulation dargestellt und in schwarz die der vollen Simulation.

7 Analyse des Zerfalls $H \rightarrow \tau\tau$ ($l \nu\nu h\nu$) im Produktionskanal der Vektorboson-Fusion

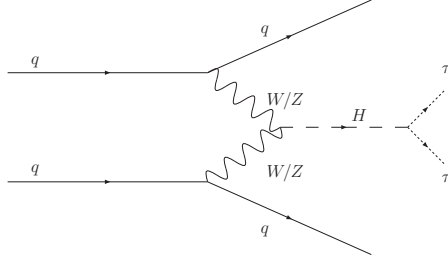
Wie im Kapitel 2.4.2 schon erwähnt wurde, ist die Kopplungsstärke des Higgs-Bosons an Fermionen proportional zur Fermionmasse. Für ein leichtes Higgs-Boson in einem Massenbereich von 115 bis 140 GeV/c^2 ist somit das Verzweigungsverhältnis für Zerfälle in $b\bar{b}$ -Paare und $\tau^+\tau^-$ -Paare besonders groß, wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Der Zerfall des Higgs-Bosons in Vektorbosonen ist in diesen niedrigen Massenbereichen noch unterdrückt, da mindestens ein Vektorboson unterhalb seiner Ruhemasse produziert werden müsste. Ein weiterer interessanter Kanal für ein leichtes Higgs-Boson ist der Zerfall in zwei Photonen. Die zwei hochenergetischen Photonen stellen eine klare Signatur im Detektor dar, die gut vom QCD-Untergrund trennbar sein sollte. Dieser Zerfall weist aber ein viel kleineres Verzweigungsverhältnis auf als der Zerfall in $b\bar{b}$ -Paare oder $\tau^+\tau^-$ -Paare. Die Zerfälle in $b\bar{b}$ -Paare sind für den Bereich niedrigere Higgs-Massen dominant, jedoch treten b -Jets auch häufig in QCD-Ereignissen auf. Deshalb ist eine Trennung des Signals von den Untergrundprozessen nur aufgrund der b -Jets in diesem Bereich unmöglich. In Verbindung mit der assoziierten $t\bar{t}$ -Produktion $gg \rightarrow t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ wird eine Entdeckung des Higgs-Bosons durch die zusätzlich auftretenden Top-Quarks eventuell möglich sein.

Für den $H \rightarrow \tau\tau$ -Kanal stellen vor allem 2-Jet-QCD Ereignisse, $W + \text{Jets}$ Ereignisse sowie $t\bar{t}$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse große Untergrundbeiträge dar. Ein Higgs-Boson, das durch den dominanten Prozess der Gluon-Fusion entsteht und in ein $\tau^+\tau^-$ -Paar zerfällt, kann bei diesen enormen Untergründen jedoch nicht gesehen werden.

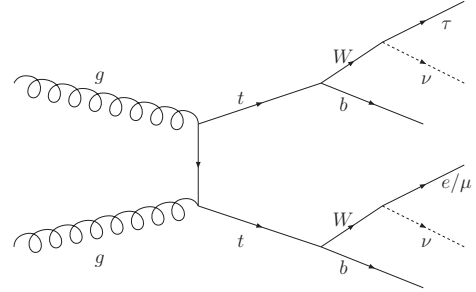
Um eine bessere Unterdrückung der Untergrundprozesse zu ermöglichen, wird deshalb ein Higgs-Boson untersucht, das durch den Vektorboson-Fusionsprozess (VBF) erzeugt wurde. Dieser Prozess hat zwar einen geringeren Wirkungsquerschnitt als die Gluonfusion (siehe Kapitel 2.4.2), zeichnet sich jedoch durch zwei zusätzliche hochenergetische Jets aus, die im Detektor bei großen Rapiditäten auftreten. Die Feynman-Diagramme für den Signalprozess und die wichtigsten Untergründe ($Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$) sind in Abbildung 7.1 gezeigt. Die charakteristische η -Verteilung der beiden hochenergetischen Jets sind für die Signalereignisse in Abbildung 7.13 auf der linken Seite dargestellt. Mit den Forderungen, dass beide Jets einen gewissen Abstand in der Pseudorapidität aufweisen und eine große invariante Masse besitzen, können die kinematischen Eigenschaften des Prozesses genutzt werden, um die Untergrundbeiträge zu reduzieren.

Um diese speziellen Anforderungen an die Ereignistopologie für die Untergrund-Prozesse zu untersuchen, wird eine große Anzahl simulierter Ereignisse benötigt. Jedoch ist die Anzahl der mit der vollen Simulation generierbaren Untergrundereignisse momentan sehr begrenzt, da die

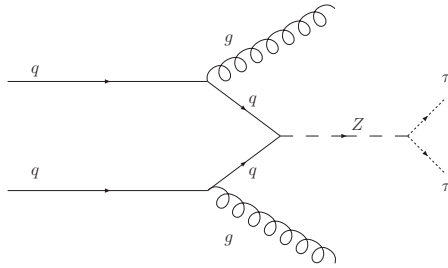
a) Erzeugung eines Higgs-Boson:
 $qq \rightarrow jj H \rightarrow jj \tau\tau$



b) $gg / qq \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W b W b$



c) $gg / qq \rightarrow jj Z \rightarrow jj \tau\tau$



d) elektroschwacher Prozess:
 $qq \rightarrow jj Z \rightarrow jj \tau\tau$

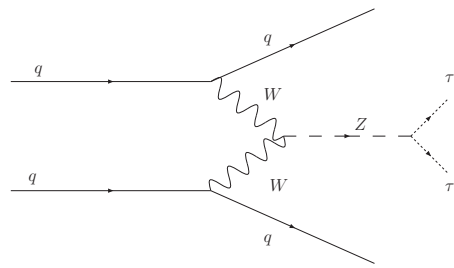


Abbildung 7.1: Feynman-Graphen für den VBF $H \rightarrow \tau\tau$ -Signalprozess (a), den $t\bar{t}$ -Untergrundprozess (b) sowie für den QCD-Beitrag des $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergrunds (c) und den elektroschwachen Beitrag (d).

volle Detektorsimulation sehr langsam ist.

In diesem Kapitel wird der VBF $H \rightarrow \tau\tau$ -Kanal mit jeweils einem hadronisch und einem leptonisch zerfallenden τ -Lepton untersucht, da dieser Endzustand insgesamt das beste Entdeckungspotential verspricht [23]. Für die Vergleiche der schnellen zur vollen Simulation eignen sich diese Ereignisse ebenfalls besonders gut, da viele verschiedene Objekttypen im Endzustand auftreten. Somit können Myonen, Elektronen, τ -Leptonen, Jets und auch die fehlende transversale Energie, die durch Neutrinos verursacht wird, detailliert untersucht werden.

Das Ziel der hier vorgestellten Vergleiche anhand der Analyse besteht darin, die Abweichungen zwischen der vollen und schnellen Simulation möglichst gut zu untersuchen und ihre Auswirkungen abzuschätzen. Dies ist eine wichtige Grundlage, um die schnelle Simulation zur Generierung großer Datensätze zu verwenden, die zur Analyse und Untergrundabschätzung notwendig sind. Die in diesem Kapitel verwendeten Ereignisse wurden mit einer vollen Simulation des inneren Detektors, einer vollen Simulation der Myonkammern und der schnellen Kalorimetersimulation erzeugt.

7.1 Verwendete simulierte Ereignisse

In der folgenden Analyse wird ein Higgs-Boson betrachtet, das eine Masse von $120 \text{ GeV}/c^2$ besitzt und über die Vektorboson-Fusion produziert wird, mit einem anschließenden Zerfall in ein $\tau^+\tau^-$ -Paar. Eines der beiden τ -Leptonen zerfällt danach leptonisch und das andere hadronisch. Zur Simulation der Signalereignisse wurde, wie in Referenz [24], der Generator HERWIG [25] verwendet, da dieser die beste Übereinstimmung mit der Berechnung der Beiträge höherer Ordnung durch das Programm VBFNLO [26] ergibt.

Für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund wurde der Generator ALPGEN [27] verwendet, da dieser die beste Beschreibung zusätzlich auftretender Jets ermöglicht. In der folgenden Analyse werden nur Ereignisse betrachtet, die auf Generatorebene bereits zwei oder drei zusätzliche Jets aufweisen, da sich diese Beiträge in der Referenz-Analyse [24] als dominant erwiesen haben. Zusätzlich werden an die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse weitere Forderungen an die Jets auf Generatorebene gestellt. Durch einen solchen Filter kann die Anzahl der zu simulierenden Ereignisse reduziert werden, ohne die Ergebnisse nach allen Analyseschritten maßgeblich zu verfälschen. Der Anteil des elektroschwachen Prozesses (Abbildung 7.1 d) wurde für diese Analyse nicht mit einbezogen. Nach Referenz [24] ist der Beitrag wegen des ursprünglich sehr kleinen Wirkungsquerschnittes auch nach allen Analyseschritten noch kleiner als der QCD $Z \rightarrow \tau\tau$ -Anteil.

Der $t\bar{t}$ -Untergrund wird in dieser Analyse von $t\bar{t}$ Ereignissen mit keinem oder einem zusätzlichen Jet im harten Matrixelement dominiert. Für diese Anforderung ist MCNLO [28] als sogenannter *NLO*-Generator in nächstführender Ordnung am besten geeignet.

Zur Untersuchung des $W + \text{Jets}$ -Untergrund waren leider nicht genügend voll simulierte Ereignisse vorhanden und im Rahmen der Diplomarbeit musste aus Zeitgründen auf eine Generierung der benötigten Ereignisse für Vergleiche mit der schnellen Simulation verzichtet werden. Die Referenz-Analyse [24] ergibt, dass dieser Untergrund nach allen Schnitten vermutlich vernachlässigbar ist.

Für alle generierten Prozesse wurde mindestens ein Elektron oder Myon im Endzustand auf Generatorebene gefordert.

In Tabelle 7.1 sind die Wirkungsquerschnitt und die Anzahl der simulierten Ereignisse nach Anwendung der Filterschnitte auf Generatorebene für die betrachteten Prozesse aufgeführt.

	σ [pb] (nach Filter)	Anzahl simulierter Ereignisse
VBF $H \rightarrow \tau\tau$	0,145	≈ 50000
$Z \rightarrow \tau\tau + 2 \text{ Jets}$	2,50	≈ 150000
$Z \rightarrow \tau\tau + 3 \text{ Jets}$	2,01	≈ 100000
$t\bar{t}$	461,16	≈ 570000

Tabelle 7.1: Wirkungsquerschnitte und Anzahl der simulierten Ereignisse für den Signalprozess und die betrachteten Untergrundprozesse.

7.2 Beschreibung der VBF $H \rightarrow \tau\tau$ ($l \nu\nu h\nu$) Analyseschnitte

Für den Signalprozess treten, wie schon erwähnt, als wichtige Signaturen im Detektor zwei hoch-energetische Jets mit großen Pseudorapiditäten durch den Vektorboson-Fusionsprozess auf, sowie die Zerfallsprodukte der τ -Leptonen im zentralen Bereich des Detektors. In den folgenden Abschnitten werden als wichtige Untergründe $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse, die zusammen mit mehreren Jets auftreten, sowie $t\bar{t}$ Ereignisse betrachtet. Die $t\bar{t}$ Ereignisse stellen einen Untergrund dar, da in den Zerfällen $t\bar{t} \rightarrow WbWb$ mit einem leptonisch zerfallenden W-Boson $W \rightarrow l\bar{\nu}_l$ ($l = e, \mu$) ein τ -Lepton aus dem Zerfall des zweiten W-Boson stammen kann oder ein Jet fälschlicherweise als τ -Lepton identifiziert werden kann. Die zwei hochenergetischen Jets können aus dem top-Quark oder W-Boson und durch Abstrahlungsprozesse im Anfangs- oder Endzustand zustande kommen.

Für den Signalprozess können mit den Forderungen, dass beide Jets in entgegengesetzten Hemisphären des Detektors liegen und einen Abstand in der Pseudorapidität von $\Delta\eta > 4,4$ aufweisen, die kinematischen Eigenschaften des Prozesses genutzt werden, um Untergrundbeiträge zu reduzieren. Besonders der $t\bar{t}$ -Untergrund kann durch diese Schnitte verringert werden. Außerdem ist zu beachten, dass bei der Vektorboson-Fusion kein Farbaustausch zwischen den beiden Quarkströmen stattfindet. Dadurch wird die hadronische Aktivität im zentralen Detektorbereich stark unterdrückt. Diese Eigenschaft kann durch ein Veto auf zentral auftretende Jets genutzt werden und ist zur Reduzierung des $t\bar{t}$ Untergrundes sehr hilfreich.

Für den verbleibenden Anteil des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds ist die rekonstruierte Masse der τ -Leptonen die einzige Möglichkeit zur Trennung von den Signalereignissen.

Für die EreignisSelektierung sind die rekonstruierten Elektronen oder Myonen aus dem leptonischen τ -Zerfall besonders wichtig. Für die Signalereignisse der vollen Simulation wurde in der Referenz-Analyse [24] ein Trigger für isolierte Myonen mit einem transversalen Impuls über 20 GeV/c oder isolierte Elektronen mit einem transversalen Impuls über 22 GeV/c verwendet. Für die Ereignisse der schnellen Simulation sind Trigger-Studien momentan noch nicht möglich, da die Simulation für die erste Triggerstufe noch getestet wird und die Simulationen für die zweite Triggerstufe und den Ereignisfilter sich noch in der Entwicklung befinden.

Die Triggereffizienz beträgt etwa 50 % für die Signalereignisse und wurde hier nicht berücksichtigt, was jedoch für die darauf folgenden Schnitte keinen großen Einfluss hat.

Für die vorgestellte Analyse werden weitgehend die selben EreignisSelektierungen und Schnitte wie in [24] verwendet, wobei einige der Schnitte gelockert wurden, um einen besseren Vergleich der schnellen zur vollen Simulation zu ermöglichen. Es werden folgende Forderungen an die rekonstruierten Ereignisse gestellt:

1. Lepton-Selektierung

- a) Genau ein Elektron-Kandidat, der mindestens zur *medium IsEM*-Klasse gehört und einen transversalen Impuls größer als 15 GeV/c besitzt. Als Isolationskriterium wird gefordert, dass sich in einem Bereich von $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Elektrons im Kalorimeter nicht mehr Energie als 100 %

des Elektronimpulses befindet.

oder

- b) Genau ein Myon-Kandidat, der einen transversalen Impuls größer als 15 GeV/c hat. Als Isolationskriterium wird gefordert, dass sich in einem Bereich von $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Myons im Kalorimeter nicht mehr Energie als 100 % des Myonimpulses befindet.
2. Genau ein τ -Kandidat, der mit dem *tauRec*-Algorithmus rekonstruiert wurde und einen transversalen Impuls über 30 GeV/c, ein oder drei zugeordnete Spuren, eine Ladung vom Betrag 1 sowie einen Likelihood-Wert größer 4 hat.
3. Die fehlende transversale Energie des Ereignisses muss größer als 30 GeV sein.
4. Die Bedingungen für die Anwendung der sogenannten *kollinearen Näherung* (siehe Abschnitt 7.2.8) müssen erfüllt sein.
5. Die Verteilung der transversale Masse aus dem Lepton und der fehlenden transversalen Energie wird untersucht.
6. Es wird mindestens ein Jet mit $p_T > 40 \text{ GeV}/c$ und mindestens ein weiterer Jet mit $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ gefordert.
7. Diese Jets müssen sich in entgegengesetzten Hemisphären ($\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$) des Detektors befinden.
8. Die τ -Zerfallsprodukte müssen im Pseudorapiditätsbereich zwischen den beiden Jets liegen.
9. Die zwei höchstenergetischen Jets müssen mindestens einen Abstand von 4,4 in der Pseudorapidität aufweisen.
10. Die invariante Masse der beiden höchstenergetischen Jets muß über $700 \text{ GeV}/c^2$ liegen.
11. Veto auf zentrale Jets: Das Ereignis darf keine weiteren Jets mit $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ innerhalb $|\eta| < 3,2$ aufweisen.
12. Die rekonstruierte Masse des τ - τ -Systems muß größer als $105 \text{ GeV}/c^2$ und kleiner als $135 \text{ GeV}/c^2$ sein.

In den folgenden Abschnitten werden für die Analyse wichtige Verteilungen näher untersucht. Dazu werden Ereignisse verwendet, die für die volle und schnelle Simulation die gleichen generierten Ereignisse und die selbe Simulation des inneren Detektors enthalten und sich nur in der Kalorimetersimulation unterscheiden. Dadurch können die Unterschiede, die nur durch die schnellen Kalorimetersimulation auftreten im Vergleich zur vollen Simulation genau untersucht werden.

Es werden annäherungsweise gleich viele Ereignisse in der vollen und schnellen Simulation verwendet, wodurch die statistischen Fehler auf die betrachteten Verteilungen gleich groß sind und zur Übersichtlichkeit nur für die volle Simulation dargestellt werden.

7.2.1 Selektierung der Elektron-Kandidaten

In Abbildung 7.2 ist auf der linken Seite die p_T -Verteilung und auf der rechten Seite die η -Verteilung für Elektron-Kandidaten der Signalereignisse zu sehen, die zur *medium IsEM*-Klasse gehören. Da die Verteilungen für die Untergrundereignisse den selben Verlauf der schnellen zur vollen Simulation zeigen, werden sie hier nicht zusätzlich dargestellt.

Für die Elektron-Kandidaten wird in der Analyse ein transversaler Impuls über 15 GeV/c gefordert und die Verteilungen der schnellen und vollen Simulation stimmen in diesen Bereichen ausreichend gut überein. In der Referenz-Analyse wurde ein transversale Impuls größer als 25 GeV/c gefordert. Für diesen Schnitt wurde hier ein geringerer Wert gewählt, um mehr Ereignisse zu selektieren und genauere Vergleiche der vollen zur schnellen Simulation zu ermöglichen.

Die Korrekturen der schnellen Simulation sorgen vor allem im η -Bereich um Werte von 1,5 für eine bessere Übereinstimmung mit der vollen Simulation, obwohl dort auch nach den Korrekturen noch Unterschiede verbleiben.

Zur Unterdrückung von Elektronen, die aus Jets stammen, wird das bereits oben beschriebe-

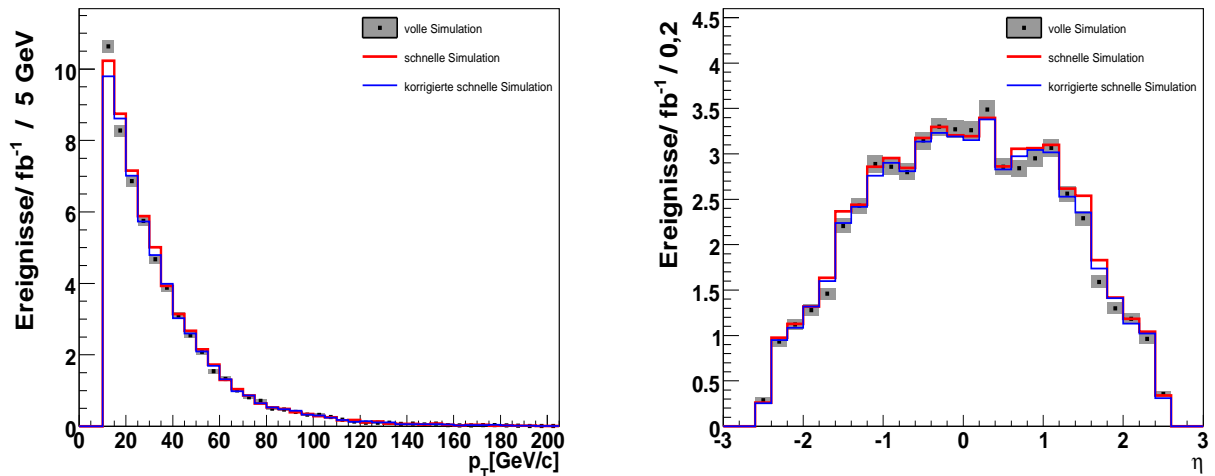


Abbildung 7.2: Verteilung des transversalen Impulses (links) und Pseudorapidität (rechts) der rekonstruierten Elektron-Kandidaten, die zur *medium IsEM*-Klasse gehören.

ne Isolationskriterium verwendet. Dazu wird die rekonstruierte Energie in einem Bereich von $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Elektrons im Kalorimeter betrachtet, wobei die deponierte Energie des Elektrons selbst in einem Bereich von 5×7 Zellen abgezogen wird. Es wird die zusätzliche Energie in der Umgebung des Elektrons ermittelt und

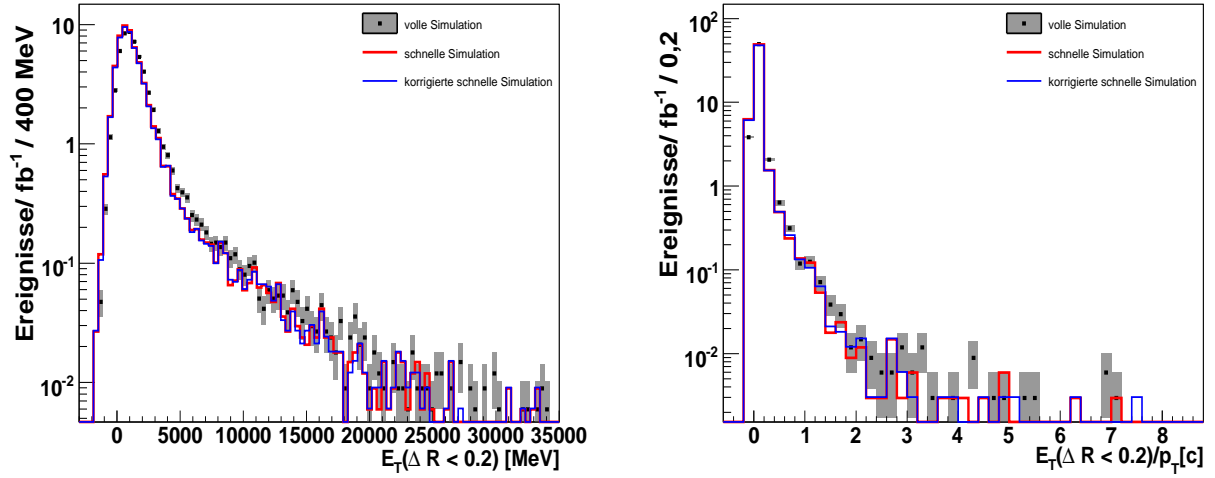


Abbildung 7.3: Energie im Bereich $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Elektrons im Kalorimeter (links) und diese Energie geteilt durch den transversalen Impuls (rechts).

durch den transversalen Impuls des Elektrons geteilt. Die zugehörige Verteilung ist in Abbildung 7.3 auf der rechten Seite zu sehen und zeigt besonders im Ausläufer zu höheren Werten Unterschiede zwischen der vollen und schnellen Simulation. Insgesamt ist für die volle Simulation mehr Energie in einem Bereich von $\Delta R = 0,2$ um den extrapolierten Durchstoßpunkt zu sehen. Wie schon in Kapitel 5 gezeigt wurde, stellen die Elektronen der schnellen Simulation schmalere Objekte im Kalorimeter dar als die der vollen Simulation. Hinzu kommt, dass die Ausläufer der Energieverteilungen in der schnellen Simulation nicht vollständig simuliert werden. Diese Effekte tragen dazu bei, dass sich in der schnellen Simulation ein größerer Energieanteil innerhalb der zentralen 5×7 Zellen befindet und von der rekonstruierten Energie in einem Bereich von $\Delta R = 0,2$ abgezogen wird. Dies verursacht die sichtbaren Unterschiede in der Isolationsvariable zwischen der vollen und schnellen Simulation.

Zur Selektierung der Elektronen wird in dieser Analyse ein Schnitt auf die Isolationsvariable beim Wert 1,0 gesetzt. Mit diesem Schnitt werden extreme Ereignisse verworfen, bei denen die Energie in den Zellen um das Elektron höher ist als die Energie des Elektrons selbst. Dies kann für Elektronen vorkommen, die sich sehr nahe an Jets oder innerhalb eines Jets befinden. Solche nicht isolierten Elektronen treten beispielsweise in *b-Jets* auf oder durch fälschlicherweise als Elektronen identifizierte Jets und die Verteilung der Isolationsvariable würde dadurch z.B. für den $W + Jets$ -Untergrund einen deutlich breiteren Verlauf zeigen.

In der Referenz-Analyse [24] wird ein Schnitt auf die Isolationsvariable auf den Wert 0,1 durchgeführt und damit kann vor allem der $W + Jets$ -Untergrund reduziert werden.

In den hier betrachteten Untergründen stammen die Elektronen jedoch aus Zerfällen von τ -Leptonen oder W-Bosonen und können durch ein hartes Isolationskriterium nicht unterdrückt werden. Außerdem ist anhand der Verteilung für die Isolationsvariable auf der rechten Seite in Abbildung 7.3 zu sehen, dass durch einen Schnitt auf den Wert 0,1 sehr viele Ereignisse ver-

loren gingen. Aus diesen Gründen wird das Auswahlkriterium für die Elektronen gelockert, um genügend Ereignisse für eine Untersuchung der folgenden Analyseschritte zur Verfügung zu haben.

7.2.2 Selektierung der Myon-Kandidaten

In der Analyse werden Myonen der STACO-Kollektion verwendet, die in Kapitel 3.3.3 bereits kurz vorgestellt wurden. Da in der schnellen Simulation voll simulierte Myonen verwendet werden, ist für die p_T - und η -Verteilungen der $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse in Abbildung 7.4 eine sehr gute Übereinstimmung zu sehen. Jedoch treten Unterschiede für die rekonstruierte Energie in einem Bereich $\Delta R = 0,2$ um den extrapolierten Durchstoßpunkt im Kalorimeter auf, wie die Verteilungen in Abbildung 7.5 für die Signalereignisse zeigen. Die Verteilungen zeigen für die Untergrundereignisse das selbe Verhalten der schnellen zur vollen Simulation und sind deshalb hier nicht dargestellt.

Die beobachteten Unterschiede werden durch die Verwendung der bereits voll simulierten Er-

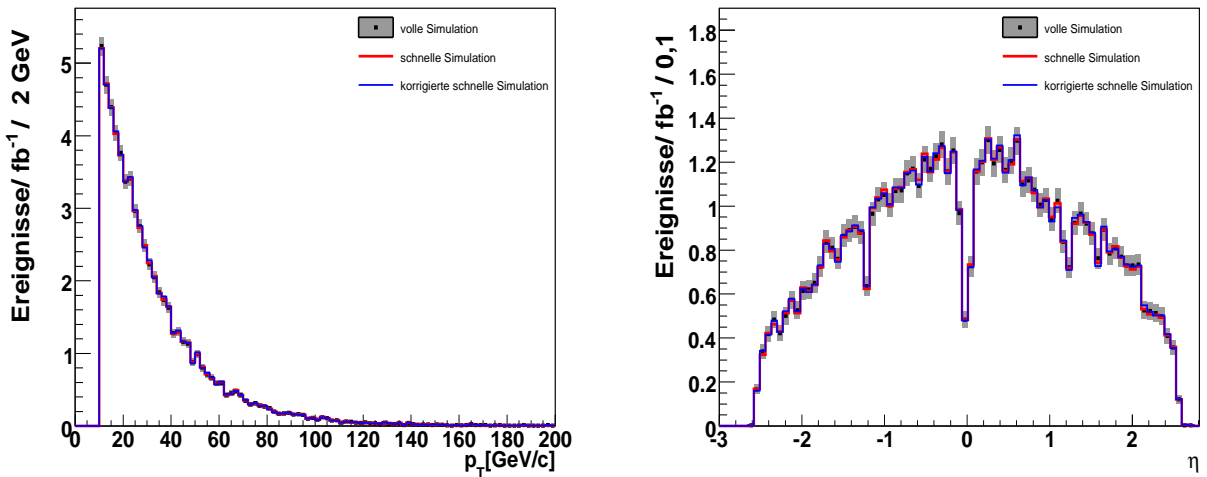


Abbildung 7.4: Verteilung des transversalen Impulses (links) und Pseudorapidität (rechts) der rekonstruierten Myon-Kandidaten.

eignisse verursacht. Es läuft zuerst eine volle Simulation des inneren Detektors und danach die volle Simulation des Kalorimeters, die auch die Myonen enthält. Für die schnelle Simulation wird die bestehende Kalorimeterinformation verworfen und neu simuliert. Dabei geht die Information über den Energieverlust der Myonen im Kalorimeter verloren. Ein Myon, das als minimal ionisierendes Teilchen das Kalorimeter durchquert, verliert durchschnittlich etwa 3 GeV seiner Energie und diese sollte in einem Bereich von $\Delta R = 0,2$ um die durchquerten Zellen sichtbar sein. Für die schnelle Simulation fehlt diese Energie und verursacht somit den Unterschied in der Verteilung, die in Abbildung 7.5 auf der linken Seite zu sehen ist.

Wenn die Simulation direkt von den wahren generierten Ereignissen startet und sich die schnelle Kalorimetersimulation unmittelbar an die volle Simulation des inneren Detektors anschließt,

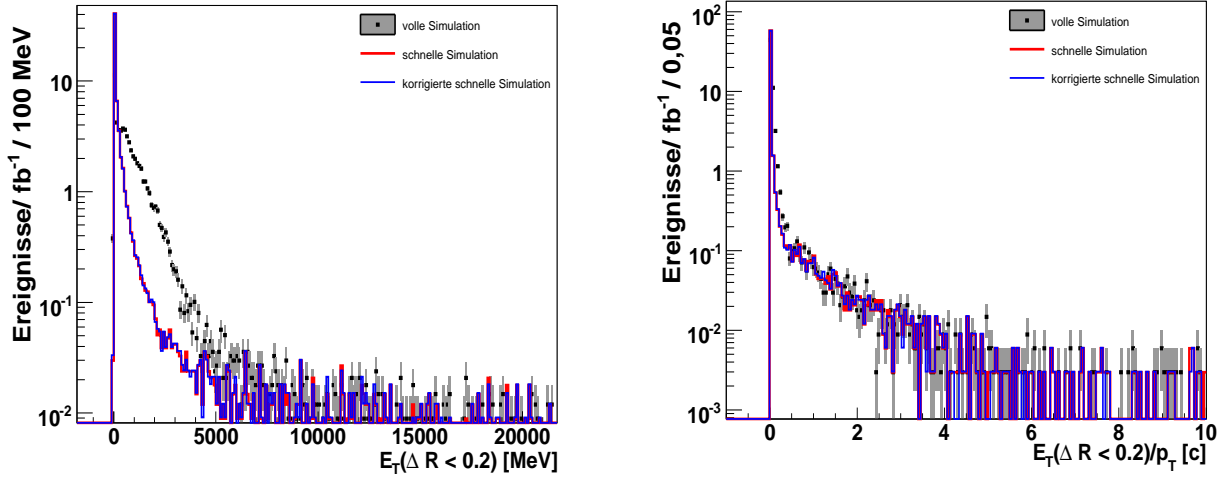


Abbildung 7.5: Energie im Bereich $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Myons im Kalorimeterum (links) und diese Energie geteilt durch den transversalen Impuls (rechts).

werden die Energieeinträge der voll simulierten Myonen korrekt berücksichtigt und die Unterschiede in der Isolationsvariable verschwinden.

Für die weitere Analyse wird ein Schnitt auf die Isolationsvariable, die in Abbildung 7.5 auf der rechten Seite zu sehen ist, bei einem Wert von 1,0 gesetzt. Ebenso wie für die Elektronen werden mit diesem Schnitt extreme Ereignisse verworfen, bei denen die Energie in den Zellen um das Myon höher ist als die Energie des Myon selbst. Dies kann für Myonen vorkommen, die sich sehr nahe an Jets oder innerhalb eines Jets befinden. Wie bereits für die Elektronen beschrieben, kann mit einem harten Schnitt auf die Isolationsvariable hauptsächlich der $W + \text{Jets}$ -Untergrund reduziert werden.

In der Referenz-Analyse wird ein Schnitt auf die Isolationsvariable auf den Wert 0,1 gesetzt. In dieser Analyse wird ein Schnitt auf den Wert 1,0 und nicht auf den Wert 0,1 verwendet da die bekannten Unterschiede zwischen voller und hier verwendeter schneller Simulation in dieser Variable die Vergleiche für die nachfolgenden Analyseschritte erschweren würden. Wie bei den Elektronen kommt auch hier noch hinzu, dass ein solcher Schnitt vor allem nicht isolierte Myonen unterdrücken würde. In den betrachteten Untergründen stammen die Myonen, genauso wie die Elektronen, aus Zerfällen von τ -Leptonen oder W-Bosonen und können somit durch ein hartes Isolationskriterium nicht unterdrückt werden.

7.2.3 Selektierung der τ -Kandidaten

Für die rekonstruierten τ -Kandidaten wird eine Likelihood-Wert größer als 4 gefordert, eine oder drei zugeordnete Spuren und eine Ladung vom Betrag eins. Die τ -Kandidaten, die in einem Bereich von $\Delta R < 0,2$ mit rekonstruierten und ausgewählten Elektron-Kandidaten überlappen, werden nicht weiter berücksichtigt. Die p_T - und η -Verteilungen für die ausgewählten τ -Kandidaten

in den Signalereignissen sind in Abbildung 7.6 zu sehen. Für die Analyse wird ein transversaler

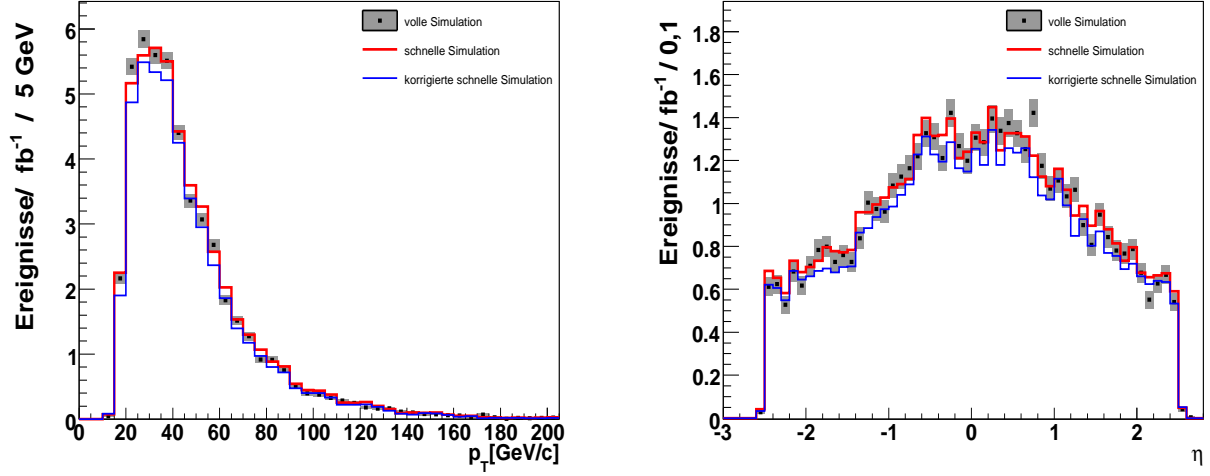


Abbildung 7.6: Verteilung des transversalen Impulses (links) und Pseudorapidität (rechts) der rekonstruierten τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als 4 für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

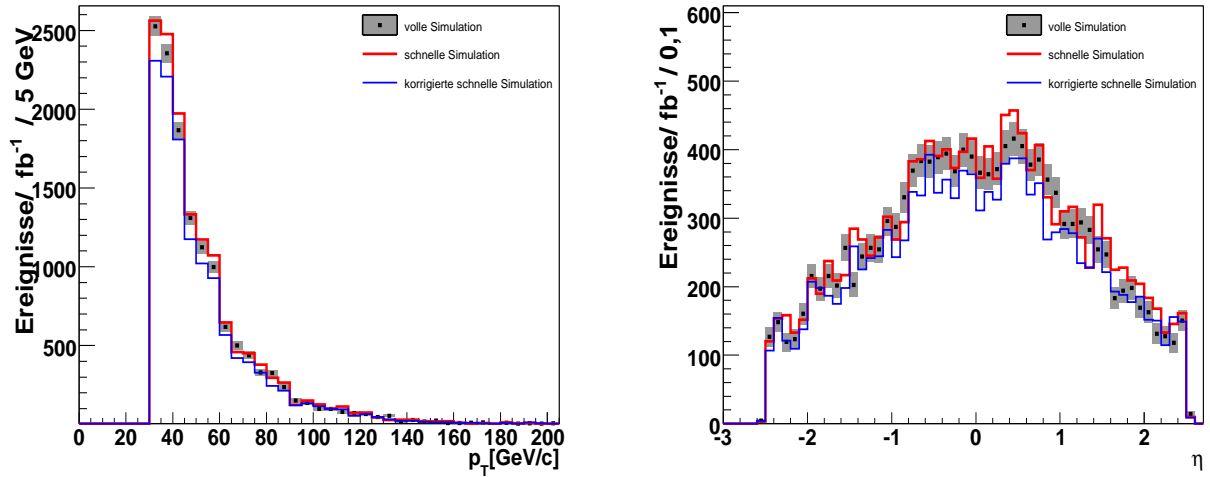


Abbildung 7.7: Verteilung des transversalen Impulses (links) und Pseudorapidität (rechts) der rekonstruierten τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als 4 für $t\bar{t}$ Ereignisse nach Schnitt 2.

Impuls größer als 30 GeV/c gefordert und die Verteilungen der vollen und schnellen Simulation stimmen in diesem Bereich hinreichend gut überein. Für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund zeigen die Verteilungen das gleiche Verhalten und werden deshalb hier nicht zusätzlich dargestellt.

Durch die Korrekturen sind etwas weniger τ -Kandidaten in der korrigierten schnellen Simulation vorhanden, im Vergleich zur schnellen und vollen Simulation. Es ist zu beachten, dass in den hier gezeigten Verteilungen der rekonstruierten τ -Kandidaten auch Elektronen oder Jets enthalten sein können, die Unterschiede in der Likelihood-Verteilung verursachen können. Nach einem Schnitt auf einen Likelihood-Wert größer 4 können dadurch In Abbildung 7.7 sind die p_T - und η -Verteilungen für den $t\bar{t}$ -Untergrund dargestellt, wobei für die τ -Kandidaten schon ein transversaler Impuls größer 30 als GeV/c gefordert wurde. Für die schnelle Simulation treten nach den Korrekturen weniger rekonstruierte τ -Kandidaten auf als in der vollen Simulation. Diese Überkorrektur wurde bereits in Kapitel 6.4 bemerkt und liegt sehr wahrscheinlich an der hohen Aktivität in den $t\bar{t}$ Ereignissen. Mit den nachfolgenden Schnitten werden die ausgewählten Untergrundereignisse jedoch dem Signal immer ähnlicher und für die enthaltenen τ -Kandidaten ist zu erwarten, dass die angewendeten Korrekturen eine bessere Übereinstimmung mit der vollen Simulation zur Folge haben.

7.2.4 Die fehlende transversale Energie

Nach Auswahl der Elektron-, Myon und τ -Kandidaten wird gefordert, dass pro Ereignis nur genau ein Elektron oder Myon auftritt, das die oben genannten Kriterien erfüllt und genau ein rekonstruierter τ -Kandidat mit den oben genannten Bedingungen selektiert wird. Damit wird für alle Prozesse der gleiche Endzustand ausgewählt und es folgt nun die kinematische Selektion. Die folgende Analyseschritte werden für Signalereignisse ($H \rightarrow \tau\tau(l\nu\nu h\nu)$), für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse, sowie für $t\bar{t}$ Ereignisse untersucht.

Für Signal- und Untergrundereignisse, die die genannten Selektionskriterien erfüllen, ist die Auflösung für die fehlende transversale Energie entlang der x-Richtung in Abbildung 7.8 zu sehen. Die erreichbare Auflösung hängt von der Gesamtaktivität im Kalorimeter ab und ist deshalb für Signalereignisse und $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse etwas besser als für die $t\bar{t}$ Ereignisse. Auf der linken Seite sind die Verteilungen für die schnelle und volle Simulation für die Signalereignisse zu sehen. Die Verteilungen für die $t\bar{t}$ Ereignisse sind auf der rechten Seite in Abbildung 7.8 abgebildet. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung für die volle und schnelle Simulation in den drei Histogrammen zu sehen.

Für die korrigierten Ereignisse ist nur eine Abweichung zu sehen, da insgesamt etwas weniger Ereignisse vorhanden sind, wie im vorigen Abschnitt schon diskutiert wurde.

In den $H \rightarrow \tau\tau(l\nu\nu h\nu)$ -Zerfällen ist eine signifikante fehlende transversale Energie beobachtbar, wie in Abbildung 7.9 zu sehen ist, da in den τ -Zerfällen Neutrinos auftreten. Zur Rekonstruktion der Masse des Higgs-Bosons wird auch die fehlende transversale Energie verwendet. Eine gute Auflösung dieser Größe trägt entscheidend zur möglichen Auflösung der Higgs-Masse bei. Mit der Forderung einer hohen fehlenden transversalen Energie über 30 GeV können viele Untergründe, die keine Neutrinos bzw. fälschlich identifizierte τ -Leptonen enthalten, unterdrückt werden. Für die hier betrachteten Untergründe liefert der Schnitt keinen signifikanten Beitrag. Die Verteilungen der vollen und schnellen Simulation für die fehlende transversale Energie (siehe Abbildung 7.9) stimmen für Werte größer als 30 GeV gut überein.

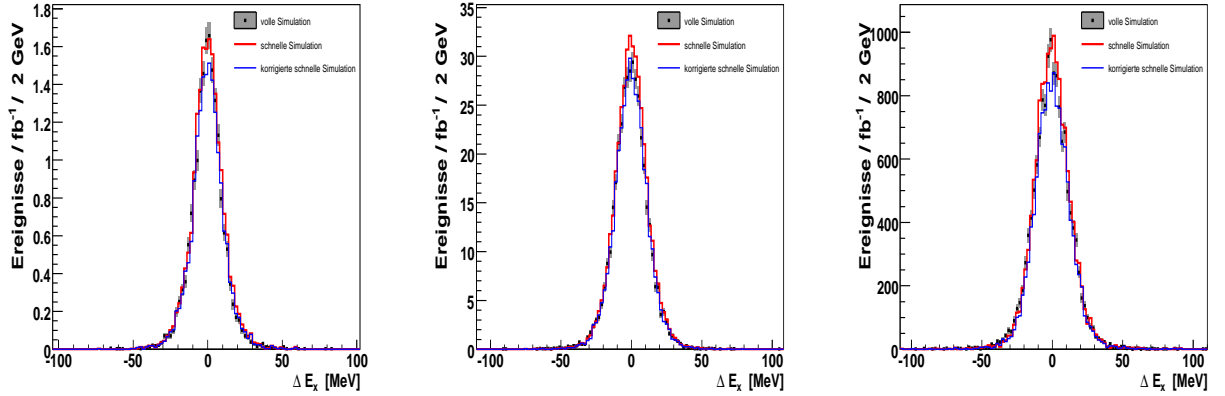


Abbildung 7.8: Auflösung der fehlenden transversalen Energie in x-Richtung für die Signalereignisse (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 2.

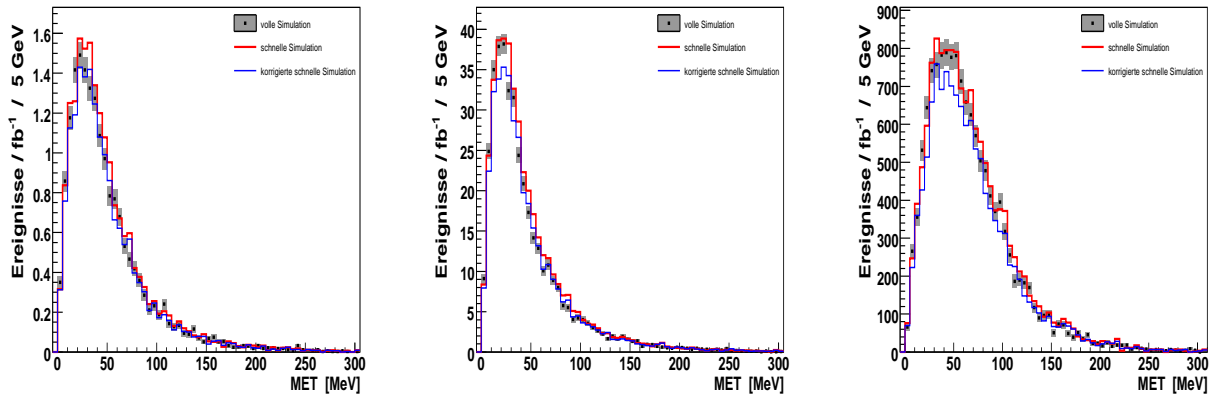


Abbildung 7.9: Verteilung der fehlenden transversalen Energie für die Signalereignisse (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 2.

7.2.5 Die transversale Masse

Eine Größe, die zur Trennung von Signal und Untergrund die fehlende transversale Energie einbezieht, ist die transversale Masse aus dem transversalen Impuls des Leptons $p_T^{e,\mu}$ und dem fehlenden transversalen Impuls p_T^{miss} , die folgendermaßen berechnet wird:

$$m_T = \sqrt{2 p_T^{e,\mu} p_T^{miss} \times (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (7.1)$$

wobei $\Delta\phi$ den transversalen Öffnungswinkel zwischen dem Elektron oder Myon und dem Vektor des fehlenden transversalen Impulses bezeichnet.

Aufgrund der Neutrinos aus dem leptonischen τ -Zerfall häuft sich die Verteilung vor allem bei

geringen transversalen Massen. Da der fehlende transversale Impuls Beiträge von den Neutrinos aus zwei τ -Zerfällen enthält weist die m_T -Verteilung einen Ausläufer zu hohen Werten auf. In Abbildung 7.10 ist zu sehen, dass sich für die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse ein sehr ähnliches Histogramm wie für die Signalereignisse ergibt.

Für Prozesse, die ein oder mehrere W-Boson enthalten, weist die Verteilung wesentlich höhere Werte der transversalen Masse auf. Mit der Forderung einer transversalen Masse unter $30 \text{ GeV}/c^2$ können somit hauptsächlich Beiträge des $W + \text{Jets}$ und des $t\bar{t}$ -Untergrundes reduziert werden. Dieser Schnitt wird an dieser Stelle jedoch nicht angewendet, da ansonsten für eine Untersuchung der nachfolgenden Jet-Verteilungen zu wenige $t\bar{t}$ Ereignisse übrig bleiben.

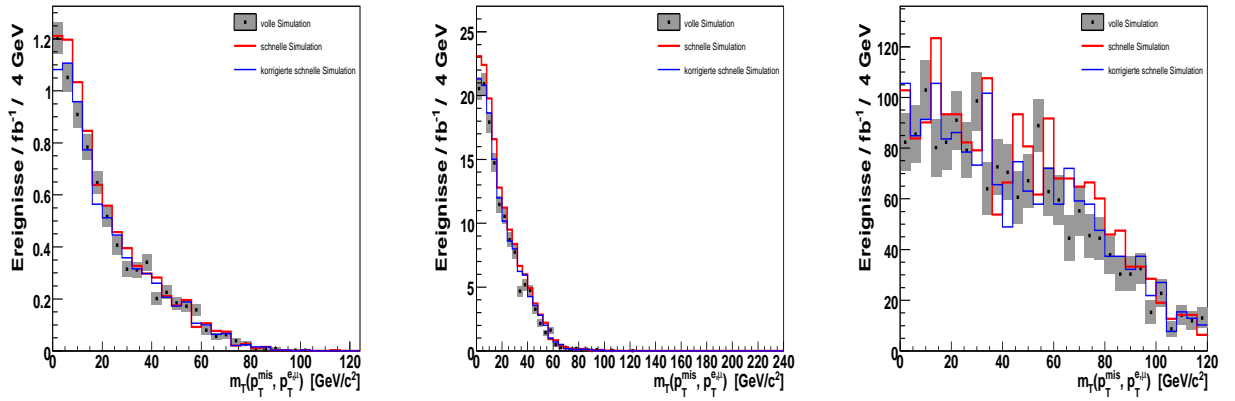


Abbildung 7.10: Verteilung der transversalen Masse aus Lepton und fehlender transversaler Energie für die Signalereignisse (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 3.

7.2.6 Die Topologie der höchstenergetischen Jets

Ein wichtiges Merkmal des Vektorboson-Fusionsprozess sind zwei hochenergetische Jets, die in den Vorwärtsbereichen des Detektors auftreten und einen großen Abstand in η zueinander aufweisen. In Abbildung 7.11 sind die p_T -Verteilungen für die höchstenergetischen Jets der Signal- und Untergrundereignisse zu sehen. In der Analyse wird für das betrachtete Ereignis mindestens ein rekonstruierter Jet mit einem transversalen Impuls über $40 \text{ GeV}/c$ gefordert. In Abbildung 7.12 sind die p_T -Verteilungen für die Jets mit dem zweithöchsten transversalen Impuls dargestellt. Zur Auswahl der Ereignisse muß der zweite Jet einen transversalen Impuls über $20 \text{ GeV}/c$ aufweisen.

Die η -Verteilungen der beiden ausgewählten hochenergetischen Jets sind in Abbildung 7.13 dargestellt und zeigen für den Signalprozess vornehmlich Jets im Vorwärtsbereich des Detektors, während die Jets des $t\bar{t}$ -Untergrundes vor allem im zentralen Detektorbereich auftreten.

Beim betrachteten Vektorboson-Fusionsprozess handelt es sich um einen t-Kanal-Streuprozess an dem zwei Quarks mit verhältnismäßig hohem Impulsanteil der Protonen beteiligt sind. Aus den Partondichtefunktionen weiß man, dass für Valenz-Quarks recht hohe x -Werte auftreten und

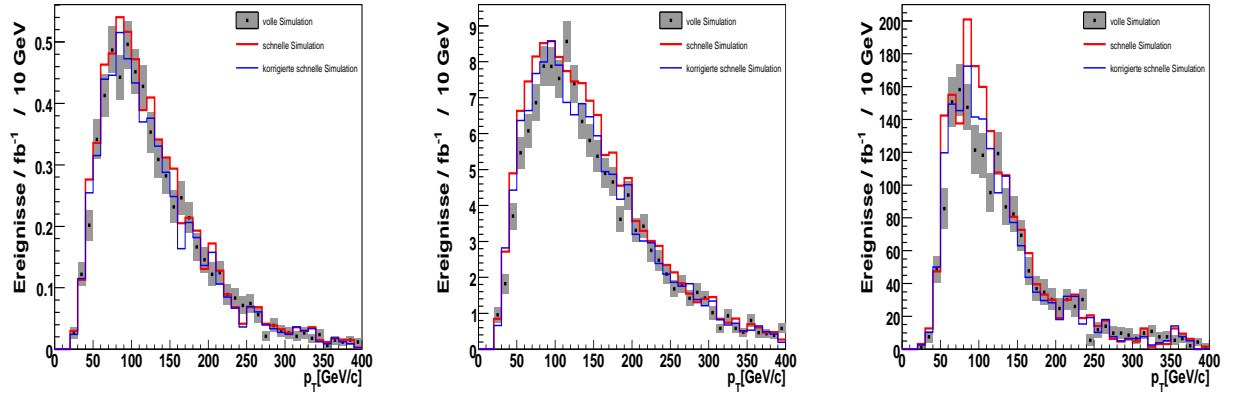


Abbildung 7.11: Verteilung des transversalen Impulses für Jets mit dem höchsten p_T für die Signalereignisse (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 4.

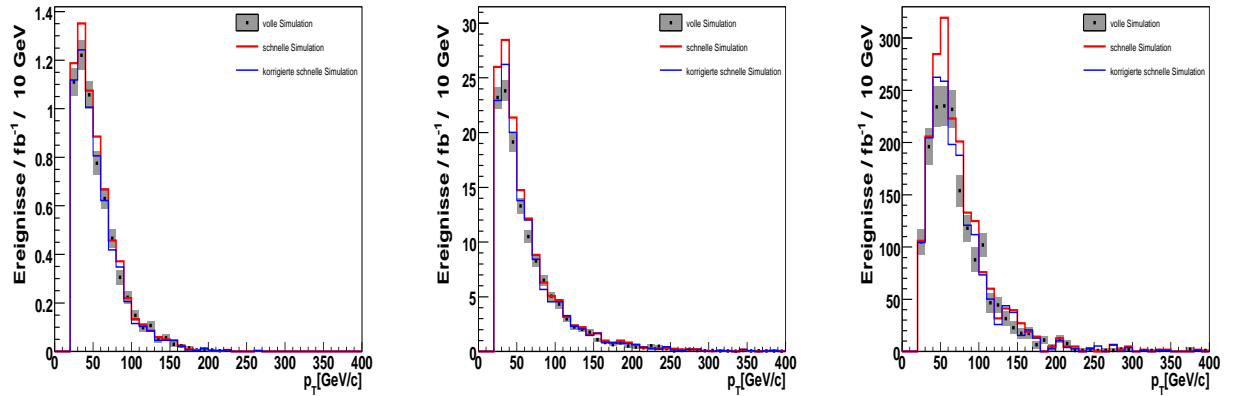


Abbildung 7.12: Verteilung des transversalen Impulses für Jets mit dem zweithöchsten p_T für die Signalereignisse (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 4.

da die Protonen auf eine Energie von 7 TeV beschleunigt wurden resultiert daraus ein Quarkimpuls von mehreren hundert GeV/c . Zur Produktion eines Higgs-Bosons mit einer Masse von $120 \text{ GeV}/c^2$ werden W- bzw. Z-Bosonen mit einem deutlich geringeren Impuls benötigt. Somit bleibt der größte Anteil des Impulses der Quarks erhalten und die entstehenden Quark-Jets treten im Vorwärts-Bereich des Detektors nahe zur Strahlachse auf. Diese hochenergetischen Jets liegen in entgegengesetzten Detektorbereichen und ihre invariante Masse beträgt auch nach der Wechselwirkung noch mehrere hundert GeV/c^2 . Diese kinematischen Eigenschaften des Signalprozesses werden in den weiteren Forderungen genutzt. Dazu gehört, dass die ausgewählten Jets in entgegengesetzten Detektorhemisphären liegen müssen ($\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$) und sich die τ -Zerfallsprodukte zwischen den Jets befinden sollen.

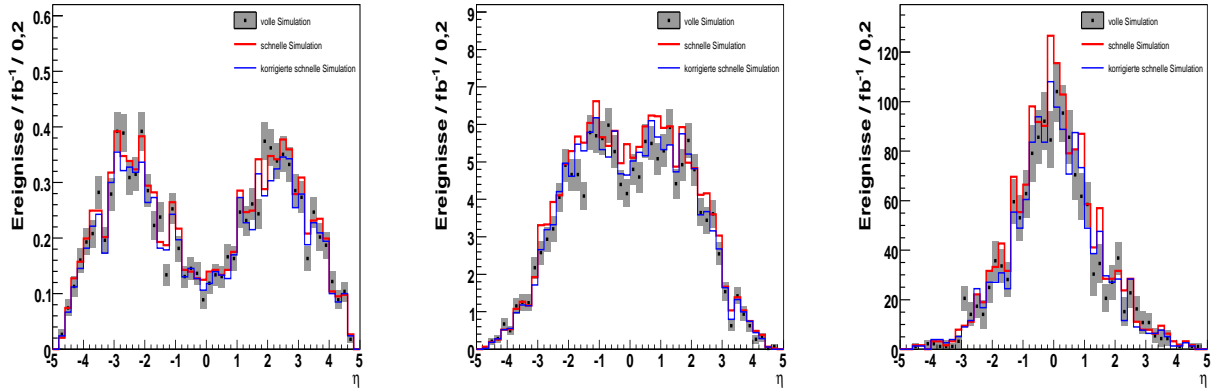


Abbildung 7.13: η -Verteilung der beiden höchstenergetischen Jets für die Signalevents (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Events (Mitte) und die $t\bar{t}$ Events (rechts) nach Schnitt 6.

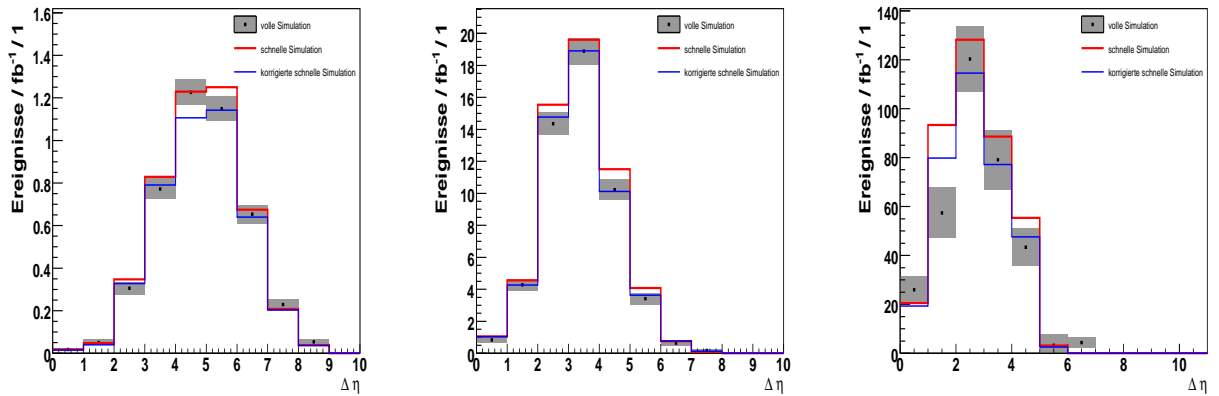


Abbildung 7.14: $\Delta\eta$ der zwei höchstenergetischsten Jets für die Signalevents (links), für die $Z \rightarrow \tau\tau$ Events (Mitte) und die $t\bar{t}$ Events (rechts) nach Schnitt 8.

In Abbildung 7.14 ist die Differenz der Pseudorapidität zwischen den beiden ausgewählten höchstenergetischen Jets nach diesen beiden Bedingungen zu sehen. Diese Verteilung zeigt für die Signalevents höhere Werte für $\Delta\eta$ als für die Untergrundereignisse. Dies wird durch die oben genannten Eigenschaften der VBF-Signatur hervorgerufen und kann zur Unterdrückung der Untergrundprozesse verwendet werden. Dazu wird in der Analyse ein $\Delta\eta$ -Wert größer als 4,4 gefordert. Große Teile des $t\bar{t}$ -Untergrundes erfüllen diese Anforderungen nicht und auch ein erheblicher Anteil der $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse kann unterdrückt werden. Es ist zu beachten, dass auf den verwendeten $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen bereits auf Generatorebene Schnitte auf den transversalen Impuls der zwei höchstenergetischen Jets gesetzt wurden und ein $\Delta\eta$ -Wert größer 2,0 gefordert wurde. Nur so konnte eine ausreichende Anzahl an Untergrundereignissen zur Untersuchung der Analyseschritte simuliert werden. Die $\Delta\eta$ -Verteilung der $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse in Abbildung 7.14

entspricht durch die Schnitte auf die generierten Ereignisse nicht der Verteilung für den tatsächlichen $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund, der die Beiträge aller Prozesse enthält.

Die invariante Masse der beiden höchstenergetischen Jets ist für die Signal- und Untergrunder-

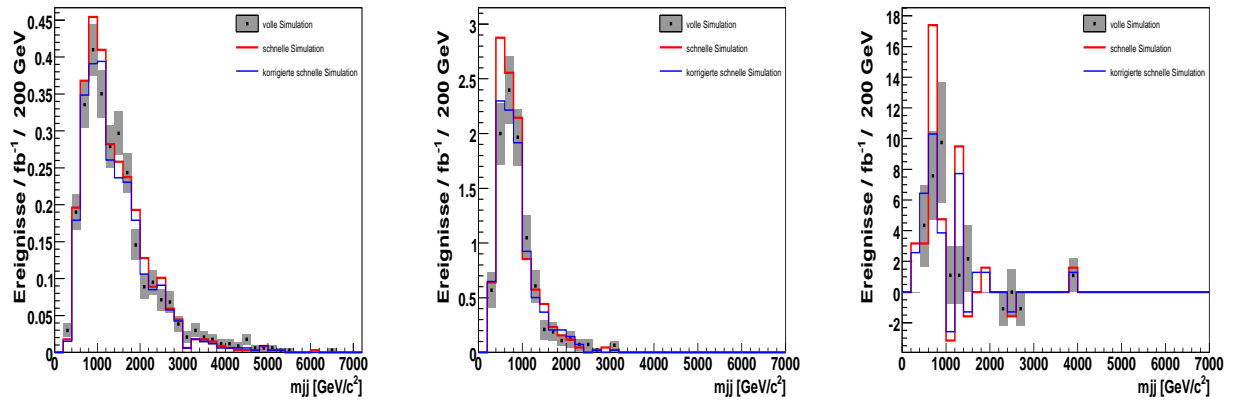


Abbildung 7.15: Invariante Masse der zwei höchstenergetischen Jets für die Signalereignisse (links), für die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 9.

eignisse in Abbildung 7.15 zu sehen ist. Durch die bereits gestellten Forderungen an die Topologie der Jets wurden Ereignisse mit einer verhältnismäßig hohen invarianten Masse der Jets selektiert. Die Verteilung für die Signalereignisse weist aufgrund der schon genannten Eigenschaften des VBF-Prozesses höhere invariante Massen auf, als die Verteilungen der Untergrundereignisse. In den Untergrund-Prozessen handelt es sich bei der Erzeugung von Z-Bosonen bzw. Top-Quarks häufig um s-Kanal-Prozesse. Die zusätzlichen Jets werden hauptsächlich durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand erzeugt. Das Spektrum der invarianten Masse fällt für diese Ereignisse rapide ab. Mit der Forderung einer invarianten Masse der zwei Jets von mindestens $700 \text{ GeV}/c^2$ können sowohl ein Anteil der $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse als auch die Beiträge der $t\bar{t}$ Ereignisse reduziert werden, wie in Abbildung 7.15 zu sehen ist.

7.2.7 Das Veto auf die zentralen Jets

Wie in der Einleitung des Kapitels schon erwähnt wurde, besteht eine Besonderheit des Vektorboson-Fusionsprozesses darin, dass kein Farbaustausch zwischen den beiden beteiligten Quarkströmen stattfindet. Die hadronische Aktivität wird dadurch im zentralen Detektorbereich stark unterdrückt, da Abstrahlungen von Gluonen hauptsächlich in Richtung der Vorwärts-Jets auftreten. Somit entstehen in VBF-Prozessen sehr viel seltener zusätzliche Jets mit einem transversalen Impuls über $20 \text{ GeV}/c$ im zentralen Detektorbereich, als dies für QCD-Prozesse der Fall ist. Die p_T -Verteilung der Jets mit dem dritthöchsten transversalen Impuls innerhalb des Bereichs $|\eta| < 3,2$ sind in Abbildung 7.16 für die Signal- und Untergrundereignisse zu sehen. Die Beiträge der Ereignisse ohne einen solchen Jet sind in den Histogrammen im Bereich bis $16 \text{ GeV}/c$ eingetragen. Nur ein relativ geringen Anteil der Signalereignisse weist einen dritten Jet

im zentralen Bereich auf. Für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund treten für etwa die Hälfte der betrachteten Ereignisse ein zusätzlicher Jet im zentralen Bereich mit einem transversalen Impuls über 20 GeV/c auf. In der Verteilung für den $t\bar{t}$ -Untergrund zeigt sich für fast alle Ereignisse ein zusätzlicher Jet mit hohem transversalen Impuls.

Ein Veto auf Jets mit

$$p_T > 20 \text{ GeV}/c \quad \text{und} \quad |\eta| < 3,2 \quad (7.2)$$

kann deshalb zur signifikanten Reduzierung der QCD-Untergründe verwendet werden.

Durch diesen Schnitt werden fast alle noch vorhandenen $t\bar{t}$ Ereignisse unterdrückt.

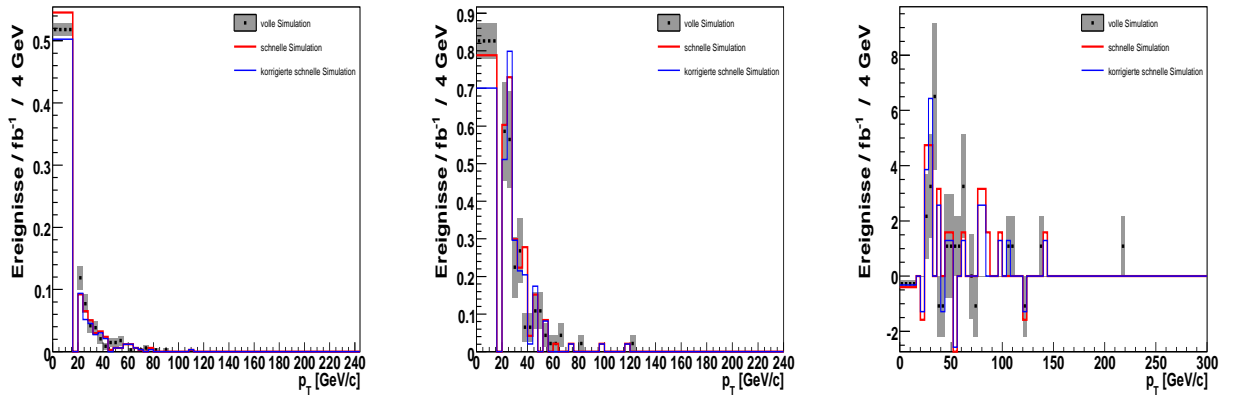


Abbildung 7.16: p_T -Verteilung der Jets mit dem dritthöchsten transversalen Impuls innerhalb des Bereiches $|\eta| < 3,2$ für die Signalereignisse (links), die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 10.

7.2.8 Rekonstruierte invariante Masse des τ - τ -Systems

Trotz der auftretenden Neutrinos in den Endzuständen ist es möglich, die invariante Masse des $\tau^+\tau^-$ -Paares zu rekonstruieren. Dazu wird die Annahme gemacht, dass die Zerfallsprodukte des τ -Leptons durch den großen Lorentzboost nahezu die gleiche Richtung haben wie das ursprüngliche τ -Lepton. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die halbe Higgs-Masse sehr viel größer ist als die Ruhemasse des τ -Leptons und dieses somit einen hohen *Boost* erfährt. Die Erhaltung des transversalen Impulses kann mit folgender Formel genutzt werden:

$$\vec{p}_T^{\tau,1} + \vec{p}_T^{\tau,2} = \frac{\vec{p}_T^{e,\mu}}{x_l} + \frac{\vec{p}_T^{had}}{x_{had}} = \vec{p}_T^{e,\mu} + \vec{p}_T^{had} + \vec{p}_T^{mis} \quad (7.3)$$

wobei x_l und x_{had} die Anteile des Elektrons oder Myons bzw. der hadronischen Zerfallsprodukte am Impuls der ursprünglichen τ -Leptonen angeben. Solange die hadronischen und leptonischen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen keinen extremen Winkel von 180° zueinander aufweisen, liefert die obige Vektorgleichung zwei Bedingungen für x_l und x_{had} und diese Impulsanteile können

bestimmt werden. Der Winkelbereich wird deshalb mit der Forderung $\Delta\phi(e, \mu/had) < 2,7$ eingeschränkt, und um in einem physikalisch sinnvollen Bereich zu bleiben, wird an die berechneten Impulsanteile die Forderung $0 < x_{l,had} < 1$ gestellt. In Abbildung 7.17 sind die Impulsanteile x_l und x_{had} für die Signalereignisse und den $t\bar{t}$ -Untergrund dargestellt.

Die Verteilung zeigt für die $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse eine Anhäufung für Werte von $x_{lep} = 1/3$ und

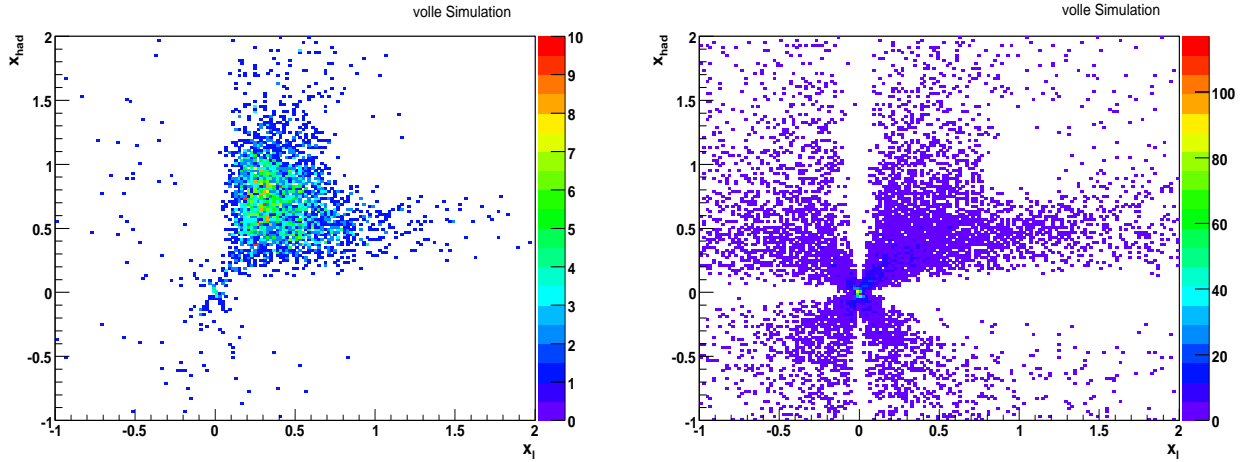


Abbildung 7.17: Verteilung der Anteile des Elektrons oder Myons (x_l) bzw. der hadronischen Zerfallsprodukte (x_{had}) am Impuls der ursprünglichen τ -Leptonen für Signalereignisse (links) und $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) der vollen Simulation nach Schnitt 3 auf die fehlende transversale Energie.

$x_{had} = 2/3$. Ein Elektron oder Myon, das aus einem τ -Zerfall stammt, teilt sich den Impuls des ursprünglichen τ -Leptons mit zwei Neutrinos und trägt deshalb nur etwa ein Drittel davon. In hadronischen τ -Zerfällen tritt nur ein Neutrino auf und der Impulsanteil liegt somit im Mittel etwa bei zwei Drittel. Die Verteilung der $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse in der x_l - x_{had} -Ebene sieht wie die dargestellte Verteilung für die Signalereignisse aus und wird deshalb nicht gezeigt. Für die Leptonen und die rekonstruierten hadronischen Zerfallsprodukte im $t\bar{t}$ -Untergrund weisen die ermittelten Impulsanteile auch sehr häufig unphysikalische Werte größer 1 oder kleiner 0 auf. Mit der schon genannten Forderungen $0 < x_{l,had} < 1$ an die Impulsanteile kann der Anteil der $t\bar{t}$ Ereignisse erheblich reduziert werden.

Unter Vernachlässigung der Ruhemassen der τ -Leptonen kann mit Hilfe der Impulsanteile die invariante τ -Masse berechnet werden:

$$m_{\tau\tau} = \sqrt{\frac{2p_{e,\mu} \cdot p_{had}}{x_l x_{had}}} \quad (7.4)$$

In Abbildung 7.18 sind die rekonstruierten invarianten Massen der τ -Leptonen für die Signal- und die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse nach Anwendung des Vetos auf zentrale Jets zu sehen. Die Verteilung

für die $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse weist $M_{\tau\tau}$ -Werte um die Higgs-Masse von $120 \text{ GeV}/c^2$ auf. Für die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse liegt die Verteilung um die Z-Masse von $90 \text{ GeV}/c^2$. An dieser Stelle der Analyse würde zur Bestimmung der Masse des Higgs-Bosons eine Verteilung an das Massenspektrum angepasst werden, um im rechten Ausläufer der $M_{\tau\tau}$ -Verteilung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes einen Überschuss aufgrund der $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse nachweisen zu können.

Da die vorhandene Statistik dazu nicht ausreicht, wird wie in der Referenz-Analyse für die re-

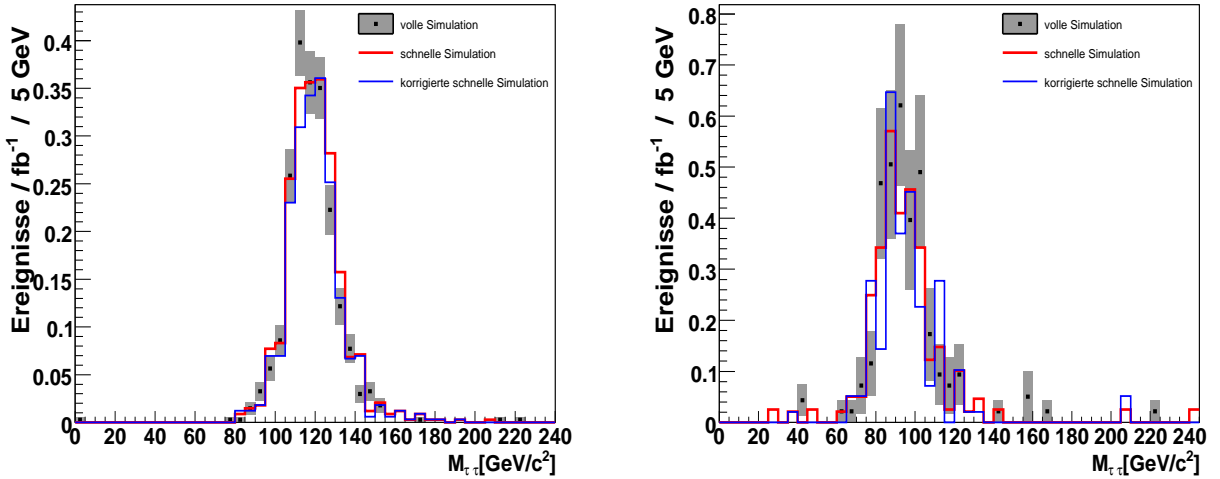


Abbildung 7.18: Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse des $\tau^+\tau^-$ -Paares für die Signalereignisse (links) und für die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (rechts) nach Anwendung des Vetos auf zentrale Jets (Schnitt 11).

konstruierte invariante Masse des τ - τ -Systems ein Wert größer als $105 \text{ GeV}/c^2$ und kleiner als $135 \text{ GeV}/c^2$ gefordert.

Für den $t\bar{t}$ -Untergrund bleibt nur ein Ereignis nach dem Veto auf die zentralen Jets übrig, das durch die Verwendung des NLO -Generators ein negatives Gewicht hat. Deshalb sind in Abbildung 7.19 die rekonstruierten Massen für die Signal- und Untergrundereignisse bereits nach dem Analyseschnitt auf die fehlende transversale Energie dargestellt. In den $t\bar{t}$ Ereignissen treten Elektronen und Myonen vor allem aus W-Zerfällen auf und das rekonstruierte hadronisch zerfallende τ -Lepton kann durch einen fälschlich identifizierten Jet verursacht werden oder auch aus einem W-Zerfall stammen. Da das W-Boson eine viel größere Ruhemasse als das τ -Lepton besitzt, ist die Annahme kollinearzer Zerfallsprodukte nicht mehr gerechtfertigt und für die rekonstruierte invariante Masse ergibt sich ein völlig anderer Verlauf im Vergleich zu den $H \rightarrow \tau\tau$ oder $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen.

Für $t\bar{t}$ Ereignisse, die trotzdem im geforderten Bereich der x_l - x_{had} -Ebene liegen, spiegeln die Impulsanteile hauptsächlich die Masse der beiden W-Bosonen wieder, aus denen die identifizierten Zerfallsprodukte stammen können. Deshalb treten im Histogramm der invarianten rekonstruierten Masse des $t\bar{t}$ -Untergrunds (s. Abb. 7.19) auch sehr viele Ereignisse bei Werten um $160 \text{ GeV}/c^2$ auf.

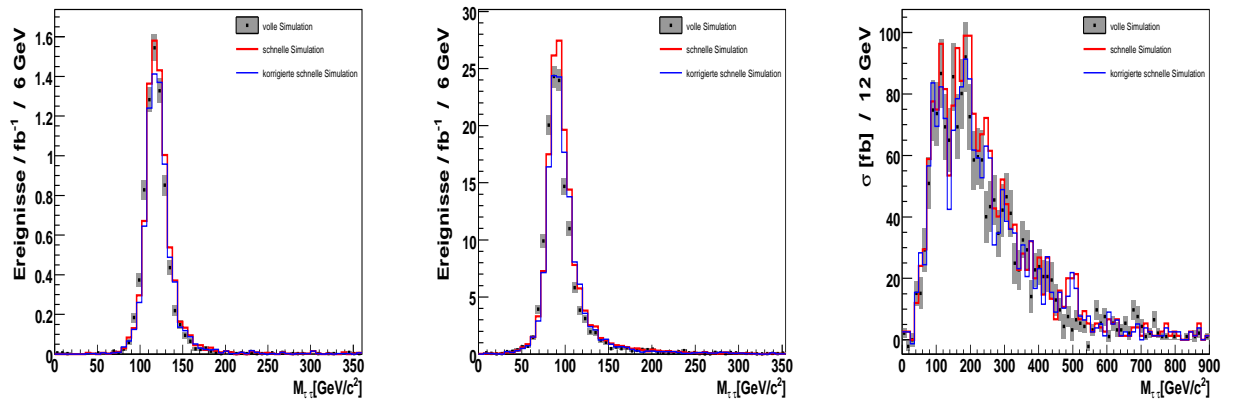


Abbildung 7.19: Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse des $\tau^+\tau^-$ -Paares für die Signalereignisse (links), für die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse (Mitte) und für die $t\bar{t}$ Ereignisse (rechts) nach Schnitt 3 auf die fehlende transversale Energie.

7.2.9 Tabellen der Ereignisselektion

In den Tabellen 7.2 bis 7.4 sind die Auswirkungen der Analyseschritte auf die Ereignisse der vollen, der schnellen und der korrigierten schnellen Simulation zu sehen. Der erste Schnitt verlangt genau ein Elektron oder Myon, das die in Abschnitt 7.2.1 und 7.2.2 beschriebenen Forderungen erfüllt. Hier zeigt sich für die korrigierte schnelle Simulation nur ein geringer Einfluss der Elektron-Korrekturen. Im nächsten Schnitt wird genau ein rekonstruiertes τ -Lepton gefordert, dass die in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Kriterien erfüllt. Für die korrigierten Signalereignisse und $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse zeigt sich durch die Anwendung der τ -Korrekturen eine leichte Überkorrektur. Nach Ausführung des Schnittes auf die fehlende transversale Energie ist für in den Tabellen 7.2 und 7.3 eine bessere Übereinstimmung der korrigierten schnellen Simulation zur vollen Simulation zu vermerken, als es für die reine schnelle Simulation der Fall ist. Für die $t\bar{t}$ Ereignisse ist eine stärkere Überkorrektur zu sehen, die in Kapitel 6.4 bereits bemerkt wurde. Durch die nachfolgenden Schritte 3) und 4) werden die ausgewählten $t\bar{t}$ Ereignisse dem Signal immer ähnlicher und die Korrekturen bewirken hier eine Verbesserung für den Vergleich der schnellen zur vollen Simulation.

An den Werten in den Tabellen ist zu erkennen, dass nach der Ereignisselektion durch Schritt 1) und 2), die Analyseschritte 3) und 4), die sich hauptsächlich auf die τ -Zerfallsprodukte beziehen, den Anteil der Signalereignisse und des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds um einen Faktor drei reduzieren. Im Gegensatz haben diese Schritte eine größere Auswirkung auf den $t\bar{t}$ -Untergrund, der sich fast um einen Faktor acht verringert.

Von einem Schnitt auf die transversale Masse aus dem transversalen Impuls des Leptons $p_T^{e,\mu}$ und dem fehlenden transversalen Impuls p_T^{miss} wurde abgesehen, um genügend Statistik für die Untersuchung der nachfolgenden Schritte auf die Jets zu behalten. Dieser Schritt bewirkt vor allem eine Reduzierung des $t\bar{t}$ -Untergrundes, wie an den aufgeführten Werten in der letzten Zeile der jeweiligen Tabelle zu erkennen ist.

Für die Schritte 6) - 11) werden hauptsächlich die in Abschnitt 7.2.6 beschriebenen Merkmale der beiden höchstenergetischen Jets genutzt und es ist innerhalb der zur Verfügung stehenden Statistik eine gute Übereinstimmung der schnellen, sowie eine verbesserte Übereinstimmung der korrigierten schnellen Simulation zur vollen Simulation zu sehen.

Nach Auswahl der beiden hochenergetischen Jets beziehen sich die folgenden Schritte 7) bis 10) hauptsächlich auf die Topologie des Vektorboson-Fusionsprozesses. Diese Schritte vermindern die Signalereignisse nur um einen Faktor drei. Die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse nehmen um einen Faktor 25 ab, wobei die größte Auswirkung dem Schritt 9) auf das $\Delta\eta$ der höchstenergetischen Jets zuzuschreiben ist. Für die $t\bar{t}$ Ereignisse haben die Schritte bezüglich der hochenergetischen Jets gewaltige Auswirkungen, wobei auch hier der Schritt 9) besonders ins Gewicht fällt. Insgesamt kann der $t\bar{t}$ -Untergrund im Bezug auf die Werte nach Schritt 6) durch die Schritte 7) bis 9) um etwa einen Faktor 70 reduziert werden. Nach dem Veto auf zentrale Jets verbleibt mit der momentanen Statistik nur ein Ereignis, das aufgrund des verwendeten *NLO*-Generators ein negatives Gewicht aufweist.

Schnitte	volle Simulation	schnelle Simulation	korrigierte schnelle Simulation
	σ [fb]	σ [fb]	σ [fb]
0) Gesamtanzahl	$145,00 \pm 0,66$	$145,00 \pm 0,66$	$145,00 \pm 0,66$
1) Dilepton-Veto	$84,06 \pm 0,50$	$85,44 \pm 0,50$	$84,77 \pm 0,51$
2) genau ein τ -Lepton	$18,06 \pm 0,23$	$19,13 \pm 0,24$	$17,54 \pm 0,23$
3) $MET > 30 \text{ GeV}$	$11,35 \pm 0,18$	$12,37 \pm 0,19$	$11,34 \pm 0,19$
4) kollineare Näherung	$7,72 \pm 0,15$	$8,26 \pm 0,16$	$7,66 \pm 0,15$
6) $p_{T,j_1} > 40 \text{ GeV}/c$ $p_{T,j_2} > 20 \text{ GeV}/c$	$6,19 \pm 0,14$	$6,62 \pm 0,14$	$6,13 \pm 0,14$
7) $\eta_{j_1} \times \eta_{j_2} < 0$	$5,14 \pm 0,12$	$5,35 \pm 0,12$	$4,97 \pm 0,12$
8) zentrale τ -Zerfallsprodukte	$4,46 \pm 0,12$	$4,64 \pm 0,12$	$4,30 \pm 0,11$
9) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 4,4$	$2,81 \pm 0,09$	$2,94 \pm 0,09$	$2,71 \pm 0,09$
10) $m_{jj} > 700 \text{ GeV}/c^2$	$2,44 \pm 0,09$	$2,53 \pm 0,09$	$2,33 \pm 0,08$
11) Veto auf zentrale Jets	$2,07 \pm 0,08$	$2,18 \pm 0,08$	$2,01 \pm 0,08$
12) $105 \text{ GeV}/c^2 < M_{\tau\tau} < 135 \text{ GeV}/c^2$	$1,71 \pm 0,07$	$1,76 \pm 0,07$	$1,62 \pm 0,07$
13) $M_T(p_T^{e,\mu}, p_T^{mis}) < 30 \text{ GeV}/c^2$	$1,23 \pm 0,06$	$1,29 \pm 0,06$	$1,19 \pm 0,06$
5) $M_T(p_T^{e,\mu}, p_T^{mis}) < 30 \text{ GeV}/c^2$	$5,67 \pm 0,13$	$6,16 \pm 0,14$	$5,62 \pm 0,13$
Effizienz Schnitt 5) [%]	$73,5 \pm 0,9$	$74,6 \pm 0,9$	$73,4 \pm 0,9$
Effizienz Schnitt 5) · Ergebnis Schnitt 12)	$1,26 \pm 0,07$	$1,31 \pm 0,07$	$1,19 \pm 0,07$

Tabelle 7.2: Auswirkungen der Schnitte auf $H \rightarrow \tau\tau(l \nu \nu h \nu)$ Ereignisse. Die Auswirkungen des vernachlässigten Schnittes 5) sind im unteren Bereich der Tabelle aufgeführt.

Schnitte	volle Simulation	schnelle Simulation	korrigierte schnelle Simulation
	σ [fb]	σ [fb]	σ [fb]
0) Gesamtanzahl	$4510,00 \pm 17,84$	$4510,00 \pm 14,47$	$4510,00 \pm 17,75$
1) Dilepton-Veto	$2924,43 \pm 14,36$	$2987,05 \pm 11,78$	$2972,48 \pm 14,40$
2) genau ein τ -Lepton	$389,57 \pm 4,30$	$424,12 \pm 4,44$	$385,98 \pm 5,17$
3) $MET > 30$ GeV	$219,30 \pm 3,22$	$241,90 \pm 3,35$	$219,94 \pm 3,88$
4) kollineare Näherung	$140,18 \pm 2,58$	$153,28 \pm 2,67$	$142,31 \pm 3,12$
6) $p_{T,j_1} > 40$ GeV/c $p_{T,j_2} > 20$ GeV/c	$130,20 \pm 2,51$	$142,22 \pm 2,56$	$132,11 \pm 3,00$
7) $\eta_{j_1} \times \eta_{j_2} < 0$	$76,03 \pm 2,48$	$83,11 \pm 1,96$	$77,88 \pm 2,31$
8) zentrale τ -Zerfallsprodukte	$52,21 \pm 1,90$	$57,15 \pm 1,63$	$53,62 \pm 1,92$
9) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 4,4$	$10,00 \pm 0,69$	$10,73 \pm 0,71$	$9,54 \pm 0,82$
10) $m_{jj} > 700$ GeV/c ²	$5,46 \pm 0,51$	$5,65 \pm 0,51$	$5,17 \pm 0,60$
11) Veto auf zentrale Jets	$3,16 \pm 0,38$	$3,15 \pm 0,37$	$2,80 \pm 0,45$
12) $105 \text{ GeV}/c^2 < M_{\tau\tau} < 135 \text{ GeV}/c^2$	$0,43 \pm 0,13$	$0,39 \pm 0,14$	$0,42 \pm 0,15$
13) $M_T(p_T^{e,\mu}, p_T^{mis}) < 30$ GeV/c ²	$0,31 \pm 0,12$	$0,29 \pm 0,13$	$0,32 \pm 0,13$
5) $M_T(p_T^{e,\mu}, p_T^{mis}) < 30$ GeV/c ²	$109,09 \pm 2,76$	$119,57 \pm 2,35$	$110,63 \pm 2,76$
Effizienz Schnitt 5) [%]	$77,8 \pm 0,4$	$75,5 \pm 0,4$	$77,7 \pm 0,4$
Effizienz Schnitt 5) · Ergebnis Schnitt 12)	$0,33 \pm 0,10$	$0,29 \pm 0,11$	$0,33 \pm 0,12$

Tabelle 7.3: Auswirkungen der Schnitte auf $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse. Die Auswirkungen des vernachlässigten Schnittes 5) sind im unteren Bereich der Tabelle aufgeführt.

Schnitte	volle Simulation	schnelle Simulation	korrigierte schnelle Simulation
	σ [fb]	σ [fb]	σ [fb]
0) Gesamtanzahl	$449800,00 \pm 891,40$	$449127,28 \pm 967,49$	$449242,93 \pm 888,51$
1) Dilepton-Veto	$229844,91 \pm 637,14$	$231531,71 \pm 619,54$	$230002,36 \pm 637,51$
2) genau ein τ -Lepton	$13612,60 \pm 141,66$	$14113,60 \pm 175,70$	$12536,60 \pm 148,99$
3) $MET > 30$ GeV	$11009,00 \pm 127,91$	$11554,10 \pm 142,0$	$10285,0 \pm 135,27$
4) kollineare Näherung	$1740,04 \pm 51,12$	$1986,85 \pm 65,45$	$1807,67 \pm 56,01$
6) $p_{T,j_1} > 40$ GeV/c $p_{T,j_2} > 20$ GeV/c	$1699,95 \pm 50,41$	$1934,65 \pm 64,51$	$1760,06 \pm 55,22$
7) $\eta_{j_1} \times \eta_{j_2} < 0$	$717,25 \pm 32,97$	$821,00 \pm 42,12$	$726,93 \pm 35,86$
8) zentrale τ -Zerfallsprodukte	$333,71 \pm 23,39$	$389,15 \pm 29,68$	$340,95 \pm 25,25$
9) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 4,4$	$24,92 \pm 6,94$	$34,80 \pm 9,22$	$29,59 \pm 7,82$
10) $m_{jj} > 700$ GeV/c ²	$18,42 \pm 6,22$	$20,56 \pm 7,91$	$18,01 \pm 6,81$
11) Veto auf zentrale Jets	$-1,08 \pm 1,08$	$-1,58 \pm 1,58$	$-1,29 \pm 1,29$
5) $M_T(p_T^{e,\mu}, p_T^{mis}) < 30$ GeV/c ²	$654,41 \pm 30,99$	$707,11 \pm 39,36$	$670,32 \pm 33,87$
Effizienz Schnitt 5) [%]	$37,6 \pm 0,5$	$35,6 \pm 0,5$	$37,1 \pm 0,5$

Tabelle 7.4: Auswirkungen der Schnitte auf $t\bar{t}$ Ereignisse. Die Auswirkungen des vernachlässigten Schnittes 5) sind im unteren Bereich der Tabelle aufgeführt.

7.3 Alternative Selektion für $t\bar{t}$ Ereignisse

Um mehr Ereignisse für einen Vergleich nach dem Veto auf zentrale Jets zur Verfügung zu haben, sind in Tabelle 7.5 die Ergebnisse ohne Anwendung der Schnitte 3) und 4) aufgelistet, die sich vor allem auf die Zerfallsprodukte der τ -Leptonen beziehen und somit als weitgehend unabhängig von den nachfolgenden Jet-Schnitten angesehen werden können. Für die korrigierten schnellen Simulation sind aufgrund der τ -Korrekturen weniger Ereignisse im Vergleich zur vollen Simulation zu sehen. Die Ergebnisse der unkorrigierten schnellen Simulation liegen hingegen für die Schnitte 6a) bis 10a) immer über denen der vollen Simulation. Nach dem letzten Schnitt scheinen in der vollen Simulation mehr Ereignisse übrig zu bleiben, als in der unkorrigierten oder korrigierten schnellen Simulation. Jedoch sind die statistischen Fehler sehr groß und die Ergebnisse stimmen innerhalb einer Standardabweichung überein.

Um besonders diesen letzten Schnitt noch etwas genauer zu untersuchen, werden die Schnitte 9b) und 10b) gelockert. Dazu wurden die Forderungen $\Delta\eta_{j_1, j_2} > 3,8$ und $m_{jj} > 550 \text{ GeV}/c^2$ gewählt, die in [23] zur Selektierung von VBF $H \rightarrow W W$ Ereignissen verwendet wurden. Die Ergebnisse nach Anwendung der gelockerten Schnitte sind im unteren Abschnitt der Tabelle 7.5 dargestellt. Es bleiben mehr Ereignisse der vollen Simulation nach dem Veto auf zentrale Jets übrig, jedoch sind auch hier die statistischen Fehler groß.

In Abbildung 7.20 ist die p_T -Verteilung der Jets mit dem dritthöchsten transversalen Impuls im zentralen Detektorbereich nach Schnitt 10b) zu sehen. Im Bereich bis 16 GeV/c sind die Ereignisse aufgetragen, für die kein zusätzlicher Jet gefunden wurde. Für die rekonstruierten Jets der

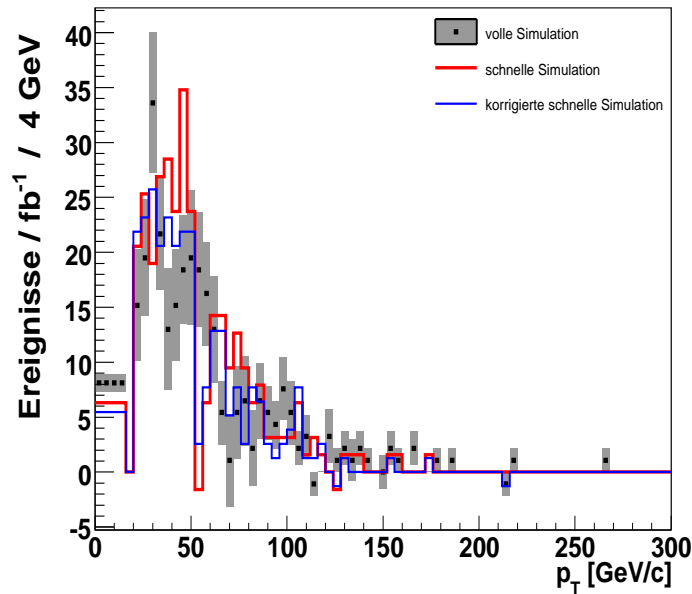


Abbildung 7.20: transversaler Impuls des Jets mit dem dritthöchsten p_T innerhalb von $|\eta| < 3,2$, der das Veto auf zentrale Jets auslösen kann. Die Verteilung wurde nach den Schnitten 9a) und 10a) erstellt.

schnellen und vollen Simulation wird eine unterschiedliche Kalibrierung angewendet und für Jets mit einem transversalen Impuls von 20 GeV/c sind Kalibrationsunterschiede in der Größenordnung von 1 GeV bekannt. An der Abbildung 7.20 ist zu erkennen, dass bereits eine kleine Verschiebung der Kalibrierung große Auswirkungen auf das Veto auf zentrale Jets haben kann. Zusätzlich ist die Jet-Rekonstruktions-Effizienz für die schnelle Simulation etwas höher als für die volle Simulation. Dies wurde auch schon für die rekonstruierten τ -Leptonen beobachtet und liegt daran, dass die Jets der schnellen Simulation schmalere Objekte im Kalorimeter darstellen im Vergleich zur vollen Simulation und die für den Rekonstruktionsalgorithmus notwendige Energieschwelle häufiger überschritten wird.

Diese Effekte können zu den beobachteten Abweichungen der schnellen zur vollen Simulation nach dem Veto auf zentrale Jets führen. Allerdings ist zu beachten, dass eine Kalibrierung der Jet-Energie auf 5 % oder besser für Jets mit einem transversalen Impuls von 20 GeV/c insbesondere in den ersten Jahren der Datennahme des ATLAS-Detektors schwer zu erreichen sein wird. Dementsprechend sind die hier auftretenden Abweichungen wahrscheinlich kleiner, als sie ihm Vergleich zu Daten zu erwarten sind.

Durch die Umverteilung der Schnittreihenfolge und zusätzliche Lockerungen der Schnitte, wird aus den vorhandenen Werten der Versuch einer Abschätzung des Beitrags des $t\bar{t}$ -Untergrunds unternommen. In Tabelle 7.4 konnte die Effizienz des Schnittes auf die transversale Masse ermittelt werden. Da nach dem Veto auf zentrale Jets jedoch nur ein Ereignis mit negativem Gewicht übrig bleibt, wurden zunächst die Schnitte 3) und 4) auf die fehlende transversale Energie und die Forderungen für die kollinearere Näherung weggelassen. Dadurch sind mehr Ereignisse für eine Untersuchung der Auswirkungen des Schnittes 11) vorhanden. Nach zusätzlicher Lockerung der Schnitte auf den $\Delta\eta$ Wert der beiden höchstenergetischen Jets und ihre invariante Masse, die in Tabelle 7.5 unter 9b) und 10b) aufgeführt sind, kann die Effizienz des Vetos auf zentrale Jets abgeschätzt werden. Die nachträglich Anwendung der härteren Schnitte 9a) und 10a) führt zum selben Ergebnis, wie nach Schnitt 11a).

In der letzten Zeile der Tabelle 7.5 ist das Ergebnis für die Anwendung der Schnitte 1) bis 11) eingetragen. Dazu wurde der Wert nach Schnitt 10) in Tabelle 7.4 mit den errechneten Effizienz des Schnittes auf die transversale Masse und des Vetos auf zentrale Jets multipliziert. Die Auswirkungen der Forderungen an die rekonstruierte Masse des τ - τ -Systems wurde nach den gelockerten Jet-Schnitten und dem Veto auf zentrale Jets ermittelt. Das Ergebnis ist in Tabelle 7.5 unter Schnitt 12c) aufgeführt und da nur für die korrigierte schnelle Simulation ein Ereignis verbleibt, kann durch diesen Schnitt eine weitere Unterdrückung des $t\bar{t}$ -Untergrunds um mindestens einen Faktor 10 grob abgeschätzt werden. Somit verbleibt als Wirkungsquerschnitt des $t\bar{t}$ -Untergrunds voraussichtlich weniger als 0,1 fb nach allen Schnitten, was für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} weniger als einem Ereignis entspricht.

7.3 Alternative Selektion für $t\bar{t}$ Ereignisse

Schnitte	volle Simulation	schnelle Simulation	korrigierte schnelle Simulation
	σ [fb]	σ [fb]	σ [fb]
0) Gesamtanzahl	$449800,00 \pm 891,40$	$449127,28 \pm 967,49$	$449242,93 \pm 888,51$
1) Dilepton-Veto	$229844,91 \pm 637,14$	$231531,71 \pm 619,54$	$230002,36 \pm 637,51$
2) genau ein τ -Lepton	$13612,60 \pm 141,66$	$14113,60 \pm 175,70$	$12536,60 \pm 148,99$
6a) $p_{T,j_1} > 40 \text{ GeV}/c$ $p_{T,j_2} > 20 \text{ GeV}/c$	$12689,50 \pm 136,70$	$13235,70 \pm 170,06$	$11723,50 \pm 144,15$
7a) $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0$	$5124,77 \pm 87,42$	$5419,56 \pm 109,07$	$4728,24 \pm 91,93$
8a) zentrale τ -Zerfallsprodukte	$2496,29 \pm 61,52$	$2605,37 \pm 77,12$	$2252,83 \pm 64,80$
9a) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 4,4$	$224,28 \pm 18,48$	$234,12 \pm 23,46$	$209,72 \pm 19,38$
10a) $m_{jj} > 700 \text{ GeV}/c^2$	$131,10 \pm 14,66$	$143,95 \pm 19,18$	$129,95 \pm 15,81$
11a) Veto auf zentrale Jets	$10,83 \pm 4,05$	$6,33 \pm 3,87$	$7,72 \pm 3,64$
Effizienz Schnitt 11a) zu 10a) [%]	$8,3 \pm 2,2$	$4,4 \pm 1,7$	$5,9 \pm 1,7$
9b) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 3,8$	$455,05 \pm 26,67$	$476,15 \pm 32,92$	$409,14 \pm 27,17$
10b) $m_{jj} > 550 \text{ GeV}/c^2$	$309,87 \pm 22,41$	$340,12 \pm 28,43$	$290,77 \pm 23,16$
11b) Veto auf zentrale Jets	$32,50 \pm 6,50$	$25,31 \pm 7,42$	$21,87 \pm 6,17$
9a) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 4,4$	$20,59 \pm 5,20$	$11,07 \pm 5,25$	$11,58 \pm 4,64$
10a) $m_{jj} > 700 \text{ GeV}/c^2$	$10,83 \pm 4,05$	$6,33 \pm 3,87$	$7,72 \pm 3,64$
Effizienz Schnitt 11b) zu 10b) [%]	$10,5 \pm 1,9$	$7,4 \pm 1,7$	$7,5 \pm 1,7$
9b) $\Delta\eta_{j_1,j_2} > 3,8$	$455,05 \pm 26,67$	$476,15 \pm 32,92$	$409,14 \pm 27,17$
10b) $m_{jj} > 550 \text{ GeV}/c^2$	$309,87 \pm 22,41$	$340,12 \pm 28,43$	$290,77 \pm 23,16$
11b) Veto auf zentrale Jets	$32,50 \pm 6,50$	$25,31 \pm 7,42$	$21,87 \pm 6,17$
12c) $105 \text{ GeV}/c^2 < M_{\tau\tau} < 135 \text{ GeV}/c^2$	0	0	$1,29 \pm 1,29$
Effizienz Schnitt 5) aus Tabelle 7.4 · Effizienz Schnitt 11b) · Ergebnis Schnitt 10) aus Tabelle 7.4	$0,73 \pm 0,39$	$0,54 \pm 0,34$	$0,50 \pm 0,31$

Tabelle 7.5: Auswirkungen der verschiedenen Schnitte auf $t\bar{t}$ Ereignisse.

7.4 Diskussion der Ergebnisse

Aufgrund der sehr limitierten Monte-Carlo-Statistik ist es sehr schwierig eine Abschätzung der Signifikanz für diesen Kanal zu geben. Einerseits wurden viele Untergründe in dieser Vergleichsanalyse nicht betrachtet, da aus Referenz [24] ersichtlich ist, dass keine Ereignisse nach den Analyseschnitten verbleiben bzw. diese Untergrundbeiträge vernachlässigbar klein sind. Aber auch für den betrachteten $Z \rightarrow \tau\tau$ und $t\bar{t}$ -Untergrund sind nur Abschätzungen mit großem Fehler möglich.

Ebenso wie in der Referenz-Analyse [24] konnte für den $t\bar{t}$ -Untergrund nicht alle Schnitte durchgeführt werden. Um dennoch den Effekt aller Schnitte analysieren zu können, wurden einige der Schnitte in der Reihenfolge vertauscht bzw. gelockert. Daraus lässt sich sehr grob abschätzen, wie im Abschnitt 7.3 behandelt wurde, dass der Beitrag der $t\bar{t}$ Ereignisse zum Gesamtuntergrund im Vergleich zu den $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen vermutlich deutlich geringer ist.

In Tabelle 7.6 sind die ermittelten Ereigniszahlen für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} angegeben. Nach allen Schnitten können etwa vier mal mehr Signalereignisse als Untergrundergebnisse erwartet werden, weshalb dieser Kanal sehr aussichtsreich für eine Entdeckung eines leichten Higgs-Bosons ist. Allerdings ist die Gesamtzahl der erwarteten Ereignisse nach allen Schnitten sehr gering. Für eine Optimierung der Schnitte und eine genauere Abschätzung der Untergrundrate sind deutlich mehr simulierte Untergrundereignisse nötig. Durch die Übereinstimmung in den gezeigten Vergleichen sollte dies mit der schnellen Simulation in ausreichender Präzision erreichbar sein.

	volle Simulation	schnelle Simulation	korrigierte schnelle Simulation
VBF $H \rightarrow \tau\tau$	$\approx 12 \pm 1$	$\approx 13 \pm 1$	$\approx 12 \pm 1$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$\approx 3 \pm 1$	$\approx 3 \pm 1$	$\approx 3 \pm 1$
$t\bar{t}$ -Untergrund	< 1	< 1	< 1

Tabelle 7.6: Auswirkungen der Schnitte für 10 fb^{-1} .

8 Zusammenfassung

In diesem Sommer wird der LHC nach einer langjähriger Planungs- und Bauzeit seinen Betrieb aufnehmen und Proton-Proton-Kollisionen bei einer noch nie zuvor erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV ermöglichen. Durch die hohe instantane Luminosität von bis zu $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ wird eine hohe Anzahl von Wechselwirkungen stattfinden, bei denen seltene und bisher unentdeckte Prozesse in ausreichender Anzahl erzeugt werden können. Eines der Experimente zur Erforschung dieser neuen Phänomene ist der als Universaldetektor konzipierte ATLAS-Detektor, der einen möglichst weiten Bereich neuer physikalischer Fragestellungen abdeckt.

Ein Schwerpunkt der Forschungen werden Analysen zur Bestätigung der möglichen Existenz eines Higgs-Bosons sein, dessen Eigenschaften bis auf die Masse von der Theorie vorhergesagt werden. Alle bisherigen experimentellen Daten deuten auf ein Higgs-Boson mit einer Masse unter $200 \text{ GeV}/c^2$ hin. Für eine mögliche Entdeckung neuer physikalischer Phänomene ist eine effiziente Unterdrückung der bekannten Standardmodell-Prozesse notwendig, die auf Grund der hohen Luminosität sehr häufig auftreten werden. Deshalb muss zur Abschätzung dieser Untergründe eine hohe Anzahl simulierter Ereignisse erzeugt werden. Dies ist jedoch mit der sehr genauen, aber sehr zeitaufwendigen, vollen Simulation des ATLAS-Detektors nicht möglich.

Um eine schnellere Ereignissimulation zu ermöglichen, wurde in Freiburg in den letzten zwei Jahren eine schnelle Kalorimetersimulation entwickelt. Der erste Teil der Diplomarbeit bestand in der Überprüfung der schnellen Simulation während der Entwicklungsphase. Dadurch konnte die schnelle Simulation optimiert werden und für Photonen, Elektronen, Jets und hadronisch zerfallende τ -Leptonen eine ausreichend gute Übereinstimmung mit der detaillierten Detektorsimulation erreicht werden. Ausführliche Vergleiche für diese wichtigen im Kalorimeter rekonstruierbaren Objekte wurden im Kapitel 5 der Diplomarbeit behandelt. Aus diesen Vergleichen geht unter anderem hervor, dass für hadronisch zerfallende τ -Leptonen Korrekturen notwendig sind, um die Übereinstimmung mit der vollen Simulation zu verbessern. Die erarbeiteten Korrekturen der Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz wurden in Kapitel 6 vorgestellt und die Ergebnisse anhand verschiedener Ereignisklassen überprüft.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde in Kapitel 7 der zur Entdeckung eines leichten Higgs-Bosons sehr interessante Kanal der Produktion eines Higgs-Bosons durch den Vektorboson-Fusionprozess und anschließendem Zerfall in zwei τ -Leptonen betrachtet. Im untersuchten Kanal zerfällt eines der beiden τ -Leptonen hadronisch und das andere leptonisch. Sowohl die schnelle als auch die detaillierte Simulation wurde zur Erzeugung der komplexen Signal- und Untergrundereignisse verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass die Übereinstimmung zur detaillierten Simulation auch in dieser komplizierten Analyse ausreichend gut ist und die schnelle Simulation zur Generierung einer großen Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen verwendet werden kann. Die Ergebnisse nach allen Selektionsschnitten zeigen auch, dass dieser Kanal für die Entdeckung eines leichten Higgs-Bosons sehr aussichtsreich ist. Allerdings ist eine genaue Abschätzung des

Entdeckungspotentials und eine Optimierung der Analyse nur mit einer deutlich höheren Anzahl von simulierten Ereignissen möglich.

A Anwendung der Korrekturen auf $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse und $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse

In den folgenden Abbildungen sind die Ergebnisse der τ -Rekonstruktionseffizienz-Korrekturen für $H \rightarrow \tau\tau$ - und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse gezeigt. Diese Ereignisse werden auch in der Analyse verwendet, die in Kapitel 7 behandelt wird.

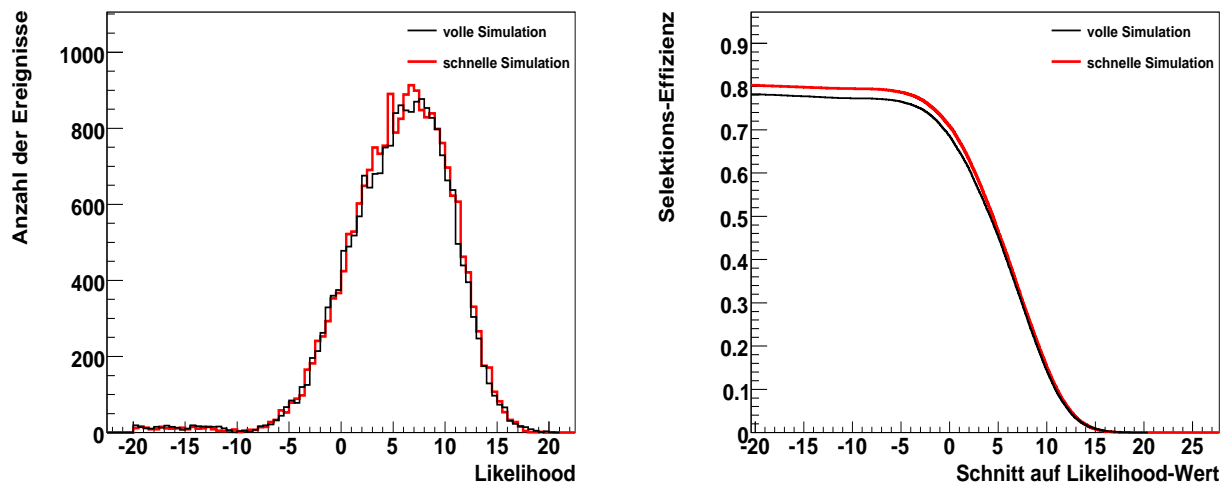


Abbildung A.1: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach einem Schnitt auf Likelihood-Werte von -20 bis 20 (rechts) für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

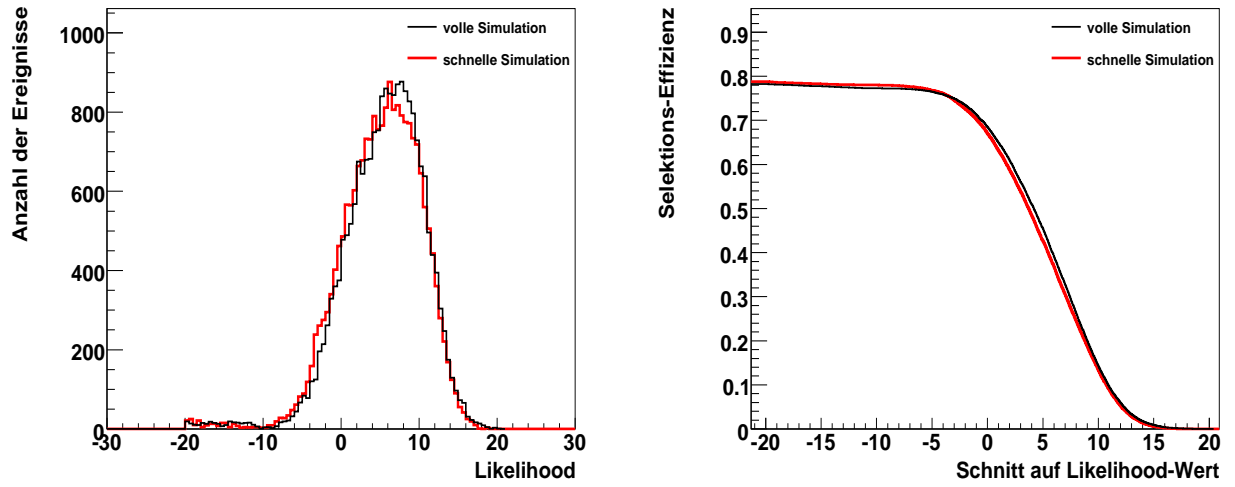


Abbildung A.2: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach einem Schnitt auf Likelihood-Werte von -20 bis 20 (rechts) nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

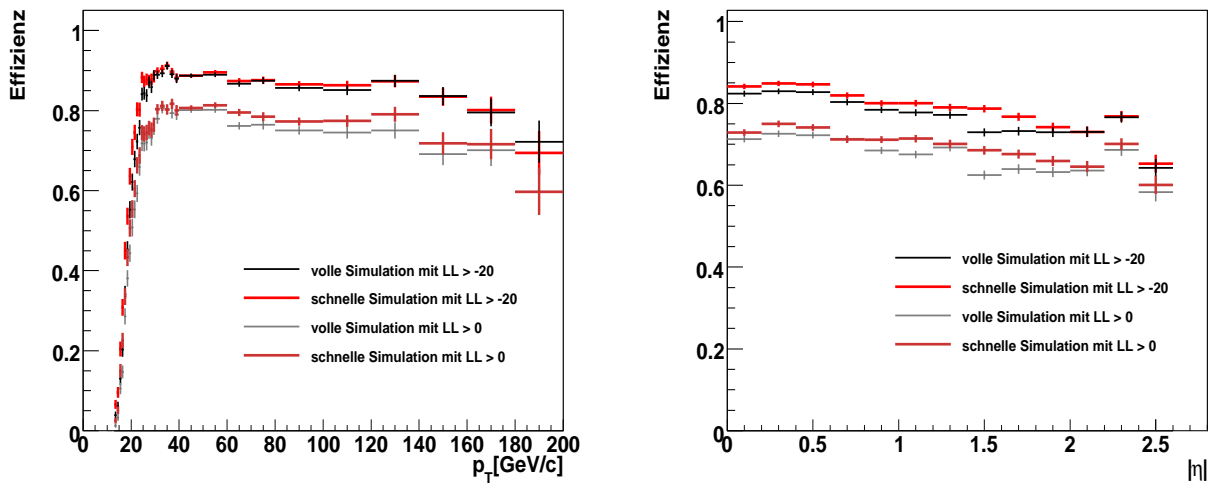


Abbildung A.3: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 0 für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

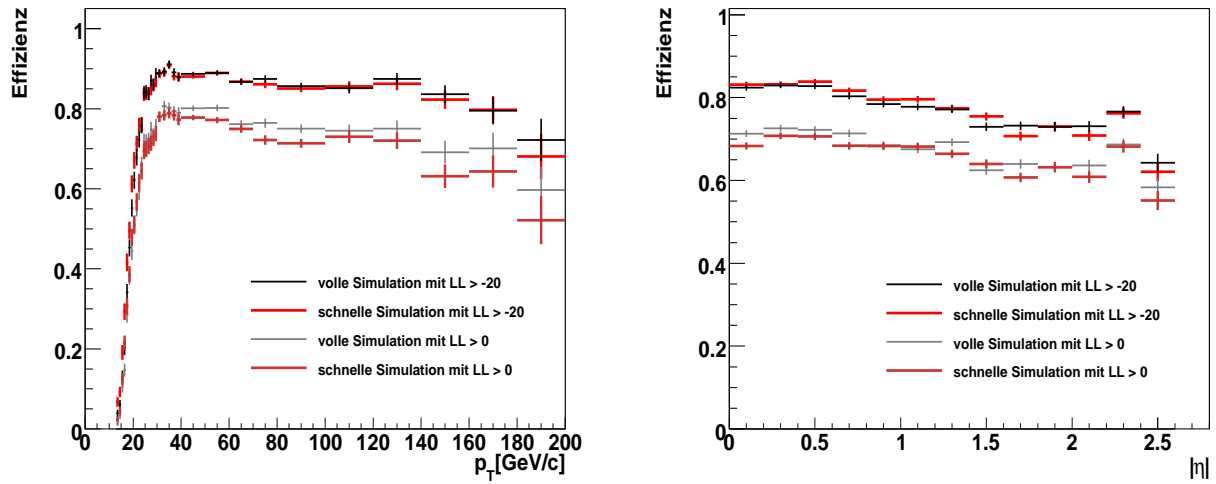


Abbildung A.4: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 0 für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

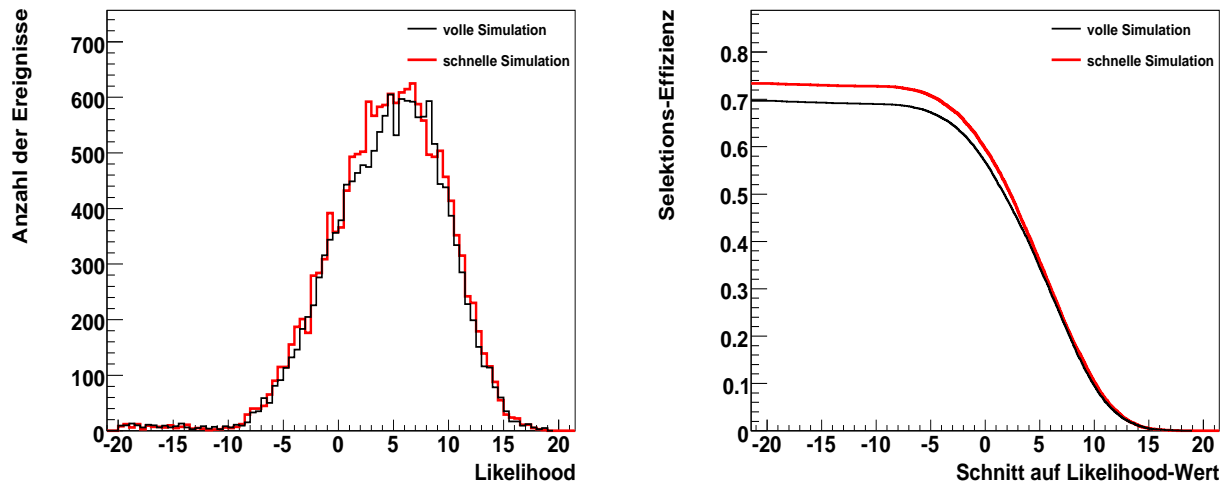


Abbildung A.5: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach einem Schnitt auf Likelihood-Werte von -20 bis 20 (rechts) für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

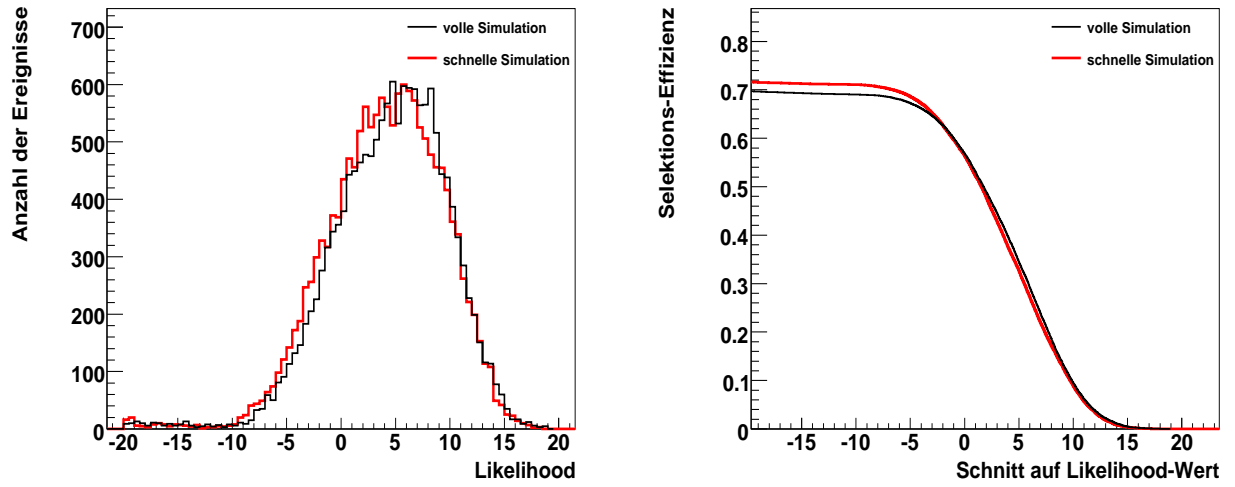


Abbildung A.6: Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten (links) und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach einem Schnitt auf Likelihood-Werte von -20 bis 20 (rechts) nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

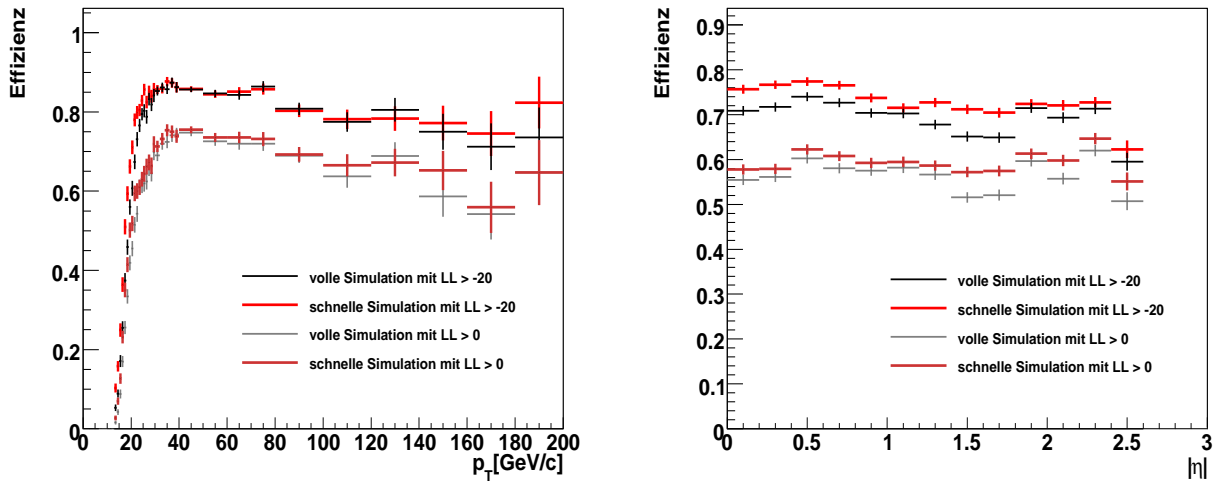


Abbildung A.7: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4 für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

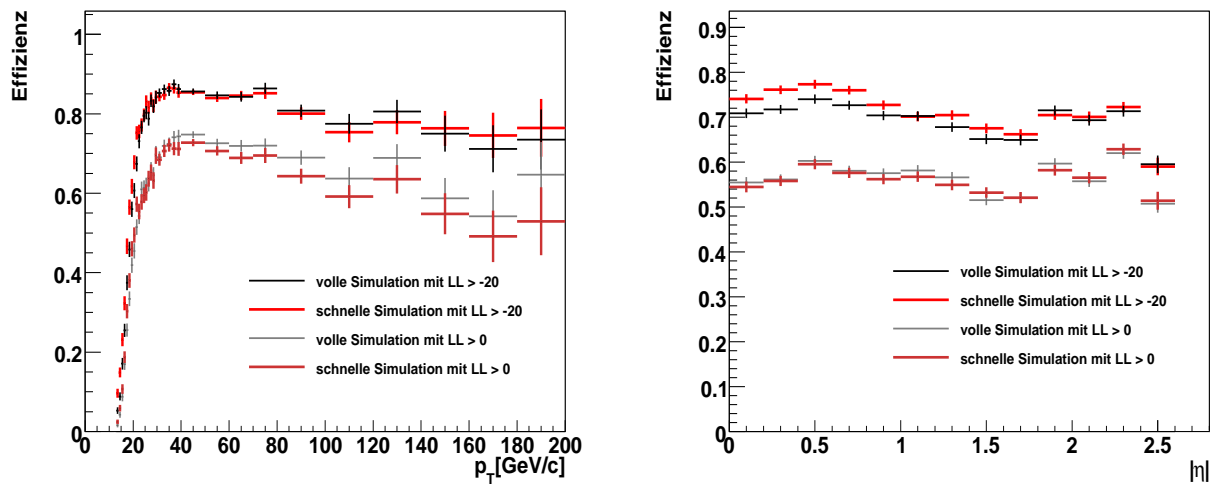


Abbildung A.8: Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses (links) und der Pseudorapidität (rechts) des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4 für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse.

Tabellenverzeichnis

2.1	Die elementaren Quarks und Leptonen mit zugehörigen Quantenzahlen	6
4.1	Generierte Teilchenenergien und -pseudorapiditäten, die als Grundlage der Parametrisierung in der <i>FastCaloSim</i> benutzt werden. Die Teilchen wurden gleichmäßig im ϕ -Bereich $[-\pi, +\pi]$ generiert.	33
5.1	τ -Zerfallsmöglichkeiten und ihre Verzweigungsverhältnisse (BR). Die vierte Spalte enthält den Anteil relativ zu allen leptonischen bzw. hadronischen Zerfallskanälen.	62
7.1	Wirkungsquerschnitte und Anzahl der simulierten Ereignisse für den Signalprozess und die betrachteten Untergrundprozesse.	97
7.2	Auswirkungen der Schnitte auf $H \rightarrow \tau\tau(l\nu\nu h\nu)$ Ereignisse. Die Auswirkungen des vernachlässigten Schnittes 5) sind im unteren Bereich der Tabelle aufgeführt.	116
7.3	Auswirkungen der Schnitte auf $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse. Die Auswirkungen des vernachlässigten Schnittes 5) sind im unteren Bereich der Tabelle aufgeführt.	117
7.4	Auswirkungen der Schnitte auf $t\bar{t}$ Ereignisse. Die Auswirkungen des vernachlässigten Schnittes 5) sind im unteren Bereich der Tabelle aufgeführt.	118
7.5	Auswirkungen der verschiedenen Schnitte auf $t\bar{t}$ Ereignisse.	121
7.6	Auswirkungen der Schnitte für 10 fb^{-1}	122

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Potential eines komplexen skalaren Feldes.	8
2.2	Feynman-Graphen zur Gluon-Fusion und zur Vektorboson-Fusion	13
2.3	Feynman-Graphen zur assoziierten Higgs-Produktion mit einem Z-Boson und zur assoziierten $t\bar{t}$ -Higgs-Produktion	14
2.4	Die wichtigsten Higgs-Produktionsmechanismen und ihre Wirkungsquerschnitte sowie die Verzweungsverhältnisse der Higgs-Boson-Zerfälle	15
3.1	Schematische Übersicht der Anordnung der vier LHC-Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb am LHC-Ring.	19
3.2	Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors.	20
3.3	Schematische Darstellung des inneren Detektors.	21
3.4	Schematische Darstellung der Komponenten des ATLAS Kalorimeters.	23
3.5	Schematische Darstellung des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters.	24
4.1	Darstellung der Rekonstruktionsgeometrie des Kalorimeters in der r-z-Ebene	32
4.2	Rekonstruierter longitudinaler Abstand des Schauerzentrums von der Kalorimeteroberfläche für Photonen und Pionen	35
4.3	Energieanteil der Photonen und Pionen in den einzelnen Kalorimeterlagen in Abhängigkeit des rekonstruierten longitudinalen Schauerzentrums	36
4.4	Überprüfung der Energieparametrisierung für Photonen und geladene Pionen	37
4.5	Energieverteilung in der zweiten Kalorimeterlage um den erwarteten Auftreffpunkt für Photonen	39
4.6	Mittleres Verhältnis der Zellenergien zu den errechneten Energie aus der ermittelten Schauerformfunktion in Abhängigkeit des Auftreffpunktes für Photonen und Pionen	43
5.1	Unkalibrierte Energie der Photonen im Kalorimeter und Anteil der Energie der Photonen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeter	49
5.2	Anteil der Energie der Photonen in der dritten Lage und Energiedifferenz zwischen Streifen in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	50
5.3	Ausdehnung des Photonschauers und Schauerbreite in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	51
5.4	Ausdehnung des Photonschauers und Schauerbreite der Photonen in der zweiten Lage des Kalorimeters	52
5.5	Anteil der deponierten Energie der Elektronen in der ersten Kalorimeterlage und in der dritten Kalorimeterlage	53

5.6	Schauerbreite in der ersten Lage und Ausdehnung des Elektronschauers in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	54
5.7	Verteilung der unkalibrierten und kalibrierten Energie der Elektronen im Kalorimeter	54
5.8	Anteil der deponierten Energie der Pionen in der ersten und in der dritten Kalorimeterlage	56
5.9	Schauerbreite und Ausdehnung des Pionschauers in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	56
5.10	Ausdehnung des Pionschauers und Schauerform in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	57
5.11	Energieanteil der Elektronen und Jets in der ersten und in der dritten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	58
5.12	Energiedifferenz zwischen Streifen und Ausdehnung des Schauers in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters für Elektronen und Jets	59
5.13	Schauerbreite in der ersten und zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters für Elektronen und Jets	59
5.14	Schauerform in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters und hadronischer Anteil des Schauers für Elektronen und Jets	60
5.15	transversale Breite der Energie in der ersten Kalorimeterlage, der elektromagnetischer Radius und die Isolationsvariable im Kalorimeter für Pionen ohne Detektorrauschen	67
5.16	transversale Breite der Energie in der ersten Kalorimeterlage, der elektromagnetischer Radius und die Isolationsvariable im Kalorimeter für Pionen mit Detektorrauschen	68
5.17	erteilung des transversalen Impulses und der Pseudorapidität der τ -Leptonen . . .	69
5.18	Anzahl der zugeordneten Spuren und Ladung der τ -Leptonen	70
5.19	Anzahl der getroffenen Streifen und transversale Breite der τ -Leptonen in der ersten Kalorimeterlage	70
5.20	Der elektromagnetische Radius und die Isolationsvariable der τ -Leptonen in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	71
5.21	Likelihood-Verteilung der τ -Leptonen mit Berücksichtigung des Detektorrauschens	72
6.1	Effizienz in Abhängigkeit des sichtbaren transversalen Impulses und Effizienz in Abhängigkeit der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons	74
6.2	Likelihood-Verteilung und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Schnitt auf die Likelihood-Werte der rekonstruierten τ -Kandidaten	75
6.3	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons und Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses des rekonstruierten τ -Kandidaten der schnellen Simulation	77
6.4	Histogramme für die Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons für unterschiedliche Bereich des transversalen Impulses des wahren τ -Leptons	78

6.5	Verteilungen des transversalen Impulses der rekonstruierten τ -Kandidaten mit einem zugehörigen wahren τ -Lepton im Abstand $\Delta R < 0,3$ in den sechs p_T -Bereichen: $10 \text{ GeV}/c < p_T < 20 \text{ GeV}/c$, $20 \text{ GeV}/c < p_T < 25 \text{ GeV}/c$, $25 \text{ GeV}/c < p_T < 30 \text{ GeV}/c$, $30 \text{ GeV}/c < p_T < 50 \text{ GeV}/c$, $30 \text{ GeV}/c < p_T < 50 \text{ GeV}/c$, $p_T > 100 \text{ GeV}/c$	79
6.6	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20	81
6.7	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als 4	82
6.8	Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten nach den Effizienzkorrekturen und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Schnitt auf die Likelihood-Werte für kombinierte τ -Ereignisse	83
6.9	Differenz der aufintegrierten Likelihood-Verteilung der schnellen zur vollen Simulation	84
6.10	Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Schnitt auf die Likelihood-Werte nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für kombinierte τ -Ereignisse	85
6.11	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons vor Anwendung der Effizienzkorrekturen für kombinierte τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4	86
6.12	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung für kombinierte τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4	86
6.13	Likelihood-Verteilung und aufintegrierte Likelihood-Verteilung vor den Effizienzkorrekturen für $t\bar{t}$ Ereignisse	87
6.14	Likelihood-Verteilung und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach den Effizienzkorrekturen für $t\bar{t}$ Ereignisse	88
6.15	Likelihood-Verteilung und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für $t\bar{t}$ Ereignisse.	88
6.16	Likelihood-Verteilung der identifizierten τ -Kandidaten und aufintegrierte Likelihood-Verteilung vor den Korrekturen für Jet-Ereignisse	89
6.17	Effizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität für Likelihood-Werte größer als -20 und für Likelihood-Werte größer als 4 für Jet-Ereignisse	90
6.18	Likelihood-Verteilung und aufintegrierte Likelihood-Verteilung der identifizierten τ -Kandidaten nach Anwendung der Effizienz-Korrekturen und der Likelihood-Verschiebung für Jet-Ereignisse	91

6.19	Effizienzen in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität für identifizierte τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4 für Jet-Ereignisse	92
6.20	Rekonstruktions-Effizienz für Elektronen der medium-Kategorie in Abhängigkeit der Pseudorapidität für verschiedene Werte der transversalen Energie	94
7.1	Feynman-Graphen für den VBF $H \rightarrow \tau\tau$ -Signalprozess, den $t\bar{t}$ -Untergrundprozess sowie für den QCD-Beitrag des $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergrunds und den elektroschwachen Beitrag	96
7.2	Verteilung des transversalen Impulses und Pseudorapidität der rekonstruierten Elektron-Kandidaten der <i>medium IsEM</i> -Klasse	100
7.3	Energie im Bereich $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Elektrons im Kalorimeter und geteilt durch den transversalen Impuls .	101
7.4	Verteilung des transversalen Impulses und Pseudorapidität der rekonstruierten Myon-Kandidaten	102
7.5	Energie im Bereich $\Delta R = 0,2$ in den Zellen um den extrapolierten Durchstoßpunkt des Myons im Kalorimeter und geteilt durch den transversalen Impuls . . .	103
7.6	Verteilung des transversalen Impulses und Pseudorapidität der rekonstruierten τ -Kandidaten mit Likelihood-Wert größer als 4 für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	104
7.7	Verteilung des transversalen Impulses und Pseudorapidität der rekonstruierten τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als 4 für $t\bar{t}$ Ereignisse	104
7.8	Auflösung der fehlenden transversalen Energie in x-Richtung	106
7.9	Verteilung der fehlenden transversalen Energie	106
7.10	Verteilung der transversalen Masse aus Lepton und fehlender transversaler Energie	107
7.11	Verteilung des transversalen Impulses für Jets mit dem höchsten p_T	108
7.12	Verteilung des transversalen Impulses für Jets mit dem zweithöchsten p_T	108
7.13	η -Verteilung der beiden höchstenergetischen Jets	109
7.14	$\Delta\eta$ der zwei höchstenergetischsten Jets	109
7.15	Invariante Masse der zwei höchstenergetischen Jets	110
7.16	p_T -Verteilung der Jets mit dem dritthöchsten transversalen Impuls	111
7.17	Verteilung der Anteile des Elektrons oder Myons (x_l) bzw. der hadronischen Zerfallsprodukte (x_{had}) am Impuls der ursprünglichen τ -Leptonen	112
7.18	Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse des $\tau^+\tau^-$ -Paares nach Anwendung des Vetos auf zentrale Jets	113
7.19	Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse des $\tau^+\tau^-$ -Paares nach Schnitt 3) auf die fehlende transversale Energie	114
7.20	transversaler Impuls des Jets mit dem dritthöchsten p_T innerhalb von $ \eta < 3,2$.	119
A.1	Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten und aufintegrierte Likelihood-Verteilung für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	125
A.2	Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	126

A.3	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 0 für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	126
A.4	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 0 für $H \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	127
A.5	Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten und aufintegrierte Likelihood-Verteilung für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	127
A.6	Likelihood-Verteilung der τ -Kandidaten und aufintegrierte Likelihood-Verteilung nach den Effizienzkorrekturen und nach zusätzlicher Verschiebung der Likelihood-Verteilung der schnellen Simulation für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	128
A.7	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4 für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	128
A.8	Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses und der Pseudorapidität des wahren τ -Leptons nach Anwendung der Effizienzkorrekturen und der Likelihood-Verschiebung für τ -Kandidaten mit einem Likelihood-Wert größer als -20 und größer als 4 für $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse	129

Literaturverzeichnis

- [1] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, New York (1984).
- [2] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys., 22:579-588, 1961.
- [3] Abdus Salam, *Weak and electromagnetic interactions. In N. Svartholm, editor, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, page 367.* Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.
- [4] Steven Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett., 19:1264-1266, 1967.
- [5] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons.*, Phys. Rev. Lett., 13(9):321-323, August 1964.
- [6] Peter W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons.*, Phys. Rev. Lett., 13(16):508-509, Oktober 1964.
- [7] The LEP Electroweak Working Group. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [8] D.L. Rainwater, D. Zeppenfeld, K. Hagiwara, *Searching for $H \rightarrow \tau\tau$ in weak boson fusion at the LHC*, Phys. Rev. D59 (1999) 14037, hep-ph/9808468.
- [9] T. Plehn, D.L. Rainwater und D. Zeppenfeld, *Method for identifying $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e^\pm\mu^\pm p_T$ at the CERN LHC*, Phys. Rev. D61 (2000) 093005.
- [10] TeV4LHC Higgs working group, *Standard Model Higgs cross sections at hadron colliders*, <http://maltoni.home.cern.ch/maltoni/TeV4LHC/SM.html>.
- [11] Young-Kee Kim, *Talk at the XXIII International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy*, August 13-18,2007,Korea.
- [12] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report.*, Technical report, CERN/LHCC-99-14, 1999. ATLAS TDR-014, Volume I.
- [13] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN large hadron collider, 2008*
- [14] Michael Dührssen, *The fast calorimeter simulation FastCaloSim*, (ATL-COM-PHYS-2008-093).
- [15] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, Cern Program Library Long Writeup W5013, Geneva (1993).

- [16] The ATLFast Validation Task Force, *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFast*, ATL-PHYS-PUB-2007-005.
- [17] F. Derue, C. Serfon *Electron/jet separation with DC1 data*, (ATL-PHYS-PUB-2005-016).
- [18] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics *J. Phys. G*, 33(1), 2006. and 2007 partial update for the 2008 edition.
- [19] M. Heldmann and D. Cavalli, *An Improved τ -Identification for the ATLAS Experiment*, ATLAS-PHYS-PUB-2006-008.
- [20] Michael Heldmann, *The Identification of Hadronically Decaying τ Leptons in the ATLAS Experiment and Investigation of the Discovery Potential for MSSM Higgs Boson in τ Final States*, PhD thesis, Universität Freiburg 2007.
- [21] Glen Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford Science Publications (1998).
- [22] R. J. Barlow, *A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*, John Wiley & Sons (1989).
- [23] S. Asai et al, *Prospects for the search for a Standard Model Higgs boson in ATLAS using vector boson fusion*, Eur.Phys.J.C32S2:19-54,(2004).[SN-ATLAS-2003-024, arXiv:hep-ph/0402254].
- [24] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson via Vector Boson Fusion production process in the di-tau channels with ATLAS*. ATL-PHYS-PUB-2008-000.
- [25] G. Marchesini und B. R. Webber, *Nucl. Phys.* **B 310** (1988) 461;
G. Marchesini et al., *Comput. Phys. Commun.* **67** (1992) 465;
- [26] T. Figy, C. Oleari, D. Zeppenfeld *Phys. Rev.* **D68** (2003) 073005;
- [27] M. L. Mangano et al., *J. High Energy Phys.* **07** (2003) 001;
- [28] S. Frixione und B. R. Webber, *J. High Energy Phys.* **06** (2002) 029;

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich ganz herzlich bei Prof. Jakobs für die Möglichkeit diese interessante und abwechslungsreiche Arbeit zu erstellen.

Ein großes Dankeschön geht an Dr. Christian Weiser, der trotz vieler anderer Aufgaben immer noch Zeit für Fragen hatte und stets für Diskussionen zur Verfügung stand. Vielen Dank für das Korrekturlesen der Arbeit und die konstruktive Kritik !

Ein ganz besonderer Dank gebührt *meinem* Doktorranden Michael Dührssen für die exzellente Betreuung und die große Geduld beim Erklären so vieler Dinge. Die Zusammenarbeit hat mir sehr viel Spaß gemacht und ich habe in den vergangenen Monaten viel gelernt.

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei Susanne Kühn für die gute Kooperation und vielseitige Unterstützung bedanken. Eine bessere Bürokollegin könnte ich mir nicht wünschen !

Ein weiteres Dankeschön geht an Nico Meyer und Johannes Asal, die bei Programmierfragen stets mit Rat und Tat weiterhalfen und immer für eine lustige Unterhaltung zu haben waren.

Ich danke allen Mitgliedern der Abteilung für das angenehme Arbeitsklima und die freundliche Aufnahme.

Abschließend möchte ich meinen Eltern und meinen Brüdern für ihre Kraft und Unterstützung während des gesamten Studiums danken und meiner Großmutter ganz besonders für das Dauermendrücken !

Ein letzte Dank gebührt Rüdiger für seine grenzenlose Geduld und seinen Optimismus während der gesamten Arbeit.

Erklärung

Freiburg, den 6. August 2008

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorgelegte Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

(Ort) (Datum)

Evelyn Schmidt