

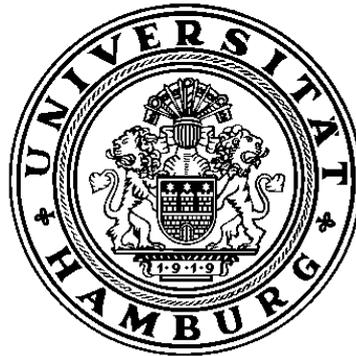
Studien zur Messung von Rekonstruktionseffizienz und Untergrund der τ -Lepton-Identifikation im Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau$ beim ATLAS-Experiment aus Daten

Studies for reconstruction efficiency and background measurements
of τ lepton identification in $Z \rightarrow \tau\tau$ decays in data of the ATLAS experiment

Diplomarbeit im Studiengang Physik
Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

vorgelegt von
Sebastian Johnert

Gutachter
Dr. Philip Bechtle
JProf. Dr. Johannes Haller



August 2008

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit werden zwei Methoden vorgestellt, mit denen τ -Leptonen in den zukünftigen Daten des ATLAS-Experiments untersucht werden sollen. Den ersten Teil bildet die Bestimmung von Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen. Der zweite Teil ist die Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz relativ zur μ -Effizienz. In diesem Zusammenhang werden invariante Massen aus $Z \rightarrow ll$ -Ereignissen bestimmt, die Massen aus $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen mit denen aus $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ verglichen, τ -Effizienzen gemittelt über alle Bereiche und in verschiedenen η -Bereichen berechnet sowie eine Möglichkeit zur Bestimmung von τ -Effizienzen in unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen vorgestellt. Des Weiteren wird eine verbesserte Abschätzung des QCD-Untergrunds vorgenommen und das Verhalten der τ -Effizienz unter Berücksichtigung des Triggers untersucht.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1	Teilchen und Wechselwirkungen	3
2.1.2	Das τ -Lepton und das Z^0 -Boson	6
2.1.3	Grenzen des Standardmodells	9
2.2	Physik jenseits des Standardmodells - Supersymmetrie (SUSY)	10
3	Der ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider	13
3.1	Der Large Hadron Collider (LHC)	13
3.2	Der ATLAS-Detektor	14
3.2.1	Das Koordinatensystem	15
3.2.2	Der innere Detektor	16
3.2.3	Das Kalorimeter	18
3.2.4	Das Myonspektrometer	20
3.2.5	Der ATLAS-Trigger	21
4	Software und Datensätze	23
4.1	ATLAS-Framework ATHENA	23
4.2	Simulation und Rekonstruktion	23
4.2.1	Ereignisgenerierung	23
4.2.2	Vollständige Detektorsimulation - Geant4	26
4.2.3	Ereignisrekonstruktion	27
4.2.4	Schnelle Detektorsimulation - ATLFAST	29
4.2.5	EventView, HighPtView und SUSYView	29
4.3	Verwendete Datensätze	31
5	Bestimmung von Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ-Leptonen aus den ersten Daten von ATLAS	33
5.1	Selektion von 2-Jet-Ereignissen	34
5.2	Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen	39
5.3	Systematische Unsicherheiten	45
5.4	Zusammenfassung	47
6	Bestimmung der τ-Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz für erste ATLAS-Daten	49
6.1	Selektion von $Z \rightarrow ee$ -, $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen	50
6.2	Massenrekonstruktion von $Z \rightarrow ll$ -Ereignissen	55
6.2.1	Kollineare Approximation	56
6.2.2	Durchgeführte Massenrekonstruktion	58

6.3	τ -Effizienzbestimmung aus Daten	62
6.3.1	Korrekturfaktoren	64
6.3.2	Mittlere τ -Effizienz	65
6.3.3	Effizienz in η	67
6.3.4	Methode der Effizienzberechnung in unterschiedlichen p_T -Bereichen	70
6.4	Ladungsmissidentifizierung und simulierter Untergrund	72
6.4.1	Ladungsmissidentifizierung von τ -Leptonen	72
6.4.2	Simulierter Monte Carlo-QCD-2-Jet-Untergrund	73
6.5	τ -Effizienz unter Berücksichtigung des Triggers	77
6.5.1	Möglichkeit zur Bestimmung der τ -Triggereffizienz	77
6.5.2	Effekte der τ -Triggereffizienz für die τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz aus MonteCarlo-Daten	78
6.6	Zusammenfassung	83
7	Zusammenfassung	85
	Literaturverzeichnis	87
	Abbildungsverzeichnis	91
	Tabellenverzeichnis	95
	Anhang	97
A	Datensätze	97
B	$Z \rightarrow ee$ - und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis	99
C	Histogramme zur Missidentifikationsratenbestimmung	103
D	Histogramme zur Bestimmung der τ-Effizienz	105
	Danksagung	115
	Erklärung	117

1 Einleitung

Mit dem im Sommer 2008 startenden Large Hadron Collider (LHC) kann die Suche nach einer fundamentalen Theorie des Aufbaus der Materie fortgesetzt werden. Das sehr erfolgreiche Standardmodell der Teilchenphysik erklärt den Aufbau und die Wechselwirkung von Materie sowie beobachtbare Phänomene im heute energetisch möglichen Bereich zwar mit guter Präzision, einige bisher nicht erklärbare Phänomene (Hierarchie-Problem, Dunkle Materie, ...) verlangen aber nach einer Erweiterung dieses Modells.

Der LHC mit seinen vier Experimenten sucht neben theoretisch vorhergesagten Teilchen wie dem Higgs-Boson auch nach neuer Physik wie z.B. der Supersymmetrie, aber auch nach CP-Verletzung und dem Quark-Gluon-Plasma. Sowohl bei der Suche nach dem Higgs-Boson als auch in einigen SUSY-Modellen spielen τ -Leptonen eine wichtige Rolle und stellen in vielen Zerfallskanälen einen bedeutenden Endzustand dar. Daher ist es notwendig, dass τ -Leptonen und ihr Verhalten im ATLAS-Detektor verstanden werden.

In dieser Diplomarbeit wird das Ereignis $pp \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$ betrachtet. Dabei ist zu beachten, dass in dieser Arbeit nur hadronisch zerfallende τ -Leptonen behandelt werden. Mit diesem Standardmodell-Zerfallsprozess soll der ATLAS-Detektor besser verstanden sowie die Genauigkeit der τ -Rekonstruktionsalgorithmen kontrolliert werden um die Suche nach neuer Physik zu optimieren. Es werden daher zwei Themenbereiche untersucht:

1. Bestimmung von Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen in ersten ATLAS-Daten als Vorstudie und
2. Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz relativ zur μ -Effizienz aus ersten ATLAS-Daten.

Nach der Einführung in die theoretischen Grundlagen und der Beschreibung des ATLAS-Experiments folgt eine Erläuterung der notwendigen Software. Die anschließenden Kapitel widmen sich den oben benannten Analysen. Als erstes wird eine *tag and probe*-Methode vorgestellt, die dann bei der Bestimmung der Missidentifikationsraten von Jets als τ -Leptonen Anwendung findet.

In der anschließenden Hauptstudie werden Verfahren zur Bestimmung von τ -Effizienzen entwickelt. Nach Rekonstruktion der Z -Masse wird die τ -Effizienz sowohl über alle Bereiche gemittelt als auch in verschiedenen η -Intervallen ausgewertet. Zusätzlich wird eine Methode vorgestellt, wie die τ -Effizienz in verschiedenen p_T -Bereichen berechnet werden könnte. Abschließend wird eine verbesserte Abschätzung des QCD-Untergrunds durch Neuskalierung von Ereignissen vorgenommen und mit ihr sowie mit der Berücksichtigung des Triggers das τ -Effizienzverhalten untersucht.

2 Theoretische Grundlagen

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist es den Aufbau, die Wechselwirkungen und den Ursprung der Materie zu verstehen. Eine sehr erfolgreiche Theorie ist das *Standardmodell (SM) der Teilchenphysik*. In ihm ist der heutige Kenntnisstand der Elementarteilchenphysik zusammengefasst.

In der Natur gibt es vier fundamentale Kräfte (Wechselwirkungen), die in physikalischen Prozessen eine Rolle spielen. Diese möchten Elementarteilchenphysiker auf eine Urkraft, der *Theorie von Allem (Theory of Everything, TOE)*, zurückführen (Abb. 2.1).

Eine der vier Wechselwirkungen (WW) ist die durch Photonen übertragene elektromagnetische Kraft. Des Weiteren gibt es die schwache, in der die Wechselwirkung durch Austausch von W^\pm/Z^0 -Bosonen statt findet, und die starke Kraft, die durch Gluonen übermittelt wird. Die vierte dieser Kräfte ist die Gravitation, dessen Austauschteilchen das Graviton ist. Dies ist die schwächste Kraft, mit unendlicher Reichweite, und konnte bisher nicht erfolgreich in das SM eingebunden werden, spielt aber in den Größenskalen der Teilchenphysik keine Rolle.

Im folgenden, basierend auf [1] und [2], wird das Standardmodell der Teilchenphysik und seine wichtigsten Eigenschaften erläutert. Dabei wird auf dessen Teilchen und Wechselwirkungen eingegangen. Da sich diese Studie dem Zerfall $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ widmet, werden das τ -Lepton und das Z^0 -Boson gesondert betrachtet. Nachdem die Grenzen des Standardmodells dargelegt wurden, wird auf Physik jenseits des SM eingegangen.

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden alle Materie- und Austauschteilchen (Eichbosonen) beschrieben. Die Materieteilchen können durch Austausch der Eichbosonen an fundamentalen Wechselwirkungen teilnehmen. Die mathematische Formulierung erfolgt in einer $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichtheorie [4], [5], [6], [7], für die auf [1] und [2] verwiesen wird. Hier soll nur kurz auf die wichtigsten Eigenschaften eingegangen werden.

2.1.1 Teilchen und Wechselwirkungen

Die Teilchen des SM können in zwei Arten unterteilt werden. Teilchen mit halbzahligen Spin, die Fermionen, stellen die Grundbausteine der Materie dar. Zu den Bosonen, die ganzzahligen Spin haben, gehören unter anderem die Eichbosonen, welche den Austausch der Wechselwirkung übermitteln und deshalb auch Wechselwirkungsteilchen genannt werden.

Fermionen lassen sich weiter in Quarks (up u, down d, charm c, strange s, top t, bottom b) und Leptonen (Elektron e, Myon μ , Tau τ und die jeweiligen Neutrinos ν) unterteilen. Quarks und Leptonen werden wiederum in drei Familien, bzw. Generationen eingeteilt (siehe Tab. 2.1), wobei die uns im Alltag umgebende Materie nur aus Mitgliedern der ersten Generation

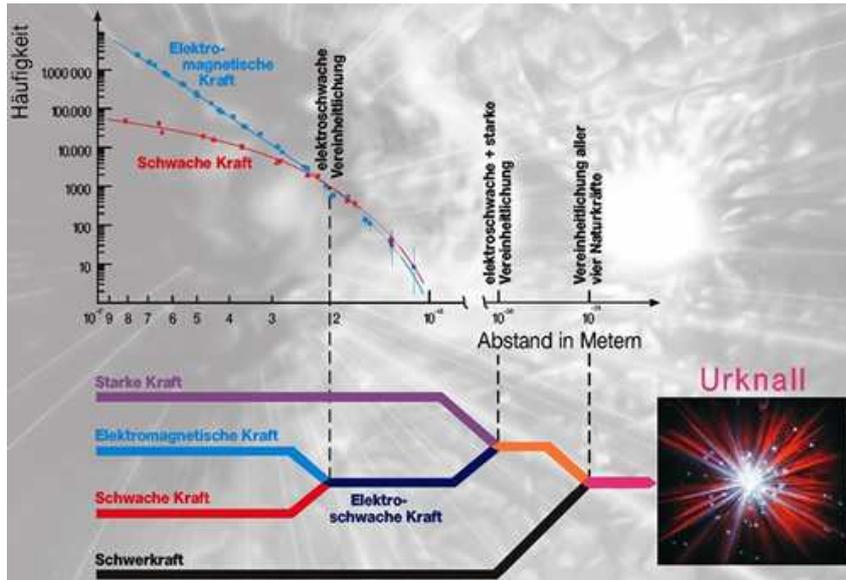


Abbildung 2.1: Vereinheitlichung der fundamentalen Naturkräfte, aus [3]

Tabelle 2.1: Fermionen des Standardmodells der Teilchenphysik

Fermion \ Generation	Generation		
	1	2	3
Quarks	u	c	t
	d	s	b
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ
	e	μ	τ

aufgebaut ist.

In Tab. 2.2 sind einige Eigenschaften wie Ladung, Masse und Art der WW der Fermionen aufgeführt und in Tab. 2.3 sind die vier Wechselwirkungen, ihre Austauschteilchen und ihre Eigenschaften dargestellt. Im Wesentlichen unterscheiden sie sich durch ihre Stärke und ihre Reichweite. Allen Teilchen des Standardmodells (Fermionen und Bosonen) wird ein Antiteilchen zugeordnet. Diese Antiteilchen unterscheiden sich nur in den inneren Quantenzahlen (z.B. Ladung), die den entgegengesetzten Wert einnehmen, haben sonst aber die gleichen Eigenschaften.

Damit ein Materieteilchen an einer Wechselwirkung teilnehmen kann, muss es eine fundamentale Ladung tragen. Neben der elektrischen Ladung in der elektromagnetischen Wechselwirkung und der schwachen Ladung in der schwachen Wechselwirkung, die an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppelt, gibt es bei der starken Kraft die Farbladung.

Die elektromagnetische und die schwache Kraft lassen sich zur elektroschwachen Kraft vereinigen. Die Quantenelektrodynamik (QED, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) beschreibt diese Kraft, deren Teilchenaustausch über W^\pm - und Z^0 -Bosonen sowie Photonen γ erfolgt. Das Besondere an der

Tabelle 2.2: Wichtigste Eigenschaften der Fermionen des Standardmodells der Teilchenphysik ($c \equiv 1$), vgl. [8]

Eigenschaft		elekt. Ladung [e]	Masse	WW
Fermion				
Quarks	u	$\frac{2}{3}$	(1, 5 – 3, 0) MeV	EM, stark, schwach
	d	$-\frac{1}{3}$	(3 – 7) MeV	
	c	$\frac{2}{3}$	(1, 25 ± 0, 09) GeV	EM, stark, schwach
	s	$-\frac{1}{3}$	(95 ± 25) MeV	
t	$\frac{2}{3}$	(174, 2 ± 3, 3) GeV	EM, stark, schwach	
b	$-\frac{1}{3}$	(4, 20 ± 0, 07) GeV		
Leptonen	ν_e	0	< 2,2 eV	schwach
	e	-1	511 keV	EM, schwach
	ν_μ	0	< 170 keV	schwach
	μ	-1	106 MeV	EM, schwach
	ν_τ	0	< 15,5 MeV	schwach
	τ	-1	1,8 GeV	EM, schwach

Tabelle 2.3: Wechselwirkungen und Austauscheteilchen des Standardmodells sowie deren Eigenschaften, zusätzlich ist die Gravitation mit aufgenommen ($c \equiv 1$), vgl. [8] und [2]

WW	Austauschteilchen	Reichweite	Ladung	Masse [GeV]	rel. Stärke
elektromagnetisch	Photon γ	∞	0 elektr. Lad.	0	10^{-2}
schwach	$W^{\pm 1}$	10^{-18}m	± 1	(80, 403 ± 0, 029)	10^{-6}
	Z^0		0 schwache Lad.	(91, 1876 ± 0, 0021)	
stark	Gluon g	10^{-15}m	0 Farbladung	0	1
Gravitation	Graviton G	∞	0	0	10^{-40}

starken Kraft, die mit Hilfe der Quantenchromodynamik (QCD) erklärt wird, ist, dass deren Wechselwirkungsteilchen (Gluonen) auch eine sogenannte Farbladung tragen müssen. Dies geht aus der mathematischen Struktur der QCD (SU(3)) hervor (vgl. [2],[1]). In der QCD gibt es ein Phänomen, das als *Confinement* bezeichnet wird, aus dem hervorgeht, dass in der Natur keine farbgeladenen Teilchen existieren dürfen. Daher kommen Quarks nicht einzeln vor, sondern bilden farbneutrale Gebilde in Form von Hadronen¹, den Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq , $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). Im Gegensatz dazu kommen Leptonen elementar vor. Sie tragen keine Farbladung und nehmen daher nicht an der starken WW teil.

Die Wechselwirkungen von Teilchen lassen sich durch die Quantenfeldtheorie formulieren (vgl. [1]). Nach ihr lassen sich Teilchen durch Felder mit Hilfe der Lagrangedichte beschreiben. Mit der Forderung von lokaler Eichinvarianz dieser Lagrangedichte lässt sich die Wechselwirkung eines Fermions erklären. Die Lagrangedichte muss für eine solche Eichinvarianz um sogenannte Eichfelder, die die zugehörigen Austauscheteilchen darstellen, erweitert werden. Des

¹Teilchen, die der starken WW unterworfen sind

Tabelle 2.4: Eigenschaften des τ -Leptons, vgl. [8]

Eigenschaft	$Z\tau$
Masse	$1,777^{+0,00029}_{-0,00026}$ GeV
Ladung	± 1
Lebensdauer	$2,91 \cdot 10^{-13}$ s

Weiteren sind diese Eichfelder auch nur zur Lagrangedichte eichinvariant, wenn die zugehörigen Massenterme verschwinden. Dementsprechend dürften alle Teilchen keine Masse haben, was im Widerspruch zur experimentellen Realität steht. Insbesondere stellt man im Experiment fest, dass auch die W^\pm - und Z^0 -Eichbosonen sowie rechtshändige Fermionen, die laut der Theorie der schwachen Wechselwirkung nicht koppeln sollten, eine Masse haben. Daraus folgt, dass die Symmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung gebrochen sein muss.

Erst mit Einführung des sogenannten Higgsmechanismus [9], [10] ist es möglich zu erklären, wie Teilchen Masse erhalten. Die SM-Teilchen erhalten ihre Masse durch Kopplung an das skalare Higgsfeld, wobei das neu eingeführte Higgsteilchen seine Masse durch Selbstkopplung erhält. Die Massen der Teilchen sind dabei proportional zur Stärke der Kopplung. Mit dieser Einführung erhalten die W^\pm - und Z^0 -Bosonen ihre Masse. Durch zusätzliche Einführung von Yukawa-Kopplungen bekommen auch Fermionen ihre Masse durch das Higgsfeld.

Bei einer derzeitigen Massenuntergrenze des Higgsbosons von 114,4 GeV [8] spielen τ -Leptonen im Higgszerfallskanal (insbesondere bei einem schweren Higgs) eine bedeutende Rolle. So kann das Higgsteilchen entweder direkt in zwei τ -Leptonen oder aber über den Zerfall in Eichbosonen, welche weiter zerfallen, in τ 's übergehen (vgl. Zerfallswahrscheinlichkeiten in Tab. 2.7 und [8] der Eichbosonen). Auch aufgrund der hohen Masse von τ -Leptonen sind diese Zerfälle wahrscheinlich (vgl. Tab. 2.2).

2.1.2 Das τ -Lepton und das Z^0 -Boson

Das τ -Lepton (Tab. 2.4) wurde 1975 am Elektronen-Positronen-Speicherring *SPEAR* am *Stanford Linear Accelerator (SLAC)* in Stanford entdeckt. [11] Es gehört zur dritten Familie der Leptonen, hat eine Masse von 1,777 [8] GeV und ist einfach negativ geladen. Aufgrund seiner kurzen Lebensdauer von $2,91 \cdot 10^{-13}$ s [8] ist es bei Kollisionsexperimenten nicht als fundamentales Teilchen sondern nur über seinen Zerfall nachzuweisen. Es wechselwirkt elektromagnetisch und schwach, wobei es nur schwach zerfällt. Aufgrund seiner schweren Masse besitzt es eine Vielzahl von Zerfallskanälen. Einige von ihnen sind in Tab. 2.5 aufgeführt. Tau-Leptonen zerfallen hauptsächlich durch Ein- oder Drei-Körperzerfälle. Zerfallsprodukte sind u.a. Elektronen und Myonen bei leptonischen sowie Pionen und Kaonen bei hadronischen Zerfällen.

Das Z^0 -Boson ist neben den W^\pm -Bosonen das dritte Austauscheteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung. Es wurde im Jahre 1973 am Gargamelle-Experiment am CERN² nachgewiesen.[12] Es hat eine Masse von 91,188 GeV und eine Lebensdauer von $2,63 \cdot 10^{-25}$ s.

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung)

Tabelle 2.5: Einige Zerfallsmöglichkeiten von τ -Leptonen, vgl. [8]

Zerfall	Häufigkeit
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$(17,36 \pm 0,05) \%$
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$(17,84 \pm 0,05) \%$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(25,50 \pm 0,10) \%$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	$(10,90 \pm 0,07) \%$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$(9,33 \pm 0,08) \%$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(4,59 \pm 0,07) \%$
$\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$	$(6,91 \pm 0,23) \%$
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$	$(4,52 \pm 0,27) \%$
$\tau \rightarrow \text{Hadronen}$	$64,8\%$
$\tau \rightarrow \text{Leptonen}$	$35,2\%$

 Tabelle 2.6: Eigenschaften des Z^0 -Bosons, vgl. [8], [2]

Eigenschaft	Z^0
Masse	$(91,188 \pm 0,002) \text{ GeV}$
Ladung	0
Lebensdauer	$2,63 \cdot 10^{-25} \text{ s}$

Eine Übersicht einiger Eigenschaften des Z^0 's ist in Tabelle 2.6 gegeben.

In der vorliegenden Arbeit werden hadronisch zerfallende τ 's im Zerfall $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{had had}$, wie sie am ATLAS-Experiment³ des Large Hadron Colliders (LHC) erwartet werden, untersucht. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall beträgt $0,337 \cdot 0,648 \cdot 0,648 = 14,2\%$. Zunächst muss das Z^0 -Boson durch die Reaktion $pp \rightarrow Z^0 + X$ über den Drell-Yan-Prozess (Abb. 2.2) entstehen. Von Bedeutung ist, dass Protonen Baryonen sind und somit aus drei Quarks (uud) bestehen. Die genaue Struktur eines Protons wurde bei den HERA-Experimenten untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass Protonen einen Impuls haben, der sich nicht durch diese drei Quarks alleine erklären lässt. Protonen bestehen folglich nicht nur aus den sogenannten drei Valenzquarks (uud) sondern lassen sich mit Hilfe des Parton-Modells beschreiben. In diesem Modell sind Protonen aus punktförmigen Partonen (Valenzquarks sowie ein See von Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren, den Seequarks) aufgebaut. Die Erzeugung des Z^0 -Bosons wird im folgenden erläutert.

In Abb. 2.2 ist zu erkennen, welche Beziehung für die effektive invariante Masse $\sqrt{Q^2}$ des dominierenden Prozesses gelten muss:

$$Q^2 = \hat{s} = (p_q + p_{\bar{q}})^2 \quad (2.1)$$

Dies lässt sich vereinfachen zu (vgl. [13])

$$\hat{s} = x_q \cdot x_{\bar{q}} \cdot s, \quad (2.2)$$

³A Toroidal LHC AparatuS

Tabelle 2.7: Zerfallsmöglichkeiten des Z^0 -Bosons, vgl. [8]

Zerfall	Häufigkeit
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	$(3,363 \pm 0,0004) \%$
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(3,366 \pm 0,0007) \%$
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	$(3,370 \pm 0,0008) \%$
$Z^0 \rightarrow \text{invisible}$	$(20,00 \pm 0,06) \%$
$Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$	$(69,61 \pm 0,06) \%$

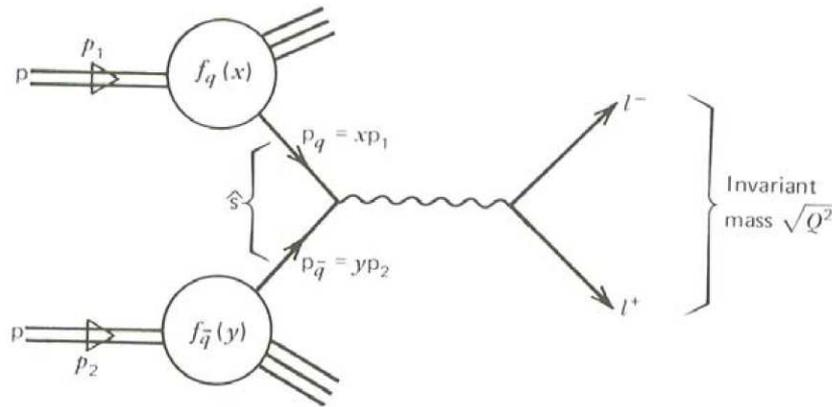


Abbildung 2.2: Drell-Yan-Prozess, aus [13]

wobei x_q und $x_{\bar{q}}$ ($x_{\bar{q}} = y$ aus Abb. 2.2) die Anteile der Partonen (Valenz-, Seequarks und Gluonen) des gesamten Protonenimpulses sind. Für die Produktion eines Z^0 -Bosons wird mindestens eine invariante Masse von $\sqrt{\hat{s}} = M_Z$ benötigt. Da die Schwerpunktsenergie beim LHC $\sqrt{s} = 14$ TeV beträgt, ergibt sich aus Gl. 2.2 für das Produkt der Partonimpulsanteile der Protonen in der Z^0 -Produktion ein Wert von

$$x_q \cdot x_{\bar{q}} \geq \frac{M_Z}{\sqrt{s}} \approx 4 \cdot 10^{-5}, \quad (2.3)$$

Für einen Partonimpulsanteil von $4 \cdot 10^{-5}$ wird das Z^0 -Boson hauptsächlich von Seequarks durch Annihilation von $q\bar{q}$ -Paaren produziert (vgl. [14]). Sein Produktionswirkungsquerschnitt beträgt $(1880 \pm 70)\text{nb}$ (vgl. [15]).

Beim anschließenden Zerfall des Z^0 können eine Reihe von Zerfällen auftreten, welche in Tab. 2.7 aufgeführt sind.

Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Z^0 -Bosons in zwei τ -Leptonen beträgt 3,37% (Tab. 2.7), wobei τ -Leptonen selbst wiederum zu 64,8% hadronisch zerfallen (Tab. 2.5). Für Nachweismöglichkeiten von τ -Leptonen im Detektor wird auf Kap. 3 sowie auf die Rekonstruktionsalgorithmen in 4.2.2 verwiesen.

2.1.3 Grenzen des Standardmodells

Obwohl das Standardmodell im heute möglichen Energiebereich keine signifikanten Abweichungen im Experiment zeigt, weist es einige experimentelle Probleme kosmologischer Natur auf (z.B. Dunkle Materie, Materie-Antimaterie-Ungleichgewicht). Des Weiteren gibt es einige nicht gelöste Probleme in der theoretischen Formulierung des Standardmodells (z.B. Parameterproblem, Hierarchieproblem). Einige von diesen Problemen sollen im folgenden exemplarisch erläutert werden.

Wie Teilchen Masse erhalten, konnte mit Einführung des Higgs-Mechanismus erklärt werden.⁴ Doch mit dieser Einführung ergibt sich ein neues Problem: Das *Higgs-Hierarchie-Problem*. Durch virtuelle Prozesse werden Strahlungskorrekturen zur Higgsmasse erforderlich, die quadratisch mit der *Cutoff*-Skala Λ anwachsen (Beispiel Topquark t , aus [2]):

$$M_H^2 = M_0^2 - \frac{|\lambda_t|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + O\left(\ln \frac{\Lambda^2}{m_t^2}\right), \quad (2.4)$$

Dies führt zu mathematischen Divergenzen, die nur durch eine sehr genaue Auslöschung der Beiträge, die sogenannte *Feinabstimmung* (*Finetuning*), verhindert werden können.

Ein weiteres Problem, welches nicht vom SM gelöst werden kann, ist die Vereinigung der Kräfte zur sogenannten *Großen Vereinheitlichten Theorie* (*Grand Unified Theory, GUT*) (Abb. 2.1). Die GUT ist die Vereinheitlichung von elektroschwacher und starker Kraft. Das Standardmodell der Teilchenphysik gilt aber nur bis zum Energiebereich der elektroschwachen Vereinigung. In einer *Großen Vereinheitlichungstheorie* sollten die Kopplungskonstanten der verschiedenen Kräfte von der Energie in einer Form abhängen, so dass sich diese in einem bestimmten Punkt treffen, welches im SM nicht der Fall ist.

Ein zusätzliches nicht gelöstes Problem des Standardmodells kommt aus dem Bereich der Kosmologie. Es betrifft den Aufbau des Universums, welches zu 74% aus Dunkler Energie, zu 22% aus Dunkler Materie und zu 4% aus baryonischer Materie besteht. Dunkle Materie kann zwar durch ihre Gravitationswirkung nachgewiesen, aber nicht durch das Standardmodell erklärt werden. Die Dunkle Materie könnte aus *WIMPs* (*Weakly Interacting Massive Particles, schwach wechselwirkende massive Teilchen*) bestehen. Hinzu kommt, dass sich im Standardmodell das Materie-Antimaterie-Ungleichgewicht nicht erklären lässt.

Natürlich gibt es noch einige andere Probleme, wie z.B. das Parameterproblem oder die Gravitation. Warum hat das Standardmodell eine so große Anzahl an Teilchen und freien Parametern (24 Teilchen, 26 Konstanten)? Wie kann die Gravitation mit den anderen Kräften vereinigt oder in das Standardmodell integriert werden?

Die Einführung der Supersymmetrie (SUSY) und seiner unterschiedlichen Modelle könnte einige dieser Probleme lösen.

⁴Ein Ziel des LHCs ist es, das Higgsteilchen nachzuweisen.

Unification of the Coupling Constants in the SM and the minimal MSSM

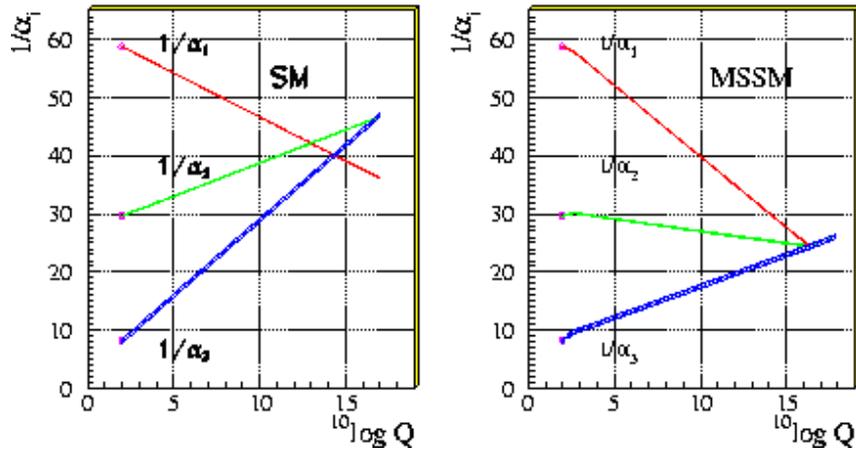


Abbildung 2.3: Darstellung der (inversen) Kopplungskonstanten des Standardmodells (links) und der SUSY (rechts), aus [16]

2.2 Physik jenseits des Standardmodells - Supersymmetrie (SUSY)

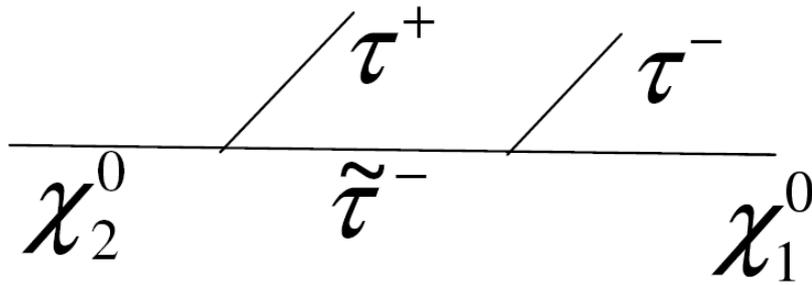
Die supersymmetrische Theorie ist eine Erweiterung des Standardmodells. Mit ihr ist es möglich die drei Kopplungskonstanten (elektromagnetisch, schwach, stark) des Standardmodells in einem Punkt bei ca. 10^{16} GeV zu vereinheitlichen (siehe Abb. 2.3).

Mit SUSY wird eine sogenannte Fermion-Boson-Symmetrie eingeführt. Fermionen werden in Bosonen (und andersherum) transformiert. Die supersymmetrischen Teilchen haben bis auf den Spin die gleichen Quantenzahlen wie ihre Standardmodell-Partner. Mit der Einführung dieser Fermion-Boson-Symmetrie ist es möglich das in 2.1.3 angesprochene Hierarchieproblem zu lösen, indem sich die Divergenzen der Loopkorrekturen gegenseitig aufheben. [2], [1]

Außerdem gibt es in SUSY ein leichtestes supersymmetrisches Teilchen, das *Lightest Supersymmetric Particle (LSP)*, welches mit der zusätzlichen Forderung der *R-Paritätserhaltung*⁵ stabil sein muss und nur schwach wechselwirkt. Das LSP wäre dementsprechend ein guter Kandidat für Dunkle Materie. [1]

Es scheint in der supersymmetrischen Theorie keine exakte Symmetrie vorzuliegen. Andernfalls müssten die Massen der Standardmodell-Teilchen identisch mit denen der Superpartner sein. Bisher konnte aber kein supersymmetrisches Teilchen nachgewiesen werden. SUSY ist dementsprechend eine gebrochene Theorie (ähnlich der Brechung der elektroschwachen WW), deren Brechung durch Erweiterung der Lagrangedichte um nicht supersymmetrische Terme erzwungen wird.

⁵Die R-Parität R_P ist eine in der Supersymmetrie definierte multiplikative Quantenzahl und wie folgt definiert: $R_P = (-1)^{3B+L+2S}$ mit B = Baryonenzahl, L = Leptonenzahl und S = Spinquantenzahl. Für SM-Teilchen ist $R_P = 1$ und für SUSY-Teilchen $R_P = -1$.


 Abbildung 2.4: χ_2^0 -Zerfall mit zwei τ -Leptonen im Endzustand

Es gibt unterschiedliche supersymmetrische Theorien. Die einfachste von ihnen ist das *Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)*. Dieses Modell hat zusätzlich zum Standardmodell weitere 105 freie Parameter, die durch die SUSY-Brechungsterme zu Stande kommen. Mit weiteren Annahmen zur SUSY-Brechung lässt sich das MSSM weiter auf fünf freie Parameter in *mSugra (minimale Supergravitation)* und sechs in *GMSB (Gauge mediated SUSY Breaking, Eich-Bosonen-basierte SUSY-Brechung)* einschränken.

Tau-Leptonen sind in vielen supersymmetrischen Theorien wichtig. So werden beispielsweise bei hohem $\tan\beta$ (Verhältnis der Vakuumerwartungswerte des Higgsfeldes) mehr τ - als andere Leptonen produziert. Sie stellen daher auch in vielen Zerfallskanälen einen bedeutenden Endzustand dar. Bei beispielhafter Betrachtung des χ_2^0 -Zerfalls in ein τ und $\tilde{\tau}$ bei weiterem Zerfall in ein weiteres τ und ein χ_1^0 , würden zwei τ -Leptonen im Endzustand auftauchen (Abb. 2.4).

Für Details der supersymmetrischen Theorien wird auf entsprechende Literatur (z.B. [1], [17], [18]) verwiesen. Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, dass es neben SUSY auch einige andere Theorien zur Physik jenseits des Standardmodells (z.B. Extradimension, ...) gibt.

3 Der ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider

Die in Kap. 2 erwähnten Probleme und Unvollständigkeiten (wie das noch nicht entdeckte Higgs-Boson) des Standardmodells der Teilchenphysik sollen am *Large Hadron Collider (LHC)* gelöst, bzw. gefunden werden. In diesem Kapitel wird der LHC sowie der ATLAS-Detektor und seine Komponenten erläutert. Zunächst wird der LHC kurz eingeführt. Anschließend kann der Aufbau des Detektors beschrieben werden. Dargelegt werden neben dem bei ATLAS verwendeten Koordinatensystem, der innere Detektor, das Kalorimeter (bestehend aus elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter) und das Myonspektrometer. Abschließend wird das ATLAS-Triggersystem, mit dem eine Ereignisreduzierung auf ca. 100 Hz erfolgen soll, erklärt. Die Ausführungen basieren hauptsächlich auf [19], [20] und [21].

3.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Kooperationsprojekt von mehreren tausend Physikern aus 34 verschiedenen Ländern. Er wird im Sommer 2008 eingeschaltet und die Experimente sollen noch im selben Jahr mit der Datennahme beginnen. Es ist ein Proton-Proton-Beschleuniger, der sich im Tunnel des ehemaligen LEP-Beschleunigers¹ am CERN² befindet. Er hat einen Umfang von 27 km und liegt im Mittel 80 m bis 100 m unter der Erde. Der LHC erlaubt eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV bei den Kollisionen, welches einer Energie von 7 TeV pro Protonenstrahl entspricht. Bevor die Protonen allerdings eine Energie von 7 TeV erreichen, müssen sie vorbeschleunigt werden. Dies geschieht mit schon vorhandenen Beschleunigern (Abb. 3.1). Dabei werden sie auf ungefähr 450 GeV bis zum *Super Proton Synchrotron (SPS)* beschleunigt und in Teilchenpakete (bunches) von 10^{11} Protonen konzentriert. [22]

Die Teilchenpakete haben eine longitudinale Länge von ca. 7,5 cm, einen Abstand von 7,5 Metern und kollidieren alle 25 ns an vier Wechselwirkungspunkten. Dies entspricht einer Ereignisrate von 40 MHz, die sich mit $R = \sigma_{\text{Prozess}} \cdot L$ berechnen lässt.³ Die Luminosität L ist dabei folgendermaßen definiert:

$$L = \frac{n_1 n_2 f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.1)$$

mit n_1, n_2 als Anzahl der Teilchen der Protonenpakete, f als Frequenz, σ_x und σ_y als Strahlbreiten in x-, bzw. y-Richtung. Die Ausdehnung der Teilchenpakete in x-, bzw. y-Richtung σ_x und σ_y , die beim Wechselwirkungspunkt von ATLAS im Mittel $16,6 \mu\text{m}$ beträgt [22], hängt also von der Luminosität des Beschleunigers ab. Der LHC soll eine Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (in den ersten drei Jahren $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) erreichen; dies entspricht einer Datennahme von

¹Large Electron-Positron-Beschleuniger

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung)

³ σ_{Prozess} ist der Wirkungsquerschnitt des stattfindenden Prozesses.

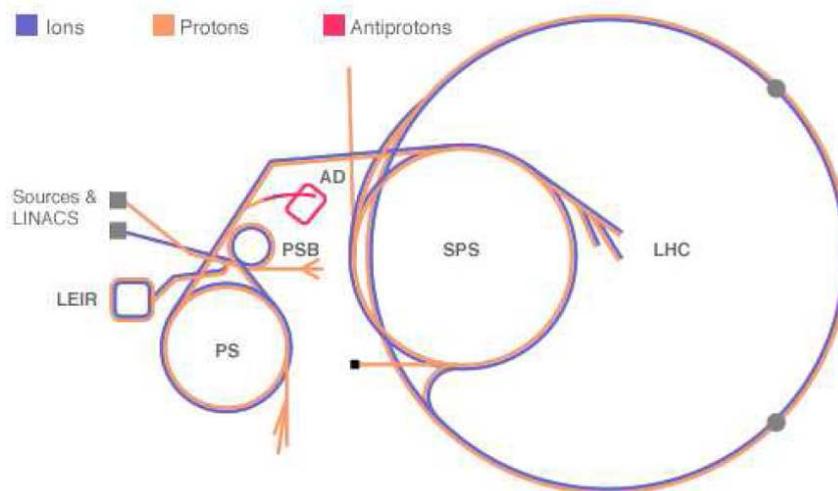


Abbildung 3.1: Beschleuniger des CERNs, Vorbeschleuniger für den LHC: LINAC2, Proton Synchrotron Booster (PSB), Proton Synchrotron (PS), Super Proton Synchrotron (SPS), LHC, aus [23]

100 fb⁻¹ pro Jahr (in den ersten drei Jahren 10 fb⁻¹⁰).

Um dies und die damit verbundene hohe Ereignisrate zu gewährleisten, ist eine anspruchsvolle Beschleunigertechnologie notwendig. Um die kollidierenden Teilchen in ihrer Bahn zu halten, wird ein supraleitendes Magnetsystem verwendet. Dieses besteht aus 9300 Magneten und hat eine Feldstärke von 8,33 T. Um die Betriebstemperatur von 1,9 K zu erreichen, wird super-fluides Helium zur Kühlung verwendet.

Am LHC sind vier Experimente geplant (Abb. 3.2): ATLAS⁴ und CMS⁵, die hauptsächlich nach neuer Physik suchen; LHCb, welches sich primär mit b-Physik und CP-Symmetriebrechung befasst, und ALICE⁶, das das Quark-Gluon-Plasma durch die Kollision schwerer Ionen untersucht.

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor, der als Vielzweckdetektor konstruiert wurde, hat einen Durchmesser von 25 m, ist 44 m lang und wiegt 7000 t. Er soll nicht nur die Suche nach neuer Physik, wie Supersymmetrie (SUSY), ermöglichen oder das Standardmodell-Higgs nachweisen, sondern auch einige andere Standardmodell-Parameter, wie die Top-Masse präzise vermessen. Um die gesamte Vielfalt der Entdeckungsmöglichkeiten des LHCs auszunutzen, werden an die einzelnen Detektorkomponenten von ATLAS einige Anforderungen gestellt:

- hohe Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters (zum Nachweis und Vermes-

⁴A Toroidal LHC Apparatus

⁵Compact Muon Solenoid

⁶A Large Ion Collider Experiment

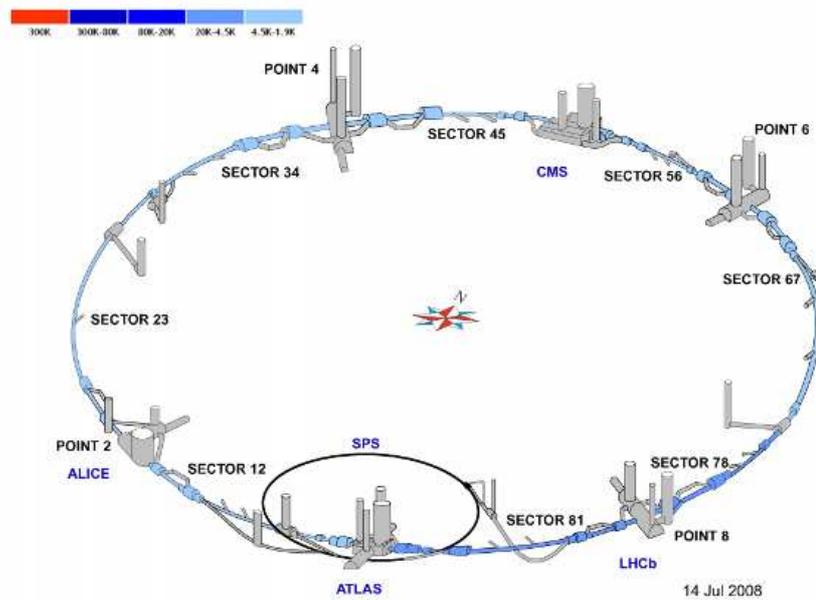


Abbildung 3.2: Experimente am LHC, aus [23]

sen der Spuren von Elektronen und Photonen), sowie ein hadronisches Kalorimeter mit guter Raumabdeckung (zur Bestimmung von Jets und fehlender transversaler Energie E_T^{miss})

- präzises Myonspektrometer (zur genauen Messung von Myonimpulsen)
- hohe Spurgenauigkeit im inneren Detektor (zur Messung der Leptonenimpulse und zur Identifikation von Elektronen, Taus, Photonen, schwere Quarks)
- gute Raumwinkelabdeckung
- schnelles und flexibles Triggersystem (zur Datenverarbeitung und -selektion)

Für den Aufbau des ATLAS-Detektors wurde eine zwiebelartige Struktur gewählt (Abb. 3.3). Um die Strahlachse und dem Wechselwirkungspunkt herum befindet sich der innere Detektor, welcher von einem Solenoidmagneten umschlossen wird. Es folgt das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Abgeschlossen wird der Detektor von einem Myonspektrometer, welches das größte Subsystem ist. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten kurz erläutert.

3.2.1 Das Koordinatensystem

Der ATLAS-Detektor wurde zylinderförmig konstruiert um eine möglichst hohe Abdeckung des gesamten Raumbereichs zu gewährleisten. Die Strahlrichtung definiert die z-Achse; die x-Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zur Mitte des LHC-Ringes und die y-Achse nach oben, so dass ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht. Das ATLAS-Koordinatensystem wird durch z (die Strahlachse), dem Azimutalwinkel ϕ , der um die Strahlachse verläuft, sowie dem Polarwinkel θ , der zur z-Achse gemessen wird, beschrieben.

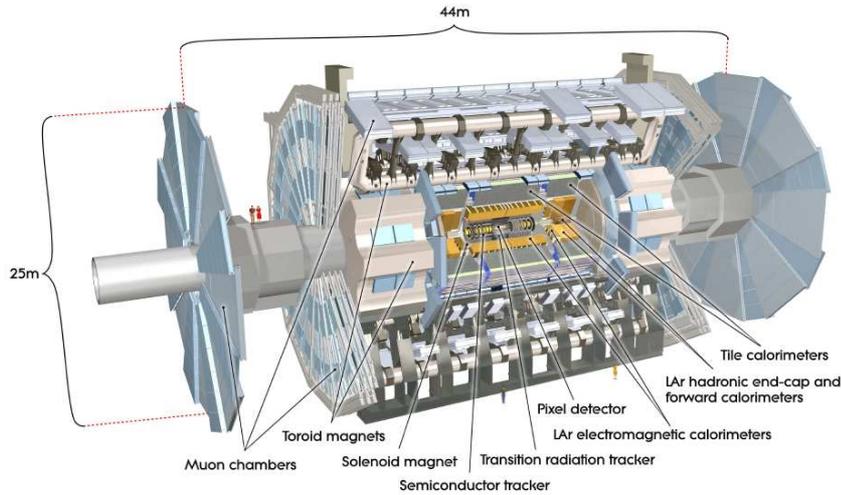


Abbildung 3.3: schematische Übersicht des ATLAS-Detektors, aus [19]

Da die Pseudorapidität η bis auf eine additive Konstante lorentzinvariant ist [24], [2], wird statt des Polarwinkels θ diese verwendet.

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.2)$$

Im allgemeinen stellt also nicht der Polarwinkel θ sondern die Pseudorapidität η den Abstand zur z-Achse dar.

Abstände werden bei ATLAS in der η - ϕ -Ebene über die Beziehung

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (3.3)$$

gemessen. ATLAS deckt einen Raumbereich bis zu einer Pseudorapidität von $|\eta| = 4,9$ ab, was einem Winkel von bis zu 1° an das Strahlrohr entspricht.

3.2.2 Der innere Detektor

Der *innere Detektor* (*Inner Detector, ID*) beginnt konzentrisch nur wenige Zentimeter von der Strahlachse entfernt. Er ist 6,20 m lang, hat einen Durchmesser von 2,10 m und befindet sich in einem solenoiden Magnetfeld mit einer Stärke von 2 T. Dies ist erforderlich um eine präzise Spurvermessung geladener Teilchen zu ermöglichen (Impuls, Ladung etc.). Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.4 gegeben, in der man die einzelnen Subdetektoren erkennen kann.

Direkt hinter dem Wechselwirkungspunkt liegt der *Silizium-Pixel-Detektor* (*Silicon Pixel Detector, SPD*), der für Präzisionsmessungen bestimmt ist. Der aus drei Zylinderschichten und drei scheibenförmigen Endkappen bestehende Detektor muss eine hohe Granularität⁷ aufweisen um die große Spurdichte um den Wechselwirkungspunkt aufzulösen. Die Ortsauflösung liegt bei

⁷Die Granularität ist ein Maß für die Feinkörnigkeit eines Systems. In diesem Zusammenhang ist es ein Maß für das Auflösungsvermögen, das hoch sein muss.

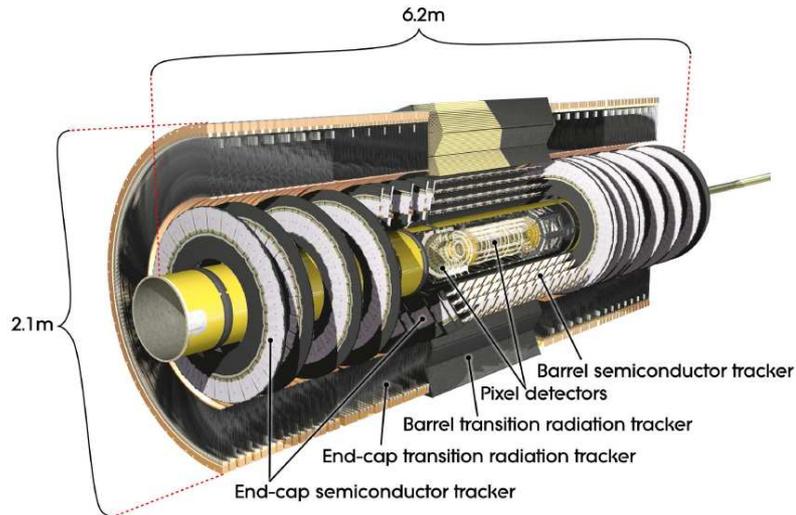


Abbildung 3.4: schematische Ansicht des inneren Detektors, aus [19]

$r\phi \times z = 12 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$. Um den Silizium-Pixel-Detektor herum schließt sich der *Silizium-Streifen-Detektor* (*Semiconductor Tracker, SCT*), der ein Radius von 56 cm hat. Er hat die gleichen Aufgabe wie der SPD, ist aber wesentlich preiswerter. Der SCT besteht aus mehreren Schichten von Siliziumstreifen bei einer Gesamtauflösung von $r\phi \times z = 17 \mu\text{m} \times 580 \mu\text{m}$. Im Zentralbereich befinden sich vier Doppellagen dieser Schichten während sie im Vorder- und Rückwärtsbereich zu neun Scheiben angeordnet sind. Der SCT deckt einen größeren Raumbereich als der Pixel-Detektor ab, daher ist er ein sehr wichtiger Teil des IDs für die Spurmessung in der Transversalebene. Den Abschluss des inneren Detektors bildet der *Übergangsstrahlungsdetektor* (*Transition Radiation Tracker, TRT*), der scheibenförmig in einem Radiusbereich von 56 cm bis 103 cm um den restlichen Detektor angeordnet ist. Das aus mit 70% Xe, 20% CO_2 und 10% CF_4 gasgefüllten Röhren bestehende Driftkammersystem liefert im Vergleich zu den inneren Komponenten eine weitaus gröbere Auflösung von $130 \mu\text{m}$ senkrecht zum Draht. Dieser ist so konstruiert worden um einen größeren Raumbereich abdecken zu können und um eine zu den beiden inneren Teilen ergänzende Funktionsweise zu haben. Mit ihm lassen sich beispielsweise Elektronen von Pionen trennen.

Der gesamte innere Detektor deckt einen Raumbereich von $|\eta| \leq 2,5$ ab. Er ermöglicht eine genaue Vermessung von Vertizes und Stoßparametern, so dass beispielsweise Zerfälle von τ -Leptonen und schweren Quarks identifiziert werden können. Ein τ -Lepton mit einem Impuls von 20 GeV bei einer mittleren Lebensdauer von $2,91 \cdot 10^{-13}\text{s}$ und einer Masse von 1,777 GeV würde ca. $980 \mu\text{m}$ fliegen, bis es zerfällt, so dass eine genaue Vertexrekonstruktion benötigt wird.

Zusätzlich ermöglicht der innere Detektor eine zuverlässige Spurrekonstruktion mit einer hohen Auflösung, die auch für die τ -Rekonstruktion von großer Bedeutung ist. Ein hadronisches τ zerfällt jetartig und sieht im Detektor wie ein schmaler Jet aus, der u.a. von QCD-Jets unterschieden werden muss (siehe auch Kap. 3.2.3). Des Weiteren ist auch ein wichtiger Rekonstruktionsalgorithmus hadronisch zerfallender τ 's auf Pion-Zerfälle spezialisiert.

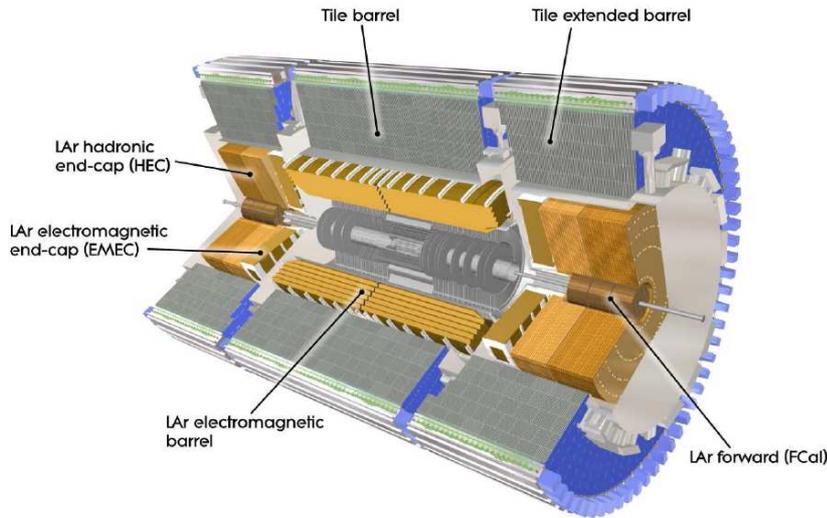
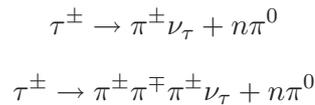


Abbildung 3.5: schematische Ansicht des Kalorimeters, aus [19]



Der Algorithmus ordnet die Spuren von einem oder drei geladenen Pionen einem passenden Kalorimeter-Jet zu.

3.2.3 Das Kalorimeter

Um den inneren Detektor und dem solenoiden Magnetfeld herum befindet sich das Kalorimetersystem (Abb. 3.5). Die Hauptaufgabe des Kalorimeters besteht in der Energiemessung von Photonen, Elektronen, Jets (inkl. τ 's) und von fehlender Energie. Es kann aber auch die Richtung der Teilchen bestimmt werden. Der Nachweis der Teilchenschauer erfolgt in den aktiven Absorbermaterialien des Kalorimeters. Es gibt einen fundamentalen Unterschied zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Zum Beispiel reagieren Elektronen und Photonen mit dem elektrischen Feld der Atomkerne, so dass die Schauerbildung solcher Teilchen durch Bremsstrahlung und/oder Paarbildung zu Stande kommt. Die Schauerbildung hadronischer Teilchen kommt im Gegensatz dazu durch starke Wechselwirkung mit den Kernen zu Stande. Man erkennt im Kalorimeter optisch einen Unterschied; hadronische Schauer sind breiter, länger und ungleichmäßiger als elektromagnetische. Daher ist das ATLAS-Kalorimeter in zwei Teile gegliedert: ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter.

Das *elektromagnetische Kalorimeter* (*electromagnetic calorimeter, ECAL*) deckt einen Gesamtbereich von $|\eta| \leq 3,2$ ab, wobei es in zwei Bereiche aufgeteilt ist: ein Zentralbereich mit $|\eta| \leq 1,5$ und zwei elektromagnetischen Endkappenkalorimetern (EMEC) mit $1,5 \leq |\eta| \leq 3,2$ (vgl. Abb 3.5). Es besteht aus 1,5 mm bis 2,2 mm dicken Bleischichten als Absorbermaterial, die sich mit ca. 4 mm dicken Bereichen mit flüssigem Argon (LAr) als Nachweismaterial

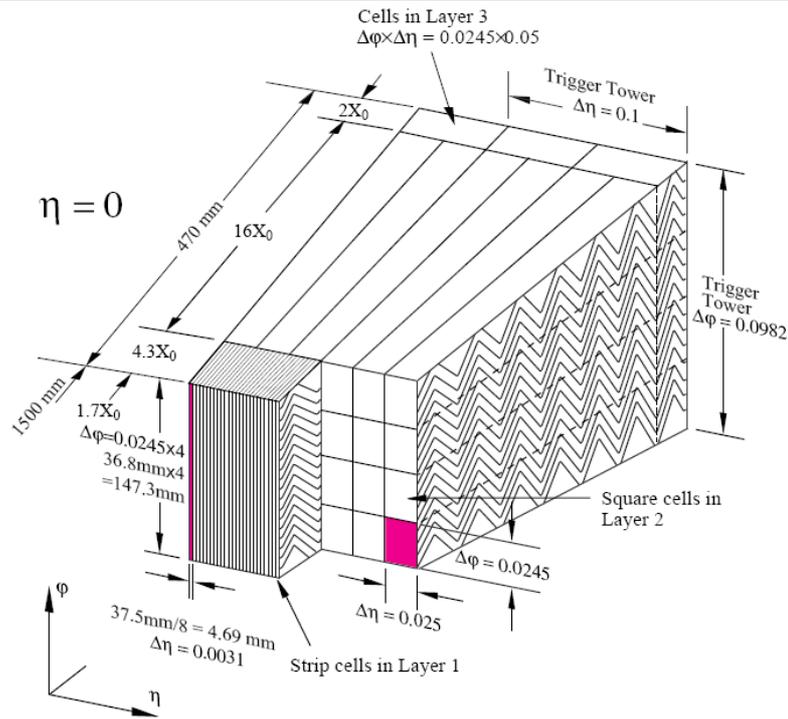


Abbildung 3.6: Ansicht des elektromagnetischen Kalorimeters, aus [19]

abwecheln. Diese Materialien haben sich als besonders strahlungsresistent erwiesen. Die einzelnen Schichten sind akkordeonförmig angeordnet; solch eine Akkordeonstruktur ermöglicht eine symmetrische Abdeckung des Detektors unabhängig vom Einfallswinkel der Teilchen (vgl. Abb. 3.6). Durch Segmentierung des Kalorimetermaterials in Schichten kann die Richtung eines Teilchens gemessen werden. In der Zentralregion $|\eta| \leq 2,5$ setzt sich das Kalorimeter aus drei Schichten mit einer mittlere Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ zusammen. Die innerste Schicht hat eine Dicke von $4,3 X_0$ ⁸ und eine hohe Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0031 \times 0,098$, mit der es möglich ist durch ein unterschiedliches Schauerprofil Photonen γ und neutrale Pionen π^0 zu unterscheiden. Durch Vergleich von Schauerprofil und Spuren im inneren Detektor können Elektronen identifiziert werden. In der zweiten Schicht mit einer Auflösung von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0245 \times 0,0245$ und einer Dicke von $16 X_0$ sammelt sich die meiste Energie an. Die dritte Schicht ist $2 X_0$ dick und hat eine Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,0245$. In ihr werden weite Schauer von hochenergetischen elektromagnetischen Teilchen erwartet.

Vor dem elektromagnetischen Kalorimeter befindet sich ein *Presampler*, der den Energieverlust der Teilchen durch den inneren Detektor, dem Solenoidmagneten und dem Kühlsystem korrigieren soll.

Im Anschluss an das ECAL kommt das *hadronische Kalorimeter* (*hadronic calorimeter*, *HCAL*). Es ist wiederum in drei Kalorimeter unterteilt: dem hadronischen Plattenkalorimeter

⁸Die Strahlungslänge X_0 ist die Strecke, innerhalb der die Energie eines Teilchens auf $1/e$ durch Bremsstrahlung sinkt.

(hadronic tile calorimeter, $|\eta| \leq 1,7$), dem hadronischen Endkappenkalorimeter (hadronic endcaps calorimeter, HEC, $1,5 \leq |\eta| \leq 3,2$) und dem hadronischen Vorwärtskalorimeter (hadronic forward calorimeter, FCAL, $3,2 \leq |\eta| \leq 4,9$). Das hadronische Plattenkalorimeter ist aus (4-5) mm dicken Eisenplatten als Absorber und 3 mm dicken Plastiksintillatoren als Nachweismaterial aufgebaut. Das HEC besteht im Gegensatz zum Zentralbereich aus Kupferplatten (Absorbermaterial) und aus flüssigem Argon (Nachweismaterial). Das Material muss aufgrund der hier stärkeren Strahlungsbelastung gewechselt werden. Das FCAL reicht bis 1° an die Strahlachse heran und ist dementsprechend einer noch höheren Strahlungsbelastung ausgesetzt. Das Nachweismaterial ist wiederum flüssiges Argon, während der Absorber aus Wolfram-Stangen besteht. Diese Absorberstangen sind von flüssigem Argon umgeben.

Durch das Zusammenspiel aller bisher beschriebenen Detektorkomponenten (innerer Detektor, elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter) können hadronisch zerfallende τ 's, die in dieser Arbeit betrachtet werden, nachgewiesen werden. Diese zerfallen im Detektor jetartig (hauptsächlich Pionen, siehe Kap. 2.1.2) und sehen auf den ersten Blick wie hadronische Jets aus, weshalb man bei τ -Leptonen auch von τ -Jets spricht. Der innere Detektor wird zur Spurrekonstruktion und Sekundärvertexbestimmung benötigt. Die beim τ -Zerfall entstehenden Pionen (insbesondere π^0) können mit dem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen werden. Das hadronische Kalorimeter kann den tiefreichenden Schauer messen. Die Form und Breite der Energiedeposition eines τ -Jets im hadronischen Kalorimeter unterscheidet sich von der eines „normalen“ QCD-Jets. Ein τ -Jet ist beispielsweise wesentlich schmaler als ein QCD-Jet. Außerdem ist die Messung der transversalen Energie für die Rekonstruktion von τ -Leptonen von großer Bedeutung, da diese aufgrund ihres Zerfalls in u.a. Neutrinos einen Großteil ihrer Energie verlieren, die nicht nachgewiesen werden kann.

Natürlich ist das Kalorimeter auch für andere Prozesse wichtig. Mit der Messung der fehlenden transversalen Energie hofft man u. a. auch supersymmetrische (SUSY) Teilchen, insbesondere das leichteste SUSY-Teilchen LSP (Lightest supersymmetric particle), nachweisen zu können.

Um all solche Feinheiten untersuchen zu können, benötigt das Kalorimeter eine hohe Granularität (s.o.).

3.2.4 Das Myonspektrometer

Den Abschluss des ATLAS-Detektors bildet das Myonspektrometer. Myonen sind minimal ionisierende Teilchen, durchqueren den restlichen Detektor fast ohne Energieverlust und können daher nur in den sich außen befindenden Myon-Kammern nachgewiesen werden. Eine Ansicht ist in Abbildung 3.7 gegeben.

Supraleitende Spulen und Endkappenmagnete erzeugen ein toroidales Magnetfeld und ermöglichen so eine Impulsmessung der Myonen in einem Bereich von $|\eta| \leq 2,7$. Das Myonspektrometer besteht aus mehreren Schichten von *Driftröhren* (*Monitored Drift Tube, MDT*) und *Kathoden-Streifen-Kammern* (*Cathode Strip Chambers, CSC*).

Die aus Aluminiumröhren bestehenden MDTs decken mit einem Durchmesser von 3 cm einen Raumbereich von $|\eta| \leq 2$ ab und enthalten ein Wolfram-Rhenium-Draht mit $50 \mu\text{m}$

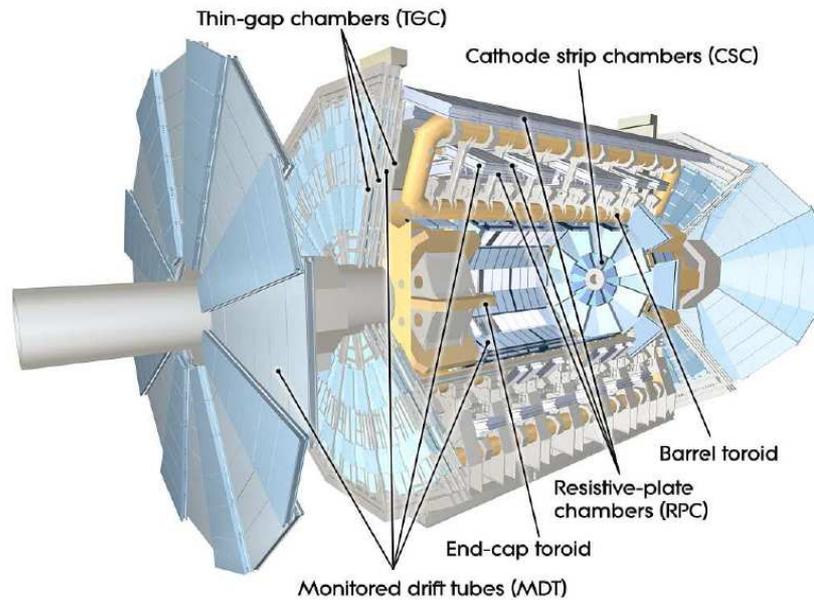


Abbildung 3.7: schematische Ansicht des Myonspektrometers, aus [19]

Durchmesser. Zusätzlich werden die Aluminiumröhren bei einem Druck von 3 bar aus einem nichtbrennbaren Gasmisch (93% Argon, 7% CO_2) durchflossen und eine Ortsauflösung von $80\ \mu\text{m}$ erreicht.

Den restlichen Raumbereich decken die CSCs ab. Diese Vieldrahtproportionalkammern haben wiederum Wolfram-Rhenium-Drähte als Anoden, wobei das Gasmisch aus einer Zusammensetzung von 30% Argon (Ar), 50% Kohlenstoffdioxid (CO_2) und 20% Kohlenstofffluorid (CF_4) besteht. Die CSCs haben eine höhere Granularität im Vergleich zu den Driftröhren und gestatten eine Ortsauflösung von $60\ \mu\text{m}$.

An die Nachweiskammern (deren Nachweisprinzip auf Ionisation und Driftzeitmessung basiert) sind Triggerkammern (*Resistive Plate Chamber RPC* und *Thin Gap Chamber TGC*), die einen Teil des Level1-Triggers zum Nachweis von Myonen bilden, angeschlossen.

3.2.5 Der ATLAS-Trigger

Um die große anfallende Datenmenge⁹ zu verarbeiten, benötigt das ATLAS-Experiment ein effizientes Datenverarbeitungssystem. Zu diesem Zweck wurde ein 3-stufiges Triggersystem entwickelt, welches sowohl hardware- als auch softwarebasierte Komponenten beinhaltet (Abb. 3.8).

Die erste Stufe, der hardwarebasierte Level1-Trigger (L1) besitzt sowohl Komponenten im Kalorimeter als auch in den Myonkammern, um zu gewährleisten, dass alle Teilchen mit dem ATLAS-Trigger erfasst werden können. Im L1-Trigger wird eine Ereignis Selektion und eine Reduzierung der Ereignisrate von 40 MHz auf ca. 75 kHz durchgeführt. Diese hohe

⁹1PB/s an Daten bei einer Rate von 40MHz und allen 25ns Protonkollisionen bei einer Luminosität von $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

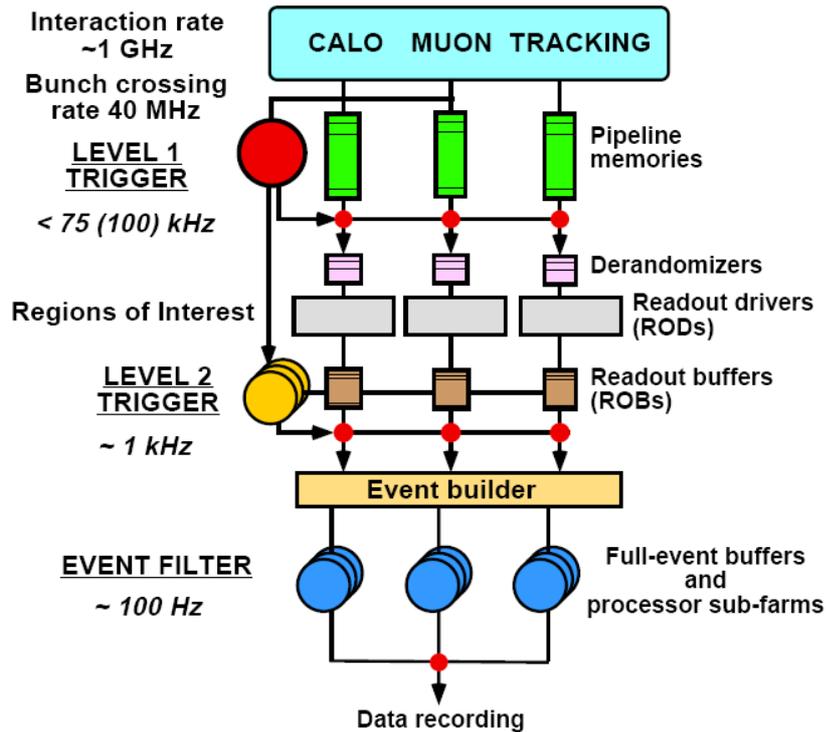


Abbildung 3.8: das ATLAS-Triggersystem, aus [20]

angestrebte Datenreduktion von 99,995% kann nur mit Hardwarekomponenten erreicht werden. Im L1-Trigger wird im Kalorimeter und in den Myonkammern nach physikalisch interessanten Ereignissen (z.B. Ereignisse, in denen Teilchen mit hohem Transversalimpuls oder hoher Energie enthalten sind) gesucht und diese in sogenannte *interessante Regionen (Regions of Interest, RoI)* eingeteilt. Die Informationen der RoIs werden in Auslesespeichern (Readout Buffers, ROBs) zwischengespeichert bis die Entscheidung der zweiten Triggerstufe vorliegt.

Der softwarebasierte *High-Level-Trigger (HLT)* ist in den *Level2-Trigger (L2)* und dem *Ereignisfilter (EventFilter, EF)* gegliedert. Der L2-Trigger überprüft die RoIs mit Hilfe von schnellen und „einfacheren“ Selektionsalgorithmen auf weitere Kriterien (z.B. härterer p_T -Schnitt, ΔR) und entscheidet, ob das gespeicherte Ereignis weitergeleitet (akzeptiert) oder nicht weitergeleitet (verworfen) wird. Der L2-Trigger nutzt für die Überprüfung alle Detektorkomponenten vom inneren Detektor bis zu den Myonkammern. Mit der zweiten Triggerstufe kann eine weitere Reduzierung der Ereignisrate auf 1 kHz erzielt werden. Bei Weiterleitung des Ereignisses (und der gesamten Ereignisinformation aus den ROBs) an den *Ereignis-Filter (Event Filter, EF)* wird das komplette gespeicherte Ereignis mittels komplexen Algorithmen vollständig rekonstruiert. Der EF überprüft das gesamte Ereignis in allen Detektorkomponenten auf die letzten Kriterien und entscheidet, ob das Ereignis langfristig aufgezeichnet oder verworfen wird. In diesem letzten Schritt wird die Ereignisrate auf ca. 100 Hz reduziert.

4 Software und Datensätze

Großexperimente in der Hochenergiephysik, wie sie in der heutigen Zeit möglich sind, benötigen nicht nur ein tiefes physikalisches Verständnis und eine gut funktionierende Technik sondern auch eine optimierte Software. Dazu zählen nicht nur Rekonstruktionsalgorithmen sondern auch Datenverarbeitungs- und Auswertungssoftware sowie Ereignissimulationen. Mit dieser Software, die stetig verbessert wird, soll der gesamte Detektor mit den dort stattfindenden Ereignissen analysiert und verstanden werden.

Die verwendete Software wird im folgenden vorgestellt. Nach einer Besprechung des ATLAS-Frameworks ATHENA werden einzelne Softwarekomponenten dargelegt. Zum Abschluss wird auf die in dieser Studie verwendeten Datensätze eingegangen.

4.1 ATLAS-Framework ATHENA

ATHENA ist das ATLAS-spezifische Software-Framework von Gaudi, ein ursprünglich für LHCb entwickeltes Framework für Hochenergiephysik, das auch in vielen anderen Experimenten (GLAST¹, HARP²) Anwendung findet (vgl. [25]). Es ist in Modulen organisiert, so dass verschiedene Programmpakete durch Job-Optionen-Dateien gesteuert und ausgeführt werden können. In dieser Arbeit wird ATHENA-Version 12.0.6 verwendet. [25], [26]

4.2 Simulation und Rekonstruktion

ATHENA ermöglicht mit Hilfe von verschiedenen Programmpaketen, die je nach Schwerpunkt der Analyse ausgerichtet werden können, Ereignisse zu generieren, sie im Detektor zu simulieren und diese auch zu rekonstruieren. Die anschließende physikalische Auswertung erfolgt mit Hilfe von EventView [27], [28], [29] und auf EventView aufgebaute Programme wie SUSYView [30] und HighTView [31].

4.2.1 Ereignisgenerierung

Wie vorher schon erwähnt, steht am Anfang die Ereignisgenerierung. Dies sind vom Detektor unabhängige wahrscheinlichkeitsbasierte Monte Carlo-Simulationen (MC), die gemäß der Strukturfunktionen und Wirkungsquerschnitte den ablaufenden Prozess berechnen. Im folgenden soll ein solcher Vorgang prinzipiell skizziert werden.

Fundamentales Prinzip einer Ereignisgenerierung

Bei den in ATLAS stattfindenden Proton-Proton-Kollisionen werden verschiedene Schritte durchlaufen (Abb. 4.1):

¹Gamma-ray Large Area Space Telescope

²The Hadron Production Experiment at the PS (Proton Synchrotron)

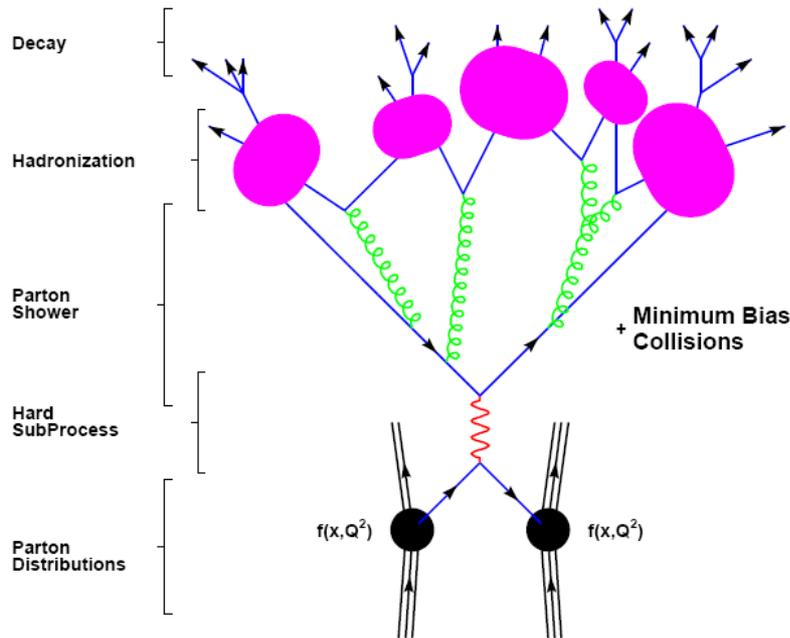


Abbildung 4.1: Prinzip einer Monte-Carlo-Simulation der Partonschauer-Methode, aus [32]

1. Wechselwirkung zweier Partonen (Quarks oder Gluonen) des Protons in einem harten Streuprozess
2. Beim Streuprozess stattfindende Erzeugung von Teilchen, die weiterreagieren/wechselwirken (Leptonen, Hadronen)
3. Erzeugung von Partonschauern (Schauer aus Quarks und Gluonen)
4. Hadronisierung der im Partonschauer entstandenen Elementarteilchen
5. Zerfall von (eventuell) entstandenen kurzlebigen Resonanzen in beobachtbare Teilchen (Leptonen, Hadronen)

Die Interpretation der Protonenkollisionen erfolgt mit Hilfe des Parton-Modells, welches das Proton als komplexes System beschreibt. Dies besagt, dass das Proton kein „einheitliches Ganzes“ ist, sondern ein komplexes System aus mehreren punktförmigen Partonen, den Valenz-, Seequarks und Gluonen, darstellt. Die Anteile $|x|$ des gesamten Protonenimpulses der Partonen werden mit Hilfe von *Parton-Dichte-Funktionen* (*parton density functions, PDFs*) beschrieben. Um eine Proton-Proton-Kollision exakt zu beschreiben, ist eine genaue Kenntnis dieser PDFs, die u.a. bei den HERA-Experimenten³ gemessen wurden, erforderlich. [32]

Wie in Abbildung 4.1 zu erkennen, erfolgt die Wechselwirkung zweier Protonen durch ihre Partonen. Durch Gluonenabstrahlung ($q \rightarrow qq, \bar{q} \rightarrow \bar{q}g$) und Paarbildung ($g \rightarrow q\bar{q}$) lösen diese neuentstandenen Teilchen (häufig Quarks/Antiquarks) einen Partonschauer aus. In diesem

³Hadron-Elektron-Ring-Anlage

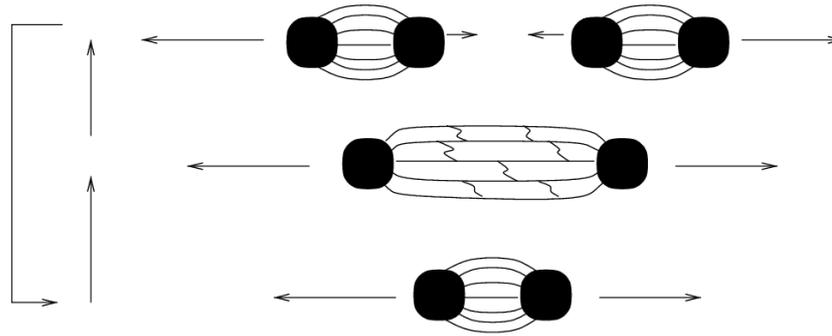


Abbildung 4.2: Das Lund-String-Modell, aus [35]

Modell ist der Partonschauer winkelgeordnet. Der Winkel zwischen den ersten beiden Teilchen ist der größte. Bei jeder folgenden Abstrahlung zweier Partonen verkleinert sich der Winkel und damit auch der Impulsübertrag so lange bis ein kleinster Wert erreicht ist, bei dem keine Abstrahlung mehr erfolgen kann (vgl. [32]). Mathematisch wird die Abstrahlung von Gluonen und Quarks durch die Altarelli-Parisi-Gleichung beschrieben. [33] Aufgrund der Tatsache, dass keine farbgeladenen Objekte existieren dürfen (vgl. Kap. 2.1.1), verbinden sich die entstandenen Teilchen zu farbneutralen Gebilden. Diese sogenannte Hadronisierung erfolgt durch unterschiedliche Modelle (siehe MC-Generatoren). Der Zerfall der entstandenen Hadronen in langlebige, stabile Teilchen bildet den Abschluss solch einer Ereignissimulation. [32] Wichtig bei der Partonschauer-Methode ist, dass nicht nur der harte Streuprozess bei der Simulation, bzw. Berechnung des Teilchenzerfalls berücksichtigt wird sondern auch die Effekte der Protonreste, das sogenannte *underlying event*. [32]

Monte-Carlo-Generatoren

Da in dieser Arbeit verschiedene MC-Generatoren zur Datensimulation verwendet werden, folgt eine kurze Beschreibung. Diese Generatoren sind prinzipiell gleich aufgebaut. Zunächst erfolgt der harte Streuprozess mit Hilfe von unterschiedlichen Ansätzen. Der anschließend stattfindende Partonschauer nutzt die Methoden der Generatoren Pythia und Herwig.

Pythia Der harte Streuprozess wird bei Pythia bis zur führenden Ordnung der oben erwähnten PDFs berechnet. Die anschließende Hadronisierung erfolgt bei Pythia durch das *Lund-String-Modell* (vgl. [34]). Da aufgrund des Quark-Confinements keine einzelnen Quarks existieren dürfen, besteht zwischen den auseinanderlaufenden farbgeladenen Partonen eine Verbindung (String) mit einer bestimmten Energie. Diese Energie wächst mit laufendem Abstand der beiden Partonen an, so dass ein energetisch günstigerer Zustand unter Bildung eines $q\bar{q}$ -Paares (und anschließendem Aufbrechen der Verbindung) entsteht (siehe Abb. 4.2). Dieser Prozess spielt sich solange ab bis die Energie zur Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares und Aufbrechen des Paares nicht mehr genügt. Auch die Bildung eines baryonischen Endzustandes ist beim Zerfall der entstandenen Hadronen möglich, wenn er energetisch günstiger als ein mesonischer ist. [34]

Herwig Wie bei Pythia wird der harte Streuprozess auch bei Herwig bis zur führenden Ordnung der PDFs berechnet. Dieser Monte-Carlo-Generator setzt aber voraus, dass alle Gluonen am

Ende des Partonschauers in Quark-Antiquark-Paare zerfallen. Das Bilden von Gruppen (Clustern) beschreibt in diesem Modell die Hadronisierung. Während des Partonschauers entstandene Quarks und Antiquarks lagern sich im Clustermodell also aufgrund des Quarkconfinements zusammen und bilden farbneutrale Objekte, die abhängig von der Clustermasse zerfallen können. Im besten Fall zerfällt der Cluster in zwei Hadronen, die einen stabilen Endzustand bilden. Falls die Masse zu hoch ist, kann ein Cluster weitere bilden, die wiederum zerfallen können. Bei einer zu leichten Masse, kann ein Cluster nicht weiter zerfallen. Dieser bildet dann schon seinen eigenen hadronischen Endzustand. [36]

MC@NLO Dieser Ereignisgenerator basiert auf Herwig. Zunächst wird der harte Streuprozess bis zu einer höheren Ordnung der Störungsrechnung, der *next-to-leading order (NLO)*, berechnet. Der Partonschauer wird daraufhin mit Hilfe von Herwig durchgeführt. Technisch funktioniert es so, dass die MC@NLO-Konfigurationen (also die Berechnung des harten Streuprozesses) in einer Datei (Event-File) gespeichert und diese von Herwig gelesen werden. Alle Standardkonfigurationen bleiben erhalten. Der MC@NLO-Ereignisgenerator ist also eine Implementierung, bzw. Erweiterung von Herwig. [37], [32]

Jimmy Jimmy ist eine weitere Implementierung von Herwig. Bei ihm beruht die Berechnung der *underlying events* auf einem Modell der Mehrfachstreuung. Der vorher stattgefunden harte Streuprozess wird bis zur führenden Ordnung (Herwig) oder einer höheren Ordnung (MC@NLO) der Störungsrechnung bestimmt. [32]

4.2.2 Vollständige Detektorsimulation - Geant4

Die generierten MC-Ereignisse werden im nächsten Schritt durch eine Detektorsimulation geschickt, um eine präzise Aussage über reale Daten zu haben. Das Ergebnis der Ereignisgenerierung gibt nämlich nur das Wissen über physikalische Prozesse wieder, aber nicht das, was ein Detektor tatsächlich messen würde. Das Detektormaterial, digitale Signale aber auch elektronisches Rauschen muss bei der Beschreibung eines Ereignisses mit berücksichtigt werden. Das Ergebnis der Ereignisgenerierung würde ansonsten einen idealen Detektor darstellen, der in der Realität nicht verwirklicht werden kann. Diese Arbeit basiert auf einer solchen vollen Detektorsimulation.

Eine bei ATLAS verwendete volle Detektorsimulation ist *Geant4* (vgl. [38]). Es wird die Wechselwirkung jedes Teilchens mit dem Detektor berechnet, die in Form von Energiedepositionen gespeichert werden, weshalb eine exakte Information der Geometrie des Detektors erforderlich ist. Das Resultat von Geant4 - die Energiedepositionen in allen aktiven Detektormaterialien und -komponenten - müssen anschließend während der Digitalisierung in ein elektronisches Signal umgewandelt werden. Außerdem wird auch elektronisches Rauschen während der *Digitalisierung* mit in die Rechnung aufgenommen.⁴ Aufgrund der hohen Präzision der vollen Simulation - jedes Teilchen wird berechnet - ist sie sehr zeitaufwendig und verbraucht eine hohe CPU⁵-Zeit. Die Rekonstruktion eines Ereignisses dauert ca. zehn Minuten. [38], [39]

⁴Die realen Daten werden sozusagen durch Detektorkomponenten und -elektronik „verunreinigt“ .

⁵Central Processor Unit

4.2.3 Ereignisrekonstruktion

Mit der Digitalisierung endet die eigentliche Detektorsimulation und die Rekonstruktion beginnt. Im inneren Detektor werden alle Spuren über den gesamten Bereich ($\eta \leq 2,5$) rekonstruiert. Des Weiteren wird das Kalorimeter in Zellen von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ für $\eta \leq 3,2$ und $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ für $\eta \geq 3,2$ eingeteilt und die Energieverteilungen in diesen Kalorimeterzellen bestimmt. [20]

Die für diese Studie wichtige τ -Rekonstruktion von hadronischen τ 's erfolgt mit Hilfe des *TauRec-Algorithmus*. Bevor auf den TauRec-Algorithmus eingegangen wird, muss eine Erläuterung der Algorithmen, welche Jets identifizieren, erfolgen.

Jetrekonstruktion

Der in dieser Arbeit verwendete Jet-Algorithmus ist der sogenannte Cone-Algorithmus [20]. Bei diesem Algorithmus wird für die Rekonstruktion die Einteilung des Kalorimeters in die Kalorimeterzellen mit der Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ verwendet. Die gesamten „Energie“-Zellen des Kalorimeters werden mit Hilfe eines Kegels (vom Wechselwirkungspunkt ausgehend) mit einem bestimmten Radius ΔR gescannt. Erreicht die Energieverteilung in den Kalorimeterzellen ein Maximum, so wird dieses Objekt als Jet klassifiziert. Für den Cone-Algorithmus bei ATLAS gibt es zwei verschiedene Radien für den Scankegel: $\Delta R = 0,4$ und $\Delta R = 0,7$. [20], [40] In dieser Arbeit wird $\Delta R = 0,4$, der Cone4-Algorithmus (C4), für die Jetrekonstruktion verwendet.

Neben dem Cone-Algorithmus gibt es den k_t -Algorithmus zur Jet-Rekonstruktion (vgl. [20], [25], [40]).

τ -Rekonstruktion

Im folgenden wird der für die τ -Rekonstruktion und -Identifikation verwendete Algorithmus *TauRec* erläutert. Dieser rekonstruiert und identifiziert hadronisch zerfallende τ 's (siehe Kap. 2.1.2) in zwei Schritten. In der Rekonstruktion nimmt *TauRec* einen (mit dem C4-Algorithmus rekonstruierten) Jet als Basis und prüft diesen auf weitere Kriterien. Alle Spuren eines τ -Kandidaten müssen in einem ΔR -Bereich von weniger als 0,3 sein. Des Weiteren wird in einer Vorselektion der Kandidaten auf die Anzahl der Spuren (mit $p_T > 2$ GeV), die zwischen eins und drei sein muss (vgl. Kap. 2.1.2), geschnitten. In Abb. 4.3 ist eine Veranschaulichung der Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses eines τ -Kandidaten gegeben. Es ist zu erkennen, dass sie bis zu einem Transversalimpuls von 30 GeV stark ansteigt und ab diesem Bereich nahezu alle τ -Kandidaten rekonstruiert werden können. [41], [42]

Dieser τ -Kandidat muss in einem weiteren Schritt noch als τ -Lepton identifiziert werden. Dies geschieht mit mehreren Kriterien, die in der *Likelihood-Variable* zusammengefasst sind. Beispiele diskreter *Likelihood-Variablen* sind die Anzahl von assoziierten Spuren sowie die Ladung, die sich aus der Summe der Ladungen der einzelnen Spuren ergibt. Kontinuierliche Variablen, die miteinander korrelieren, sind das Verhältnis der Transversalenergie des τ -Kandidaten zum Transversalimpuls seiner führenden Spur und der Radius der Zellen (Cluster) im elektromagnetischen Kalorimeter, der berechnet wird, da τ -Leptonen im Kalorimeter wie schmale Jets aussehen. Aber auch die Isolierung im Kalorimeter und der Stoßparameter der

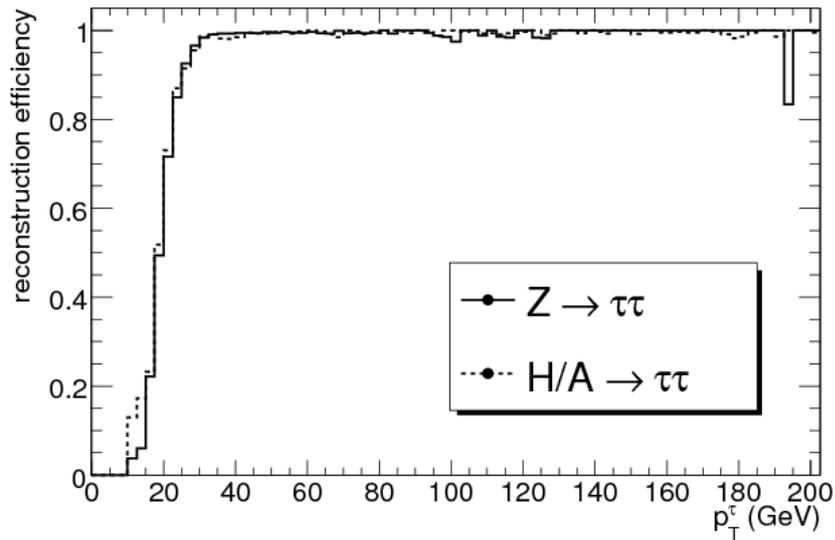


Abbildung 4.3: τ -Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses eines τ -Kandidaten, aus [42]

führenden Spur, mit dem man die Lebenszeit erschließen kann, gehören neben weiteren hier nicht erwähnten Variablen zu den kontinuierlichen Kriterien der *Likelihood*-Variable. Dabei gibt die Isolierung das Verhältnis der transversalen Energie in einem Bereich von $0,1 \leq \Delta R \leq 0,2$ zur Transversalenergie mit $\Delta R \leq 0,4$ (vom Clusterzentrum aus gesehen) an. [41], [42], [20]

In Kap. 6 werden Rekonstruktion und Identifikation zusammengefasst und τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienzen ermittelt. Für den anderen Algorithmus der τ -Rekonstruktion und -Identifikation *Tau1p3p* wird auf [42], [20] und [43] verwiesen.

Myon- Elektron und Photon-Rekonstruktion

Für die Rekonstruktion der Myonen gibt es auch unterschiedliche Algorithmen. Der in dieser Arbeit verwendete Algorithmus zu ihrer Identifizierung ist der *Staco*-Algorithmus (STATistical COMbination algorithm). Dieser statistisch kombinatorische Algorithmus verknüpft die beiden unabhängigen Messungen der Spuren des inneren Detektors mit denen des Myonspektrometers vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet. [20], [44]

Die Rekonstruktion von Elektronen oder Photonen ist im Vergleich zur τ -Rekonstruktion einfacher. Die prinzipielle Funktionsweise besteht darin, dass im elektromagnetischen Kalorimeter eine Energieverteilung, die bestimmte Kriterien wie Energie, Verhältnis der Transversalenergie im Kalorimeter zum Transversalimpuls im inneren Detektor etc. erfüllt, gesucht wird. Anschließend wird geprüft, ob dieser Verteilung eine Spur im inneren Detektor zugeordnet werden kann. Entdeckt man keine, so handelt es sich bei dem Objekt um ein Photon ansonsten um ein Elektron.

Natürlich muss beachtet werden, dass auch bestimmte Hadronen im elektromagnetischen Ka-

lorimeter Verteilungen verursachen können, die einem Elektron/Photon ähneln. Solche sogenannten *Fakes* können aber durch den Vergleich der Energie-Cluster im elektromagnetischen mit denen im hadronischen Kalorimeter identifiziert werden. Technisch werden die Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter, welches in drei Segmente gegliedert wird, vermessen und geprüft, ob diese durch einen Energie-Cluster im hadronischen Kalorimeter, also durch Hadronen, verursacht wurden. Elektromagnetische Schauer reichen häufig nur bis ins zweite Segment hinein, wobei sich die meiste Energie auch in diesem Segment befindet. Hadronische Schauer hingegen, die (oft tief) in das hadronische Kalorimeter gehen, durchqueren den gesamten elektromagnetischen Kalorimeter inkl. des dritten Segments, so dass durch den Vergleich der Energieverteilungen in beiden Kalorimetern festgestellt werden kann, ob die Energieverteilung im elektromagnetischen Kalorimeter durch ein Hadron entstanden ist. [20], [45], [46]

4.2.4 Schnelle Detektorsimulation - ATLFAST

Da die vollständige Detektorsimulation sehr lange (ca. 10 Minuten pro Event) dauert, gibt es schnellere Detektorsimulationen. In *ATLFAST* wird nicht jedes Teilchen in Abhängigkeit aller Detektorkomponenten neu berechnet. Einige Detektorkomponenten sind beispielsweise zusammengeführt, wie z.B. das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter zu einem einzigen Kalorimeter. Auch wird das Magnetfeld als konstant mit einer Feldstärke von 2 Tesla über den gesamten Bereich angenommen. Der Detektor wird nur als Funktion von p_T und η parametrisiert. Zusätzlich dazu werden die Energie und die Impulse der Ereignisse verschmiert. Mit der schnellen Detektorsimulation werden also nur grundlegende Eigenschaften des Detektors simuliert. Dementsprechend eignet sie sich für eine grobe Abschätzung physikalischer Untersuchungen, die eine hohe Statistik und keine genauen Spur- oder Vertexinformationen benötigen. Die Rechenzeit verkürzt sich bei der schnellen Simulation von zehn Minuten auf weniger als eine Sekunde pro Event.

ATLFast wurde mit Hilfe der vollständigen Detektorsimulation optimiert, so dass komplexe Vorgänge wie τ -Rekonstruktion angenähert werden können. Da diese Arbeit auf der vollen Simulation basiert, wird für weitere Informationen auf [20] sowie [47] und [48] verwiesen.

4.2.5 EventView, HighPtView und SUSYView

In ATLAS gibt es unterschiedliche Dateiformate in denen die rekonstruierten Detektordaten gespeichert werden können. Die Rohdaten werden beispielsweise im RDO-Format (Raw Data Objects) gespeichert. Desweiteren gibt es das ESD-Format (Event Summary Data) und AOD-Format (Analysis Object Data). Das Problem bei den Dateien dieser Datenformate ist, dass sie extrem groß⁶ sind. [25]

Für die Physikanalyse benötigt man kleinere Datensätze, in denen nur Variablen enthalten sind, die für die entsprechende Analyse benötigt werden. Es wird eine Ereignisgröße von wenigen Kilobyte angestrebt. [25] Mit kleineren Datensätzen wird u.a. Speicherplatz und CPU-Zeit während der Analyse gespart.

EventView ist ein Analyseframework in ATHENA. Mit *EventView* ist es möglich Datensätze aus dem z.B. AOD- oder ESD-Format in ein anderes Datenformat wie Ntupel⁷ umzuwandeln. Mit

⁶einige hundert Kilo- bis Megabyte pro Ereignis

⁷Das NTupel-Format ist ein Datenformat mit einer Größe von einigen wenigen Kilobyte pro Ereignis [25]

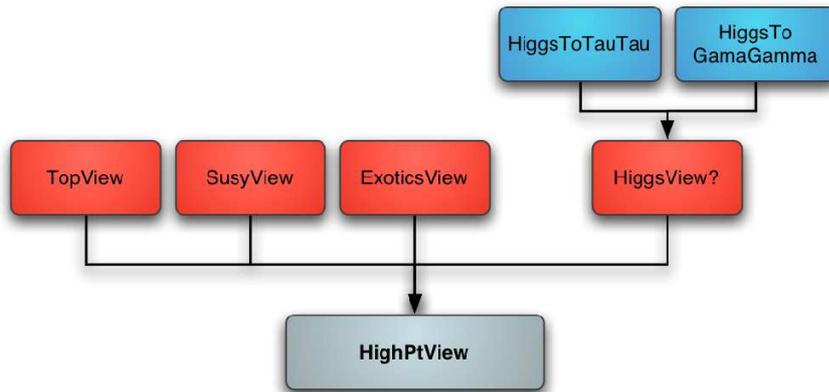


Abbildung 4.4: Struktur von HighPtView (aus [31])

diesem Datenformat bei einer Ereignisgröße von wenigen Kilobyte lässt sich Physikanalyse betreiben. EventView erlaubt zusätzlich eine Analysevorbereitung wie z.B. eine Teilchenvorselektion, weshalb u.a. eine Verkleinerung der Datensatzgröße möglich ist. EventView ist wie ATHENA in Modulen organisiert, so dass eine Anpassung des Programms an die jeweilige Analyse (z.B. durch Zuschalten einiger Tools) einfach möglich ist. [27], [28], [29] Ein Analysetool, welches EventView nutzt, ist *HighPtView*. Dieses leicht modifiziert findet auch als *SUSYView* Anwendung.

Tabelle 4.1: verwendete Datensätze zur Bestimmung der Missidentifikationsratenbestimmung von QCD-Jets als τ -Leptonen

Prozess	Datensatz ID	Ereignisanzahl	Wirkungsquerschnitt [pb]	Gewicht pro Ereignis für 1 pb^{-1}
$Z \rightarrow \tau\tau$	5188	181700	1640	0,009
J0 (8 GeV - 17 GeV)	5009	201900	$17,6 \times 10^9$	87184
J1 (17 GeV - 35 GeV)	5010	289850	$1,38 \times 10^9$	4762
J2 (35 GeV - 70 GeV)	5011	194800	$93,3 \times 10^6$	479
J3 (70 GeV - 140 GeV)	5012	359550	$5,88 \times 10^6$	16,4
J4 (140 GeV - 280 GeV)	5013	314900	308000	0,98

4.3 Verwendete Datensätze

Diese Arbeit ist in zwei Analyseteile gegliedert:

- Bestimmung von möglichen Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen aus den ersten Daten des ATLAS-Experiments (Vorstudie)
- Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der möglichen τ -Rekonstruktions- und τ -Identifikationseffizienz aus den ersten ATLAS-Daten

In beiden Teilen werden zentral produzierte NTupel der SUSYView-Produktion [49] verwendet.

Eine Übersicht der verwendeten Datensätze ist in Tab. 4.1 für die Missidentifikationsratenbestimmung und in Tab. 4.2 für die Effizienzbestimmung aufgelistet. Zusätzlich ist die Anzahl an vorhandenen Ereignissen des jeweiligen Prozesses und dessen Wirkungsquerschnitt angegeben. Eine Auflistung der Namen der Datensätze befindet sich im Anhang A.

Es ist zu beachten, dass für die Missidentifikationsratenbestimmung Version 2 und für die τ -Effizienzbestimmung Version 3⁸ der SUSYView-Produktion [49] verwendet wurde.⁹

⁸außer der $t\bar{t}$ -Datensatz (5200); dieser ist auch bei der τ -Effizienzbestimmung Version 2 der Produktion. Für $t\bar{t}$ gab es mit Version 3 einige technische Probleme.

⁹Der Wechsel von Version 2 nach Version 3 während der Arbeit fand statt, da für die Version 3-NTupel der SUSYView-Produktion alle benötigten Datensätze und mehr Statistik für die Analyse vorhanden war.

Tabelle 4.2: verwendete Datensätze zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und τ -Identifikationseffizienz

Prozess	Datensatz ID	Ereignisanzahl	Wirkungsquerschnitt [pb]	Gewicht pro Ereignis für 100 pb ⁻¹
J0 (8 GeV - 17 GeV)	5009	366300	$17,6 \times 10^9$	4807692
J1 (17 GeV - 35 GeV)	5010	289850	$1,38 \times 10^9$	476190
J2 (35 GeV - 70 GeV)	5011	305550	$93,3 \times 10^6$	30581
J3 (70 GeV - 140 GeV)	5012	355550	$5,88 \times 10^6$	1653
J4 (140 GeV - 280 GeV)	5013	278900	308000	110,4
J5 (280 GeV - 560 GeV)	5014	121550	12500	10,3
$W \rightarrow e\nu$	5104	176150	17300	9,8
$W \rightarrow \mu\nu$	5105	410300	17200	4,2
$W \rightarrow \tau\nu$	5106	158600	17300	10,9
$W \rightarrow \tau had$	5107	9050	17300	191,2
$Z \rightarrow ee$	5144	11750	1670	14,2
$Z \rightarrow \mu\mu$	5145	10000	1680	16,8
$Z \rightarrow \tau\tau$	5188	175250	1670	0,953
ttbar	5200	111050	833	0,142
GamJet1	8095	386950	261000	67,4
GamJet2	8096	301750	27600	9,1
GamJet3	8097	348650	2590	0,743

5 Bestimmung von Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen aus den ersten Daten von ATLAS

Die in dieser Arbeit besprochene Missidentifikationsratenbestimmung von Jets demonstriert eine Methode, wie aus ersten ATLAS-Daten die Rate, mit der Jets fälschlicherweise als τ -Leptonen identifiziert werden, bestimmt werden könnte. Die Resultate dieser Studie können für die Bestimmung systematischer Unsicherheiten von weiteren Analysen einen Beitrag leisten. Da für niederenergetische τ -Leptonen eine Missidentifikationsrate von mehreren Prozent angenommen wird und da die erwartete Rate von echten QCD-Jets bei weitem die von echten τ -Leptonen übersteigt, ist eine präzise Bestimmung dieser Missidentifikationsraten für viele Messungen und Analysen von größerer Bedeutung. Zusätzlich können die Ergebnisse verwendet werden um die Identifikationsalgorithmen von τ -Leptonen weiter zu verbessern.

Die in dieser Arbeit durchgeführte Methode zur möglichen Bestimmung der Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen erster ATLAS-Daten ist vollständig auf Monte-Carlo-Simulationen basiert. In echten Daten wird ein anderes Detektorverhalten der Jets aus hadronischen τ -Zerfällen und QCD-Jets vermutet. Dieses unterschiedliche Verhalten muss beim Vorhandensein echter Daten dementsprechend untersucht werden.

In der hier vorgestellten *tag and probe*-Methode werden „saubere“ Datensätze von QCD-2-Jet-Ereignissen, zu denen kaum echte τ -Leptonen beitragen, verwendet (vgl Abb. 5.1). Dies wird durch die Wahl von 2-Jet-Ereignissen gewährleistet, deren beide Jets sich um ca. 180° in ϕ (also in ϕ gegenüberliegen) unterscheiden (spezifische Schnitte der Selektion siehe Kap. 5.1). Der Jet mit der größeren Anzahl an Spuren und bei dem die Anzahl der Spuren größer als die Anzahl der Spuren von echten τ -Leptonen ist, wird als sogenannter *tag*-Jet markiert. Dadurch ist garantiert, dass der *tag*-Jet kein Zerfall eines echten τ -Leptons darstellt. Für den anderen Jet, dem *probe*-Jet, wird überprüft, ob er mit einem τ -Lepton in einem ΔR -Bereich von weniger als 0,15 überlappt, sprich als τ identifiziert werden kann, oder nicht. Die Missidentifikationsrate von QCD-Jets als τ -Leptonen wird schließlich mit der folgenden gewählten Definition

$$\text{Missidentifikationsrate} = \frac{\# \text{ als } \tau \text{ identifizierte probe Jets}}{\# \text{ probe Jets}} \quad (5.1)$$

bestimmt. Sie ist also die Wahrscheinlichkeit mit der ein Jet fälschlicherweise als τ -Lepton identifiziert wird.

Im folgenden wird die Selektion zur Bestimmung der Missidentifikationsraten der als τ -Leptonen identifizierten Jets sowie deren Resultate vorgestellt. Eine kurze Zusammenfassung des Kapitels erfolgt nachdem systematische Unsicherheiten dieser Analyse beschrieben worden sind. Diese Studie gilt für 1 pb^{-1} an Daten für die in Kapitel 4.3 und Anhang A erwähnten Datensätze.

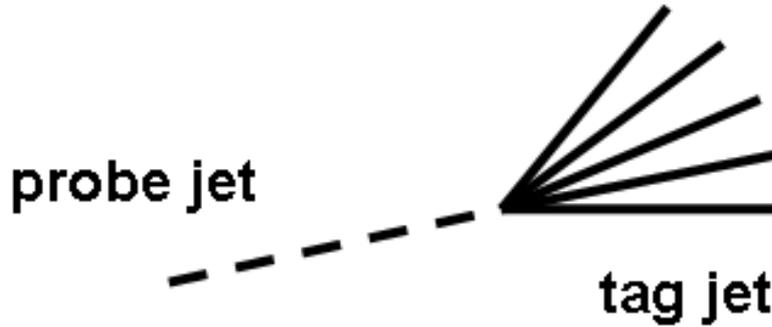
Abbildung 5.1: Darstellung der *tag and probe*-Methode

Tabelle 5.1: Anzahl der in den Datensätzen vorhandenen Ereignisse: die vorhandene Anzahl der Datensätze und die nach der Vorselektion übrig gebliebenen

Datensatz	ungewichtete Ereignisanzahl (vor Vorelektion)	ungewichtete Ereignisanzahl (nach Vorsel.)	Gewicht pro Ereignis für 1 pb^{-1} (nach Vorsel.)	gewichtete Ereignisanzahl für 1 pb^{-1} Daten
J0 (8 GeV - 17 GeV)	201900	931	$1,89 \cdot 10^7$	$1,76 \cdot 10^{10}$
J1 (17 GeV - 35 GeV)	289850	9527	$1,45 \cdot 10^5$	$1,38 \cdot 10^9$
J2 (35 GeV - 70 GeV)	194800	26632	3503	$9,33 \cdot 10^7$
J3 (70 GeV - 140 GeV)	359550	89548	65,66	$5,88 \cdot 10^6$
J4 (140 GeV - 280 GeV)	314900	94915	3,25	308000
$Z \rightarrow \tau\tau$	181700	25401	0,065	1640

5.1 Selektion von 2-Jet-Ereignissen

Die Selektion von 2-Jet-Ereignissen ist in zwei Teile gegliedert. In einer Vorselektion ist eine Auswahl erfolgt, in denen nur Ereignisse selektiert werden, die mindestens ein in ϕ gegenüberliegendes Jet-Paar haben, so dass für die Bestimmung der Missidentifikationsrate nur Ereignisse vorliegen, in denen schon mindestens zwei gegenüberliegende Jets existieren. Der Sinn dieser Vorselektion ist technischer Natur. Mit dieser Wahl lässt sich für die eigentliche Analyse ein großes Maß an Rechenzeit einsparen. In der Vorselektion erfolgt dadurch eine starke Ereignisreduzierung (siehe Tab. 5.1).

Auf die verwendeten *Cone4*-Jets, die die Grundlage der τ -Rekonstruktion bilden (vgl. Kap. 4.2.2), werden folgende Schnitte angewendet:

- $|\eta| \leq 2.5$, da der innere Detektor diesen Raumbereich abdeckt (siehe Kap. 3.2.2, Abb. 5.2(a)); mit diesem Schnitt ist also gewährleistet, dass nur „physikalisch sinnvolles Material“ in die Analyse mit eingeht,
- $p_T > 15 \text{ GeV}$, zur Unterdrückung des sogenannten *underlying events* (siehe Kap. 4.2.1, Abb. 5.2(b)). ,

- Wahl von sich gegenüberliegenden Jets: $|\Delta\phi| < \pi \pm 0,3$,
- p_T -Balance: $\Delta p_T < p_{T,max}/2$, wobei $p_{T,max}$ der Wert mit dem größeren Transversalimpuls der beiden gegenüberliegenden Jets ist,
- Anzahl der Spuren des *tag*-Jets ≥ 4 , damit reale/echte τ -Leptonen unterdrückt werden, der *tag*-Jet ist der Jet mit der größeren Spurenanzahl.

Zusätzlich wird im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz geprüft, ob es sich um „echte“ τ -Leptonen handelt. Da diese Studie als Gegenprobe zu [42] gedient hat, sind annähernd gleiche Schnitte verwendet worden. Abbildung 5.2 zeigt die obige Selektion im Einzelnen.

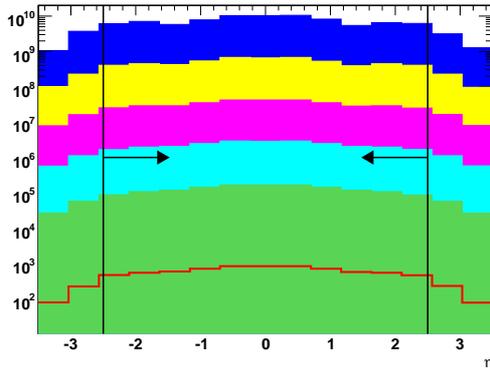
Betrachtet man in Abb. 5.2(c) die $\Delta\phi$ -Verteilung, so stellt man fest, dass es sich um eine relativ flache Verteilung handelt. Dies legt den Schluss nahe, dass die Jets gleichmäßig in ϕ verteilt sind und keine gegenüberliegenden Objekte darstellen. Dies kommt durch die in dieser Analyse stattgefunden Vorselektion zu Stande, in der ein großer Anteil von Ereignissen, die keine in ϕ gegenüberliegende Jets haben, herausgefiltert wurde. In der Verteilung 5.2(c) sind dementsprechend Ereignisse zu finden, die aus mehr als zwei Jets bestehen und von denen zwei gegenüberliegend sind, z.B. 3-Jet-Ereignisse mit zwei in ϕ gegenüberliegenden Objekten und einem dritten in beliebiger Richtung. Zum Vergleich sind in Abb. 5.3 die entsprechenden Verteilungen ohne Vorselektion dargestellt. In ihnen tritt ein Peak bei $\phi = 180^\circ$ hervor. Die beiden Verteilungen weisen aber einige Unterschiede auf. Zum einen wurde der Wertebereich von $\Delta\phi$ in diesem Abschnitt der Arbeit auf $[0; \pi]$ eingeschränkt (Abb. 5.3(a)). Würde man die Verteilung 5.3(b) aus [42] auf den gleichen Wertebereich festlegen, würde man eine ähnliche Verteilung erhalten, in der der Peak nicht so deutlich wie in 5.3(b) hervortritt. Zum anderen basieren beide Studien und damit auch die $\Delta\phi$ -Verteilungen auf unterschiedliche ATHENA-Versionen und Jet-Rekonstruktionsalgorithmen, die in die τ -Rekonstruktion mit eingehen.¹

Nach der Festlegung von in ϕ gegenüberliegenden Jets im gleichen Transversalimpulsbereich (Abb. 5.2(d) und 5.4(b)) kann geprüft werden, welcher Jet als *tag* markiert werden kann. In Abb. 5.2(e) sind die Spuren des zweiten gegenüber dem ersten Jet aufgetragen. Der *tag*-Jet ist derjenige mit der größeren Anzahl an Spuren (mindestens 4). Wie sich herausstellt, ist dies ungünstig. Der *tag*-Jet ist bei dieser Wahl nämlich immer der Jet mit dem höheren Transversalimpuls und der größeren Spuranzahl; der *probe*-Jet dementsprechend immer der „schlechtere“ Jet. Die Wahl hätte stattdessen zufällig erfolgen sollen, indem beispielsweise bei einer geraden Ereignisnummer immer der erste Jet und bei einer ungeraden der zweite Jet der *tag*-Jet ist. Bei solch einer Wahl wären die Jets nicht so stark vom Transversalimpuls und der Spuranzahl abhängig. Dies wurde bei der endgültigen Studie in [42] berücksichtigt.

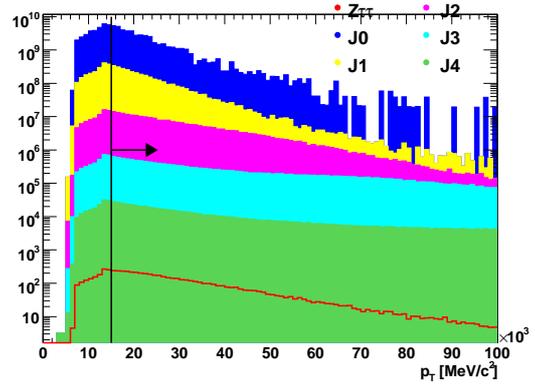
Zur besseren Veranschaulichung sind in Abb. 5.4 die letzten durchgeführten Schnitte zu erkennen. Von besonderer Bedeutung sind 5.4(b) und 5.4(c). Abbildung 5.4(b) zeigt, dass nur noch Jet-Ereignisse im gleichen Transversalimpulsbereich betrachtet werden, wohingegen in 5.4(c) nun die Anzahl der Spuren des *probe*- gegenüber dem *tag*-Jet aufgeführt ist.

In Abb. 5.5 befindet sich eine Veranschaulichung der Ereignisunterdrückung durch die oben beschriebenen Schnitte; die entsprechenden Werten sind in Tab. 5.2. Durch Wahl dieser Selektion

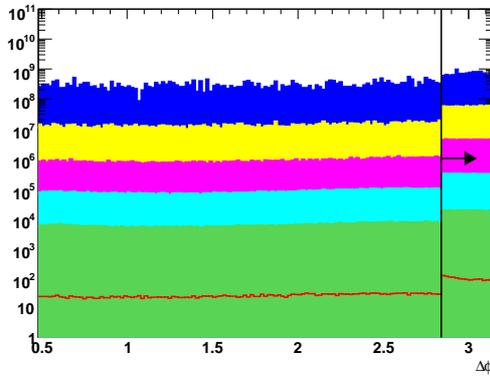
¹ATHENA-Releases 12.0.6, SUSYView-Datensätze und *Kalorimeter Tower*-Jets (vgl. [20]) in dieser Arbeit sowie ATHENA-Release 13.0.2/13.0.3 CBNT-Datensätze (Combined NTupel) und *Topo*-Jets (vgl. [20]) in [42].



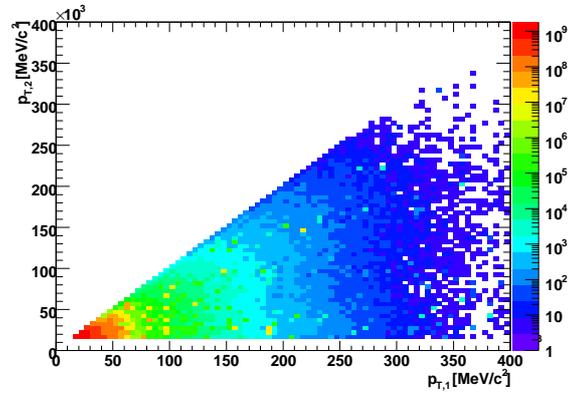
(a) η -Verteilung vor allen Schnitten



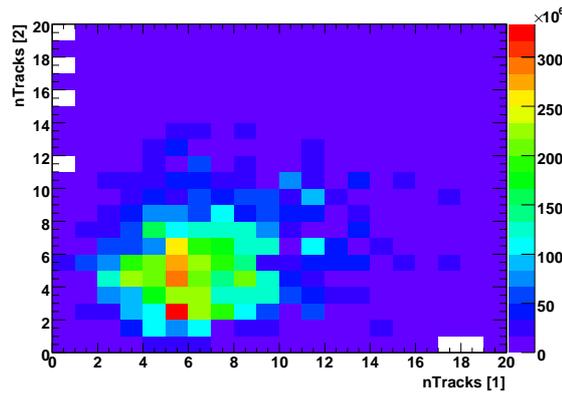
(b) p_T -Verteilung nach dem η -Schnitt



(c) $\Delta\phi$ -Verteilung nach dem η - und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach mindestens zwei Jets

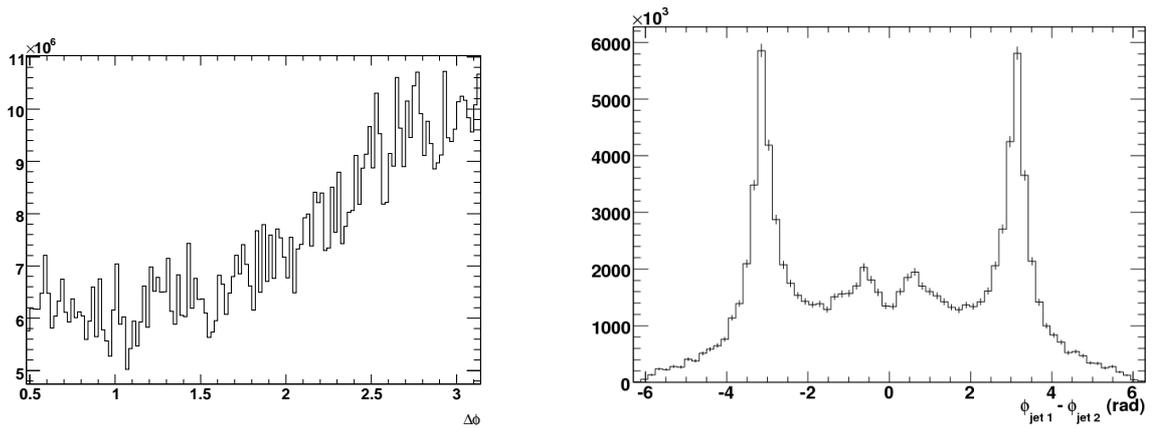


(d) transversaler Impuls des zweiten gegenüber dem ersten Jet nach allen vorherigen Schnitten (η , p_T , mindestens zwei Jets, $\Delta\phi$)



(e) Anzahl der Spuren des zweiten gegenüber dem ersten Jet nach allen vorherigen Schnitten (η , p_T , mindestens zwei Jets, $\Delta\phi$, p_T -Balance)

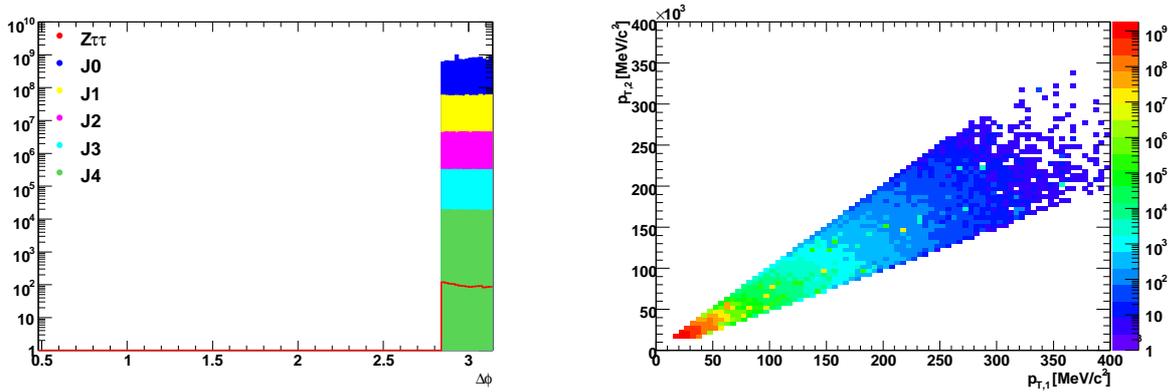
Abbildung 5.2: Selektion der Datensätze für die Missidentifikationsratenbestimmung



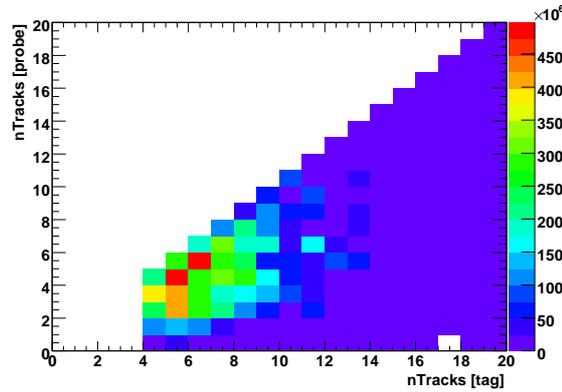
(a) vor Vorselektion, für die Summe der Datensätze J0 bis J4 (b) aus [42], für die Summe der Datensätze J0 bis J5

Abbildung 5.3: $\Delta\phi$ -Verteilung von einem Jet zu seinem nächsten Jet (siehe Abb. 5.2(c))

wird ein Großteil echter Monte-Carlo- τ 's unterdrückt; ca. 40% bestehen die Selektion und bleiben im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz als echte τ 's zurück. Durch härtere Schnitte hätten mehr Ereignisse im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz unterdrückt werden können, worauf allerdings für die Vergleichbarkeit mit [42] verzichtet wurde (s.o.). Die Ereignisanzahl des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatzes leistet im Vergleich zu der Anzahl der Jet-Datensätze auch keinen signifikanten Beitrag. Tab. 5.2 wird entnommen, dass 657 Ereignisse des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatzes die Selektion bestehen. Dies ist im Vergleich zum Fehler, der annähernd durch $\sqrt{\text{Ereignisanzahl}}$ bestimmt werden kann, aller Jet-Datensätze ($7,8 \cdot 10^9$ Ereignisse, vgl Tab. 5.2) von 88485 Ereignissen verschwindend gering. Die Unterdrückung der Ereignisse des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatzes spielt daher in der Selektion keine große Rolle, da dieser keinen signifikanten Beitrag leistet (siehe auch Kap. 5.3). Die durchgeführte Selektion wird hauptsächlich dazu verwendet, „saubere“ QCD-2-Jet-Ereignisse zu erhalten.



(a) $\Delta\phi$ nach η -, p_T -Schnitt, der Forderung nach zwei Jets sowie dem $\Delta\phi$ -Schnitt (b) transversaler Impuls des zweiten gegenüber dem ersten Jet nach dem p_T -Balance-Schnitt



(c) Anzahl der Spuren des *probe*- gegenüber dem *tag*-Jet nach allen vorherigen Schnitten (η , p_T , mindestens zwei Jets, $\Delta\phi$, p_T -Balance und Spuren-Schnitt auf dem *tag*-Jet)

Abbildung 5.4: Datensatz-Selektion nach durchgeführten Schnitten

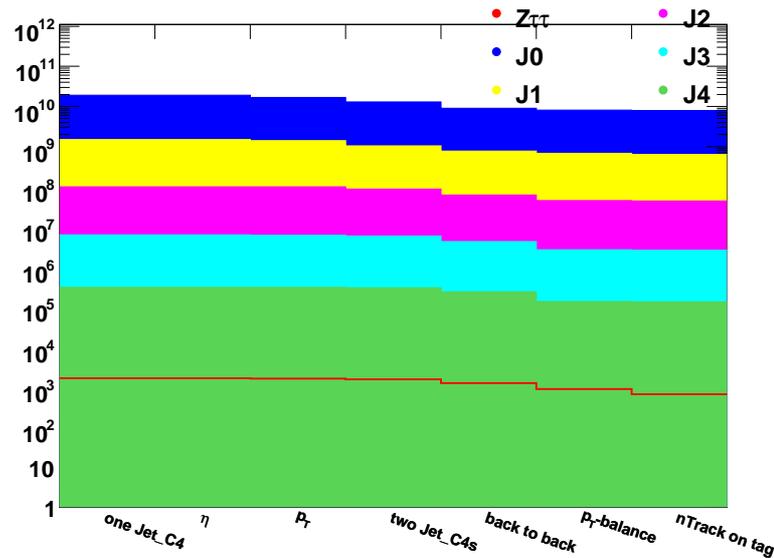


Abbildung 5.5: Darstellung der Anzahl an Ereignissen nach jedem durchgeführten Schnitt

Tabelle 5.2: Anzahl der vorhandenen (gewichteten) Ereignisse, die nach jedem Schnitt übrig bleiben. Dargestellt sind die einzelnen Datensätze sowie die Summe der Jet-Datensätze

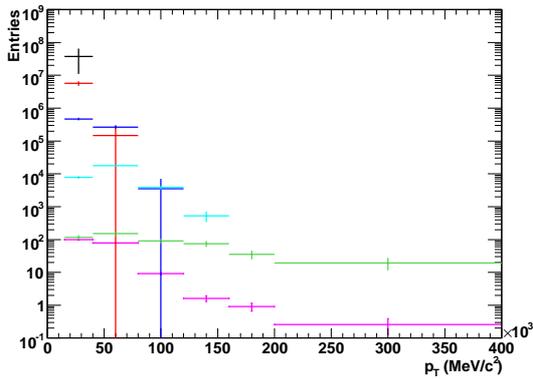
Schnitt	$Z \rightarrow \tau\tau$	J0	J1	J2	J3	J4	$\sum_{i=0}^4 J_i$
ein Jet	1636	$1,75837 \cdot 10^{10}$	$1,38926 \cdot 10^9$	$9,32095 \cdot 10^7$	$5,88345 \cdot 10^6$	307956	$1,90723 \cdot 10^{10}$
$ \eta \leq 2,5$	1636	$1,75837 \cdot 10^{10}$	$1,38532 \cdot 10^9$	$9,28977 \cdot 10^7$	$5,86231 \cdot 10^6$	307742	$1,90681 \cdot 10^{10}$
$p_T \geq 15 GeV$	1631	$1,54093 \cdot 10^{10}$	$1,29486 \cdot 10^9$	$9,14821 \cdot 10^7$	$5,84091 \cdot 10^6$	307427	$1,68018 \cdot 10^{10}$
zwei Jets	1555	$1,20061 \cdot 10^{10}$	$9,4806 \cdot 10^8$	$7,98458 \cdot 10^7$	$5,50565 \cdot 10^6$	300114	$1,30398 \cdot 10^{10}$
gegenüberliegend	1255	$8,20571 \cdot 10^9$	$7,06011 \cdot 10^8$	$5,71444 \cdot 10^7$	$3,97301 \cdot 10^6$	236123	$8,97307 \cdot 10^9$
p_T -Balance	885	$7,3927 \cdot 10^9$	$6,30143 \cdot 10^8$	$4,23861 \cdot 10^7$	$2,48864 \cdot 10^6$	134030	$8,06785 \cdot 10^9$
Spurenzahl auf tag-Jet ≥ 4	657	$7,20363 \cdot 10^9$	$5,81996 \cdot 10^8$	$4,1335 \cdot 10^7$	$2,47452 \cdot 10^6$	133553	$7,82957 \cdot 10^9$
Anteil Selektion bestandener Ereignisse	40,2 %	41,0 %	41,9 %	44,3 %	42,1 %	43,4 %	41,1 %

5.2 Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen

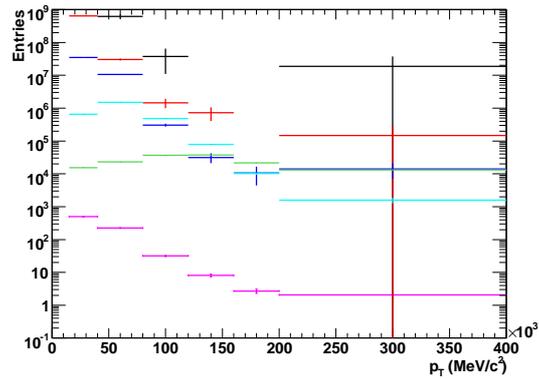
Die Berechnung der Missidentifikationsraten in verschiedenen Bereichen von p_T und η sind für jeden der verwendeten Datensätze in den Abb. 5.6 und 5.7 dargestellt. Abbildungen 5.6(a) und 5.6(b), sowie 5.7(a) und 5.7(b) zeigen die p_T -, bzw. η -Verteilungen der *probe*-Jets nach (Zähler) und vor (Nenner) der τ -Prüfung² und stellen somit die Grundlage für die Berechnung der Missidentifikationsrate gemäß Gl. 5.1 dar. Eigenschaften des Triggers wie die *Prescales*³ wurden im Gegensatz zu [42] in dem Abschnitt dieser Arbeit nicht implementiert.

²Technisch wird geprüft ob der Jet mit einem rekonstruierten τ -Lepton in einem ΔR -Bereich von weniger als 0,15 überlappt, s.o.

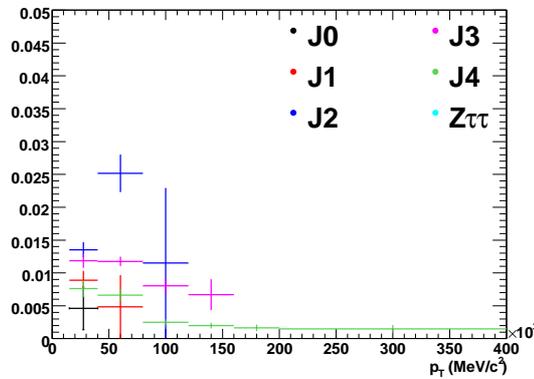
³Die Reduzierung der Ereignisrate erfolgt auch mit sogenannten *Prescales*, die häufig auftretende Ereignisse mit einem bestimmten Faktor herunter skalieren.



(a) Zähler: *probe*-Jets, die mit einem τ -Lepton überlappen



(b) Nenner: alle *probe*-Jets



(c) Resultat: Missidentifikationsrate

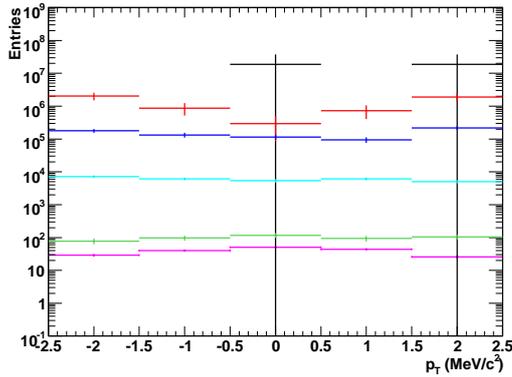
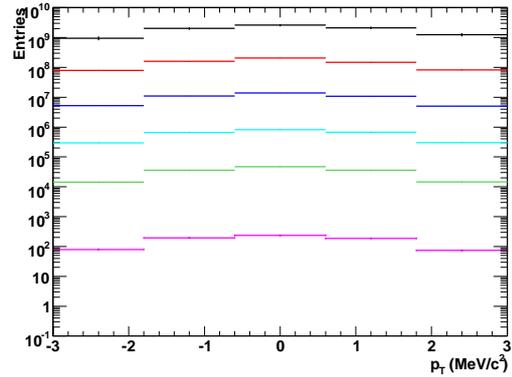
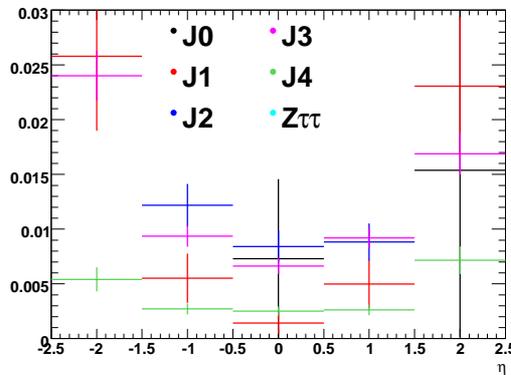
Abbildung 5.6: Berechnung der Missidentifikationsraten der einzelnen Monte Carlo-Datensätze in verschiedenen Transversalimpulsbereichen (Missidentifikationsrate für $Z \rightarrow \tau\tau$ siehe Abb. C.1(a))

Trotz der auf MC-Simulationen begrenzten Statistik ist in Abb. 5.6(c) zu erkennen, dass die Missidentifikationsrate für Jet-Datensätze mit niedrigerem Transversalimpuls steigt. Deutlich wird dies an den Datensätzen J2, J3 und J4.⁴ J0 und J1 kann man aufgrund der zu geringen Statistik nicht adäquat zum Vergleich heranziehen (siehe Tab. 5.1). Warum die Missidentifikationsrate mit steigender Jetenergie abnimmt, wird in Kap. 5.3 diskutiert.

In verschiedenen η -Bereichen ist in Abb. 5.7(c) ein klarer Unterschied, der von den unterschiedlichen p_T -Bereichen der Datensätze herrührt, der einzelnen Missidentifikationsraten fest zu stellen.

Oben ist schon die verfügbare (geringe) Statistik der MC-Simulationen erwähnt worden, die

⁴Mit steigender Nummer des Jet-Datensatzes (J0-J4) steigt auch der Transversalimpuls des höchstenergetischen Jets.


 (a) Zähler: *probe*-Jets, die mit einem τ -Lepton überlappen

 (b) Nenner: alle *probe*-Jets


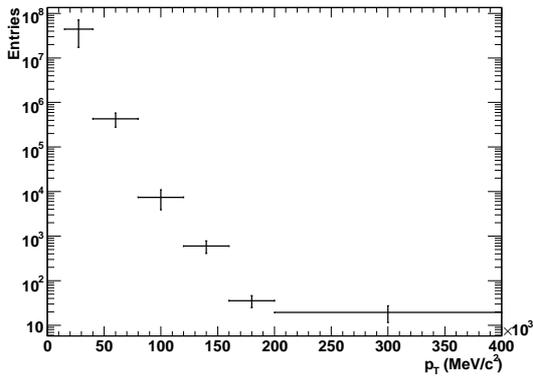
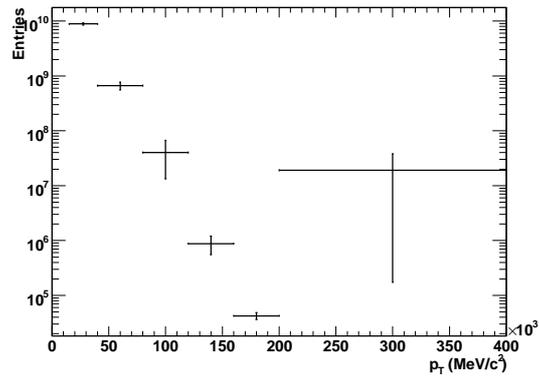
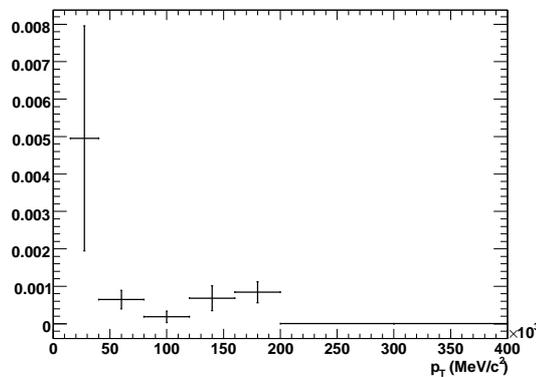
(c) Resultat: Missidentifikationsrate

 Abbildung 5.7: Berechnung der Missidentifikationsraten der einzelnen Monte Carlo-Datensätze in verschiedenen η -Bereichen (Missidentifikationsrate für $Z \rightarrow \tau\tau$ siehe Abb. C.1(b))

eine vernünftige Auswertung schwieriger gestalten. Teilweise sind nach der Selektion nur ein oder zwei Ereignisse mit hohem Gewicht eines Datensatzes übrig. Diese verfälschen nicht nur das Ergebnis sondern gehen in die gesamte Berechnung auch mit sehr hoher Ungenauigkeit ein. Diese statistischen Probleme werden beim Vorhandensein realer Detektordaten nicht erwartet.

Die Berechnung der gesamten Missidentifikationsraten der verfügbaren MC-Statistik von *Cone4*-Jets der Datensätze J0 bis J4 sind in den Abb. 5.8 für verschiedene p_T -Bereiche sowie 5.9 für verschiedene η -Bereiche zu finden. Die entsprechenden Werte sind in Tab. 5.3 und 5.4 aufgeführt.

Es ist deutlich zu sehen, dass die Unsicherheit sehr hoch ist und bei weitem 10% übersteigt. Dies liegt erneut an der zu geringen verfügbaren MC-Statistik. In echten Daten wird dies wiederum nicht erwartet. Vergleicht man die Missidentifikationsraten dieser Arbeit (Tab. 5.3)


 (a) Zähler: *probe*-Jets, die mit einem τ -Lepton überlappen

 (b) Nenner: alle *probe*-Jets


(c) Resultat: Missidentifikationsrate

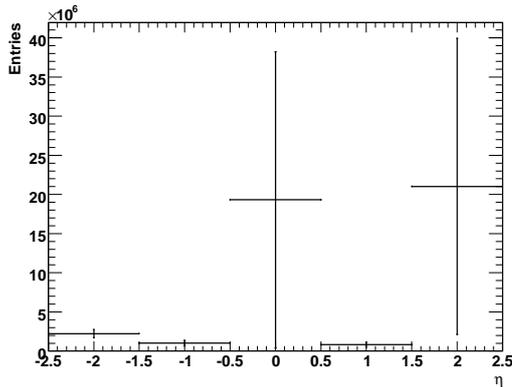
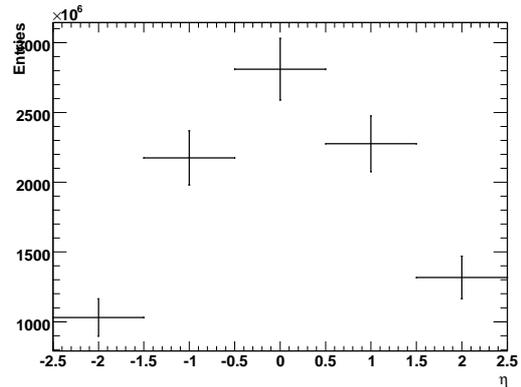
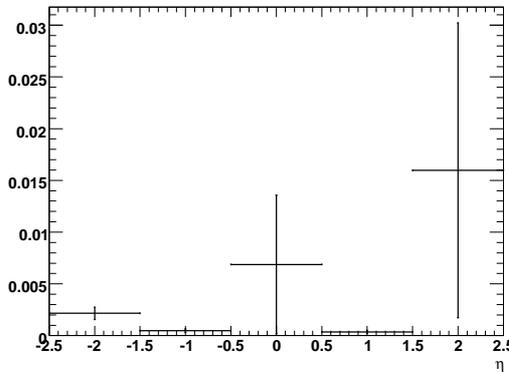
Abbildung 5.8: Berechnung der Missidentifikationsrate von *Cone4*-Jets (J0-J4), die als hadronisch zerfallende τ -Leptonen identifiziert werden, in verschiedenen Transversalimpulsbereichen. Unsicherheiten beziehen sich auf verfügbare Monte Carlo-Statistik

mit denen in [42] (Tab. 5.5) veröffentlichten⁵, wird deutlich, dass die Raten dieser Arbeit um ungefähr eine Größenordnung kleiner sind, das an den Abweichungen beider Studien liegt. Ein fundamentaler Unterschied, der einen großen Beitrag zur Missidentifikationsratenunterdrückung im Vergleich zu [42] leistet, ist die in dieser Arbeit verwendete ATHENA-Version 12.0.6, in der im Gegensatz zu 13.0.2/13.0.3 noch ein anderer Jet-Rekonstruktionsalgorithmus verwendet wird.⁶ Ein tiefgehender Vergleich zwischen beiden ATHENA-Versionen muss noch erfolgen.

Einen weiteren Beitrag zur Unterdrückung der Missidentifikationsraten leistet auch die nicht vollständig identische Selektion. Eine grundlegende Abweichung zwischen beiden Analysen wäre der Schnitt auf die Anzahl der Spuren (Unterdrückung echter τ 's) des *Tag*-Jets. In dieser

⁵Erinnerung: Die Missidentifikationsraten dieser Arbeit sollten als Gegenprobe zu [42] dienen.

⁶ATHENA-Releases 12.0.6: *Kalorimeter Tower*-Jets; ATHENA-Release 13.0.2/13.0.3 *Topo*-Jets


 (a) Zähler: *probe*-Jets, die mit einem τ -Lepton überlappen

 (b) Nenner: alle *probe*-Jets


(c) Resultat: Missidentifikationsrate

 Abbildung 5.9: Berechnung der Missidentifikationsrate von *Cone4*-Jets (J0-J4), die als hadronisch zerfallende τ -Leptonen identifiziert werden, in verschiedenen Bereichen von η . Unsicherheiten beziehen sich erneut auf verfügbare Monte Carlo-Statistik

Arbeit wurde im Gegensatz zu [42] nicht geprüft, ob der Transversalimpuls jeder Spur einen Mindestwert von 1 GeV überschreitet für einen Transversalimpuls des Jets von weniger als 50 GeV. In Schritten von 50 GeV wurde in [42] für den Schnitt auf die Anzahl der Spuren diese jeweils um 1 erhöht. Das bedeutet, dass Jets, die in [42] unterdrückt werden, die Selektion dieser Arbeit bestehen und in die Berechnung der Missidentifikationsrate mit eingehen. Ein weiterer Unterschied ist die Wahl des *tag*-Jets. Im Gegensatz zu dieser Arbeit wurde in [42] dieser zufällig bestimmt⁷. In dieser Arbeit ist der *tag*-Jet der Jet mit der höheren Spuranzahl (mind. 4), so dass der Jet mit höherer Spuranzahl, höherem Transversalimpuls etc. immer der *tag*-Jet ist.

Aufgrund dieser Unterschiede zwischen der Studie dieser Arbeit und der Studie in [42] resultieren letztendlich Missidentifikationsraten, die um eine Größenordnung im Vergleich zu [42] unterdrückt sind. Ein Vergleich der Missidentifikationsraten in verschiedenen p_T -Bereichen

⁷Für eine gerade Ereignisnummer ist Jet Nummer 1 der *tag*-Jet, für eine ungerade Jet Nummer 2.

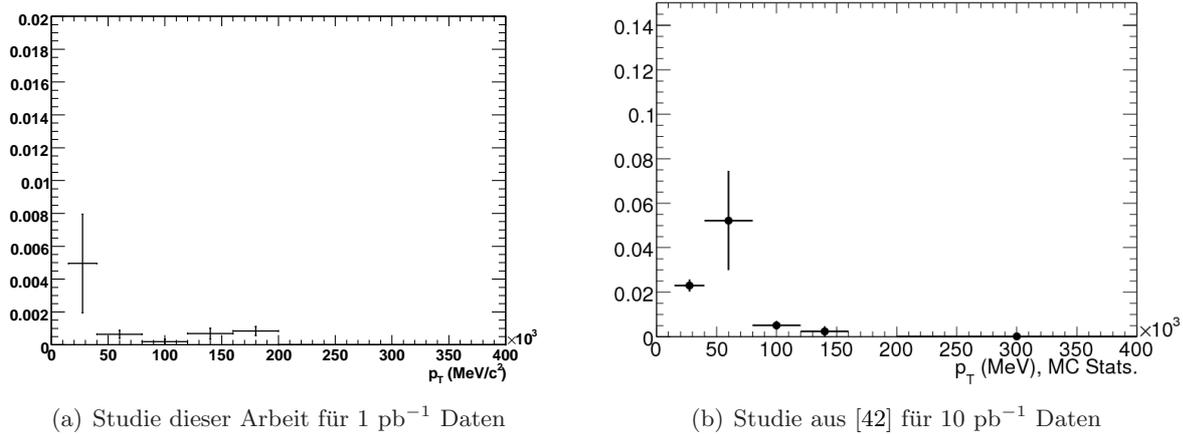


Abbildung 5.10: Missidentifikationsraten von *Cone4*-Jets dieser Arbeit (links) und aus [42] in verschiedenen Transversalimpulsbereichen in MC-Statistik

Tabelle 5.3: Missidentifikationsraten in Bins von p_T in verfügbarer MC-Statistik und Datenstatistik mit statistischen Unsicherheiten von 1 pb^{-1} erwarteten Daten in Prozent

p_T [GeV]	MC-Statistik [%]	erwartete Datenstatistik von 1 pb^{-1} [%]
0 - 15	-	-
15 - 40	$0,495 \pm 0,301$	$0,495 \pm 7,45 \cdot 10^{-5}$
40 - 80	$0,065 \pm 0,025$	$0,065 \pm 9,84 \cdot 10^{-5}$
80 - 120	$0,019 \pm 0,015$	$0,019 \pm 2,16 \cdot 10^{-4}$
120 - 160	$0,068 \pm 0,033$	$0,068 \pm 0,002$
160 - 200	$0,084 \pm 0,028$	$0,084 \pm 0,014$
200 - 400	$1,02 \cdot 10^{-4} \pm 1,09 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-4} \pm 2,31 \cdot 10^{-5}$

ist in Abb. 5.10 dargestellt.

Die Resultate für eine erwartete Datenstatistik von 1 pb^{-1} sind in Abb. 5.11 sowie deren Werte in Tab. 5.3 und 5.4 angegeben. Die Fehler in der Datenstatistik sind für die Anzahl der *probe*-Jets inkl. τ -Überlapp (Zähler von Gl. 5.1) und die Anzahl aller *probe*-Jets (Nenner von Gl. 5.1) mit \sqrt{N} (statistische Unsicherheit) neu berechnet. Dementsprechend sind weiterhin die Fluktuationen der Missidentifikationsraten in den verschiedenen Bereichen vorhanden. Der numerische Wert der Unsicherheit verringert sich um ca. 2 Größenordnungen des ursprünglichen Fehlers und spiegelt den Wert realer Daten wider. Es darf allerdings nicht vergessen werden, dass die Mittelwerte trotz Neuberechnung der Unsicherheit dennoch auf MC-Statistik beschränkt sind, da diese die Grundlage für diese Analyse ist. Dies wird wiederum kein Problem mit echten Daten sein. Systematische Unsicherheiten, die im folgenden diskutiert werden, sind nicht implementiert.

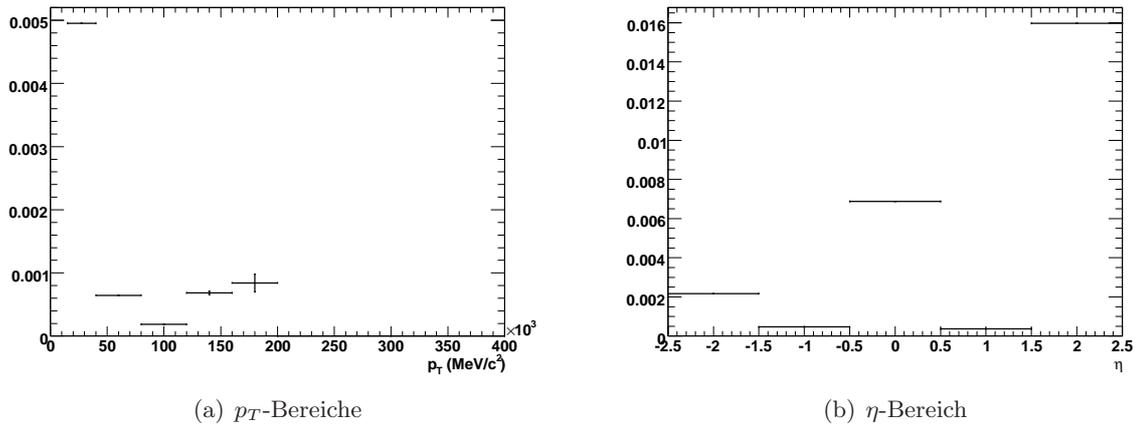


Abbildung 5.11: Missidentifikationsraten von *Cone4*-Jets (J0-J4) in verschiedenen Bereichen skaliert auf statistische Unsicherheiten, die von 1pb^{-1} Daten erwartet werden

Tabelle 5.4: Missidentifikationsraten in Bins von η in verfügbarer MC-Statistik und Datenstatistik mit statistischen Unsicherheiten von 1pb^{-1} erwarteten Daten in Prozent

η	MC-Statistik [%]	erwartete Datenstatistik von 1pb^{-1} [%]
-2,5 - -1,5	$0,216 \pm 0,060$	$0,216 \pm 1,45 \cdot 10^{-4}$
-1,5 - -0,5	$0,047 \pm 0,017$	$0,047 \pm 4,63 \cdot 10^{-5}$
-0,5 - 0,5	$0,687 \pm 0,670$	$0,687 \pm 1,56 \cdot 10^{-4}$
0,5 - 1,5	$0,036 \pm 0,015$	$0,036 \pm 4,00 \cdot 10^{-5}$
1,5 - 2,5	$1,597 \pm 1,426$	$1,597 \pm 3,45 \cdot 10^{-4}$

5.3 Systematische Unsicherheiten

Wie oben schon erwähnt, wurden für die Missidentifikationsratenbestimmung keine systematischen Unsicherheiten diskutiert. Da allerdings der statistische Fehler der Missidentifikationsraten für 1pb^{-1} Daten extrem klein ist, liegt der Schluss nahe, dass die tatsächliche Genauigkeit der Raten durch systematische Unsicherheiten begrenzt ist, welche hier nicht genau untersucht wurden und daher keinen Vergleich zu anderen Studien erlauben.

Die Auswertung dieser systematischen Unsicherheiten ist mit den verwendeten Datensätzen nicht möglich gewesen, da teilweise mehr Informationen, als in den NTupeln vorhanden, nötig wären. Daher folgt im folgenden eine Aufzählung, welche systematische Studien notwendig sind. [42]

Echte τ 's in den ausgewählten Datensätzen

Um die Beimischung echter τ -Leptonen in der Missidentifikationsratenbestimmung von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen zu untersuchen und um eine seriöse Messung der Korrelation zwischen τ -Missidentifikationsrate von Jets und τ -Effizienz durchzuführen, sind mehr als 1pb^{-1} Daten erforderlich. Es liegt aber nahe, dass echte τ -Leptonen keinen signifikanten Beitrag zu den Missidentifikationsraten leisten. 657 Ereignisse mit echten τ 's (aus $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz),

Tabelle 5.5: Missidentifikationsraten in Bins von p_T in verfügbarer MC-Statistik und Datenstatistik mit statistischen Unsicherheiten von 10 pb^{-1} erwarteten Daten in Prozent der τ -CSC-Note aus [42]

p_T [GeV]	MC-Statistik [%]	erwartete Datenstatistik von 10 pb^{-1} [%]
0 - 15	-	-
15 - 40	$2,3 \pm 0,3$	$2,30 \pm 0,07 \cdot 10^{-5}$
40 - 80	$5,2 \pm 5,5$	$5,22 \pm 0,03 \cdot 10^{-5}$
80 - 120	$0,5 \pm 0,2$	$0,513 \pm 0,004 \cdot 10^{-4}$
120 - 160	$0,2 \pm 0,2$	$0,238 \pm 0,005$
160 - 200	82 ± 18	$81,56 \pm 0,04$
200 - 400	$9 \cdot 10^{-3} \pm 10 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3} \pm 3 \cdot 10^{-3}$

die die Selektion bestehen, sind im Vergleich zur statistischen Unsicherheit aller Jet-Ereignisse ($7,8 \cdot 10^9$) in Höhe von 88485 Ereignissen vernachlässigbar klein (0,7%).

Unsicherheit durch Jet-Herkunft

Wie in Abb. 5.6(c) diskutiert, nimmt die τ -Missidentifikationsrate mit steigender Jetenergie ab. Je höher energetischer ein Jet ist, desto größer wird im Mittel auch die Anzahl seiner einzelnen Spuren. Inwieweit dies in die Bestimmung der Missidentifikationsrate mit eingeht, könnte mit Hilfe von Schnitten auf bestimmte Spuren (Spurisolierung) oder auch auf die Anzahl an Spuren untersucht werden. Insbesondere sollte auch das Verhalten der Missidentifikationsraten von Jets, die aus einem harten Streuprozess entstanden sind, und Jets, die durch Gluonabstrahlung eines Endzustandteilchens herrühren, analysiert werden.

Unsicherheit durch ΔR -Überlappung

Die hier bestimmte τ -Missidentifikationsrate von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen verwendet eine ΔR -Überlappung zwischen rekonstruierten Jets und hadronisch zerfallenden τ -Leptonen, die weniger als 0,15 beträgt. Durch Variation des ΔR -Bereichs kann geprüft werden, wie sich die Missidentifikationsrate verändert. In [42] wurde dies analysiert und festgestellt, dass die ΔR -Überlappung keinen signifikanten Beitrag zu den Unsicherheiten der Missidentifikationsraten leistet.

Mögliche Korrelationen zwischen *tag*- und *probe*-Jet

Eine weitere Quelle von systematischen Unsicherheiten könnten Abhängigkeiten zwischen den Eigenschaften der *tag*- und *probe*-Jets sein. Es muss geprüft werden, ob die Wahl des *tag*-Jets indirekt seinen gegenüberliegenden Partner, den *probe*-Jet, beeinflusst und dadurch das Ergebnis verfälscht. Beispiele zu solchen Untersuchungen wären Vergleiche und Variationen der Anzahl der Spuren pro Jet, ihrer Transversalimpulse, aber auch ihrer Breite und Länge neben vielen anderen Möglichkeiten.

Abhängigkeit vom Jet-Typ

Für den Fall, dass der Untergrund von physikalischen Untersuchungen hauptsächlich von QCD-2-Jets, die zum größten Teil aus Gluonen bestehen, gebildet wird, können die gemessenen τ -Missidentifikationsraten zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten verwendet werden. Da der Untergrund solcher Analysen allerdings nicht bekannt ist, muss für die Missidentifikationsratenbestimmung ein Vergleich unterschiedlicher Jet-Arten erfolgen. Insbesondere muss das Verhältnis der in den Jets enthaltenen Gluonen und Quarks bekannt sein. Jets, die hauptsächlich aus Gluonen bestehen, zeigen andere Eigenschaften als Quark-Jets und natürlich auch Jets, die anteilig Gluonen und Quarks enthalten. Diese Unterschiede, die sich in den Missidentifikationsraten zeigen, könnten mit Hilfe unterschiedlicher Ansätze bestimmt werden. Beispielsweise sollten 3-Jet-Ereignisse ein anderes Verhältnis von Gluon- und Quarkjets haben als 2-Jet-Ereignisse. Durch Wahl solcher Ereignisse könnten Missidentifikationsraten von Gluon- und Quarkjets untersucht werden. Solche Studien könnten wiederum weiter spezialisiert werden, indem man beispielsweise nur nach Quarkjets aus t-Quark-Ereignissen sucht. Des Weiteren sollten auch Photon-Jet-Ereignisse, in denen Photonen im Endzustand im gleichen Energiebereich wie die Jets liegen, untersucht werden.

Beeinflussung des Triggers

In den Missidentifikationsraten dieser Arbeit ist die Beeinflussung durch den Trigger nicht mit berücksichtigt, da die Implementierung von Triggereigenschaften mit den vorhandenen Daten nicht möglich ist. Es müssen demnach noch Untersuchungen erfolgen, die die Eigenschaften des Triggers bei der Ratenbestimmung mit in Erwägung ziehen. Beispielsweise muss unterschieden werden, ob das gesamte Ereignis, nur der *tag*- oder nur der *probe*-Jet und/oder ein dritter Jet getriggert wurden. Es gibt viele Möglichkeiten, wie der Trigger direkt und indirekt das Ergebnis beeinflussen könnte. In die Resultate aus [42] sind Triggereigenschaften wie vorhandene *Prescales* mit berücksichtigt.

5.4 Zusammenfassung

Die vorgestellte Bestimmung von Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen bietet eine schnelle und einfache Methode diese Raten aus den ersten ATLAS-Daten zu bestimmen. Zusätzlich dient sie als Gegenprobe zu der in der CSC-Note [42] und in der ATLAS-Note [50] veröffentlichten Methode zur Bestimmung dieser Raten. Die Resultate können für systematische Studien anderer physikalischer Analysen, die τ -Leptonen beinhalten, verwendet werden.

In der hier vorgestellten Methode werden gegenüberliegende QCD-2-Jet-Ereignisse aus Monte Carlo-Simulations-Datensätzen verwendet, von denen ein Jet klar als QCD-Jet identifiziert wird (*tag*) und am anderen Jet (*probe*) mittels ΔR -Überlappung überprüft wird, ob er als τ identifiziert werden könnte. Die hier vorgestellte Methode kann zusätzlich an andere spezifische Studien durch Angleichen der Selektionsschnitte und/oder auch durch Verwendung unterschiedlicher τ -Rekonstruktionsalgorithmen angepasst werden. Änderungen, bzw. Anpassungen der Selektionsschnitte könnten die Anzahl der Spuren, der ΔR -Überlappung aber auch andere Eigenschaften wie der Jet-Ursprung etc. sein.

Die Werte der Missidentifikationsraten dieser Arbeit sind wesentlich kleiner, als die in [42] veröffentlichten (siehe Kap. 5.2). Die Ursache dieses Unterschieds liegt an den verwendeten älteren Jet-Rekonstruktionsalgorithmen der in dieser Arbeit verwendeten ATHENA-Version 12.0.6 im Gegensatz zu 13.0.2/13.0.3 in [42]. Aber auch die variierte Selektion sowie die Wahl des *tag*-Jets tragen zur Abweichung bei. Im folgenden (siehe Kap. 6) werden daher die in [42] realistischeren veröffentlichten Werte verwendet.

Neben der Auswertung der Resultate der MC-Simulationen (teils mit hoher Unsicherheit aufgrund der geringen Ereignisanzahl), sind auch statistische Unsicherheiten für 1 pb⁻¹ Daten ermittelt worden. Die in dieser Arbeit gefundenen Resultate (siehe Tab. 5.3 und 5.4) zeigen deshalb statistische Fluktuationen, die in echten Daten nicht vorhanden sein werden.

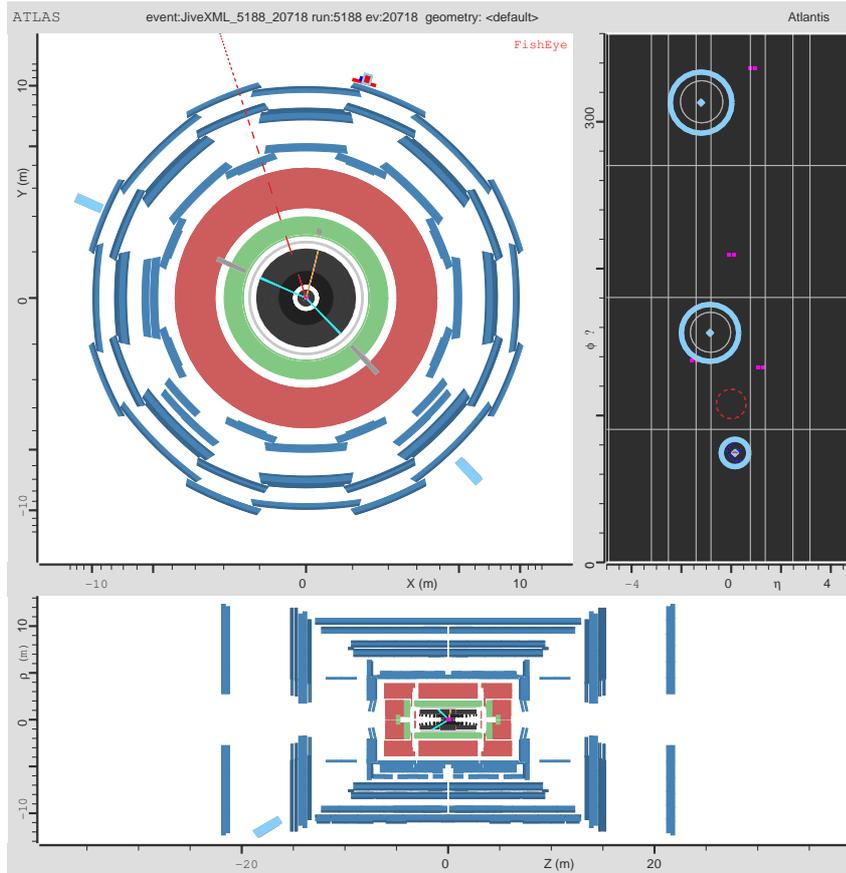
6 Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz für erste ATLAS-Daten

Hauptaufgabe in dieser Arbeit ist die Z-Massenrekonstruktion aus den Zerfällen $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ (im hadronischen Zerfallskanal) sowie eine Möglichkeit zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz hadronisch zerfallender τ -Leptonen erster ATLAS-Daten (100 pb^{-1}). Die Bestimmung dieser Effizienz erfolgt mit Hilfe von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen relativ zur e- und μ -Effizienz. In dieser Arbeit erfolgt als Beispiel die Bestimmung der τ -Effizienz relativ zur μ -Effizienz.¹ Da $Z \rightarrow \tau\tau$ einen gut verstandenen Zerfall darstellt, kann dieses Ereignis nicht nur zur Ermittlung der τ -Effizienz verwendet werden, sondern stellt gleichzeitig auch eine gute Kontrolle der τ -Rekonstruktionsalgorithmen dar. Die genauen Erläuterungen der Vorgehensweisen wird in den entsprechenden Abschnitten vorgenommen.

In Abb. 6.1 ist ein $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignis (nach einigen wenigen kinematischen Schnitten) dargestellt. Im Querschnitt des Detektors sind die Spuren (grau) der hadronisch zerfallenden τ 's im elektromagnetischen (grün) und im hadronischen (rot-braun) Kalorimeter zu erkennen. Auch die Spuren (magenta) im inneren Detektor (schwarz) stimmen gut mit den τ -Jets überein. Die rote gestrichelte Linie stellt fehlende transversale Energie dar. Die hellblauen Balken ganz außen sollen nochmal verdeutlichen, dass es sich um τ -Leptonen handelt. Zur Ergänzung befinden sich im Anhang B Ansichten zu einem $Z \rightarrow ee$ - und einem $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis.

Zuerst werden die Selektionen der Zerfälle $Z \rightarrow ll$ (mit Schwerpunkt auf den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall) vorgestellt. Bei anschließender Diskussion der Z-Massenrekonstruktion wird auf das Verfahren der kollinearen Approximation, die in diesem Fall nicht zielführend ist, und die verwendete „herkömmliche“ Methode zur Rekonstruktion der invarianten Masse zweier Leptonen eingegangen. In diesem Zusammenhang wird auch die invariante Masse zweier τ -Leptonen mit der invarianten Masse zweier Elektronen und zweier Myonen verglichen wird. „Herkömmliche“ Methode bedeutet, dass nur rekonstruierte 4er-Vektoren verwendet werden, in denen auf Besonderheiten der kollinearen Approximation verzichtet wird. Nach Rekonstruktion der benötigten invarianten Masse kann die τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz relativ zur μ -Effizienz bestimmt werden. Nach Einführung von benötigten Korrekturfaktoren wird die mittlere τ -Effizienz und die τ -Effizienz in verschiedenen η -Bereichen ermittelt. Außerdem soll eine Methode zur Bestimmung der τ -Effizienz in verschiedenen Transversalimpulsbereichen präsentiert und kurz die τ -Effizienz unter Berücksichtigung von simuliertem Untergrund und Triggereigenschaften diskutiert werden, wobei Triggereffizienzen für τ -Leptonen nicht selbst ermittelt werden konnten, da die benötigten Informationen zur Triggereffizienzbestimmung nicht in den verwendeten Datensätzen der verwendeten ATHENA-Version 12.0.6 verfügbar waren.

¹Die Bestimmung relativ zur Elektronen-Effizienz erfolgt analog.

Abbildung 6.1: $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignis im Detektor

Alle im folgenden gezeigten Histogramme der auf Monte Carlo-Simulationen (MC) und den in Kap. 4.3 und Anhang A erwähnten Datensätzen basierten Analyse sind auf 100 pb^{-1} erster ATLAS-Daten normiert. Sofern nicht anders angegeben, entsprechen auch die Unsicherheiten den Werten, die von 100 pb^{-1} Daten erwartet werden.

6.1 Selektion von $Z \rightarrow ee$ -, $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen

Um $Z \rightarrow ll$ -Ereignisse vom Untergrund zu trennen wird in dieser Arbeit die in Tab. 6.1 aufgeführte Selektion für alle drei Lepton-Arten verwendet. Einige kinematische Schnitte filtern für diese Arbeit uninteressante Ereignisse heraus. Dazu gibt es noch einige spezielle Selektionen, wie z.B. die Forderung nach zwei Leptonen und den invarianten Massenschnitt. Diese Selektionsschnitte sind bestmöglich einander angepasst, damit für alle Ereignisse die gleiche Selektion durchgeführt wird. Mit Abb. 6.2 ist eine Darstellung der vorhandenen Ereignisse nach jedem Selektionsschnitt gegeben. Die entsprechenden Werte sind in Tab. 6.2 zu finden. Die einzelnen Ereignisanzahlen der einzelnen Datensätze nach erfolgter Selektion befinden sich in Anhang D.

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei einigen Selektionsschnitten wenige bis gar keine Ereig-

Tabelle 6.1: durchgeführte Selektionsschnitte; die Transversalmasse eines Leptons m_T berechnet sich durch $m_T = \sqrt{2 \cdot p_{T,l} \cdot \cancel{E}_T \cdot (1 - \cos \theta)}$

Schnitt \ Ereignis	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$
$\sum E_T$	$\leq 260 GeV$		
\cancel{E}_T	$\geq 20 GeV$	-	-
$ \eta $	$\leq 2,5$		
$\Delta\phi_{Lepton}^{Jet}$	$(\leq \pi - 0,2) \vee (\geq \pi + 0,2)$; Veto auf gegenüberliegende Objekte		
p_T	$\geq 15 GeV$		
m_T	$\leq 40 GeV$		
2-Lepton-Forderung	2 τ 's	2 e's	2 μ 's
Massenschnitt M_{ll}	$20 GeV \leq M_{\tau\tau} \leq 100 GeV$	$60 GeV \leq M_{ee} \leq 120 GeV$	$60 GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 120 GeV$

 Tabelle 6.2: Anzahl der Ereignisse, die das jeweilige Lepton (e, μ , τ) enthalten: 1-, bzw. 2-Lepton-Forderung ist die Forderung nach 2e's, 2 μ 's, bzw. 2 τ 's, ebenso steht $\Delta\phi_{Lepton}^{Jet}$ für das jeweilige Lepton; in Klammern steht die Anzahl der Untergrundereignisse

Schnitt \ Ereignis	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$
1-Lepton-Forderung	101263 (3,86 · 10 ⁹)	127402 (4,73 · 10 ⁸)	149387 (4,07 · 10 ⁸)
$\sum E_T$	80934 (3,27 · 10 ⁹)	100569 (3,86 · 10 ⁸)	139157 (2,65 · 10 ⁸)
\cancel{E}_T	24998 (9,49 · 10 ⁷)	-	-
$ \eta $	24983 (9,49 · 10 ⁷)	100569 (3,86 · 10 ⁸)	139157 (2,65 · 10 ⁸)
$\Delta\phi_{Lepton}^{Jet}$	23999 (9,18 · 10 ⁷)	74801 (2,94 · 10 ⁸)	132303 (2,14 · 10 ⁸)
p_T	23999 (9,18 · 10 ⁷)	70878 (4,43 · 10 ⁷)	125332 (4,86 · 10 ⁷)
m_T	11271 (2,79 · 10 ⁷)	62607 (4,19 · 10 ⁷)	80682 (4,69 · 10 ⁸)
2-Lepton-Forderung	762 (115)	23181 (580318)	40232 (5727)
Massenschnitt M_{ll}	757 (92)	22882 (139)	39543 (178)

nisse unterdrückt werden. Wie aber oben schon erwähnt sind einige Selektionsschnitte nur dazu gedacht sicher zu stellen, dass bei den verwendeten Ereignissen nur „physikalisch“ sinnvolles Material verwendet wird. So ist beispielsweise mit dem η -Schnitt von 2,5 eine Ereignis Selektion gewährleistet, die auch mit dem inneren Detektor vermessen werden kann (vgl. Kap. 3.2.2).

Durch die in dieser Arbeit gewählte Selektion werden nicht ausschließlich Untergrundereignisse sondern ebenso ein großer Anteil von Signalereignissen unterdrückt. So bestehen lediglich 0,75% $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse (hingegen 18% für $Z \rightarrow ee$, 26,5% für $Z \rightarrow \mu\mu$) diese Selektion, mit der eindeutige Signalereignisse („saubere“ MC-Datensätze) garantiert sind. Die übrig gebliebenen Untergrund-Bestandteile (Werte) sind in Anhang D zu finden.

In Abb. 6.2(a) scheint es, als ob nach der 2-Elektron-Forderung mehr Untergrund als Signal existiert. Die Ursache ist technischer Natur. Die Selektion bestehen einige wenige Untergrundereignisse, die mit hohem Gewicht beitragen, also einer Vielzahl von Ereignissen entsprechen. In der Rekonstruktion gehen diese dann als Ausreißerwerte mit großem MC-Fehler ein. Ob es der Realität entspricht, dass mehr Untergrund als Signal vorhanden ist, ist aufgrund der geringen

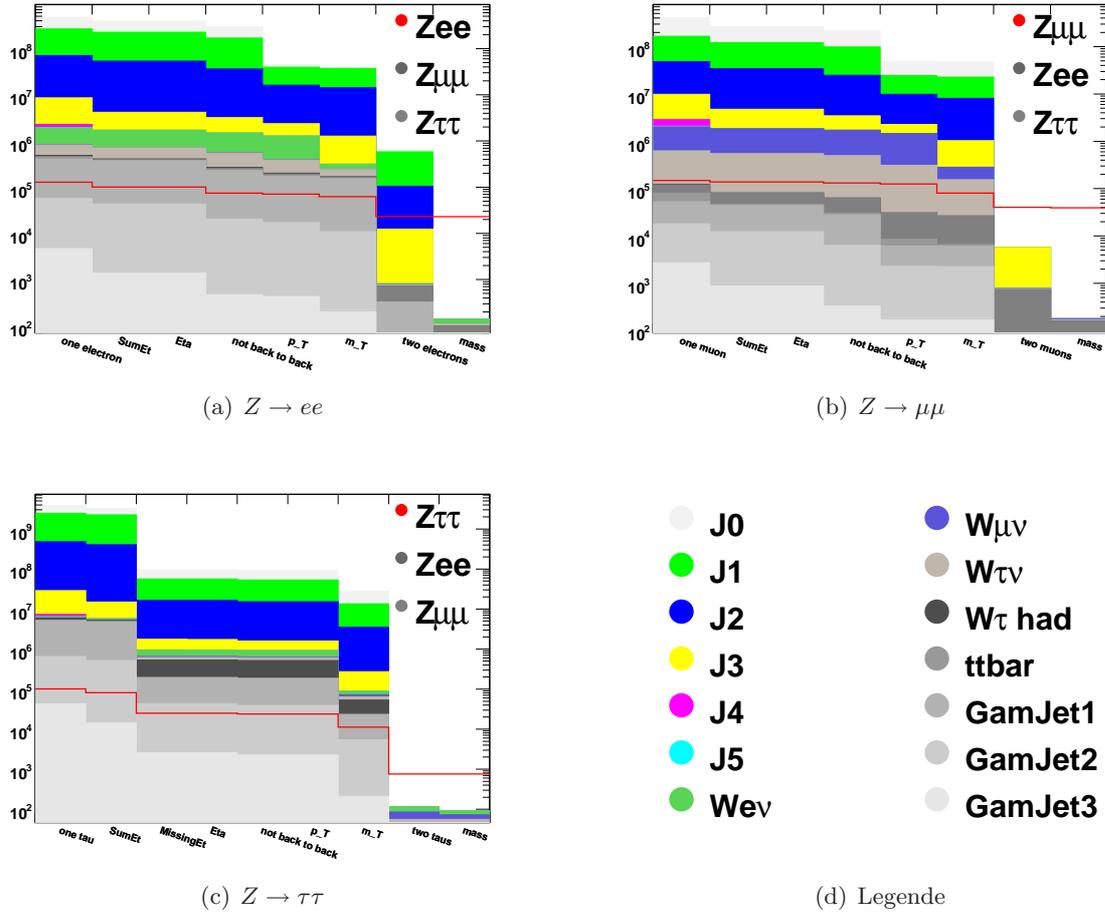
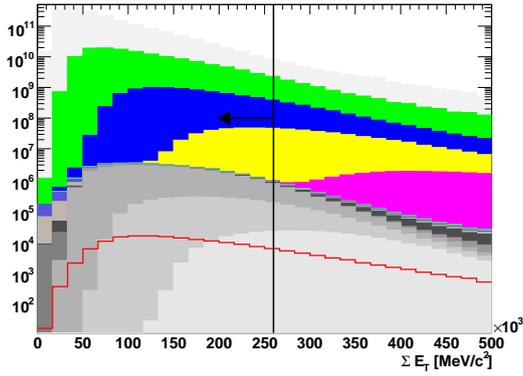


Abbildung 6.2: Anzahl der Ereignisse, die die entsprechenden Leptonen enthalten, nach jedem Schritt der Selektion

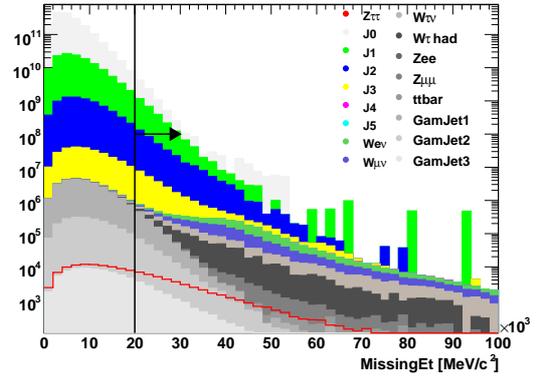
MC-Statistik schwer feststellbar.

Im folgenden soll am Beispiel des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls die Selektion kurz skizziert und begründet werden (für $Z \rightarrow ee$ - und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion siehe Tabellen und Histogramme im Anhang D).

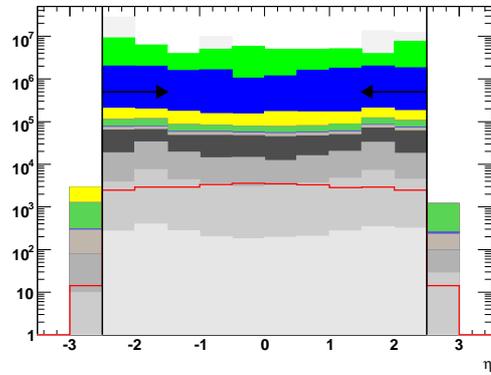
Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen die Verteilungen einer Größe, bevor auf diese geschnitten wird, unter Berücksichtigung der vorangegangenen Selektion. Ereignisse, die sich in Pfeilrichtung befinden (siehe Selektion, Tab. 6.1), bestehen die Selektion und werden nicht herausgefiltert. Mit den Schnitten auf die Summe der transversalen Energie (Abb. 6.3(a)) sowie der fehlenden transversalen Energie (Abb. 6.3(b)) werden hauptsächlich QCD-Jets unterdrückt. Der anschließende η -Schnitt (Abb. 6.3(c)) stellt sicher, dass Ereignisse, die nicht im inneren Detektor vermessen werden können, vermieden werden. Abbildung 6.3(d) zeigt die Wahl von nicht in ϕ gegenüberliegenden Objekten, wodurch Jets, die τ -Leptonen suggerieren, verhindert werden. Der darauffolgende Schnitt des Transversalimpulses (Abb. 6.3(e)) garantiert Unterdrückung von *underlying events*, sowie einen einheitlichen minimalen Transversalimpuls aller Datensätze.



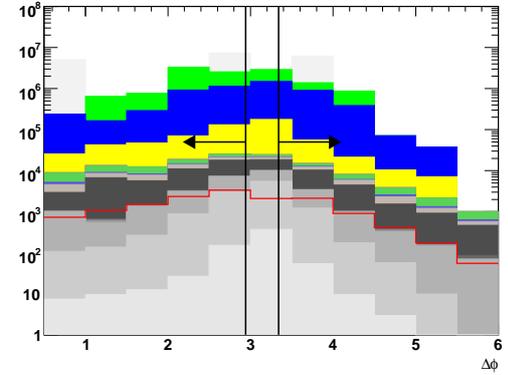
(a) Summe der transversalen Energie vor irgendeinem Schnitt für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal



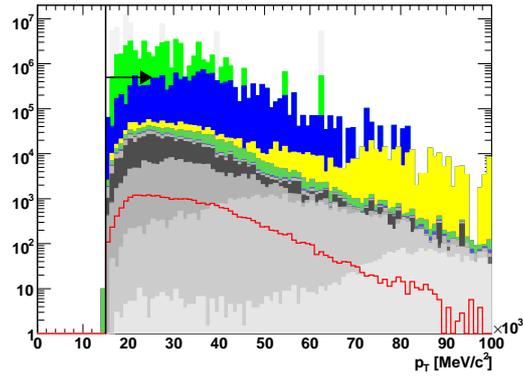
(b) Fehlende transversale Energie nach dem $\sum E_T$ -Schnitt für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal



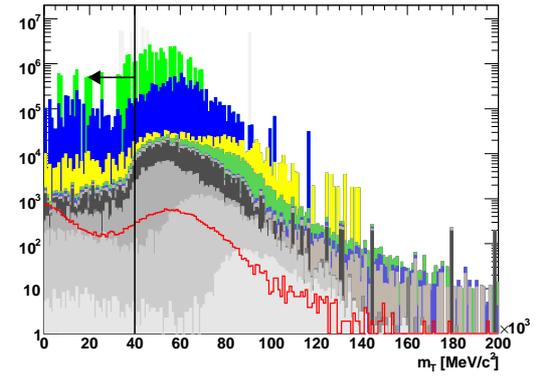
(c) η -Verteilung von τ -Leptonen nach dem $\sum E_T$ - und \cancel{E}_T -Schnitt für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal



(d) $\Delta\phi$ -Verteilung von τ 's zum nächsten Jet nach dem $\sum E_T$ -, \cancel{E}_T - und η -Schnitt für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal

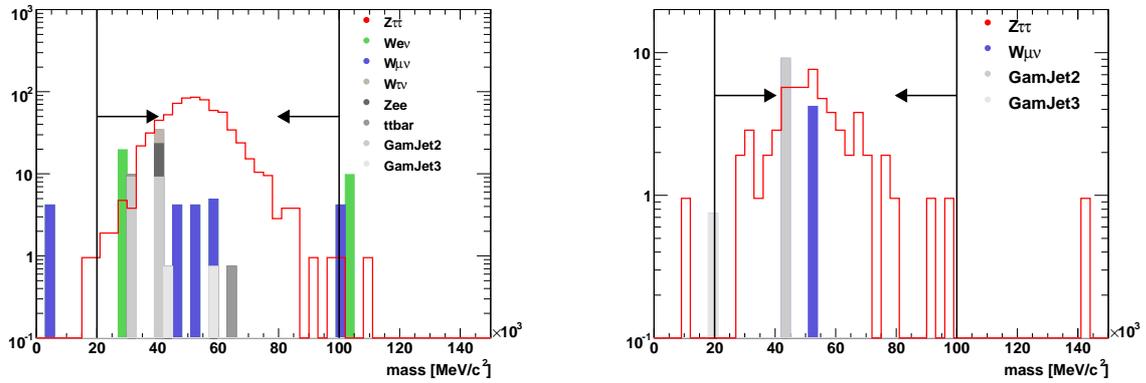


(e) Transversalimpuls-Verteilung von τ 's nach dem $\sum E_T$ -, \cancel{E}_T -, η - und $\Delta\phi$ -Schnitt für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal



(f) Transversalmassen-Verteilung von τ 's nach dem $\sum E_T$ -, \cancel{E}_T -, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal

Abbildung 6.3: Erster Teil der Selektion zur τ -Massenrekonstruktion sowie der τ -Rekonstruktionseffizienz



(a) Massenverteilung von zwei entgegengesetzt geladenen τ -Leptonen nach dem $\sum E_{T^-}$, \cancel{E}_{T^-} , η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach zwei τ 's für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal

(b) Massenverteilung von zwei gleich geladenen τ -Leptonen nach dem $\sum E_{T^-}$, \cancel{E}_{T^-} , η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach zwei τ 's für $Z \rightarrow \tau\tau$ als Signal

Abbildung 6.4: Zweiter Teil der Selektion zur τ -Massenrekonstruktion sowie der τ -Rekonstruktionseffizienz

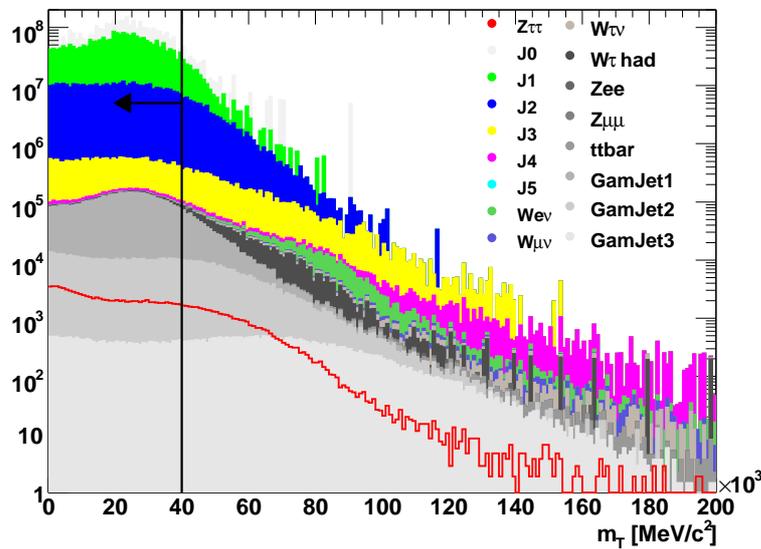


Abbildung 6.5: Transversale Massenverteilung eines τ -Leptons ohne durchgeführten Selektionsschritte

Mit der in Abb. 6.3(f) gezeigten Selektion von Ereignissen mit einer Transversalmasse niedriger als 40 GeV werden vor allem W-Boson-Zerfälle unterdrückt. Es scheint so, als ob auch viel Signal unterdrückt wird. Deutlicher wird die W-Bosonen-Unterdrückung daher an Hand der Abb. 6.5 (Abb. D.2 und D.3 für die einzelnen Datensätze), in der die transversale τ -Masse ohne durchgeführte Selektionsschnitte dargestellt ist. Man erkennt, dass die Maxima der W-Datensätze zwischen 50 GeV und 80 GeV liegen und nicht mit dem Signalereignis $Z \rightarrow \tau\tau$ überlappen. Der letzte durchgeführte Schnitt (Abb. 6.4(a), 6.4(b)) grenzt die invariante Masse zweier τ 's auf ein Massenfenster ein. Am letzten durchgeführten Schnitt (Abb. 6.4(a), 6.4(b)) wird deutlich, dass ein klarer invarianter Massenpeak zweier τ -Leptonen hervortritt. Einige wenige Untergrundereignisse konnten nicht unterdrückt werden (siehe Tab. 6.2, Abb. 6.2(c)).

Die Selektion von $Z \rightarrow ee$ - und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen erfolgt analog (siehe Abb. D.4, D.5, D.6 und D.7).

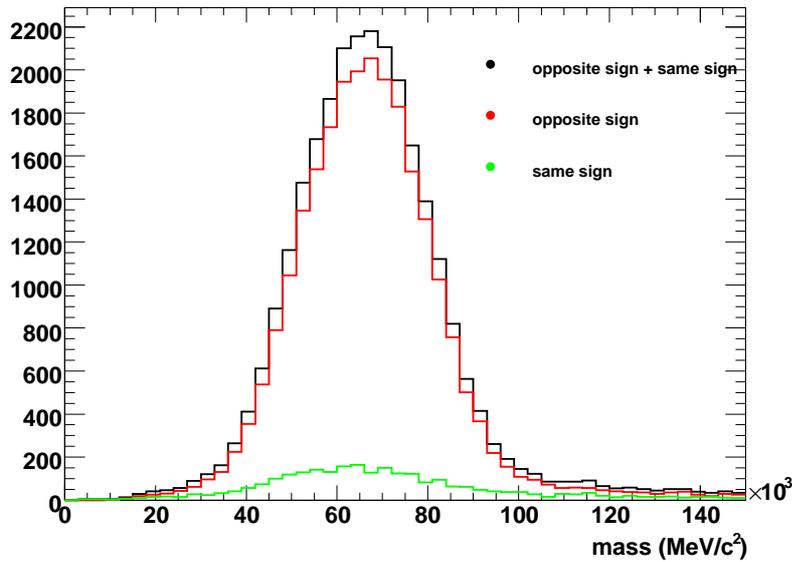
Im nächsten Abschnitt wird genauer auf die Massenrekonstruktion zweier Leptonen eingegangen.

6.2 Massenrekonstruktion von $Z \rightarrow ll$ -Ereignissen

Abbildung 6.6 zeigt die erwartete invariante Masse zweier τ -Leptonen, die die Z-Bosonen-Masse repräsentiert. Es ist die Gesamtverteilung (zusätzlich aufgesplittet in ihr Ladungsverhältnis gleich und ungleich geladener τ -Paare) zu erkennen. Es fällt auf, dass die Verteilung der gleich geladenen τ 's (grün) entgegen der Erwartung nicht vollständig flach verläuft. Aufgrund von kombinatorisch möglichen Paaren von entgegengesetzt und gleich geladenen Teilchen, sollte im Z-Zerfall bei der Verteilung gleich geladener Teilchen eine flache Kurve auftreten sowie bei der ungleich geladener eine flache Verteilung unter dem Peak sein. Die Ladungsmissidentifizierung von τ -Leptonen macht also einen signifikanten Anteil aus, der bei der Z-Massenrekonstruktion nicht vernachlässigt werden darf. Um diese Ladungsmissidentifizierung zu verringern wird die invariante (Z-)Masse zweier τ -Leptonen dementsprechend separat für gleich (grün) und ungleich (rot) geladene τ 's rekonstruiert und gemessen. Dies ist insbesondere für die τ -Effizienzbestimmung von Bedeutung. Bei ihr wird also die Z-Anzahl separat für die gleich und für die ungleich geladenen τ 's ermittelt. Die Gesamtanzahl an rekonstruierten Z-Bosonen ist folglich die Summe der Anzahl der beiden einzelnen rekonstruierten Z-Bosonen von gleich und ungleich geladenen τ -Leptonen. Der Vollständigkeit halber ist die gesamte Massenverteilung (schwarz) zweier τ 's als die Summe beider einzelnen Verteilungen zusätzlich dargestellt. Kombinatorischer Untergrund ist in diesem Fall nicht mit berücksichtigt.

Bei Elektronen und Myonen (Abb. 6.7) ist kein signifikanter Peak der gleich geladenen Leptonen zu erkennen. Dort kann die Gesamtanzahl an Z's und die gesamte Z-Massenverteilung unter Berücksichtigung des kombinatorischen Untergrunds erfolgen, indem die Massenverteilung der gleich geladenen von der Massenverteilung der ungleich geladenen Leptonen abgezogen wird.

Für Elektronen und Myonen (Abb. 6.7) ist die Messung und Rekonstruktion der Z-Masse sehr präzise; sie liegt bei 87,7 GeV mit einer Breite von 9,7 GeV für Elektronen und bei 89,4 GeV mit einer Breite von 9,7 GeV für Myonen. Für Elektronen wird aufgrund von Bremsstrahlung eine leicht geringere Z-Masse erwartet. Bei τ -Leptonen ist der Z-Peak stark nach links verschoben und wesentlich breiter (Abb. 6.6). Durch das im τ -Zerfall entstehende Neutrino (fehlende

(a) invariante Masse von zwei τ -LeptonenAbbildung 6.6: invariante Masse von zwei τ -Leptonen

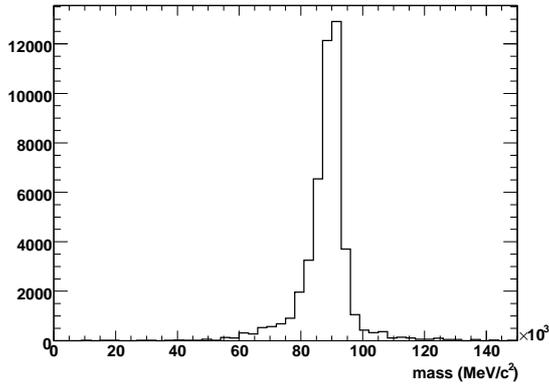
transversale Energie) wird folglich für sichtbare, hadronische τ 's eine wesentlich kleinere Z-Masse von 67,5 GeV mit einer Breite von 17,6 GeV erwartet. Ein getestetes Verfahren, die kollineare Approximation, hat keine positive Veränderung bewirkt und wird daher nicht für die Massenbestimmung verwendet.

6.2.1 Kollineare Approximation

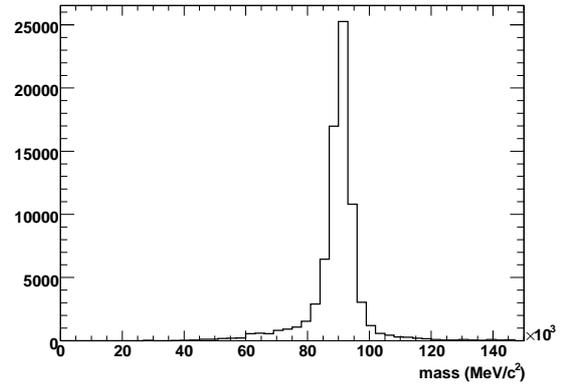
Obwohl die kollineare Approximation für den Zweck dieser Studie nicht geeignet ist, wird sie hier kurz erläutert.

Bei ihr ist die Grundannahme, dass das durch den τ -Zerfall entstehende Neutrino in τ -Richtung fliegt (Abb. 6.8). Mit Hilfe der fehlenden transversalen Energie, die die Energie der Neutrinos repräsentiert, kann die invariante Masse beider τ -Leptonen bestimmt werden.² Ein großes Problem ist das Auflösungsvermögen der fehlenden Transversalenergie. In Abb. 6.9 ist die Z-Masse von zwei τ 's zu erkennen. In schwarz ist die visuelle rekonstruierte Verteilung, die sich mit Hilfe der kollinearen Approximation zur roten verschiebt. Man erkennt deutlich, dass sich der Peak zwar in die richtige Richtung verschiebt aber aufgrund des starken Statistikverlusts flacher und breiter wird. Durch Wahl der wahren Monte Carlo-Information für die fehlende Transversalenergie wird eine bessere Auflösung derselben simuliert. Mit dieser „besseren“ Auflösung erreicht man den gewünschten Effekt (blaue Verteilung). Der Z-Massen-Peak wird schmaler und liegt an der richtigen Position. Zur Kontrolle ist in violett die Massenverteilung für alle wahren Monte Carlo-Informationen dargestellt. Im Vergleich zwischen der blauen und violetten Verteilung sind nur noch kleine Unterschiede zu erkennen, so dass das Verfahren der kollinearen Approximation

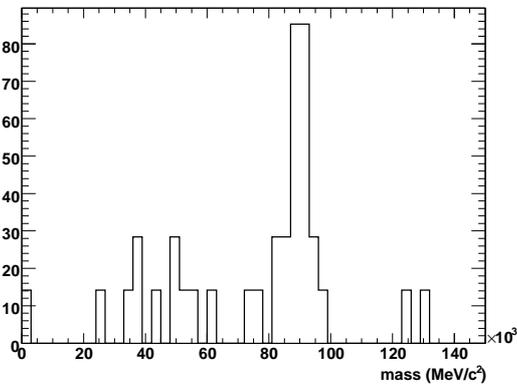
²Die fehlende Transversalenergie muss zwischen den beiden τ -Leptonen liegen, damit gewährleistet ist, dass sie von den beiden Neutrinos, die in Richtung der τ 's fliegen, herrührt.



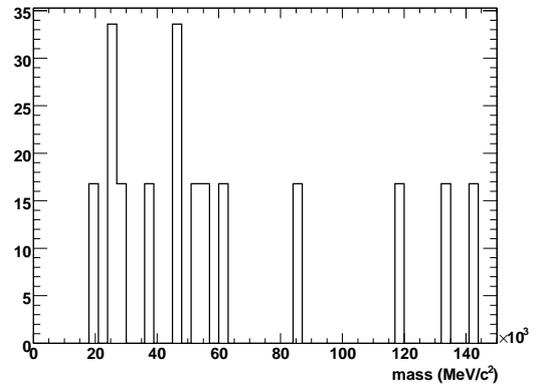
(a) invariante Masse von zwei entgegengesetzt geladenen e-Leptonen



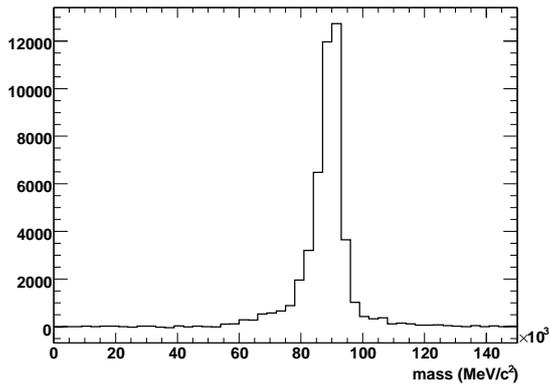
(b) invariante Masse von zwei entgegengesetzt geladenen μ -Leptonen



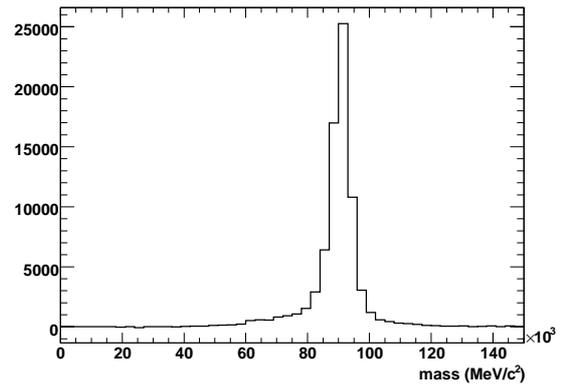
(c) invariante Masse von zwei gleich geladenen e-Leptonen



(d) invariante Masse von zwei gleich geladenen μ -Leptonen



(e) invariante Masse von zwei e-Leptonen



(f) invariante Masse von zwei Myonen

Abbildung 6.7: Erwartete invariante Massenverteilungen zweier Elektronen (links) und Myonen (rechts) aufgesplittet in ihr Ladungsverhältnis und die resultierende (Verteilungen aus den jeweiligen Signaldatensätzen)

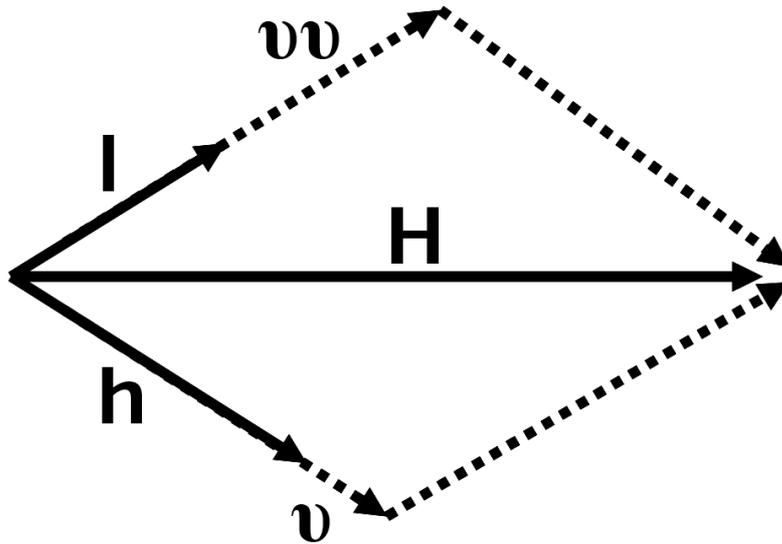


Abbildung 6.8: Funktionsweise der kollinearen Approximation; die Abbildung zeigt das Beispiel eines semileptonischen Zerfalls $H \rightarrow \tau\tau$. Die Funktionsweise gilt aber analog für hadronische τ -Zerfälle. Aus [51]

aufgrund des Auflösungsvermögens der fehlenden transversalen Energie nicht zum gewünschten Erfolg führt und damit für die Massenrekonstruktion zweier Leptonen nicht zielführend ist. Das Verfahren der kollinearen Approximation ist hingegen vielversprechend sofern die Rekonstruktion, bzw. Suche der Masse eines nicht gemessenen Teilchens wie dem Higgs-Boson (im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$) und nicht die Selektion von Ereignissen eines bestimmten Typs ($Z \rightarrow \tau\tau$) mit genau vermessener Masse im Vordergrund steht.

6.2.2 Durchgeführte Massenrekonstruktion

Die Abb. 6.10 und 6.11 zeigen die nach der in Kap. 6.1 vorgestellten Selektion resultierenden Z-Massenverteilungen, aufgesplittet in ihr Ladungsverhältnis sowie die gesamte Verteilung. Für Elektronen und Myonen ergibt sich die Gesamtmasse aus der Differenz beider einzelnen Verteilungen sowie für τ -Leptonen als Summe um die Ladungsmissidentifizierung von τ -Leptonen zu verringern (s.o.). Bei den τ -Verteilungen 6.10(a), 6.10(b) und 6.10(c) sind einige Ausreißer zu erkennen, die wegen niedriger MC-Statistik zu Stande kommen. So bestehen einige wenige Untergrundereignisse wie zum Beispiel aus W-Boson-Zerfällen, die allerdings mit hohem Gewicht eingehen, die Selektion (vgl. Tab. D.1 und D.2 sowie Abb. 6.2(c)).

Insgesamt ergeben sich in Abb. 6.10 und 6.11 oben erwartete Z-Massen, für Elektronen $(89,22 \pm 0,032)$ GeV mit einer Breite von $(3,38 \pm 0,03)$ GeV, die auf Grund von Bremsstrahlung etwas verschoben ist, und für Myonen eine Masse von $(90,67 \pm 0,02)$ GeV mit einer Breite von $(3,21 \pm 0,02)$ GeV, sowie für τ 's ein Wert von $(50,93 \pm 0,43)$ GeV mit einer Breite von $(10,5 \pm 0,5)$ GeV, der unterhalb der erhofften Masse liegt. Der durchgeführte Fit ist eine auf einem Polynom ersten Grades auffadierte normierte Gaußfunktion. Die Fehler liegen in den von 100 pb^{-1} Daten erwarteten Größenordnungen.

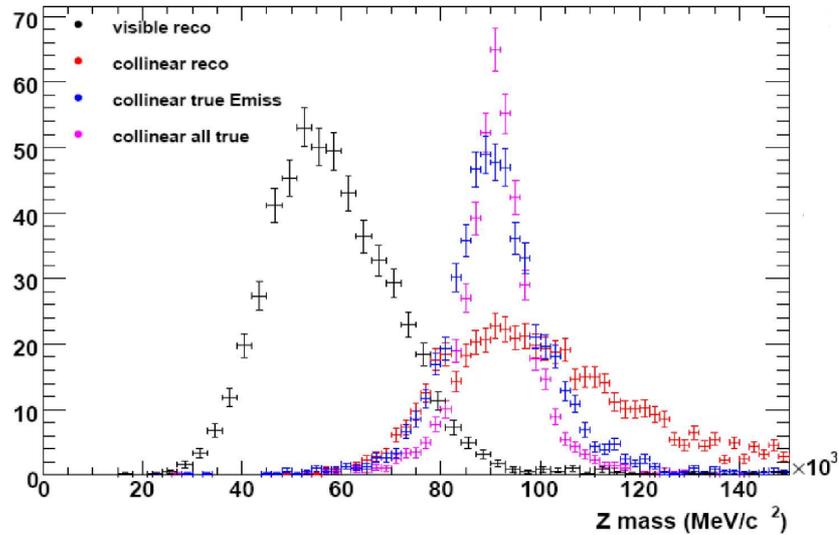
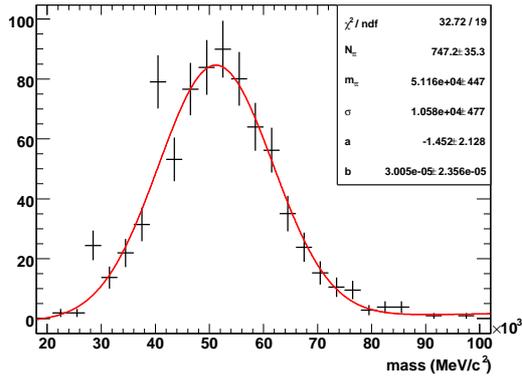
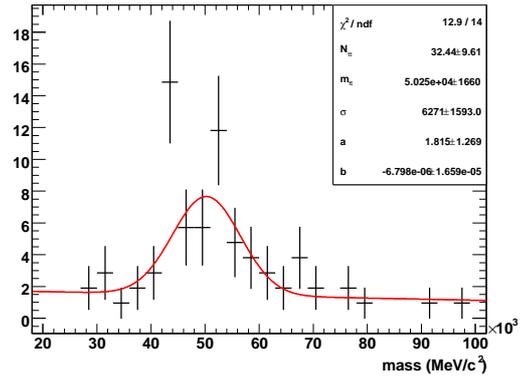


Abbildung 6.9: Invariante Masse zweier τ -Leptonen mit Hilfe des Verfahrens der kollinearen Approximation

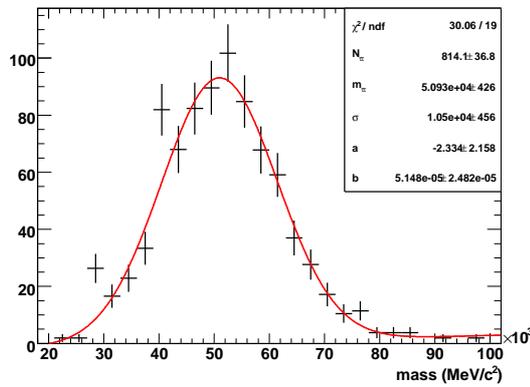
Zu erwähnen bleibt noch, dass für die τ -Effizienzbestimmung, die im nächsten Abschnitt folgt, aufgrund der Ladungsmissidentifizierung die separaten Z-Massenverteilungen 6.10(a) und 6.10(b) verwendet werden. Abbildung 6.10(c) ist nur der Vollständigkeit halber hier aufgeführt.



(a) invariante Masse von zwei entgegengesetzt geladenen τ -Leptonen nach der Selektion

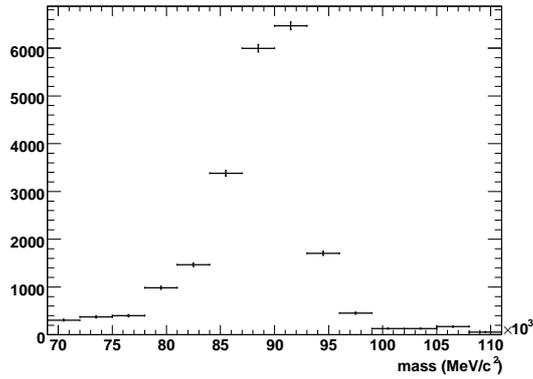


(b) invariante Masse von zwei gleich geladenen τ -Leptonen nach der Selektion

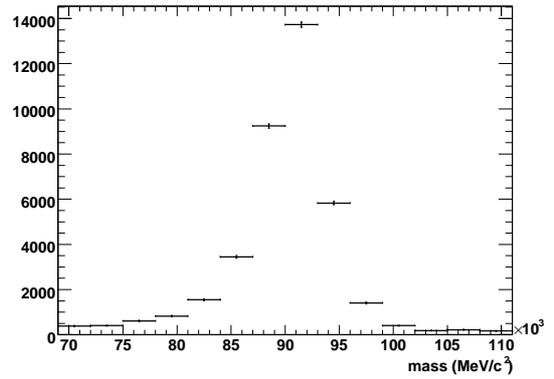


(c) invariante Masse von zwei τ -Leptonen nach der Selektion

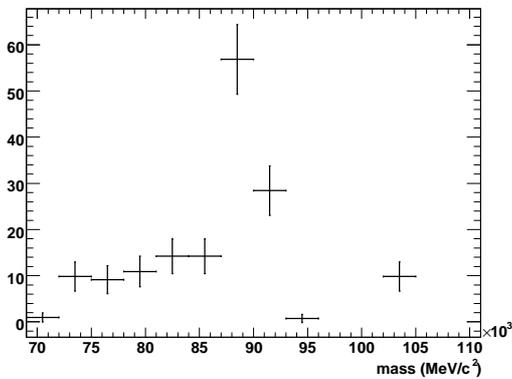
Abbildung 6.10: Massenverteilungen zweier τ 's nach der Selektion mit Untergrund



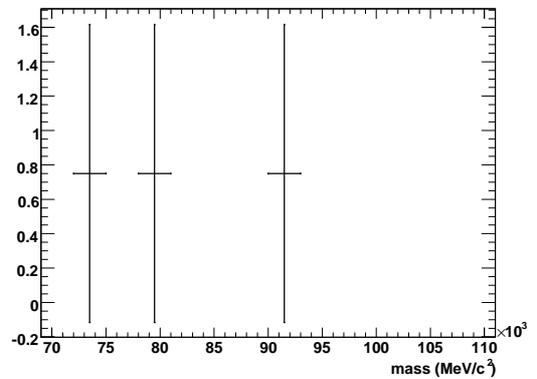
(a) invariante Masse von zwei entgegengesetzt geladenen e-Leptonen nach der Selektion



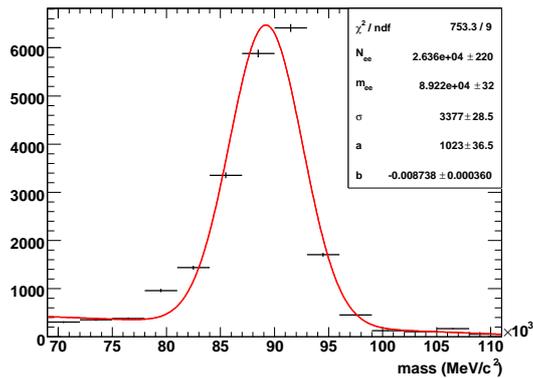
(b) invariante Masse von zwei entgegengesetzt geladenen μ -Leptonen nach der Selektion



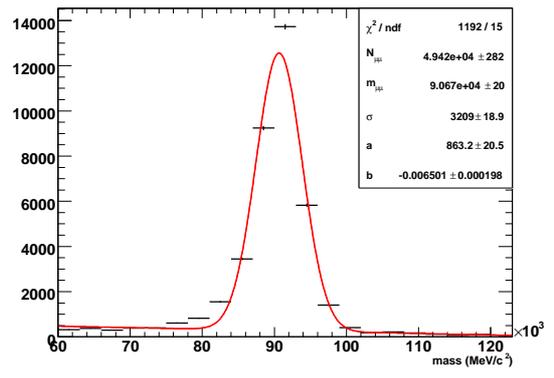
(c) invariante Masse von zwei gleich geladenen e-Leptonen nach der Selektion



(d) invariante Masse von zwei gleich geladenen μ -Leptonen nach der Selektion



(e) invariante Masse von zwei e-Leptonen nach der Selektion



(f) invariante Masse von zwei μ -Leptonen nach der Selektion

Abbildung 6.11: Massenverteilung zweier Leptonen aufgesplittet in ihr Ladungsverhältnis nach der Selektion mit Untergrund

6.3 τ -Effizienzbestimmung aus Daten

Im folgenden soll die in dieser Arbeit verwendete Methode vorgestellt werden, mit deren Hilfe die τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz hadronisch zerfallender τ -Leptonen mit Hilfe des Zerfalls $Z \rightarrow \tau\tau$ relativ zur μ -Effizienz des Zerfalls $Z \rightarrow \mu\mu$ erster Daten von ATLAS gemessen werden könnte. Auf Eigenschaften des Triggers wird später eingegangen, da einige wichtige Variablen (z.B. Variablen zur Entscheidung, welches τ im Ereignis den Trigger ausgelöst hat) nicht in den Datensätzen der verwendeten ATHENA-Version 12.0.6 verfügbar sind.

Die gesamte $Z \rightarrow \tau\tau$ -Effizienz lässt sich mit

$$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ges} = \frac{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}}{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ini} \cdot \Gamma_{\tau \rightarrow had}^2} \quad (6.1)$$

berechnen, wobei $N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}$ die Anzahl von selektierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen nach der Selektion, $N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ini}$ die Anzahl aller initialisierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse und $\Gamma_{\tau \rightarrow had}$ die Zerfallswahrscheinlichkeit hadronisch zerfallender τ 's ist.

Die Größe $\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ges}$ kann auch folgendermaßen erhalten werden:

$$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ges} = \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \underbrace{\epsilon_{\tau_1}(p_T) \cdot \epsilon_{\tau_2}(p_T)}_{=\epsilon_\tau^2}, \quad (6.2)$$

in der $\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}$ die Selektionseffizienz außer der τ -Identifikation³ ist und neben der kinematischen Effizienz $\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{kin}$ (inkl. aller Schritte wie $\sum E_T$, \cancel{E}_T , η etc.) auch Triggereffizienzen $\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{Trigger}$ beinhaltet, welche zunächst nicht explizit bestimmt werden (s.o.).

Es soll die mittlere τ -Effizienz (gemittelt über alle p_T , η etc.) bestimmt werden, so dass in Gl. 6.2 zusätzlich noch $\epsilon_{\tau_1} = \epsilon_{\tau_2}$ angenommen werden kann. Löst man nun Gl. 6.1 und 6.2 nach ϵ_τ auf, so erhält man die mittlere τ -Effizienz

$$\epsilon_\tau = \sqrt{\frac{\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ges}}{\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}}} = \sqrt{\frac{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}}{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ini} \cdot \Gamma_{\tau \rightarrow had}^2 \cdot \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}}}. \quad (6.3)$$

Die Anzahl der initialisierten $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse ($N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ini}$) kann verschiedenen Quellen entnommen werden, wie zum Beispiel

1. aus der integrierten Luminosität von ATLAS mit Hilfe von

$$N_{Z \rightarrow ll}^{ini} = L_{int} \cdot \sigma_{Z \rightarrow ll} \quad (6.4)$$

2. aus $\frac{N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel}}{\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{ges}}$ (siehe Gl. 6.1). Bei Verwendung dieser Methode müssen die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden. Es gilt also:

$$N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ini} = N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{ini} \cdot \frac{\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}}{\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}} = \frac{N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \frac{\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}}{\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}}}{\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{ges}} = \frac{N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \frac{\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}}{\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}}}{\epsilon_\mu^2 \cdot \epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel}}, \quad (6.5)$$

³Die τ -Identifikation erfolgte in dieser Arbeit vor der Analyse schon in den verwendeten Datensätzen.

wobei ϵ_μ^{sel} wiederum nur durch die kinematische Effizienz ϵ_μ^{kin} der $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion gegeben ist.

In dieser Arbeit soll die mögliche τ -Effizienz der ersten ATLAS-Daten von 100 pb^{-1} in Relation zur μ -Effizienz bestimmt werden, so dass sich mit Hilfe von Gl. 6.3 und 6.5 für die mittlere τ -Effizienz

$$\epsilon_\tau = \frac{\epsilon_{\mu\tau}}{\Gamma_{\tau \rightarrow had}} \cdot \sqrt{\frac{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}}{N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}} \cdot \frac{\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel}}{\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}}} \quad (6.6)$$

ergibt.

Die Frage, die sich nun stellt, ist, wie sich die Anzahl selektierter $Z \rightarrow ll$ -Ereignisse sowie die Selektionseffizienzen $\epsilon_{Z \rightarrow ll}^{sel}$ ergeben. Für die Wirkungsquerschnitte sowie das Verzweigungsverhältnis hadronisch zerfallender τ 's werden die entsprechenden Theoriewerte genommen.

Die Anzahl der selektierten $Z \rightarrow ll$ -Ereignisse wird durch Rekonstruktion der Z-Masse zweier Leptonen und somit aus der durchgeführten Näherung (Fit) ermittelt. Zur Berechnung der Selektionseffizienzen müssen die bekannten Gleichungen

$$\epsilon_{Z \rightarrow ll}^{ges} = \frac{N_{Z \rightarrow ll}^{sel}}{N_{Z \rightarrow ll}^{ini}(\cdot \Gamma_{l \rightarrow had}^2)} \quad (6.7)$$

und

$$\epsilon_{Z \rightarrow ll}^{ges} = \epsilon_{Z \rightarrow ll}^{sel} \cdot \epsilon_{l_1} \cdot \epsilon_{l_2} \quad (6.8)$$

mit

$$\epsilon_{l_1} = \frac{\#1.Lepton}{N_{Z \rightarrow ll}^{ini}(\cdot \Gamma_{l \rightarrow had}^2)} \quad (6.9)$$

und

$$\epsilon_{l_2} = \frac{\#2.Lepton}{\#1.Lepton} \quad (6.10)$$

verwendet werden. Die Parameter ϵ_{l_1} und ϵ_{l_2} geben die Effizienzen an ein, bzw. zwei Leptonen ohne durchgeführte Selektionsschnitte zu finden. Unter Verwendung der obigen Gleichungen erhält man die Selektionseffizienz

$$\epsilon_{Z \rightarrow ll}^{sel} = \frac{\epsilon_{Z \rightarrow ll}^{ges}}{\epsilon_{l_1} \cdot \epsilon_{l_2}} = \frac{N_{Z \rightarrow ll}^{sel} \cdot N_{Z \rightarrow ll}^{ini}(\cdot \Gamma_{l \rightarrow had}^2) \cdot \#1.Lepton}{N_{Z \rightarrow ll}^{ini}(\cdot \Gamma_{l \rightarrow had}^2) \cdot \#1.lepton \cdot \#2.lepton} = \frac{N_{Z \rightarrow ll}^{sel}}{\#2.lepton}. \quad (6.11)$$

Um eine erste Abschätzung in Daten zu haben, werden in dieser Arbeit zur Berechnung der Selektionseffizienzen wahre MC-Informationen, die in den Datensätzen verfügbar sind, verwendet. Untersuchungen zu den Bestandteilen der Selektionseffizienz wird von anderen Arbeitsgruppen durchgeführt (vgl. z.B. [52], [53]). Für eine erste Abschätzung wird der Fehler zu 10% angenommen. Bei größeren Unsicherheiten wäre die entsprechende Größe nicht gut bestimmt (zur Zeit eventuell technisch wegen zu geringer MC-Statistik größer). Analog werden als erste Abschätzung der μ -Effizienz ebenfalls wahre MC-Informationen verwendet.

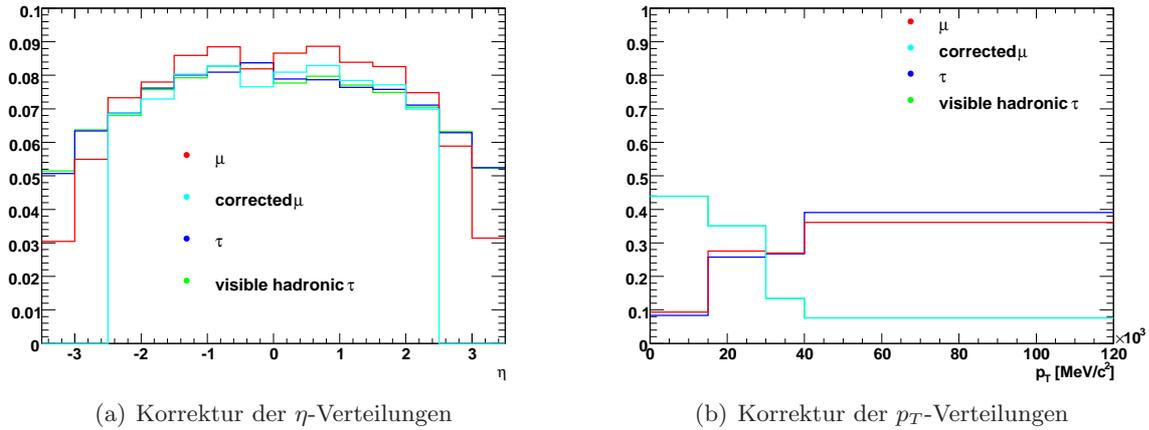


Abbildung 6.12: zur Berechnung der auf 1 normierten Verteilungen der Korrekturfaktoren

Die resultierenden Werte werden in Kap. 6.3.2 diskutiert. Zunächst muss eine Einführung von notwendigen Korrekturfaktoren erfolgen. Zusätzlich werden auch τ -Effizienzen in verschiedenen η -Bereichen vorgestellt sowie eine Methode diese Effizienzen in unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen zu berechnen.

6.3.1 Korrekturfaktoren

Da die τ -Effizienz relativ zur μ -Effizienz bestimmt werden soll, sind zwei Arten von Korrekturen notwendig, um die Verteilung der Myonen an die der τ -Leptonen anzugleichen. Zum einen ist dort eine η -Korrektur und zum anderen eine Korrektur der Transversalimpulsverteilungen. Abbildung 6.12 zeigt Darstellungen zur Korrektur dieser Verteilungen. Diese Korrekturfaktoren sind mit Hilfe von wahren MC-Informationen bestimmt.

η -Korrektur

Bei der η -Verteilung (Abb. 6.12(a)) ist zu sehen, dass das sichtbare hadronische τ (grün) und das τ inkl. des Neutrinos (blau) mit der μ - η -Verteilung (rot) gut überlappt. Infolge eines Generatorschnitts für Myonen bei $|\eta| = 2,5$ ist ein globaler η -Korrekturfaktor nötig, da sich durch den Generatorschnitt der effektive Wirkungsquerschnitt von Myonen im Bereich von $-2,5 < \eta < 2,5$ (siehe Selektion Kap. 6.1) ändert. Dieser Korrekturfaktor C_η beträgt

$$C_\eta = \frac{N_\tau^{-2,5-2,5}}{N_\mu^{-2,5-2,5}} = 0,935, \quad (6.12)$$

gilt für jeweils ein einzelnes μ und geht dementsprechend für die Korrektur der Anzahl selektierter $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse bei der mittleren τ -Effizienz sowie bei der τ -Effizienz in η - und p_T -Bereichen quadratisch ein:

$$N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel,korr} = C_\eta^2 \cdot N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel}. \quad (6.13)$$

Tabelle 6.3: einige ermittelte Korrekturfaktoren zur Transversalimpulskorrektur

Korrekturfaktor	
$C_{p_T,(0-15)GeV}$	4,706
$C_{p_T,(15-30)GeV}$	1,272
$C_{p_T,(30-40)GeV}$	0,497
$C_{p_T,(40-120)GeV}$	0,211

p_T -Korrektur

Um die τ -Effizienz relativ zu der von Myonen in verschiedenen Bereichen des Transversalimpulses berechnen zu können, muss die Myon-Verteilung des Transversalimpulses mit der τ -Transversalimpulsverteilung (inkl. des Neutrinos) überlappen. In Abb. 6.12(b) kann ein deutlicher Überlapp zwischen beiden Verteilungen (blau und rot) festgestellt werden. Daher muss eine Neugewichtung der μ - p_T -Verteilung in den entsprechenden Bereichen erfolgen um sie der sichtbaren hadronischen τ - p_T -Verteilung (grün/magenta) anzugleichen. Die korrigierte Myonverteilung (magenta) überlappt vollständig mit der sichtbaren hadronischen τ -Verteilung, weshalb diese (ursprünglich in grün) nicht mehr zu erkennen ist. Die entsprechenden Korrekturfaktoren, dessen Werte in Tab. 6.3 stehen, gelten wiederum nur für ein Myon und gehen erneut in die Neuberechnung der Anzahl selektierter $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse, diesmal aber nur in verschiedenen Transversalimpulsbereichen, quadratisch ein.

Aufgrund zu niedriger MC-Statistik⁴ liegen zu wenige Paare von Myonen und τ -Leptonen in einem p_T -Bereich, so dass ein variiertes Verfahren der Effizienzbestimmung von Nöten ist (siehe Kap. 6.3.4). Dies wirkt sich auch auf die p_T -Korrekturfaktoren aus. Neu berechnete p_T -Korrekturfaktoren, die diesmal für Myonpaare in den entsprechenden Transversalimpulsbereichen gelten, sind in Tab. 6.4 angegeben. Die korrigierte Anzahl von Z-Bosonen, mit Myonen im p_T -Bereich i und j, beträgt folglich

$$N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel,korrigiert,i,j} = C_{p_T,Lepton1,Lepton2} \cdot C_{\eta}^2 \cdot N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \quad (6.14)$$

inklusive der η -Korrektur.

6.3.2 Mittlere τ -Effizienz

Mit Tab. 6.5 sind Faktoren (Korrekturfaktoren, Verzweigungsverhältnis, ...), die zur Berechnung der τ -Effizienz in den nächsten Abschnitten von Nöten sind, gegeben.

Wie bei der Darstellung der Methode in diesem Kapitel schon erwähnt, lässt sich die mittlere τ -Effizienz mit Hilfe von Gl. 6.6 zu $(58,9 \pm 5,3) \%$ berechnen (Tab. 6.6 sowie Abb. 6.10(a) und 6.10(b) der einzelnen Verteilungen). Berücksichtigt ist dabei die in Kap. 6.3.1 erwähnte η -Korrektur für die Anzahl von Myon-Paaren $N_{\mu\mu}$.

⁴siehe Kap. 6.3.4, 246 τ -Paare zwischen 15 GeV und 30 GeV, 40 zwischen 30 GeV und 40 GeV und 13 zwischen 40 GeV und 120 GeV, wobei beide τ -Leptonen im gleichen Transversalimpulsbereich liegen.

Tabelle 6.4: Korrekturfaktoren zur Neuberechnung der Anzahl von $Z \rightarrow \mu\mu$ -Paaren; ein Faktor steht für zwei Myonen

Korrekturfaktor $C_{p_T, Lepton1, Lepton2}$	
$C_{p_T, (0-15)GeV, (0-15)GeV}$	X
$C_{p_T, (15-30)GeV, (15-30)GeV}$	1,193
$C_{p_T, (30-40)GeV, (15-30)GeV}$	1,341
$C_{p_T, (30-40)GeV, (30-40)GeV}$	0,38
$C_{p_T, (40-120)GeV, (15-30)GeV}$	0,963
$C_{p_T, (40-120)GeV, (30-40)GeV}$	0,213
$C_{p_T, (40-120)GeV, (40-120)GeV}$	0,083

 Tabelle 6.5: Faktoren zur Berechnung der τ -Effizienzen

Faktor	
C_η	0,935
$\Gamma_{\tau \rightarrow had}$	$0,648 \pm 0,001$
$\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}$	$1670 pb^{-1}$
$\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}$	$1680 pb^{-1}$
integrierte Luminosität	$100 pb^{-1}$

Um das Problem der Ladungsmissidentifizierung bei $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen zu berücksichtigen, wird das Z-Boson für gleich und ungleich geladene τ -Paare separat rekonstruiert (separate Massenrekonstruktion, siehe Kap. 6.2.2), so dass die Gesamtanzahl $N_{\tau\tau}^{sel}$ von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen die Summe aus der Anzahl gleich geladener und ungleich geladener τ -Paare ist.

In Tab. 6.6 ist eine Übersicht sämtlicher zur Berechnung notwendiger Werte sowie Vergleichswerte gegeben.

Vergleicht man beispielsweise die τ -Effizienz ϵ_τ vom Fit von $(58,9 \pm 5,3) \%$ mit der, die man mit $N_{\tau\tau}^{ini}$ erhält, von $(51,3 \pm 2,8) \%$, erkennt man einen deutlichen Unterschied, der daraus resultiert, dass nicht nur echte τ -Leptonen registriert wurden. Es werden folglich mehr τ -Leptonen gemessen als für die MC-Simulationen initialisiert wurden, die aus Untergrundeignissen resultieren könnten.

Zieht man den Untergrund (92 Ereignisse, Tab. 6.2 sowie D.1 und D.2 für die einzelnen Datensätze) bei den Massenverteilungen 6.10(a) und 6.10(b) ab und berechnet die mittlere τ -Effizienz ohne Untergrund neu, so ergibt sich ein Wert von $(55,5 \pm 5,0) \%$ (Tab. 6.6). Dieser Wert stimmt im Rahmen der Unsicherheit mit der τ -Effizienz inkl. Untergrund überein. Man erkennt aber auch, dass Untergrundeignisse nur zum Teil zur τ -Effizienz beitragen.

Vergleicht man stattdessen die gemessene Anzahl der $N_{\tau\tau}$ -Paare (779) mit der, die tatsächlich im Signaldatensatz $Z \rightarrow \tau\tau$ vorhanden sind⁵, so stellt man eindeutig fest, dass auch unechte, sogenannte *Fake- τ* 's des Signaldatensatzes in die Berechnung der Effizienz mit eingehen (Abb.

⁵Technisch erfolgt dies durch Vergleich der rekonstruierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Paare mit der wahren MC-Information (Truthmatching)

Tabelle 6.6: Werte zur Berechnung der mittleren τ -Effizienz

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}^{sel}$	779 ± 36
$N_{\tau\tau,signal}^{sel}$	542 ± 23
$N_{\tau\tau}^{ini}$	$1,67 \cdot 10^5 \pm 409$
$N_{\mu\mu}^{sel}$	49418 ± 281
$N_{\mu\mu}^{sel,korrigiert}$	43202 ± 245
$N_{\mu\mu}^{ini}$	$1,68 \cdot 10^5 \pm 410$
$N_{\mu\mu}^{ini,korrigiert}$	$1,4687 \cdot 10^5 \pm 383$
$\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel}$	$0,519 \pm 0,052$
$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}$	$0,029 \pm 0,003$
ϵ_{μ} mit $N_{\mu\mu}^{ini}$	$0,753 \pm 0,038$
ϵ_{μ} vom Fit	$0,674 \pm 0,034$
ϵ_{τ} mit $N_{\tau\tau}^{ini}$	$0,513 \pm 0,028$
ϵ_{τ} mit $N_{\mu\mu}^{ini}$	$0,513 \pm 0,028$
ϵ_{τ} mit $N_{\mu\mu}^{korrigiert}$	$0,549 \pm 0,030$
ϵ_{τ} vom Fit	$0,589 \pm 0,053$
ϵ_{τ} ohne Untergrund	$0,555 \pm 0,050$

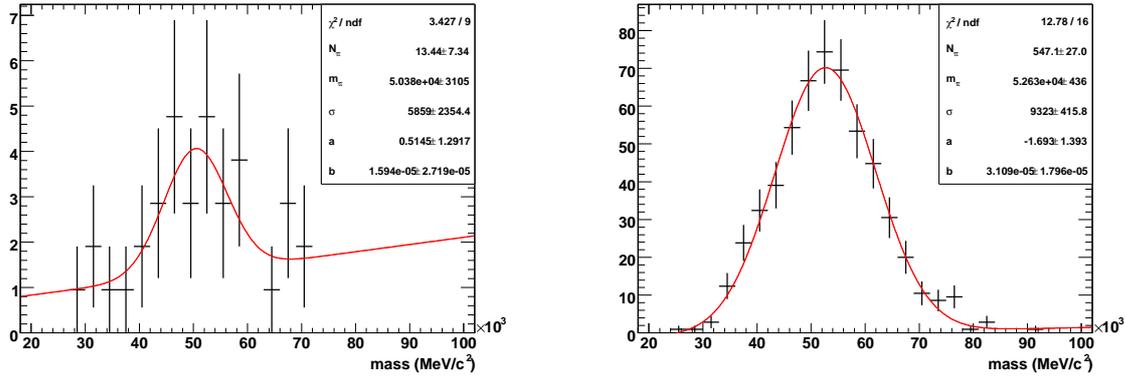
6.13, Tab. 6.7). Diese *Fake- τ* 's machen einen signifikanten Anteil aus. Des Weiteren ist ihre invariante Massenverteilung von der gleichen Gestalt (inkl. Peak an der gleichen Position) wie die der Signal- τ 's (Abb. 6.13). Daraus lässt sich schließen dass diese gemessenen *Fake- τ* 's tatsächlich zum Signal gehören, so dass man von einer *Truthmatching*-Ineffizienz von rekonstruierten τ 's sprechen kann, die die τ -Effizienz vergrößert.

Überprüft man nun die selektierten τ -Paare, ob sie aus einem wahren $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignis stammen (*Truthmatching*, wahrheitsangepasst), so stellt sich heraus, dass 162 ± 52 Ereignisse aus allen Datensätzen *Fake- τ* 's (der Datensätze $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$, $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $ttbar$, $GamJet2$ und $GamJet3$, vgl. auch Tab. D.1 und D.2) beinhalten. Siebzig Ereignisse kommen dabei direkt aus dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz und 92 Ereignisse bilden den Untergrund. Abbildung 6.13 zeigt die Massenverteilungen wahrheitsangepasster und nicht wahrheitsangepasster Ereignisse. Die entsprechenden Resultate befinden sich in Tab. 6.7.

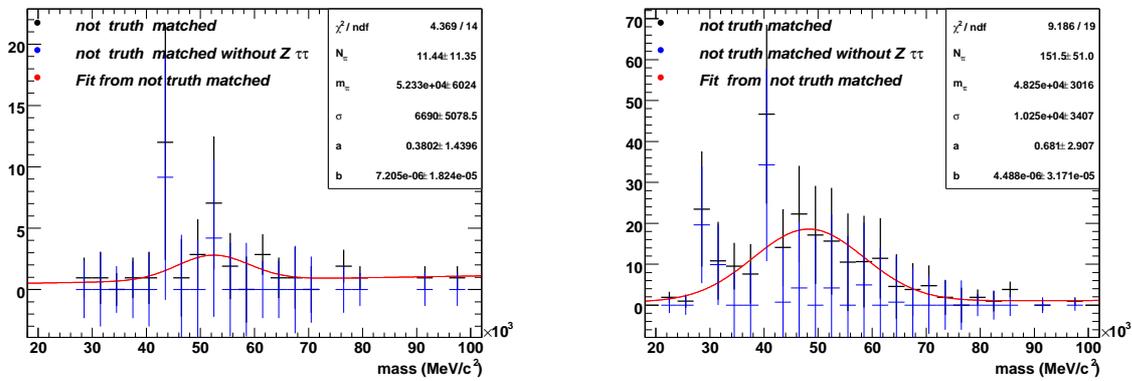
Die τ -Effizienz für wahrheitsangepasste Ereignisse (560) von $(49,9 \pm 4,5) \%$ stimmt mit der Berechnung der τ -Effizienz mit Hilfe initialisierter $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse ($(51,3 \pm 2,3) \%$) gut überein, so dass die mittlere τ -Effizienz in Höhe von $(58,9 \pm 5,3) \%$ mit Untergrund, bzw. $(55,5 \pm 5,0) \%$ ohne Untergrund aufgrund von 162 , bzw. 70 $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen mit *Fake- τ* 's größer erscheint.

6.3.3 Effizienz in η

Bei der Effizienzbestimmung in verschiedenen η -Bereichen werden in dieser Arbeit $Z \rightarrow ll$ -Ereignisse, bei denen beide Leptonen im gleichen η -Bereich sind, gewählt (Abb. 6.14). Die Rapidität η ist in vier verschiedene Bereich eingeteilt: $[-2, 5; -1, 4]$, $[-1, 4; 0, 0]$, $[0, 0; 1, 4]$ und



(a) wahrheitsangepasste Massenverteilung zweier gleich geladenen τ -Leptonen (b) wahrheitsangepasste Massenverteilung zweier ungleich geladenen τ -Leptonen

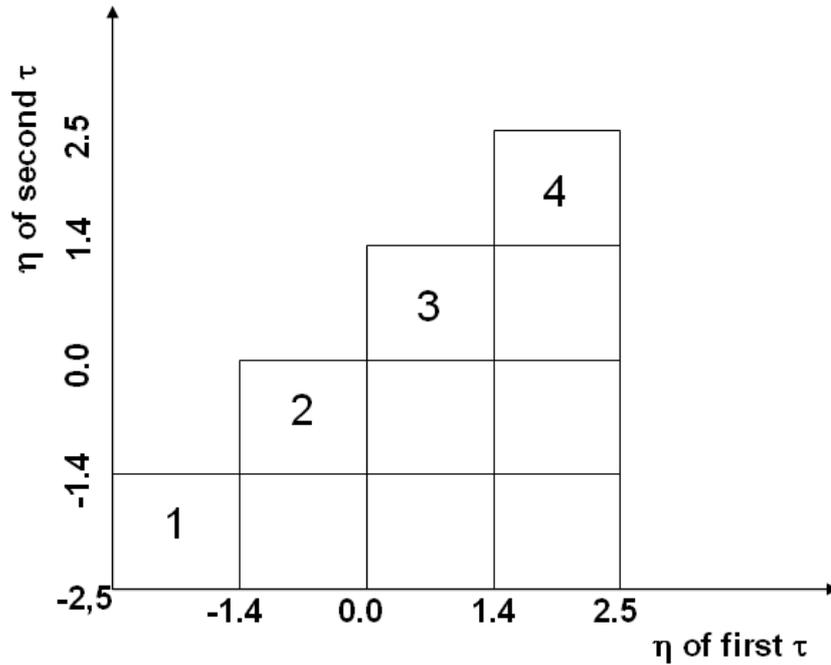


(c) nicht wahrheitsangepasste Massenverteilung zweier gleich geladenen τ -Leptonen (d) nicht wahrheitsangepasste Massenverteilung zweier ungleich geladenen τ -Leptonen

Abbildung 6.13: Wahrheitsgeprüfte Massenverteilungen zweier τ 's

Tabelle 6.7: Vergleich der Resultate nach dem Truthmatching (Wahrheitsanpassung)

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}^{sel}$	779 ± 36
$N_{\tau\tau,signal}^{sel}$	542 ± 23
wahrheitsangepasste $N_{\tau\tau}^{sel}$	560 ± 27
nicht wahrheitsangepasste $N_{\tau\tau}^{sel}$	162 ± 52
ϵ_{τ} mit $N_{\tau\tau}^{ini}$	$0,513 \pm 0,028$
ϵ_{τ} vom Fit	$0,589 \pm 0,053$
ϵ_{τ} ohne Untergrund	$0,555 \pm 0,050$
wahrheitsangepasstes ϵ_{τ} vom Fit (korrigierte Effizienz nach Abzug der echten <i>Fakes</i>)	$0,499 \pm 0,045$

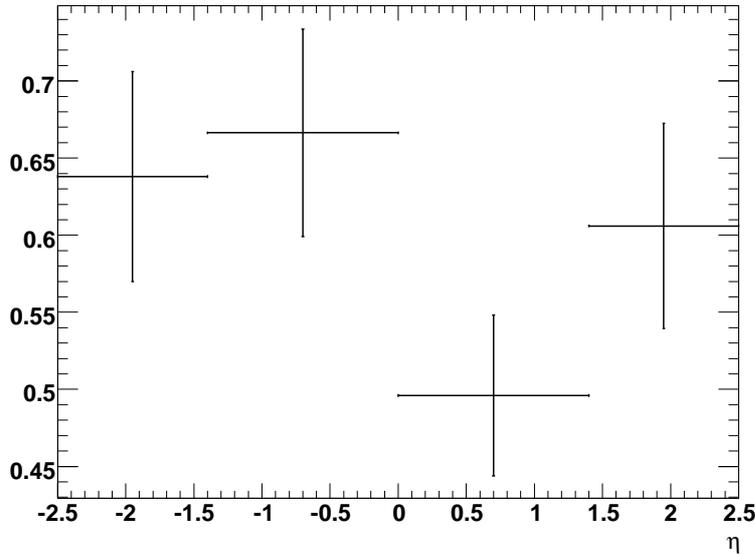
Abbildung 6.14: Schema der Leptonen-Verteilung in verschiedenen η -BereichenTabelle 6.8: Werte zur Berechnung der τ -Effizienz in verschiedenen η -Bereichen

Größe	-2,5 - -1,4	-1,4 - 0,0	0,0 - 1,4	1,4 - 2,5	beide Leptonen in unterschiedlichen η -Bereichen
$N_{\tau\tau}^{sel}$	65 ± 8	98 ± 10	68 ± 8	75 ± 10	387 ± 31
$N_{\tau\tau}^{ini}$	10766 ± 104	18916 ± 138	18367 ± 136	10651 ± 103	$1,083 \cdot 10^5 \pm 329$
$N_{\mu\mu}^{sel}$	2987 ± 66	4873 ± 85	4916 ± 85	3636 ± 73	33481 ± 231
$N_{\mu\mu}^{sel, korrigiert}$	2611 ± 58	4260 ± 74	4298 ± 74	3179 ± 64	29270 ± 202
$N_{\mu\mu}^{ini}$	5641 ± 75	10150 ± 101	10150 ± 101	6600 ± 81	$1,3546 \cdot 10^5 \pm 368$
$N_{\mu\mu}^{ini, korrigiert}$	4932 ± 70	8873 ± 94	8873 ± 94	5770 ± 76	$1,1842 \cdot 10^5 \pm 344$
$\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel}$	$0,481 \pm 0,0481$	$0,472 \pm 0,0472$	$0,457 \pm 0,0457$	$0,477 \pm 0,0477$	$0,546 \pm 0,0546$
$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}$	$0,030 \pm 0,0030$	$0,023 \pm 0,0023$	$0,029 \pm 0,0029$	$0,032 \pm 0,0032$	$0,032 \pm 0,0032$
ϵ_{μ} vom Fit	$0,934 \pm 0,047$	$0,902 \pm 0,045$	$0,914 \pm 0,046$	$0,944 \pm 0,047$	$0,599 \pm 0,030$
ϵ_{τ} mit $N_{\tau\tau}^{ini}$	$0,635 \pm 0,004$	$0,538 \pm 0,002$	$0,505 \pm 0,002$	$0,585 \pm 0,003$	$0,452 \pm 0,001$
ϵ_{τ} mit $N_{\mu\mu}^{ini}$	$0,880 \pm 0,012$	$0,737 \pm 0,006$	$0,681 \pm 0,004$	$0,746 \pm 0,007$	$0,405 \pm 0,0004$
ϵ_{τ} mit $N_{\mu\mu}^{ini, korrigiert}$	$0,941 \pm 0,014$	$0,788 \pm 0,007$	$0,728 \pm 0,005$	$0,798 \pm 0,009$	$0,433 \pm 0,001$
ϵ_{τ} vom Fit	$0,916 \pm 0,098$	$0,957 \pm 0,097$	$0,713 \pm 0,075$	$0,871 \pm 0,096$	$0,441 \pm 0,042$
ϵ_{τ} vom Fit, korrigiert	$0,638 \pm 0,068$	$0,666 \pm 0,067$	$0,496 \pm 0,052$	$0,606 \pm 0,067$	$0,441 \pm 0,042$

[1, 4; 2, 5]. Es fließen folglich nur Ereignisse, deren Leptonen in den Boxen 1 - 4 der Abb. 6.14 liegen, in die Berechnung ein.

Die Ergebnisse für 100 pb^{-1} Daten sind in Abb. 6.15 graphisch dargestellt und können Tab. 6.8 entnommen werden. Zusätzlich sind die Werte für den Fall, dass beide Leptonen in unterschiedlichen η -Bereichen liegen, mit aufgenommen.

In Tab. 6.8 ist an den Zeilen der τ -Effizienzen zu erkennen, dass die Korrektur der $N_{\mu\mu}$ in den einzelnen η -Bereichen nicht richtig funktioniert hat. Insbesondere ist in den Zeilen „ ϵ_{τ} mit


 Abbildung 6.15: τ -Effizienz in verschiedenen Bins von η

$N_{\tau\tau}^{ini}$ und „ ϵ_{τ} mit $N_{\mu\mu}^{ini,korrigiert}$ “ ein extremer Unterschied zu sehen. Um diesen auszugleichen wird „per Hand“ folgender mittlerer Korrekturfaktor $\overline{C_{\epsilon}}$ ermittelt

$$\overline{C_{\epsilon}} = \frac{\sum_{Bin 1}^{Bin 4} C_{\epsilon}^{Bin i}}{\underbrace{4}_{\text{Anzahl der Bereiche}}} = 0,696, \quad (6.15)$$

mit $C_{\epsilon}^{Bin i} = \frac{\epsilon_{\tau}^{Bin i} \text{ mit } N_{\tau\tau}^{ini,Bin i}}{\epsilon_{\tau}^{Bin i} \text{ mit } N_{\mu\mu}^{korrigiert,Bin i}}$ und den Einzelwerten $C_{\epsilon}^{Bin 1} = 0,675$, $C_{\epsilon}^{Bin 2} = 0,683$, $C_{\epsilon}^{Bin 3} = 0,693$ und $C_{\epsilon}^{Bin 4} = 0,734$. Der Korrekturfaktor $\overline{C_{\epsilon}} = 0,696$ geht als Faktor in die τ -Effizienz mit ein, so dass sich resultierende, korrigierte τ -Effizienzen (ϵ_{τ} vom Fit, korrigiert), die gut mit den erwarteten Werten (ϵ_{τ} mit $N_{\tau\tau}^{ini}$) übereinstimmen, ergeben.

6.3.4 Methode der Effizienzberechnung in unterschiedlichen p_T -Bereichen

Für die Effizienzbestimmung verschiedener p_T werden folgende Bereiche gewählt: (0-15) GeV⁶, (15-30) GeV, (30-40) GeV und (40-120) GeV. Die Nummerierung der Bereiche ist im folgenden 0, 1, 2 und 3.

Wegen zu geringer MC-Statistik kann die τ -Effizienz in verschiedenen Transversalimpulsbereichen nicht analog zu den verschiedenen η -Bereichen erfolgen. Es können nicht ausreichend $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse in den oben angegebenen gleichen p_T -Bereichen selektiert werden, so dass eine adäquate Effizienzbestimmung möglich wäre. Im Vergleich mit Abb. 6.16 misst man 246 ± 25 Ereignisse in Box 1, aber nur noch 40 ± 6 und 13 ± 4 Ereignisse in den Boxen 2

⁶Aufgrund des p_T -Schnitts bei 15 GeV ist dieser Bereich leer.

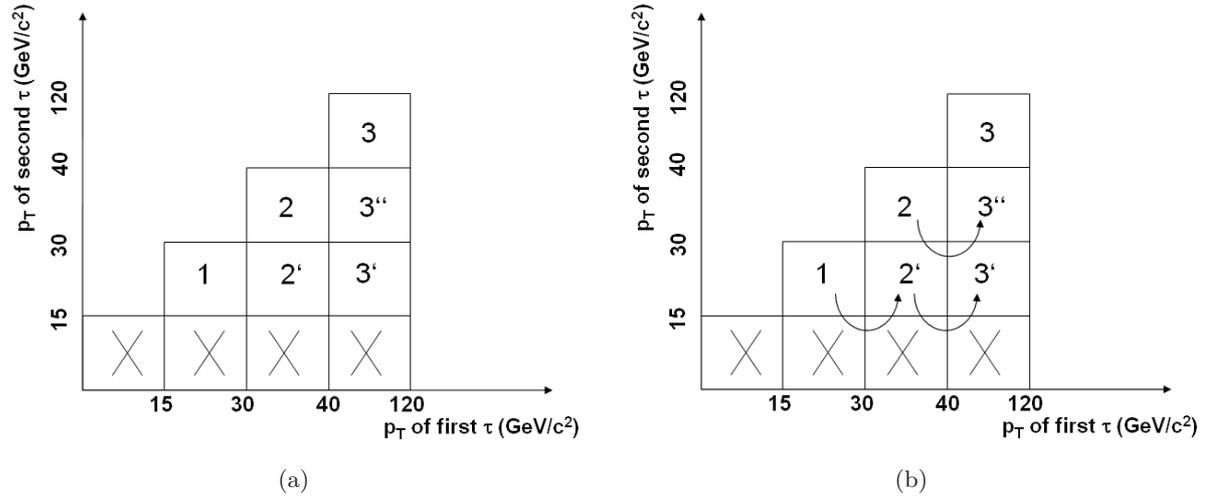


Abbildung 6.16: Schema der Leptonen-Verteilung in verschiedenen Transversalimpulsbereichen

und 3. Daher ist ein variiertes Verfahren notwendig, dass im folgenden geschildert werden soll. Die τ -Effizienz ϵ_τ für den ersten Bereich, in dem beide Leptonen zwischen 15 GeV und 30 GeV liegen (entspricht Box 1), kann dank der ausreichenden Statistik von 246 Ereignissen, analog zu der Effizienz in verschiedenen η -Bereichen und der mittleren Effizienz mit Gl. 6.6 berechnet werden. Für den zweiten und dritten Bereich, bei denen in den relevanten Boxen 2 und 3 zu wenig Ereignisse sind, soll die Statistik mit Hilfe von Box 2', 3' und 3'' erhöht werden. Exemplarisch wird diese Methodik für den zweiten Bereich von (30-40) GeV geschildert. Für den letzten Transversalimpulsbereich funktioniert das Verfahren analog.

Zur Statistikerhöhung des zweiten Bereichs wird eine Gesamteffizienz $\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}$ verwendet, für die der Transversalimpuls des ersten Leptons zwischen 30 GeV und 40 GeV und der des zweiten Leptons zwischen 15 GeV und 40 GeV liegt. Dies entspricht in Abb. 6.16 den Boxen 2+2'⁷. Sie berechnet sich also durch

$$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ges} = \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \epsilon_{\tau_1} \cdot \epsilon_{\tau_2} = \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \epsilon_{\tau_1, Box 2} \cdot (\epsilon_{\tau_2, Box 2} \cdot f_2 + \epsilon_{\tau_2, Box 2'} \cdot f_{2'}) \quad (6.16)$$

mit

$$f_{2,2'} = \frac{N_{2,2'}}{N_2 + N_{2'}}. \quad (6.17)$$

N_2 und $N_{2'}$ sind die initialisierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse der Boxen 2 und 2', die momentan aus wahren MC-Informationen bestimmt werden können.

Da $\epsilon_{\tau, Box 1}$ bekannt ist, kann mit der Annahme, dass im gleichen Transversalimpulsbereich die τ -Effizienzen des ersten und zweiten Leptons gleich sind, $\epsilon_{\tau_2, Box 2'}$ gleichgesetzt werden zu

$$\epsilon_{\tau_2, Box 2'} = \epsilon_{\tau_2, Box 1}. \quad (6.18)$$

⁷Für Box 2' liegt das erste Lepton in einem p_T -Bereich zwischen 30 GeV und 40 GeV und das zweite Lepton zwischen 15 GeV und 30 GeV; vgl. Abb. 6.16.

Durch Gl. 6.1, gilt auch

$$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ges} = \frac{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}}{N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{ini} \cdot \Gamma_{\tau \rightarrow had}^2} = \frac{\epsilon_{\mu}^2 \cdot N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}}{N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \Gamma_{\tau \rightarrow had}^2 \cdot \sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}}. \quad (6.19)$$

Unter Verwendung der Gl. 6.16 und 6.19 in Verbindung mit der obigen Annahme ergibt sich schließlich für die τ -Effizienz ϵ_{τ} zwischen 30 GeV und 40 GeV

$$\epsilon_{\tau, Bereich 2} = -\frac{\epsilon_{\tau, Bereich 1} \cdot f_2'}{2 \cdot f_2} + \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{\tau, Bereich 1} \cdot f_2'}{2 \cdot f_2}\right)^2 + \frac{\epsilon_{\mu}^2 \cdot N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}}{N_{Z \rightarrow \mu\mu}^{sel} \cdot \Gamma_{\tau \rightarrow had}^2 \cdot \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} \cdot \sigma_{Z \rightarrow \tau\tau} \cdot f_2}}. \quad (6.20)$$

Wie schon erwähnt, erfolgt die Bestimmung der τ -Effizienz im p_T -Bereich von 40 GeV bis 120 GeV analog.

Mit dieser dargelegten vielversprechenden Methode sollen zukünftig τ -Effizienzen bei ATLAS in unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen bestimmt werden.

6.4 Ladungsmissidentifizierung und simulierter Untergrund

In diesem Abschnitt sollen zwei Effekte kurz untersucht werden: Die Ladungsmissidentifizierung sowie das Verhalten der mittleren τ -Effizienzen inkl. simuliertem Untergrund zur besseren QCD-Untergrund-Abschätzung.

6.4.1 Ladungsmissidentifizierung von τ -Leptonen

Aufgrund der in Abb. 6.6 der invarianten Massen zweier τ -Leptonen festgestellten Ladungsmissidentifizierung, soll diese rechnerisch für τ -Leptonen nach durchgeführter Selektion bestimmt werden.

Es sei C_{miss} die Ladungsmissidentifizierung, N_{ges} die Anzahl aller selektierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse mit $N_{ges} = N_{os} + N_{ss}$, N_{os} die Anzahl aller selektierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse mit unterschiedlichem Vorzeichen der τ -Leptonen und N_{ss} die Anzahl aller selektierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse mit gleichem Vorzeichen der τ -Leptonen; dann lässt sich die Anzahl ungleich und gleich geladener τ -Paare zu

$$N_{os} = (1 - C_{miss})^2 \cdot N_{ges} + C_{miss}^2 \cdot N_{ges} \quad (6.21)$$

und

$$N_{ss} = 2 \cdot (1 - C_{miss}) \cdot C_{miss} \cdot N_{ges} \quad (6.22)$$

bestimmen, woraus sich eine Ladungsmissidentifizierung von

$$C_{miss} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{N_{ss}}{2 \cdot (N_{ss} + N_{os})}} \quad (6.23)$$

ermitteln lässt. Für die Wahrscheinlichkeit der falsch gemessenen Ladung C_{miss} gilt das Minuszeichen.

Numerisch ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit der Ladungsmissidentifizierung (Fehler durch Fehlerfortpflanzung) von

$$C_{miss} = (2,13 \pm 0,57)\% \quad (6.24)$$

mit den selektierten Werten der τ -Paare $N_{os} = 747 \pm 35$ und $N_{ss} = 32 \pm 10$ (siehe Abb. 6.10(a) und 6.10(b)).

6.4.2 Simulierter Monte Carlo-QCD-2-Jet-Untergrund

Die bisherigen auf MC-Simulationen basierten Selektionen lassen kaum Untergrundereignisse zu. Insbesondere besteht kein einziges QCD-Ereignis, die mit hohem Gewicht beitragen, die Selektion. So hat beispielsweise ein einziges Ereignis des J0-Datensatzes ein Gewicht von über 4,8 Millionen in 100 pb^{-1} Daten. Würde folglich nur ein „halbes“ Ereignis des J0-Datensatzes die Selektion bestehen, würde es immer noch 2,4 Millionen Ereignisse in der Realität entsprechen. Dass der gesamte QCD-2-Jet-Untergrund vollständig unterdrückt werden kann, erscheint aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts, bzw. Gewichts nicht realistisch. Er ist also die größte systematische Unsicherheit dieser Studie, alle anderen können vernachlässigt werden. Deswegen soll als nächster Schritt systematisch hergestellter Monte Carlo-QCD-2-Jet-Untergrund simuliert werden und die Effizienzberechnung erneut erfolgen. Für den restlichen Untergrund (W-Zerfälle etc.) kann die vorhandene MC-Statistik verwendet werden, da der restliche Untergrund mit keinem signifikanten Anteil des Gewichts beiträgt (vgl. Tab. 4.2).

Eine Abschätzung dieses Untergrundes erfolgt mit Hilfe der Jet-Datensätze J0 bis J5, indem die Kriterien der τ -Identifikation (dargestellt durch die in Kap. 5 eingeführten Missidentifikationsraten) und der kinematischen Selektion (dargestellt durch die Selektionseffizienzen) faktorisiert werden und zu der Anzahl anfangs vorhandener (vor Selektion) QCD-2-Jet-Ereignisse multipliziert wird. In der resultierenden invarianten Massenverteilung sind folglich nur noch als τ missidentifizierte Ereignisse nach der kinematischen Selektion enthalten. Mögliche systematische Unsicherheiten dieser Methode wären z.B. eventuelle Korrelationen zwischen der τ -Selektion (Missidentifikationsraten) und der kinematischen Selektion (Selektionseffizienzen) und die Änderung der Form der invarianten Massenverteilung. Beide Unsicherheiten sind in dieser Studie vernachlässigt. Die Berechnung dieser Ereignisanzahl erfolgt mit

$$N = \left(\frac{N_{1\tau}^{sel,kin}}{N_{1\tau}} \right)^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot N_{1Jet} \cdot (Missidentifikationsrate)^2 \quad (6.25)$$

im jeweiligen Jet-Datensatz. Der erste Faktor gibt die Unterdrückung pro Objekt, bzw. Jet mit durchgeführter kinematischer τ -Selektion an und der letzte Faktor ist die Unterdrückung der τ -Identifikation symbolisiert durch die in Kap. 5 eingeführten Missidentifikationsraten. Beide Größen gehen jeweils quadratisch ein, da zwei Objekte betrachtet werden. Der mittlere Faktor ist die Anzahl von Ereignissen, die mindestens ein Jet erhalten.

Für den in dieser Arbeit berechneten QCD-Untergrund werden die Missidentifikationsraten für die im jeweiligen p_T -Bereich liegenden Jet-Datensätze aus [42] verwendet (siehe Tab. 6.9); welche für die Datensätze tatsächlich verwendet wurden, steht in Tab. 6.10. Es gibt

Tabelle 6.9: Missidentifikationsraten aus [42]

p_T -Bereich [GeV]	Missidentifikationsrate [%]
0 - 15	-
15 - 40	$2,3 \pm 0,3$
40 - 80	$5,2 \pm 2,2$
80 - 120	$0,5 \pm 0,2$
120 - 160	$0,2 \pm 0,2$
160 - 200	82 ± 18
200 - 400	$(9 \pm 10) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.10: in den jeweiligen Datensätzen verwendete Missidentifikationsraten

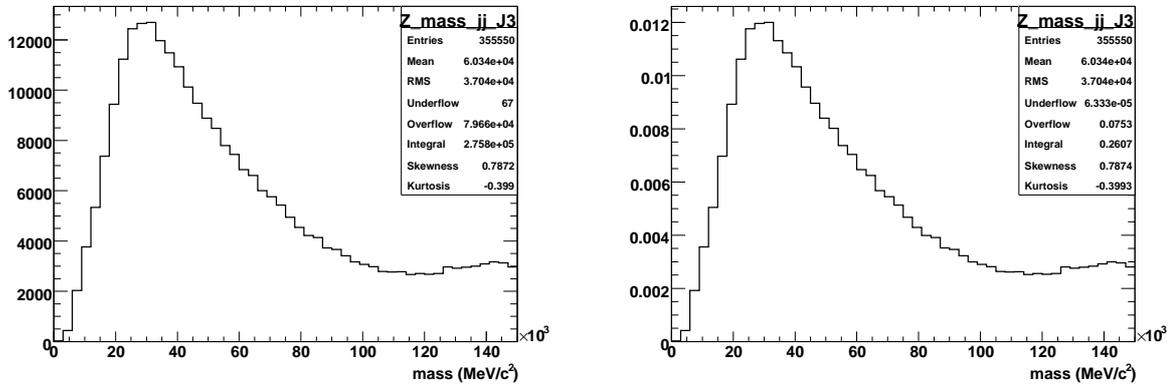
Datensatz	Missidentifikationsrate [%]
J0 (8GeV - 17GeV)	2,3
J1 (17GeV - 35GeV)	2,3
J2 (35GeV - 70GeV)	5,2
J3 (70GeV - 140GeV)	0,35
J4 (140GeV - 280GeV)	0,15
J5 (280GeV - 560GeV)	0,1

Abweichungen zwischen den hier verwendeten Missidentifikationsraten und denen aus [42], aufgrund der Annahme, dass einige Raten nicht realistisch erscheinen. Zum Beispiel wird eine Missidentifikationsrate von (82 ± 18) % in einem Transversalimpulsbereich zwischen 160 GeV und 200 GeV zu hoch sein (vgl. Tab. 6.9, citeTaCSCNote). In diesem Bereich ist nur noch ein J1-Ereignis mit sehr hohem Gewicht vorhanden, weshalb die Missidentifikationsrate so hoch mit großer Ungenauigkeit erscheint.

Abbildung 6.17 zeigt exemplarisch die QCD-Untergrund-Produktion eines J3-Datensatzes. In 6.17(a) ist zunächst die Massenverteilung zweier Jets aller vorhandenen Ereignisse aufgeführt. Es ist weder eine Normierung noch eine Selektion erfolgt. In 6.17(b) ist schließlich die Untergrundmassenverteilung zweier selektierter Jets, die jeweils ein τ simulieren, normiert auf 100 pb^{-1} Daten mit der oben vorgestellten Methode zu sehen. Abbildung 6.18 präsentiert schließlich den gesamten MC-basierten QCD-2-Jet-Untergrund zweier τ -Leptonen, welcher in Abb. 6.19 auf das Signalereignis $Z \rightarrow \tau\tau$ und vorhandenem Untergrund aufaddiert wird.

Abbildung 6.19(a) zeigt die invariante Massenverteilung zweier gleich geladener τ -Leptonen von Signal und Untergrund. Es ist kein Peak mehr bei vorhandenem Untergrund zu erkennen, so dass die Ladungsmissidentifizierung vernachlässigt werden kann und die eingezeichnete Landau-Funktion (rot) in Abb. 6.19(a) gut den Untergrund abschätzt.

Abbildung 6.19(b) stellt die invariante Massenverteilung zweier ungleich geladener τ 's dar. Ein flacher Peak ist sichtbar, der das Z-Boson des Signalereignisses $Z \rightarrow \tau\tau$ repräsen-



(a) Schritt 1: Massenverteilung zweier Jets im J3-Datensatz aller vorhandenen 355550 Ereignisse ohne Selektion und ohne Normierung

(b) Schritt 2: Auf Anzahl selektierter $2\text{-Fake } \tau\text{-}$ Ereignisse skalierte Massenverteilung zweier Jets im J3-Datensatz für 100 pb^{-1} Daten nach durchgeführter Selektion

Abbildung 6.17: Produktion des simulierten QCD-MonteCarlo-Untergrund für J3

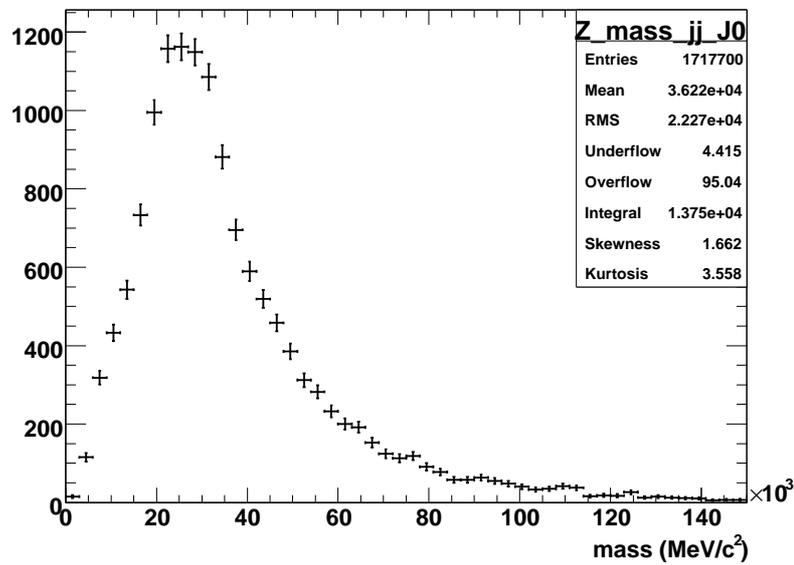


Abbildung 6.18: simulierter QCD-MonteCarlo-Untergrund

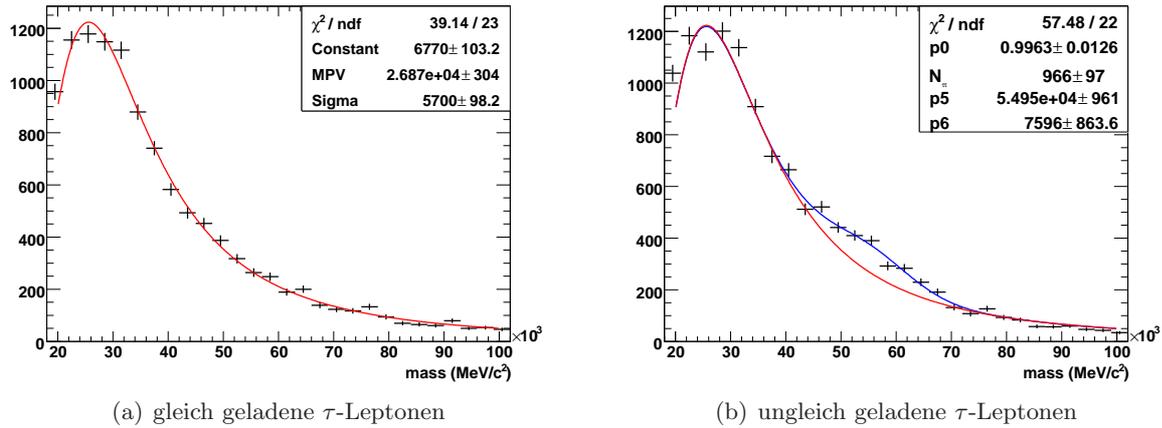


Abbildung 6.19: invariante Masse zweier τ -Leptonen mit simuliertem MonteCarlo-Untergrund; in blau die Signalfunktion (Landau + Gauß), in rot die Untergrundfunktion aus 6.19(a) (Landau)

Tabelle 6.11: Werte der mittleren τ -Effizienz inkl. simuliertem MC-Untergrund

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}$ ohne Berücksichtigung des unterschiedlichen Untergrundes	966 ± 97
$N_{\tau\tau}$	966 ± 210
$N_{\mu\mu}$	49418 ± 281
$N_{\mu\mu,corrected}$	43202 ± 245
$\epsilon_{\mu,sel}$	$0,519 \pm 0,0519$
$\epsilon_{\tau,sel}$	$0,029 \pm 0,0029$
ϵ_{μ}	$0,674 \pm 0,034$
ϵ_{τ}	$0,656 \pm 0,091$

tiert. Die Fitfunktion (blau) dieser Verteilung ist eine auf die Untergrundfunktion (rot) aufaddierte Gaußfunktion. Im folgenden sind die in den Histogrammen zu findenden Parameter p_i nicht richtig normiert. Diese werden aber nicht zur Berechnung der τ -Effizienz benötigt.

Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen selektierten τ -Paaren inkl. QCD-Untergrund (966) mit der Anzahl ohne extra QCD-Untergrund (779) fest zu stellen, der sich auch in der Form der invarianten Massenverteilungen widerspiegelt. Weil dieser Unterschied noch nicht verstanden ist, wird er zunächst als zusätzlicher systematischer Fehler (Fit- und Parametrisierungsunsicherheiten) in die Effizienzberechnung implementiert. Der neue Fehler selektierter τ -Paare ergibt sich deswegen zu

$$\sigma_{N_{\tau\tau,neu}} = \sqrt{\sigma_{N_{\tau\tau,mit\ Untergrund}}^2 + \left(N_{\tau\tau,mit\ Untergrund} \cdot \frac{N_{\tau\tau,mit\ Untergrund} - N_{\tau\tau,ohne\ Untergrund}}{N_{\tau\tau,mit\ Untergrund}} \right)^2}. \quad (6.26)$$

In diesem Fall wäre es

$$\sigma_{N_{\tau\tau,neu}} = \sqrt{97^2 + \left(966 \cdot \frac{966 - 779}{966} \right)^2} = 210. \quad (6.27)$$

Mit all diesen Annahmen und Korrekturen würde sich eine τ -Rekonstruktionseffizienz von $\epsilon_\tau = (65,6\% \pm 9,1)\%$ in 100 pb^{-1} ergeben. Wegen des nicht stark hervortretenden Peaks der Massenverteilung in Abb. 6.19(b) wird es wahrscheinlich in den ersten Daten von ATLAS schwierig zwei aus einem Z-Boson kommende hadronisch zerfallende τ -Leptonen adäquat zu rekonstruieren, bzw. zu finden.

6.5 Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz unter Berücksichtigung der τ -Triggereffizienz aus $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen

Aufgrund der Tatsache, dass einige wichtige Informationen zur τ -Triggereffizienzbestimmung in den verwendeten Ntupeln des ATHENA-Releases 12.0.6 (siehe Kap. 4.3 und Anhang A) fehlen, kann keine Triggereffizienz bestimmt werden. Beispielsweise sind in den Datensätzen keine Variablen vorhanden, mit denen sich herausfinden lässt, welches der τ -Leptonen eines registrierten Ereignisses den Trigger ausgelöst haben. Nur die Information, dass ein Ereignis getriggert hat, ist vorhanden. Deshalb wird eine auf [54] basierende Möglichkeit der Ermittlung der Triggereffizienz mit Hilfe der „tag and probe“-Methode vorgestellt. Außerdem sollen Effekte von Triggereffizienzen auf die τ -Effizienz untersucht werden.

6.5.1 Möglichkeit zur Bestimmung der τ -Triggereffizienz

Tautriggereffizienzen können mit der in Kapitel 5 eingeführten „tag and probe“-Methode bestimmt werden. Abbildung 6.20 zeigt eine in [54] verwendete Methode zur Bestimmung der τ -Triggereffizienz von $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu had$ -Ereignissen. Das in ein Myon sowie Neutrinos leptonisch zerfallende τ wird als *tag*-Objekt, durch Auslösen des μ -Triggers, betrachtet. Das hadronisch zerfallende τ entspricht dem *probe*-Objekt, mit welchem aus dem oben genannten Zerfall eine τ -Triggereffizienz bestimmt werden soll.

Im Falle zweier hadronisch zerfallender τ -Leptonen muss dieses Verfahren dementsprechend angepasst werden. So könnte z. B. immer das höherenergetische τ den Trigger auslösen. Zusätzlich sollte dann das niederenergetische τ nur einen um $\Delta p_T = \frac{p_{T,max}}{2}$ kleineren Transversalimpuls haben (p_T -Balance, beide τ 's im ungefähr gleichen p_T -Bereich).

Aufgrund der fehlenden Informationen, welche der τ -Leptonen den Trigger auslösen (s.o.), können Triggereffizienzen nicht bestimmt werden. Im folgenden werden daher τ -Effizienzen mit vorhandenen Triggereffizienzen für den $2\tau 15i$ - und $2\tau 25i$ -Trigger bestimmt. Diese Trigger be-

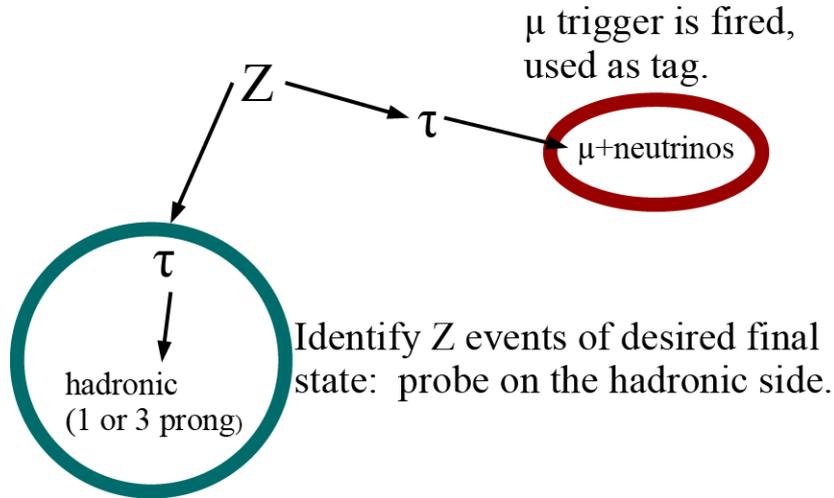


Abbildung 6.20: „tag and probe“-Methode zur Bestimmung der Triggereffizienz; dargestellt ist wiederum ein semileptonischer Zerfall, aus [54]

deuten, dass zwei in einem bestimmten Bereich isolierte τ -Leptonen mit minimalem Transversalimpuls von 15 GeV, bzw. 25 GeV vorhanden sind und den Trigger auslösen.

6.5.2 Effekte der τ -Triggereffizienz für die τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz aus MonteCarlo-Daten

Um zu beobachten, wie sich τ -Effizienzen unter Einfluss von Triggereffizienzen verhalten, werden die Einträge der invarianten Massenverteilungen zweier gleich und ungleich geladenen τ -Leptonen mit den entsprechenden Triggereffizienzen des $2\tau 15i$ - und $2\tau 25i$ -Triggers aus [55] bestimmt. Es werden also weniger Ereignisse erwartet, die Form der Massenverteilungen bleibt aber die gleiche. Wie eingangs erwähnt, können τ -Triggereffizienzen mit den verwendeten Datensätzen nicht selbst bestimmt werden, da u.a. wichtige Informationen der Triggerentscheidung fehlen (z.B. welches τ den Trigger ausgelöst hat). Daher ist auch keine Untersuchung der Korrelation zwischen Trigger- und Offline-Selektion möglich. Das bedeutet aber auch, dass keine Informationen des QCD-Untergrundes vorhanden ist, welche Ereignisse tatsächlich getriggert haben, so dass eine Abschätzung aus allen QCD-Ereignissen erfolgt. Zusätzlich wird der ungünstigste Fall angenommen, dass τ - und QCD-Untergrund-Ereignisse die gleiche Triggereffizienz haben. Die τ -Triggereffizienz geht auch in die Selektionseffizienz $\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel}$ mit ein

$$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{sel} = \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{kin} \cdot \epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{trigger}. \quad (6.28)$$

Für Myonen wird in dieser Arbeit ein idealer Myon-Trigger angenommen.⁸

Folgende Triggereffizienzen aus [55] werden für die Untersuchung genutzt:

- $\epsilon_{2\tau 15i}^{trigger} = (58 \pm 1, 1) \%$ ⁹,

⁸Da die μ -Effizienz von der Myon-Arbeitsgruppe bestimmt werden soll.

⁹Zur Erinnerung: Beim $2\tau 15i$ -Trigger lösen zwei isolierte τ 's mit einem minimalen Transversalimpuls von 15

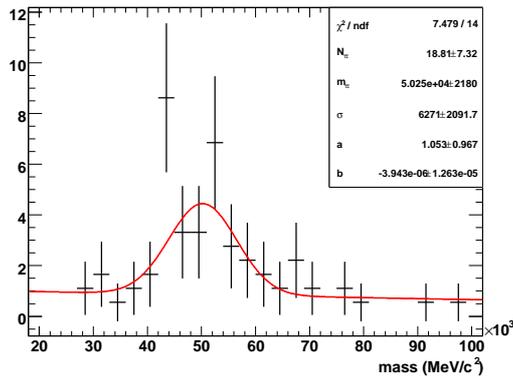
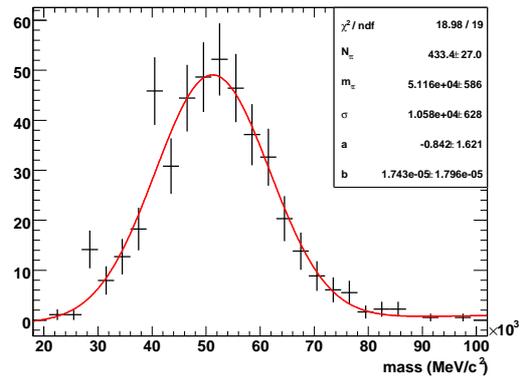
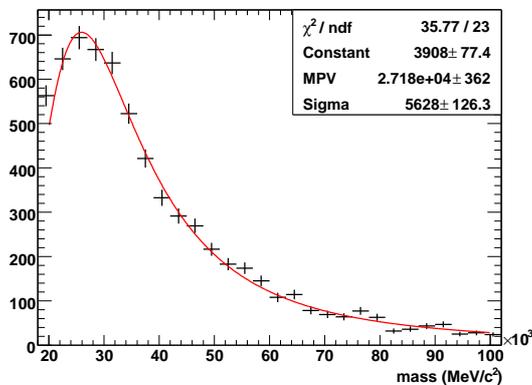
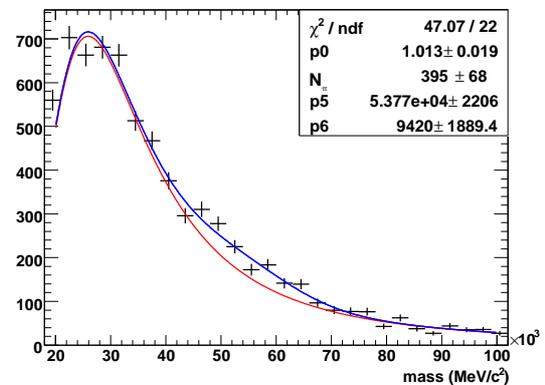

 (a) gleich geladene τ -Leptonen

 (b) ungleich geladene τ -Leptonen

 (c) gleich geladene τ -Leptonen mit simuliertem Untergrund

 (d) ungleich geladene τ -Leptonen mit simuliertem Untergrund

 Abbildung 6.21: invariante Masse zweier τ -Leptonen für $2\tau 15i$ -Triggerereignisse

- $\epsilon_{2\tau 25i}^{trigger} = (47, 2 \pm 1, 5) \%$,

Alle Resultate befinden sich in Abb. 6.21 und 6.22 sowie den Tab. 6.12, 6.13, 6.14 und 6.15. In die Berechnung der τ -Effizienz gehen nicht mehr alle rekonstruierten und selektierten Ereignisse mit ein, sondern nur noch die, welche den Trigger auslösen. Alle vorher erwähnten Unsicherheiten (wie die vom Fit etc.) fließen aber weiterhin in die neue Berechnung mit ein.

Die mittlere τ -Effizienz ohne extra QCD-Untergrund¹⁰ (Abb. 6.21(a), 6.21(b), Tab. 6.12) sinkt unter Einfluss des $2\tau 15i$ -Triggers von $(58, 9 \pm 5, 3) \%$ auf $(51, 4 \pm 4, 7) \%$. Zur Kontrolle ist in der letzten Zeile die τ -Effizienz ohne Einfluss des Triggers zu finden (entsprechende τ -Triggerereffizienz in der vorletzten Zeile). Dazu wird die berechnete τ -Effizienz durch die Wurzel der Triggerereffizienz dividiert (siehe Gl. 6.6), wobei die Anzahl der τ -Paare in die Triggerereffizienz (für einen 2τ -Trigger) einfach und in die Selektionseffizienz mit der Wurzel als zusätzlicher

GeV den Trigger aus.

¹⁰aber mit vorhandenem Untergrund der MC-Statistik

Tabelle 6.12: Werte für den $2\tau 15i$ -Trigger

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}$	452 ± 27
$N_{\mu\mu}$	49418 ± 281
$N_{\mu\mu}^{\text{korrigiert}}$	43202 ± 245
$\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{\text{sel}}$	$0,519 \pm 0,0519$
$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{sel}}$	$0,022 \pm 0,0022$
ϵ_{μ}	$0,674 \pm 0,034$
ϵ_{τ}	$0,514 \pm 0,047$
$\epsilon_{2\tau 15i\text{-trigger}}$	0.58 ± 0.011
$\frac{\epsilon_{\tau}}{\sqrt{\epsilon_{2\tau 15i\text{-trigger}}}}$	0.675 ± 0.063

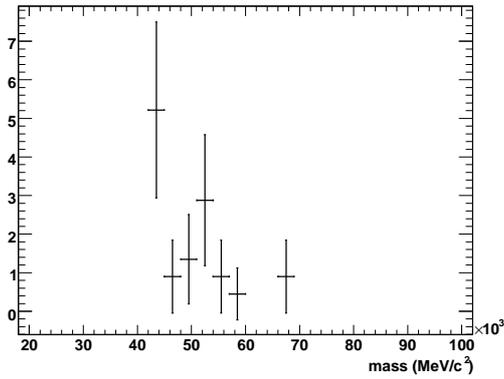
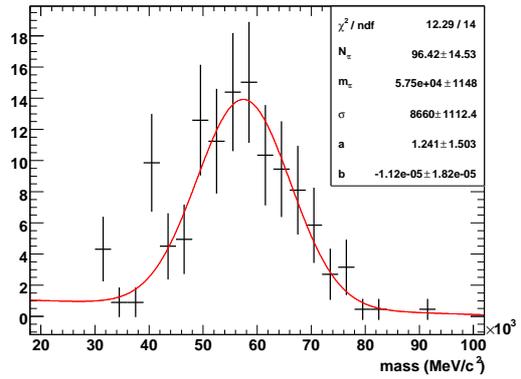
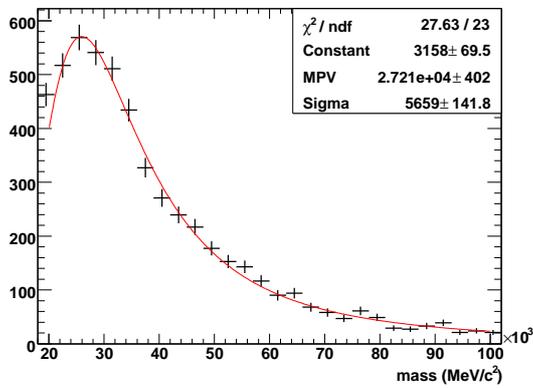
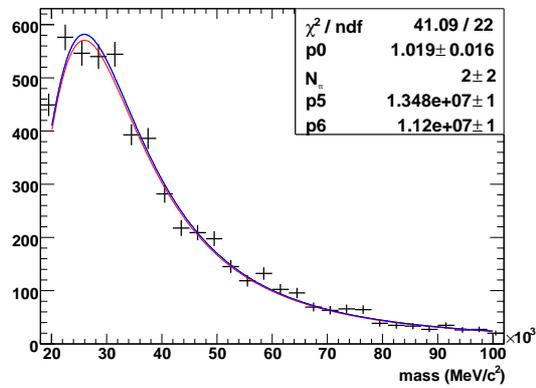
Tabelle 6.13: Werte für den $2\tau 15i$ -Trigger mit simuliertem MC-Untergrund

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}$ ohne Berücksichtigung des unterschiedlichen Untergrundes	395 ± 68
$N_{\tau\tau}$	395 ± 88
$N_{\mu\mu}$	49418 ± 281
$N_{\mu\mu}^{\text{korrigiert}}$	43202 ± 245
$\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{\text{sel}}$	$0,519 \pm 0,0519$
$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{sel}}$	$0,022 \pm 0,0022$
ϵ_{μ}	$0,674 \pm 0,034$
ϵ_{τ}	$0,481 \pm 0,068$
$\epsilon_{2\tau 15i\text{-trigger}}$	0.58 ± 0.011
$\frac{\epsilon_{\tau}}{\sqrt{\epsilon_{2\tau 15i\text{-trigger}}}}$	0.631 ± 0.090

Faktor eingeht. Dieser Wert wird zu $(67,5 \pm 6,3) \%$ bestimmt, der höher als die in Kap. 6.3.2 ermittelte τ -Effizienz von $(58,9 \pm 5,3) \%$ ist. Unter Berücksichtigung beider Unsicherheiten stimmen die Werte aber wieder überein. Eine bessere Übereinstimmung sind für die folgenden Resultate vorhanden.

Die τ -Effizienz inkl. zusätzlich simuliertem QCD-Untergrund erniedrigt sich von $(65,6 \pm 9,1) \%$ auf $(48,1 \pm 6,8) \%$ für den $2\tau 15i$ -Trigger (Abb. 6.21(d), 6.13). Bei Herausfaltung der $2\tau 15i$ -Trigger-Effizienz ergibt sich eine τ -Effizienz von $(63,1 \pm 9,0) \%$, die gut mit der Effizienz ohne Triggerberücksichtigung von $(65,6 \pm 9,1) \%$ übereinstimmt.

Bei Betrachtung des $2\tau 25i$ -Triggers sinkt die τ -Effizienz inkl. Untergrund der vorhandenen MC-Statistik (aber ohne extra QCD-Untergrund) weiter ab auf $(41,1 \pm 4,7) \%$ (Abb. 6.22(a), 6.22(b), Tab. 6.14). Diese Triggerbedingung erfüllen nur noch τ -Leptonen mit einem Transversalimpuls größer als 25 GeV. Die invariante Massenverteilung in Abb. 6.22(a) kann nicht mehr vernünftig angenähert werden, so dass diese bei der Berechnung der τ -Effizienz unter Berücksichtigung des $2\tau 25i$ -Triggers vernachlässigt wird. Tab. 6.14 kann entnommen werden, dass eine

(a) gleich geladene τ -Leptonen(b) ungleich geladene τ -Leptonen(c) gleich geladene τ -Leptonen mit simuliertem Untergrund(d) ungleich geladene τ -Leptonen mit simuliertem UntergrundAbbildung 6.22: invariante Masse zweier τ -Leptonen für $2\tau 25i$ -TriggerereignisseTabelle 6.14: Werte für den $2\tau 25i$ -Trigger

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}$	96 ± 14
$N_{\mu\mu}$	41977 ± 257
$N_{\mu\mu}^{\text{korrigiert}}$	36697 ± 224
$\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{\text{sel}}$	$0,419 \pm 0,0419$
$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{sel}}$	$0,007 \pm 0,0007$
ϵ_{μ}	$0,674 \pm 0,034$
ϵ_{τ}	$0,411 \pm 0,047$
$\epsilon_{2\tau 25i\text{-trigger}}$	0.472 ± 0.015
$\frac{\epsilon_{\tau}}{\sqrt{\epsilon_{2\tau 25i\text{-trigger}}}}$	0.598 ± 0.070

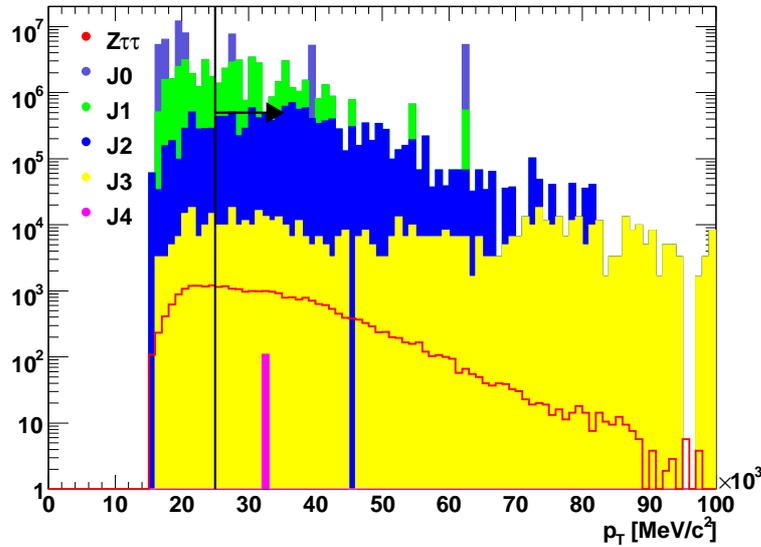

 Abbildung 6.23: Transversalimpulsverteilung nach dem $\sum E_T$ -, \cancel{E}_T -, η - und $\Delta\phi$ -Schnitt

 Tabelle 6.15: Werte für den $2\tau 25i$ -Trigger mit simuliertem MC-Untergrund

Größe	Wert
$N_{\tau\tau}$ ohne Berücksichtigung des unterschiedlichen Untergrundes	2 ± 2
$N_{\tau\tau}$	2 ± 94
$N_{\mu\mu}$	41977 ± 257
$N_{\mu\mu}^{\text{korrigiert}}$	36697 ± 224
$\epsilon_{Z \rightarrow \mu\mu}^{\text{sel}}$	$0,419 \pm 0,0369419$
$\epsilon_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{sel}}$	$0,007 \pm 0,0007$
ϵ_{μ}	$0,674 \pm 0,034$
ϵ_{τ}	$0,059 \pm 1,394$
$\epsilon_{2\tau 25i\text{-trigger}}$	$0,472 \pm 0,015$
$\frac{\epsilon_{\tau}}{\sqrt{\epsilon_{2\tau 25i\text{-trigger}}}}$	$0,086 \pm 2,030$

gute Übereinstimmung zwischen der τ -Effizienz, die aus der Zurückrechnung der Triggereffizienz resultiert, in Höhe von $(59,8 \pm 7,0) \%$ und der τ -Effizienz ohne Triggerberücksichtigung von $(58,9 \pm 5,3) \%$ (Tab. 6.6) herrscht.

Zwischen der Untergrundmassenverteilung (rot) und der Massenverteilung des Signals mit simuliertem Untergrund (blau) (siehe Abb. 6.22(c) und 6.22(d)) sind für den $2\tau 25i$ -Trigger kaum Unterschiede mehr fest zu stellen. Die leichte Diskrepanz beim Maximum von ca. 25 GeV der Untergrundverteilung ist ein rein statistisches Problem und kein Effekt des Signals $Z \rightarrow \tau\tau$ (Abb. 6.22(b)). Das bedeutet, dass durch diesen Trigger mehr Signal- als Untergrundereignisse unterdrückt werden. Abbildung 6.23 zeigt eine Darstellung des Transversalimpulses nach den

$\sum E_{T^-}$, E_{T^+} , η - und $\Delta\phi$ -Selektionsschnitten. Eine Forderung des Transversalimpulses größer als 25 GeV ist für den Signalprozess härter als für den Untergrund. Relativ gesehen bleiben mehr Untergrund- als Signalereignisse übrig, weshalb kein Peak in der Verteilung mehr zu Stande kommt. Für $2\tau 25i$ -getriggerte Ereignisse lässt sich folglich der Effekt des $2\tau 25i$ -Triggers auf die τ -Effizienz nicht mehr realistisch abschätzen (Tab. 6.15).

Für einen $2\tau 15i$ -Trigger lässt sich gerade eben eine rekonstruierte Anzahl von τ -Paaren feststellen (in 100 pb⁻¹ Daten), für einen $2\tau 25i$ -Trigger ist dies aber nicht mehr adäquat möglich. Da der Anteil echter 2τ -Ereignisse an QCD-Ereignissen verschwindend gering ist, wird auf eine Implementierung von sinnvollen 2τ -Triggern im ATLAS-Triggersystem verzichtet.

6.6 Zusammenfassung

Dieses Kapitel zeigt einen Analysevorgang hadronischer 2τ -Ereignisse von der Ereignis Selektion über Massenrekonstruktion bis hin zur Effizienzbestimmung.

Bei der Massenrekonstruktion stellt sich heraus, dass die Masse zweier hadronisch zerfallender τ 's im Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau$ stark verschoben und verbreitert ist. Statt bei der Z -Masse von 91 GeV liegt der Peak nach der Selektion bei $(50, 93 \pm 0, 43)$ GeV mit einer Breite von $(10, 5 \pm 0, 5)$ GeV. Dies liegt am während des τ -Zerfalls entstehenden Neutrino, das nicht detektiert werden kann. Verfahren wie die vorgestellte kollineare Approximation tragen nicht zur Verbesserung der Massenrekonstruktion bei. Außerdem wird die Ladung von τ -Leptonen zu einem signifikanten Anteil, der zu $(2, 13 \pm 0, 57)$ % bestimmt wird, falsch gemessen.

Myonen zeigen eine wesentlich bessere Auflösung und genauere Z -Massenrekonstruktion von $(90, 67 \pm 0, 02)$ GeV bei einer Breite von $(3, 21 \pm 0, 02)$ GeV.

Zur τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienzbestimmung ist ein vielversprechendes Verfahren dargestellt, welches zur τ -Effizienzmessung relativ zur μ -Effizienz aus den ersten Daten des ATLAS-Experimentes genutzt werden kann. Bei der auf MC-Datensätzen basierten gemessenen τ -Effizienz von $(58, 9 \pm 5, 3)$ % müssen *Fake*- τ 's berücksichtigt werden. Diese Effizienz erscheint also ein wenig größer als sie tatsächlich ist. Die *Fake*- τ 's kommen zum einen aus Untergrundereignissen (92 Ereignisse), aber auch aus dem Signalereignis $Z \rightarrow \tau\tau$ (70 Ereignisse). Unter Abzug der Untergrundereignisse resultiert eine τ -Effizienz von $(55, 5 \pm 5, 0)$ %. Die *Fake*-Signalereignisse haben in ihrer Massenverteilung auch einen Peak, so dass diese sich in der zu hohen τ -Effizienz widerspiegeln. Unter Abzug aller Ereignisse mit falschen τ 's ergibt sich letztendlich eine Effizienz von $(49, 9 \pm 4, 5)$ %, die gut mit einer erwarteten von $(51, 3 \pm 2, 3)$ % übereinstimmt.

Effizienzen sind auch in verschiedenen Bereichen von η berechnet. Des Weiteren zeigt dieses Kapitel eine Methode der Effizienzbestimmung in unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen. Bei der Effizienzberechnung müssen einige Annahmen (z.B. für die Myon-Effizienz, Selektionseffizienzen etc.) sowie Korrekturfaktoren (z.B. η -Korrektur) berücksichtigt werden.

Zusätzlich zeigt dieses Kapitel auch das τ -Effizienzverhalten unter zusätzlich simuliertem QCD-2-Jet-Untergrund und unter Einfluss des ATLAS-Triggers. Dabei wird festgestellt, dass

mit 2- τ -Triggern τ -Ereignisse schlecht bis gar nicht in den ersten 100 pb⁻¹ ATLAS-Daten rekonstruiert werden können.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit wurden zwei, sich mit hadronischen τ -Leptonen befassende Methoden, die für die ersten Daten vom ATLAS-Experiment verwendet werden können, vorgestellt:

1. Bestimmung von Missidentifikationsraten von Jets aus QCD-2-Jet-Ereignissen als τ -Leptonen erster ATLAS-Daten als Vorstudie und
2. Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz relativ zur μ -Effizienz aus ersten ATLAS-Daten.

Die Analyse der Missidentifikationsraten konnte für modernere Datensätze und modernere Rekonstruktionsalgorithmen in [42] veröffentlicht werden. Durch Wahl von gegenüberliegenden QCD-2-Jet-Ereignissen und mit Hilfe der *tag and probe*-Methode wurden Missidentifikationsraten bestimmt, die im Verhältnis zu [42] wesentlich kleiner sind. Dies liegt hauptsächlich an der verwendeten älteren ATHENA-Version 12.0.6 mit den noch nicht verbesserten Rekonstruktionalgorithmen für Jets. Einen geringen Beitrag leisten auch die Unterschiede beider Analysen (Selektion, Wahl des *tag*-Jets). Mögliche systematische Unsicherheiten wurden diskutiert. Durch eine schnelle und einfache Anpassung der Selektionskriterien stellt die Studie der Missidentifikationsraten nicht nur eine aussichtsreiche Untersuchungsmethode erster ATLAS-Daten dar; sondern könnte auch für andere (τ -Leptonen verwendende) Analysen genutzt werden.

Im nächsten Schritt wurde die invariante Masse zweier Leptonen, kommend aus einem Z-Boson, bestimmt, wobei sich herausstellt, dass die invariante Masse zweier hadronischer τ -Leptonen stark verschoben sein und mit der verwendeten Selektion bei $(50,93 \pm 0,43)$ GeV mit einer Breite von $(10,5 \pm 0,5)$ GeV liegen wird. Eine vielversprechende Verbesserung, die kollineare Approximation, führte auf Grund des schlechten Auflösungsvermögens der fehlenden Transversalenergie (durch entstehendes Neutrino im τ -Zerfall) nicht zu der gewünschten Verbesserung der Z-Masse. Für Elektronen und Myonen konnte die Z-Masse wesentlich besser rekonstruiert und gemessen werden.

Des Weiteren wurde eine Methode zur Berechnung von τ -Effizienzen relativ zur μ -Effizienz erster ATLAS-Daten präsentiert. Ohne Einfluss des Triggers und mit geringem Untergrund konnte eine mittlere τ -Rekonstruktions- und -Identifikationseffizienz von $(58,9 \pm 5,3)\%$ ermittelt werden; allerdings müssen in dieser Zahl *Fake*- τ 's berücksichtigt werden. Unter Abzug aller *Fake*- τ 's resultiert eine mittlere τ -Effizienz von $(49,9 \pm 4,5)\%$, die gut mit der erwarteten von $(51,3 \pm 2,3)\%$ übereinstimmt.

Auch in verschiedenen η -Bereichen konnten τ -Effizienzen bestimmt werden; in unterschiedlichen Bereichen des Transversalimpulses wurde eine vielversprechende Methode vorgestellt, wobei aufgrund der Komplexität dieses Problems einige Lösungen noch ausstehen.

Die bei den invarianten Massenverteilungen festgestellte Ladungsmissidentifizierung von τ -Leptonen beträgt $(2,13 \pm 0,57) \%$.

Da in echten Daten mehr als der verfügbare Untergrund der MC-Statistik erwartet wird, wurde zusätzlich geprüft, wie sich die ermittelten Effizienzen durch zusätzlichen QCD-Jet-Untergrund ändern würde. Dieser zusätzliche QCD-Jet-Untergrund wurde durch Faktorisierung der kinematischen Selektion und der τ -Identifikation (symbolisiert durch τ -Missidentifikationsraten) simuliert. Die Unsicherheit steigt von 5,3% auf 9,1% an, wobei alle verfügbaren Informationen der invarianten Massenverteilung gleich und ungleich geladener τ 's genutzt werden. Diese Methode beruht dabei auf der Ähnlichkeit der invarianten Massenverteilungen gleich und ungleich geladener τ -Leptonen des Untergrundes.

Unter Einfluss von τ -Triggern resultieren niedrigere τ -Effizienzen, die unter Herausfaltung der τ -Triggereffizienzen gut mit den berechneten mittleren τ -Effizienzen ohne Triggerberücksichtigung übereinstimmen. Es stellte sich heraus, dass mit Di- τ -Triggern τ -Ereignisse in den ersten 100 pb^{-1} Daten schwer bis nicht entdeckt werden können. Zum Abschluss dieser Arbeit wurde bekannt, dass keine Di- τ -Trigger in das ATLAS-Triggersystem implementiert werden. Dennoch kann die vorgestellte Methode zur Berechnung der τ -Effizienzen für andere Trigger verwendet werden. Zum Beispiel könnten semileptonische $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle genutzt werden. Das entstehende isolierte Elektron oder isolierte Myon kann mit einer hohen Effizienz getriggert werden, was zu einer reinen Selektion führt. Die τ -Effizienz kann dann mit der gleichen Methode, aber auf Grund des entstandenen Elektrons oder Myons mit niedrigerem QCD-Untergrund, berechnet werden. Dabei ist besonders der Bereich bis zu einem τ -Transversalimpuls von 50 GeV für die Suche nach dem Higgs-Boson oder Supersymmetrie von Bedeutung. In diesem Bereich sollten nämlich τ -Leptonen aus dem SM-Higgs-Zerfall oder SUSY-Zerfällen zu finden sein. Für einen Transversalimpuls größer als 50 GeV kommen τ -Leptonen aus anderen Zerfällen (z.B. top-Quark) in Betracht.

Abschließend lässt sich folglich sagen, dass beide Methoden (Bestimmung von Missidentifikationsraten, Bestimmung von τ -Effizienzen) vielversprechend für die Analyse erster echter Daten von ATLAS sein werden.

Literaturverzeichnis

- [1] W.M. Yao et. al. Review of particle physics. *Journal of Physics*, G33, 2006.
- [2] C. Berger. Elementarteilchenphysik - Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten. *Springer*, 2002.
- [3] <http://www.weltderphysik.de/de/439.php>. Mit Hera auf dem Weg zur Vereinheitlichung der Naturkräfte. 25.06.2008.
- [4] H. Fritzsch, Murray Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. *Phys. Lett.*, B47:365–368, 1973.
- [5] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [6] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [7] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. Originally printed in *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377.
- [8] Particle Data Group. Particle Physics Booklet. *Institute of Physics publishing*, 2006.
- [9] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12:132–133, 1964.
- [10] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [11] Martin L. Perl et al. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1489–1492, 1975.
- [12] F. J. Hasert et al. Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett.*, B46:138–140, 1973.
- [13] http://web.physik.rwth-aachen.de/~feld/lehre/ET_I_SS2006/Vorlesungen/2006_06_28.pdf. Vorlesungsskript. 28.06.2008.
- [14] N. Schmitz. Die innere Struktur von Proton und Neutron (Teil II). Springer-Verlag, 1988, www.mppmu.mpg.de/common/nos_part2.pdf, 25.08.2008.
- [15] M. Schott. Study of the Z Boson Production at the ATLAS experiment with first data. Juni 2007, Dissertation.
- [16] <http://www.physik.unizh.ch/~kmueller/text/vorlesung/susy/node3.html>. Grand Unified Theories, GUT. 29.06.2008.
- [17] S. Martin. A supersymmetry primer. hep-ph-9709356.

- [18] J. Ellis. Beyond the standard model for hill walkers. hep-ph-9812235.
- [19] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. 2007.
- [20] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance - Technical Design Report Vol.I. 1999.
- [21] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance - Technical Design Report Vol.II. 1999.
- [22] Lhc design report volume I. <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/publications/LHC-DesignReport.html>, 22.08.2008.
- [23] <http://www.cern.ch>. Offizielle Webseite des CERNs. 12.08.2008.
- [24] <http://www.e12.physik.tu-muenchen.de/stud/vorlesungen/misc/relkin.pdf> Patrick Reichart. Relativistische Kinematik. 10.12.2006.
- [25] ATLAS Computing Group. ATLAS Computing - Technical Design Report. 2005.
- [26] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBookAthenaFramework>. The ATHENA Framework. 04.07.2008.
- [27] K. Cranmer et.al. EventView - The Design Behind an Analysis Framework. Dezember 2007.
- [28] J. Adam et.al. The EventView Manual. Juli 2008.
- [29] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/EventView>. EventView turned 3 and still thriving! 09.07.2008.
- [30] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/SusyView>. SUSYView in 12.0.x. 09.07.2008.
- [31] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/HighPtView>. HighPtView. 09.07.2008.
- [32] M. A. Dobbs et al. Les Houches guidebook to Monte Carlo generators for hadron collider physics. 2004.
- [33] Guido Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.
- [34] Torbjorn Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135:238–259, 2001.
- [35] www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/pub/web/DPG-Vortraege_2002/kerzel.ps.gz G.Barker et. al. Studie zur b-Quark-Fragmentation. 2002.
- [36] G. Corcella et al. HERWIG 6.5 release note. 2002, hep-ph/0210213, arXiv.
- [37] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. The MC@NLO event generator. 2002, hep-ph/0207182, arXiv.
- [38] S. Agostinelli et al. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.

-
- [39] John Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53:270, 2006.
- [40] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/JetAlgorithms>. JetAlgorithms. 08.07.2008.
- [41] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TauRec>. tauRec - calorimeter seed tau reconstruction. 08.07.2008.
- [42] P. Bechtle et. al. ATLAS CSC Note - Identification of hadronic τ decays with ATLAS detector. March 2008.
- [43] Anna Kaczmarska et. al. Performance of the taulp3p algorithm for hadronic tau decays identification with release 12.0.6. 2008, ATL-PHYS-INT-2008-004.
- [44] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/MuonRecoPedia>. MuonRecoPedia. 08.07.2008.
- [45] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/ElectronReconstruction#Electron_identification. ElectronReconstruction. 08.07.2008.
- [46] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/PhotonReconstruction>. PhotonReconstruction. 08.07.2008.
- [47] E.Richter-Was et. al. ATLFast 2.0 - a fast simulation package for ATLAS. 1998, ATL-PHYS-98-131.
- [48] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlfastDocumentation>. Atlfast Documentation. 08.07.2008.
- [49] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/CoordinatedSusyviewFiles>. CoordinatedSusyviewFiles. 10.07.2008.
- [50] ATLAS Collaboration. ATLAS Note - Reconstruction and Identification of Hadronic τ Decays with ATLAS. July 1, 2008.
- [51] Chen et. al. Vortrag beim $H \rightarrow \tau\tau$ -CSC-Meeting: The $H \rightarrow \tau\tau$ Acceptance Challenge. 19.04.2007.
- [52] ATLAS Collaboration. ATLAS NOTE: Measurement of Missing Transverse Energy in ATLAS. 11.08.2008.
- [53] ATLAS Collaboration. ATLAS NOTE: Muon Reconstruction and Identification Performance in ATLAS: Studies with Simulated Monte Carlo Samples.
- [54] André Sopczak (University of Lancaster) C.Bélanger-Champagne (Uppsala Universitet, R.Brenner (Uppsala Universitet). Trigger Efficiency from $Z \rightarrow \tau\tau$ in the μ +had. final state. ATLAS τ workshop, Dresden, 14.05.2008.
- [55] K.Benslama et. al. ATLAS Tau Trigger: Performance and Menus for Early Running. 28.01.2008.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Vereinheitlichung der fundamentalen Naturkräfte, aus [3]	4
2.2	Drell-Yan-Prozess, aus [13]	8
2.3	Darstellung der (inversen) Kopplungskonstanten des Standardmodells (links) und der SUSY (rechts), aus [16]	10
2.4	χ_2^0 -Zerfall mit zwei τ -Leptonen im Endzustand	11
3.1	Beschleuniger des CERNs, Vorbeschleuniger für den LHC: LINAC2, Proton Synchrotron Booster (PSB), Proton Synchrotron (PS), Super Proton Synchrotron (SPS), LHC, aus [23]	14
3.2	Experimente am LHC, aus [23]	15
3.3	schematische Übersicht des ATLAS-Detektors, aus [19]	16
3.4	schematische Ansicht des inneren Detektors, aus [19]	17
3.5	schematische Ansicht des Kalorimeters, aus [19]	18
3.6	Ansicht des elektromagnetischen Kalorimeters, aus [19]	19
3.7	schematische Ansicht des Myonspektrometers, aus [19]	21
3.8	das ATLAS-Triggersystem, aus [20]	22
4.1	Prinzip einer Monte-Carlo-Simulation der Partonschauer-Methode, aus [32]	24
4.2	Das Lund-String-Modell, aus [35]	25
4.3	τ -Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses eines τ -Kandidaten, aus [42]	28
4.4	Struktur von HighPtView (aus [31])	30
5.1	Darstellung der <i>tag and probe</i> -Methode	34
5.2	Selektion der Datensätze für die Missidentifikationsratenbestimmung	36
5.3	$\Delta\phi$ -Verteilung von einem Jet zu seinem nächsten Jet (siehe Abb. 5.2(c))	37
5.4	Datensatz-Selektion nach durchgeführten Schnitten	38
5.5	Darstellung der Anzahl an Ereignissen nach jedem durchgeführten Schnitt	39
5.6	Berechnung der Missidentifikationsraten der einzelnen Monte Carlo-Datensätze in verschiedenen Transversalimpulsbereichen (Missidentifikationsrate für $Z \rightarrow \tau\tau$ siehe Abb. C.1(a))	40
5.7	Berechnung der Missidentifikationsraten der einzelnen Monte Carlo-Datensätze in verschiedenen η -Bereichen (Missidentifikationsrate für $Z \rightarrow \tau\tau$ siehe Abb. C.1(b))	41
5.8	Berechnung der Missidentifikationsrate von <i>Cone4</i> -Jets (J0-J4), die als hadronisch zerfallende τ -Leptonen identifiziert werden, in verschiedenen Transversalimpulsbereichen. Unsicherheiten beziehen sich auf verfügbare Monte Carlo-Statistik	42
5.9	Berechnung der Missidentifikationsrate von <i>Cone4</i> -Jets (J0-J4), die als hadronisch zerfallende τ -Leptonen identifiziert werden, in verschiedenen Bereichen von η . Unsicherheiten beziehen sich erneut auf verfügbare Monte Carlo-Statistik	43
5.10	Missidentifikationsraten von <i>Cone4</i> -Jets dieser Arbeit (links) und aus [42] in verschiedenen Transversalimpulsbereichen in MC-Statistik	44

5.11	Missidentifikationsraten von <i>Cone4</i> -Jets (J0-J4) in verschiedenen Bereichen skaliert auf statistische Unsicherheiten, die von 1pb^{-1} Daten erwartet werden	45
6.1	$Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignis im Detektor	50
6.2	Anzahl der Ereignisse, die die entsprechenden Leptonen enthalten, nach jedem Schritt der Selektion	52
6.3	Erster Teil der Selektion zur τ -Massenrekonstruktion sowie der τ -Rekonstruktionseffizienz	53
6.4	Zweiter Teil der Selektion zur τ -Massenrekonstruktion sowie der τ -Rekonstruktionseffizienz	54
6.5	Transverale Massenverteilung eines τ -Leptons ohne durchgeführten Selektionsschnitte	54
6.6	invariante Masse von zwei τ -Leptonen	56
6.7	Erwartete invariante Massenverteilungen zweier Elektronen (links) und Myonen (rechts) aufgesplittet in ihr Ladungsverhältnis und die resultierende (Verteilungen aus den jeweiligen Signaldatensätzen)	57
6.8	Funktionsweise der kollinearen Approximation; die Abbildung zeigt das Beispiel eines semileptonischen Zerfalls $H \rightarrow \tau\tau$. Die Funktionsweise gilt aber analog für hadronische τ -Zerfälle. Aus [51]	58
6.9	Invariante Masse zweier τ -Leptonen mit Hilfe des Verfahrens der kollinearen Approximation	59
6.10	Massenverteilungen zweier τ 's nach der Selektion mit Untergrund	60
6.11	Massenverteilung zweier Leptonen aufgesplittet in ihr Ladungsverhältnis nach der Selektion mit Untergrund	61
6.12	zur Berechnung der auf 1 normierten Verteilungen der Korrekturfaktoren	64
6.13	Wahrheitsgeprüfte Massenverteilungen zweier τ 's	68
6.14	Schema der Leptonen-Verteilung in verschiedenen η -Bereichen	69
6.15	τ -Effizienz in verschiedenen Bins von η	70
6.16	Schema der Leptonen-Verteilung in verschiedenen Transversalimpulsbereichen	71
6.17	Produktion des simulierten QCD-MonteCarlo-Untergrund für J3	75
6.18	simulierter QCD-MonteCarlo-Untergrund	75
6.19	invariante Masse zweier τ -Leptonen mit simuliertem MonteCarlo-Untergrund; in blau die Signalfunktion (Landau + Gauß), in rot die Untergrundfunktion aus 6.19(a) (Landau)	76
6.20	„tag and probe“-Methode zur Bestimmung der Triggereffizienz; dargestellt ist wiederum ein semileptonischer Zerfall, aus [54]	78
6.21	invariante Masse zweier τ -Leptonen für $2\tau 15i$ -Triggerereignisse	79
6.22	invariante Masse zweier τ -Leptonen für $2\tau 25i$ -Triggerereignisse	81
6.23	Transversalimpulsverteilung nach dem $\sum E_{T-}, \cancel{E}_{T-}, \eta$ - und $\Delta\phi$ -Schnitt	82
B.1	$Z \rightarrow ee$ -Ereignis im Detektor	100
B.2	$Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis im Detektor	101
C.1	Missidentifikationsraten der einzelnen Monte Carlo-Datensätze in verschiedenen Bereichen (inkl. $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz)	103
D.1	Transversalmassen-Verteilung von τ -Leptonen ohne Selektionsschnitte für die Datensätze J0 bis J5	107

D.2	Transversalmassen-Verteilung von τ -Leptonen ohne Selektionsschnitte für die Datensätze $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$, $W \rightarrow \tau had$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$	108
D.3	Transversalmassen-Verteilung von τ -Leptonen ohne Selektionsschnitte für die Datensätze $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, GamJet1, GamJet2 und GamJet3	109
D.4	Erster Teil der Selektion zur Elektronen-Massenrekonstruktion	110
D.5	Zweiter Teil der Selektion zur Elektronen-Massenrekonstruktion	111
D.6	Erster Teil der Selektion zur μ -Massenrekonstruktion	112
D.7	Zweiter Teil der Selektion zur μ -Massenrekonstruktion	113
D.8	Massenverteilung zweier als τ missidentifizierter Jets des simulierten QCD-Untergrunds der einzelnen Datensätze, vgl. Kap. 6.4.2	114

Tabellenverzeichnis

2.1	Fermionen des Standardmodells der Teilchenphysik	4
2.2	Wichtigste Eigenschaften der Fermionen des Standardmodells der Teilchenphysik ($c \equiv 1$), vgl. [8]	5
2.3	Wechselwirkungen und Austauscheteilchen des Standardmodells sowie deren Eigenschaften, zusätzlich ist die Gravitation mit aufgenommen ($c \equiv 1$), vgl. [8] und [2]	5
2.4	Eigenschaften des τ -Leptons, vgl. [8]	6
2.5	Einige Zerfallsmöglichkeiten von τ -Leptonen, vgl. [8]	7
2.6	Eigenschaften des Z^0 -Bosons, vgl. [8], [2]	7
2.7	Zerfallsmöglichkeiten des Z^0 -Bosons, vgl. [8]	8
4.1	verwendete Datensätze zur Bestimmung der Missidentifikationsratenbestimmung von QCD-Jets als τ -Leptonen	31
4.2	verwendete Datensätze zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und τ -Identifikationseffizienz	32
5.1	Anzahl der in den Datensätzen vorhandenen Ereignisse: die vorhandene Anzahl der Datensätze und die nach der Vorselektion übrig gebliebenen	34
5.2	Anzahl der vorhandenen (gewichteten) Ereignisse, die nach jedem Schnitt übrig bleiben. Dargestellt sind die einzelnen Datensätze sowie die Summe der Jet-Datensätze	39
5.3	Missidentifikationsraten in Bins von p_T in verfügbarer MC-Statistik und Datenstatistik mit statistischen Unsicherheiten von 1 pb^{-1} erwarteten Daten in Prozent	44
5.4	Missidentifikationsraten in Bins von η in verfügbarer MC-Statistik und Datenstatistik mit statistischen Unsicherheiten von 1 pb^{-1} erwarteten Daten in Prozent	45
5.5	Missidentifikationsraten in Bins von p_T in verfügbarer MC-Statistik und Datenstatistik mit statistischen Unsicherheiten von 10 pb^{-1} erwarteten Daten in Prozent der τ -CSC-Note aus [42]	46
6.1	durchgeführte Selektionsschnitte; die Transversalmasse eines Leptons m_T berechnet sich durch $m_T = \sqrt{2 \cdot p_{T,l} \cdot \cancel{E}_T \cdot (1 - \cos \theta)}$	51
6.2	Anzahl der Ereignisse, die das jeweilige Lepton (e, μ , τ) enthalten: 1-, bzw. 2-Lepton-Forderung ist die Forderung nach $2e$'s, 2μ 's, bzw. 2τ 's, ebenso steht $\Delta\phi_{Lepton}^{Jet}$ für das jeweilige Lepton; in Klammern steht die Anzahl der Untergrundereignisse	51
6.3	einige ermittelte Korrekturfaktoren zur Transversalimpulskorrektur	65
6.4	Korrekturfaktoren zur Neuberechnung der Anzahl von $Z \rightarrow \mu\mu$ -Paaren; ein Faktor steht für zwei Myonen	66
6.5	Faktoren zur Berechnung der τ -Effizienzen	66
6.6	Werte zur Berechnung der mittleren τ -Effizienz	67

6.7	Vergleich der Resultate nach dem Truthmatching (Wahrheitsanpassung)	68
6.8	Werte zur Berechnung der τ -Effizienz in verschiedenen η -Bereichen	69
6.9	Missidentifikationsraten aus [42]	74
6.10	in den jeweiligen Datensätzen verwendete Missidentifikationsraten	74
6.11	Werte der mittleren τ -Effizienz inkl. simuliertem MC-Untergrund	76
6.12	Werte für den $2\tau 15i$ -Trigger	80
6.13	Werte für den $2\tau 15i$ -Trigger mit simuliertem MC-Untergrund	80
6.14	Werte für den $2\tau 25i$ -Trigger	81
6.15	Werte für den $2\tau 25i$ -Trigger mit simuliertem MC-Untergrund	82
A.1	verwendete Datensätze zur Bestimmung der Missidentifikationsratenbestimmung von QCD-Jets als τ -Leptonen	98
A.2	verwendete Datensätze zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und τ - Identifikationseffizienz	98
D.1	Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die τ -Leptonen beinhalten	105
D.2	Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die τ -Leptonen beinhalten	105
D.3	Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die Elektronen enthalten	105
D.4	Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die Elektronen enthalten	106
D.5	Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die μ 's enthalten	106
D.6	Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die μ 's enthalten	106

Anhang A

Datensätze

Tabelle A.1: verwendete Datensätze zur Bestimmung der Missidentifikationsratenbestimmung von QCD-Jets als τ -Leptonen

Prozess	Datensatz ID	Datensatz	Ereignisanzahl	Wirkungsquerschnitt [pb]
$Z \rightarrow \tau\tau$	5188	trigl_misall_csc11_V2.005188.A3_Ztautau_filter.recon.AOD.v12000601	181700	1640
J0 (8 GeV - 17 GeV)	5009	trigl_misall_csc11.005009.J0_pythia_jetjet.merge.AOD.v12000605	201900	$17,6 \times 10^9$
J1 (17 GeV - 35 GeV)	5010	trigl_misall_csc11.005010.J1_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000601	289850	$1,38 \times 10^9$
J2 (35 GeV - 70 GeV)	5011	trigl_misall_csc11_V1.005011.J2_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000604	194800	$93,3 \times 10^6$
J3 (70 GeV - 140 GeV)	5012	trigl_misall_csc11.005012.J3_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000601	359550	$5,88 \times 10^6$
J4 (140 GeV - 280 GeV)	5013	trigl_misall_csc11.005013.J4_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000605	314900	308000

Tabelle A.2: verwendete Datensätze zur Bestimmung der τ -Rekonstruktions- und τ -Identifikationseffizienz

Prozess	Datensatz ID	Datensatz	Ereignisanzahl	Wirkungsquerschnitt [pb]
J0 (8 GeV - 17 GeV)	5009	trigl_misall_csc11.005009.J0_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000604	366300	$17,6 \times 10^9$
J1 (17 GeV - 35 GeV)	5010	trigl_misall_csc11.005010.J1_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000601	289850	$1,38 \times 10^9$
J2 (35 GeV - 70 GeV)	5011	trigl_misall_csc11_V1.005011.J2_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000604	305550	$93,3 \times 10^6$
J3 (70 GeV - 140 GeV)	5012	trigl_misall_csc11.005012.J3_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000601	355550	$5,88 \times 10^6$
J4 (140 GeV - 280 GeV)	5013	trigl_misall_csc11.005013.J4_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000605	278900	308000
J5 (280 GeV - 560 GeV)	5014	trigl_misall_csc11_V2.005014.J5_pythia_jetjet.recon.AOD.v12000601	121550	12500
$W \rightarrow e\nu$	5104	trigl_misall_csc11_V1.005104.PythiaWenu.recon.AOD.v12000601	176150	17300
$W \rightarrow \mu\nu$	5105	trigl_misall_csc11.005105.PythiaWmunu.recon.AOD.v12000601	410300	17200
$W \rightarrow \tau\nu$	5106	trigl_misall_csc11.005106.PythiaWtaunu.recon.AOD.v12000601	158600	17300
$W \rightarrow \tau had$	5107	trigl_misall_csc11.005107.pythia_Wtauhad.recon.AOD.v12000604	9050	17300
$Z \rightarrow ee$	5144	trigl_misall_mc12.005144.PythiaZee.recon.SUSYView.v12000604	11750	1670
$Z \rightarrow \mu\mu$	5145	trigl_misall_csc11.005145.PythiaZmumu.recon.AOD.v12000604	10000	1680
$Z \rightarrow \tau\tau$	5188	trigl_misall_csc11_V2.005188.A3_Ztautau_filter.recon.AOD.v12000601	175250	1670
t \bar{t} bar	5200	trigl_misall_mc12_V1.005200.T1_McAtNlo_Jimmy.recon.AOD.v12000604	111050	833
GamJet1	8095	trigl_misall_mc12.008095.PythiaPhotonJet1_FIXED.recon.AOD.v12000604	386950	261000
GamJet2	8096	trigl_misall_mc12.008096.PythiaPhotonJet2_FIXED.recon.AOD.v12000604	301750	27600
GamJet3	8097	trigl_misall_mc12.008097.PythiaPhotonJet3_FIXED.recon.AOD.v12000604	348650	2590

Anhang B

$Z \rightarrow ee$ - und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis

In Ergänzung zu Kap. 6 sind hier jeweils ein $Z \rightarrow ee$ - und ein $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis dargestellt.

In Abb. B.1 ist ein $Z \rightarrow ee$ -Ereignis. Die entstandenen Elektronen (grün) werden von niedereenergetischen Jets (grau) und sogar einem μ überdeckt. Auch ist ein Großteil an fehlender transversaler Energie (rot) vorhanden. Dennoch ist deutlich die Elektronenspur im inneren Detektor zu erkennen.

In Abb. B.2 befindet sich ein entsprechendes $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis. Die μ 's in rot sind eindeutig zu erkennen. Dieses Ereignis wird von 2 Jets in blau überschattet. In diesem Ereignis ist in der Längssicht (unten) des Detektors sehr gut zu erkennen, dass das Z-Boson in eine Richtung geboostet ist. Beide μ 's fliegen in eine positive z-Richtung.

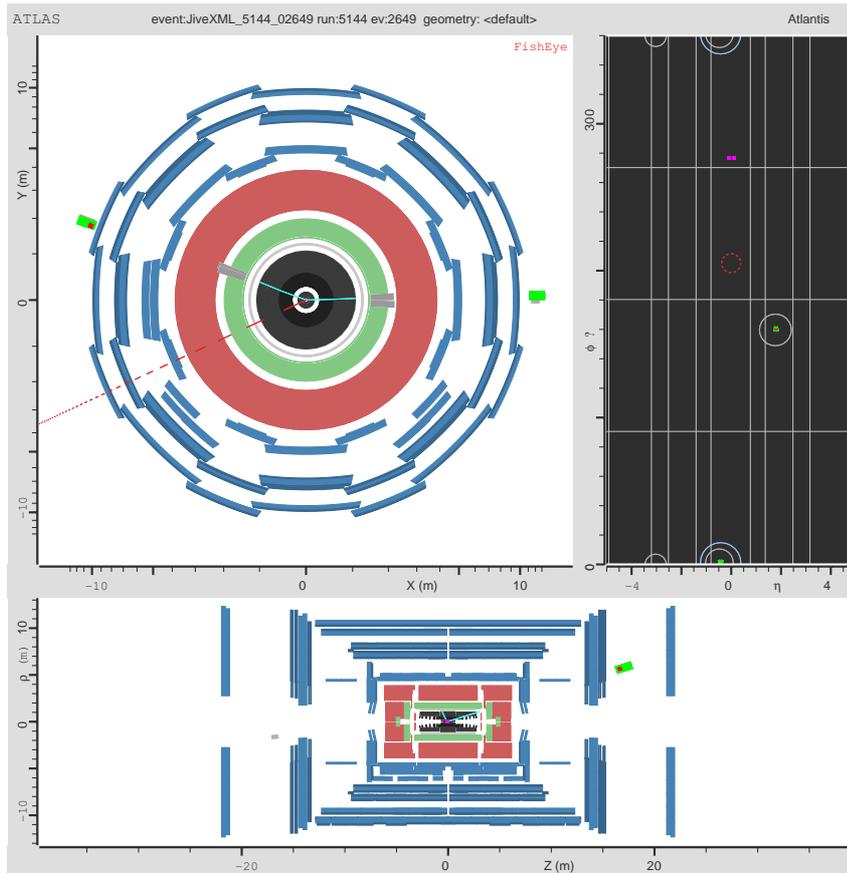


Abbildung B.1: $Z \rightarrow ee$ -Ereignis im Detektor

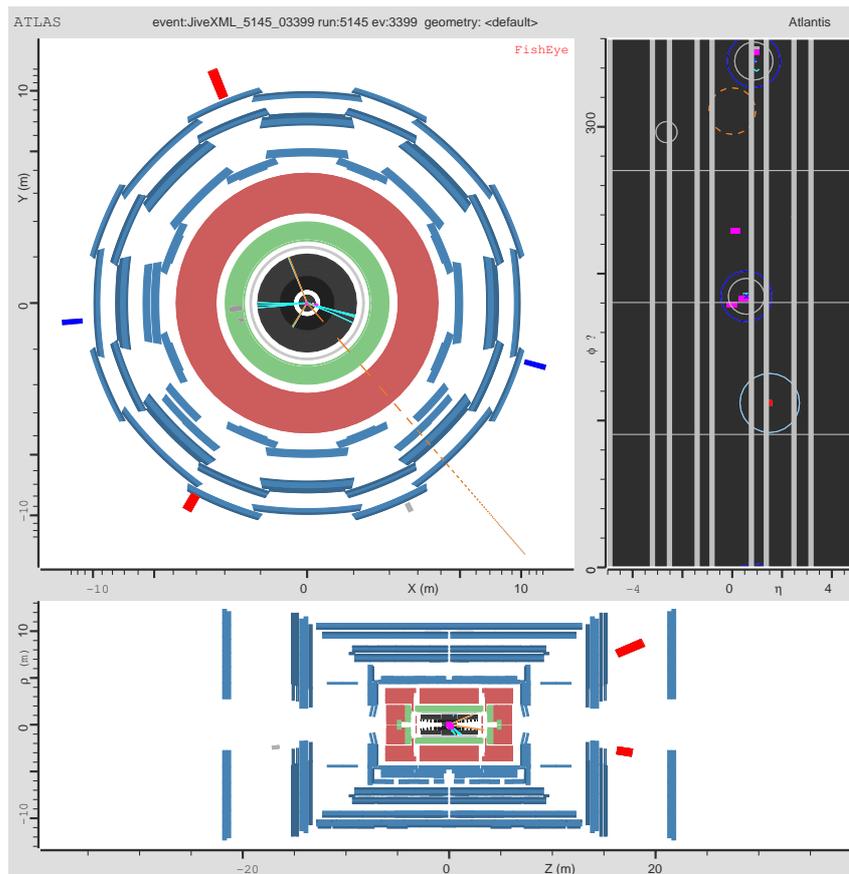


Abbildung B.2: $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignis im Detektor

Anhang C

Histogramme zur Missidentifikationsratenbestimmung

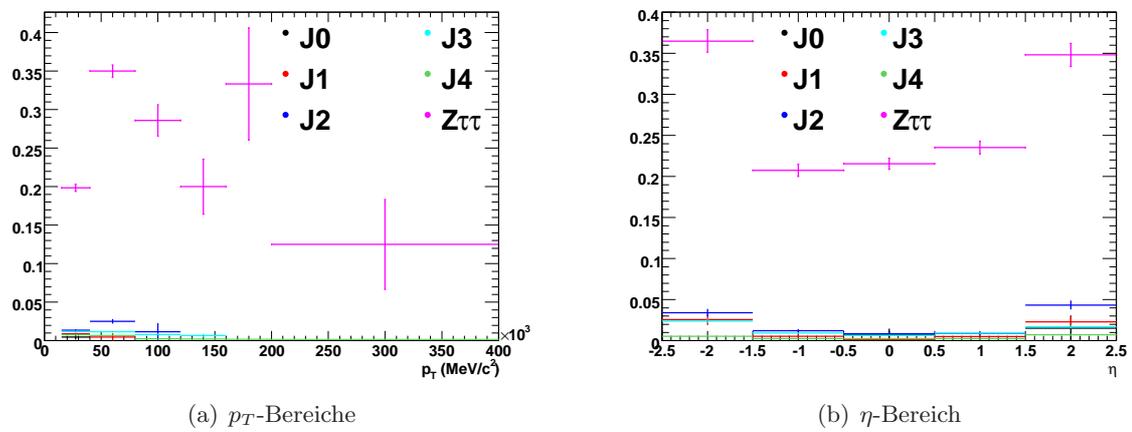


Abbildung C.1: Missidentifikationsraten der einzelnen Monte Carlo-Datensätze in verschiedenen Bereichen (inkl. $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz)

Anhang D

Histogramme zur Bestimmung der τ -Effizienz

Tabelle D.1: Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die τ -Leptonen beinhalten

Schnitt \ Ereignis	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$J0$	$J1$	$J2$	$J3$	$J4$	$J5$
1- τ -Forderung	101263	47982	5275	$1,39 \cdot 10^9$	$1,99 \cdot 10^9$	$4,49 \cdot 10^8$	$2,18 \cdot 10^7$	862507	31057
$\sum E_T$	80934	37919	4785	$1,02 \cdot 10^9$	$1,85 \cdot 10^9$	$3,90 \cdot 10^8$	$9,32 \cdot 10^6$	1877	0
E_T	24998	1961	1781	$3,85 \cdot 10^7$	$4,00 \cdot 10^7$	$1,47 \cdot 10^4$	816529	442	0
$ \eta $	24983	1961	1781	$3,85 \cdot 10^7$	$4,00 \cdot 10^7$	$1,47 \cdot 10^7$	814876	442	0
$\Delta\phi_\tau^{Jet}$	23999	1876	1764	$3,85 \cdot 10^7$	$3,81 \cdot 10^7$	$1,37 \cdot 10^7$	672727	110	0
p_T	23999	1876	1764	$3,85 \cdot 10^7$	$3,81 \cdot 10^7$	$1,37 \cdot 10^7$	672727	110	0
m_T	11271	682	521	$1,44 \cdot 10^7$	$1,00 \cdot 10^7$	$3,21 \cdot 10^6$	185124	110	0
2- τ -Forderung	762	14	0	0	0	0	0	0	0
Massenschnitt $M_{\tau\tau}$	757	14	0	0	0	0	0	0	0

Tabelle D.2: Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die τ -Leptonen beinhalten

Schnitt \ Ereignis	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow \tau\mu$	$W \rightarrow \tau had$	$t\bar{t}$	$GamJet1$	$GamJet2$	$GamJet3$
1- τ -Forderung	353221	45848	139284	630663	11193	$4,52 \cdot 10^6$	612824	43103
$\sum E_T$	313730	41321	121548	443510	739	$4,28 \cdot 10^6$	502296	14117
E_T	280004	34488	88257	335500	682	149090	40849	2568
$ \eta $	278118	34441	87929	335500	678	149022	40812	2567
$\Delta\phi_\tau^{Jet}$	276586	33938	86009	330147	631	145516	37044	2260
p_T	276576	33938	86009	330147	631	145516	37044	2260
m_T	15017	7814	11868	28866	164	17397	5214	212
2- τ -Forderung	29	29	11	0	2	0	27	2
Massenschnitt $M_{\tau\tau}$	20	17	11	0	2	0	27	1

Tabelle D.3: Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die Elektronen enthalten

Schnitt \ Ereignis	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$J0$	$J1$	$J2$	$J3$	$J4$	$J5$
1- e -Forderung	26526	127402	941	$2,07 \cdot 10^8$	$1,95 \cdot 10^8$	$6,19 \cdot 10^7$	$6,35 \cdot 10^6$	338929	13482
$\sum E_T$	20939	100569	722	$1,59 \cdot 10^8$	$1,73 \cdot 10^8$	$4,96 \cdot 10^7$	$2,49 \cdot 10^6$	331	0
$ \eta $	20939	100569	722	$1,59 \cdot 10^8$	$1,73 \cdot 10^8$	$4,96 \cdot 10^7$	$2,49 \cdot 10^6$	331	0
$\Delta\phi_e^{Jet}$	19881	74801	605	$1,25 \cdot 10^8$	$1,33 \cdot 10^8$	$3,32 \cdot 10^7$	$1,72 \cdot 10^6$	331	0
p_T	16425	70878	437	$4,81 \cdot 10^6$	$2,33 \cdot 10^7$	$1,38 \cdot 10^7$	$1,10 \cdot 10^6$	110	0
m_T	13943	62607	319	$4,81 \cdot 10^6$	$2,29 \cdot 10^7$	$1,30 \cdot 10^7$	960331	110	0
2- e -Forderung	389	23181	0	0	476190	91743	11570	0	0
Massenschnitt M_{ee}	70	22882	0	0	0	0	0	0	0

Tabelle D.4: Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die Elektronen enthalten

Schnitt \ Ereignis	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow \tau\mu$	$W \rightarrow \tau had$	$t\bar{t}bar$	$GamJet1$	$GamJet2$	$GamJet3$
1-e-Forderung	$1,11 \cdot 10^6$	5647	333741	22176	32145	350438	52639	4677
$\sum E_T$	982440	4712	299359	15102	1373	330209	41809	1385
$ \eta $	982440	4712	299359	15102	1373	330209	41809	1385
$\Delta\phi_e^{Jet}$	927991	4423	278481	14720	1257	213688	20040	472
p_T	877519	2570	188992	9367	991	158193	16812	429
m_T	71793	599	71600	2485	188	141470	10729	200
2-e-Forderung	39	4	55	0	2	270	55	1
Massenschnitt M_{ee}	29	0	11	0	1	0	27	1

Tabelle D.5: Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die μ 's enthalten

Schnitt \ Ereignis	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$J0$	$J1$	$J2$	$J3$	$J4$	$J5$
1- μ -Forderung	39161	270	149387	$2,40 \cdot 10^8$	$1,18 \cdot 10^8$	$3,86 \cdot 10^7$	$6,99 \cdot 10^6$	800552	55039
$\sum E_T$	32943	128	139157	$1,44 \cdot 10^8$	$8,71 \cdot 10^7$	$2,93 \cdot 10^7$	$2,92 \cdot 10^6$	8062	0
$ \eta $	32943	128	139157	$1,44 \cdot 10^8$	$8,71 \cdot 10^7$	$2,93 \cdot 10^7$	$2,92 \cdot 10^6$	8062	0
$\Delta\phi_\mu^{Jet}$	31454	114	132303	$1,15 \cdot 10^8$	$7,43 \cdot 10^7$	$2,13 \cdot 10^7$	$1,74 \cdot 10^6$	2209	0
p_T	21888	57	125332	$2,40 \cdot 10^7$	$1,48 \cdot 10^7$	$7,52 \cdot 10^6$	803306	2098	0
m_T	19515	57	80682	$2,40 \cdot 10^7$	$1,48 \cdot 10^7$	$7,09 \cdot 10^6$	753719	1546	0
2- μ -Forderung	697	0	40232	0	0	0	4959	0	0
Massenschnitt $M_{\mu\mu}$	149	0	39543	0	0	0	0	0	0

Tabelle D.6: Anzahl der Ereignisse pro Datensatz, die μ 's enthalten

Schnitt \ Ereignis	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow \tau\mu$	$W \rightarrow \tau had$	$t\bar{t}bar$	$GamJet1$	$GamJet2$	$GamJet3$
1- μ -Forderung	3133	$1,30 \cdot 10^6$	504832	3823	27414	34862	15311	2708
$\sum E_T$	1954	$1,30 \cdot 10^6$	465814	1721	2784	31355	11561	871
$ \eta $	1954	$1,30 \cdot 10^6$	465814	1721	2775	31355	11561	871
$\Delta\phi_\mu^{Jet}$	1846	$1,22 \cdot 10^6$	432818	1529	2517	21443	6055	331
p_T	648	$1,14 \cdot 10^6$	283117	191	2517	3844	2104	168
m_T	167	126858	128311	191	527	3844	2095	168
2- μ -Forderung	0	21	33	0	18	0	0	0
Massenschnitt $M_{\mu\mu}$	0	8	11	0	10	0	0	0

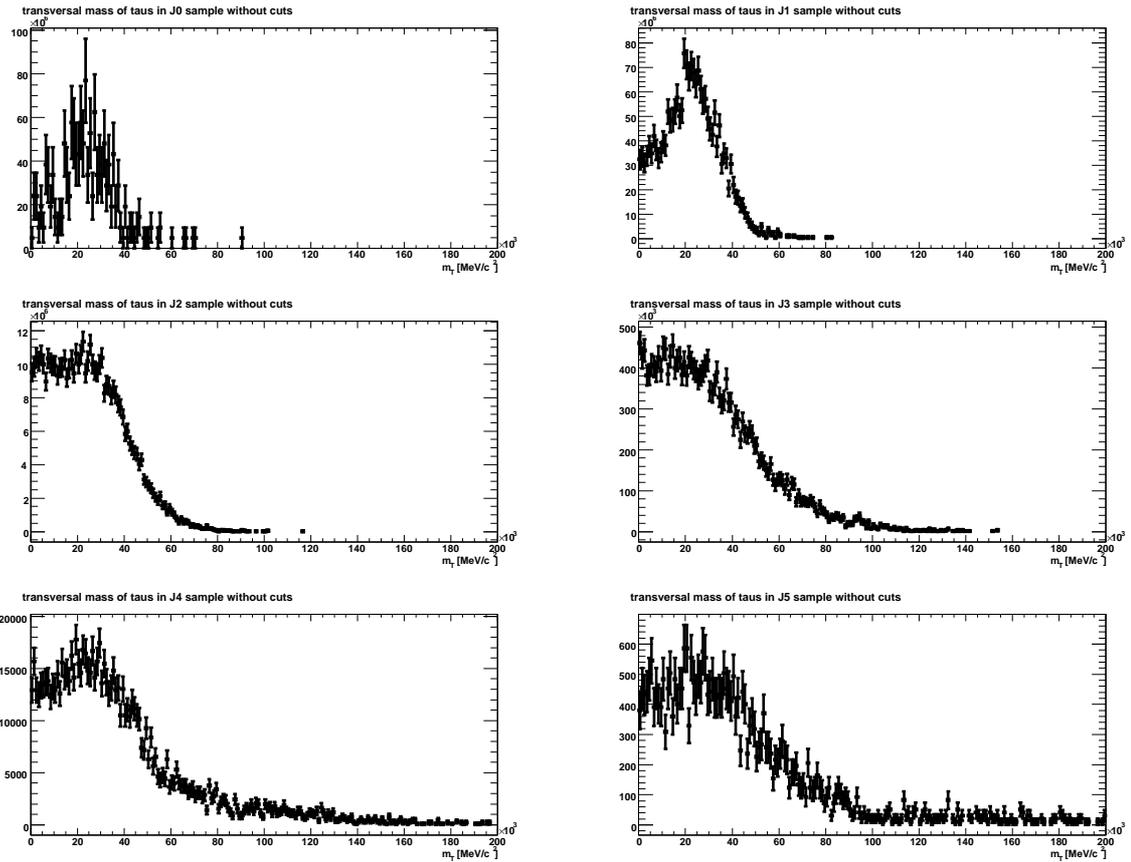


Abbildung D.1: Transversalmassen-Verteilung von τ -Leptonen ohne Selektionsschnitte für die Datensätze J0 bis J5

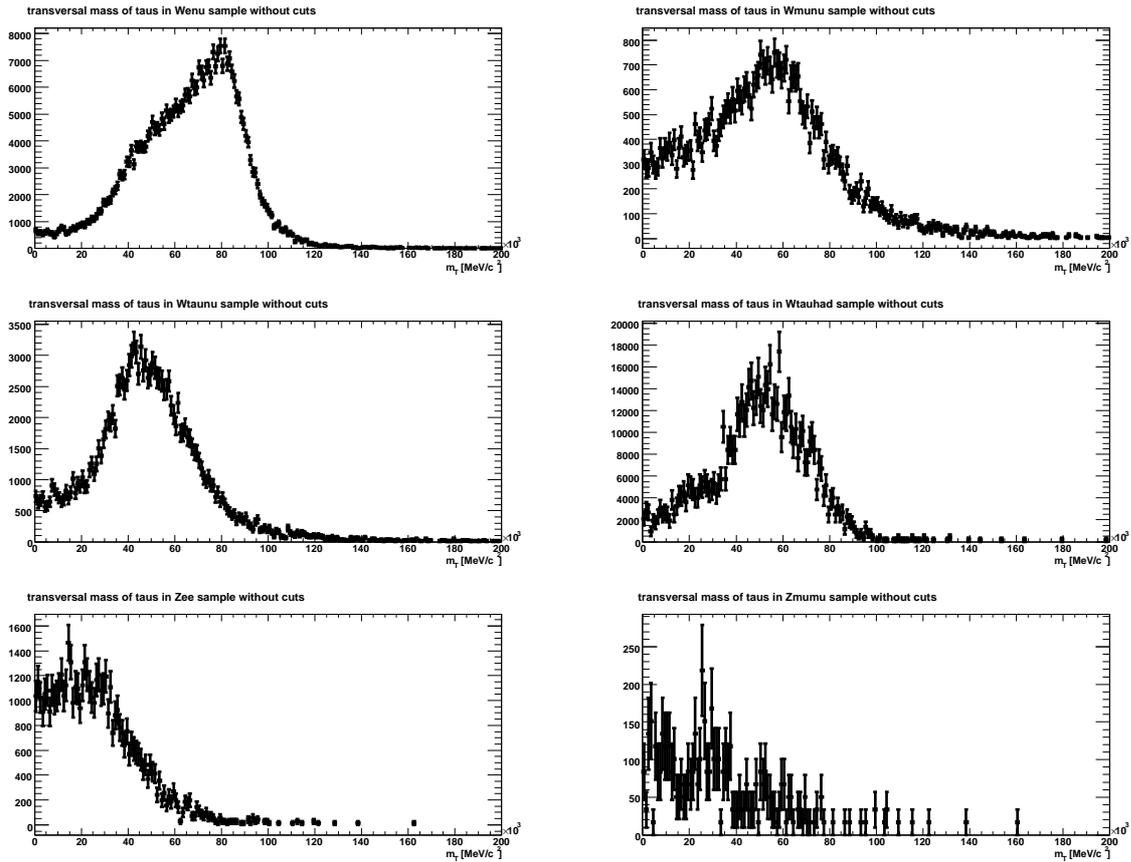


Abbildung D.2: Transversalmassen-Verteilung von τ -Leptonen ohne Selektionsschnitte für die Datensätze $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$, $W \rightarrow \tau had$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$

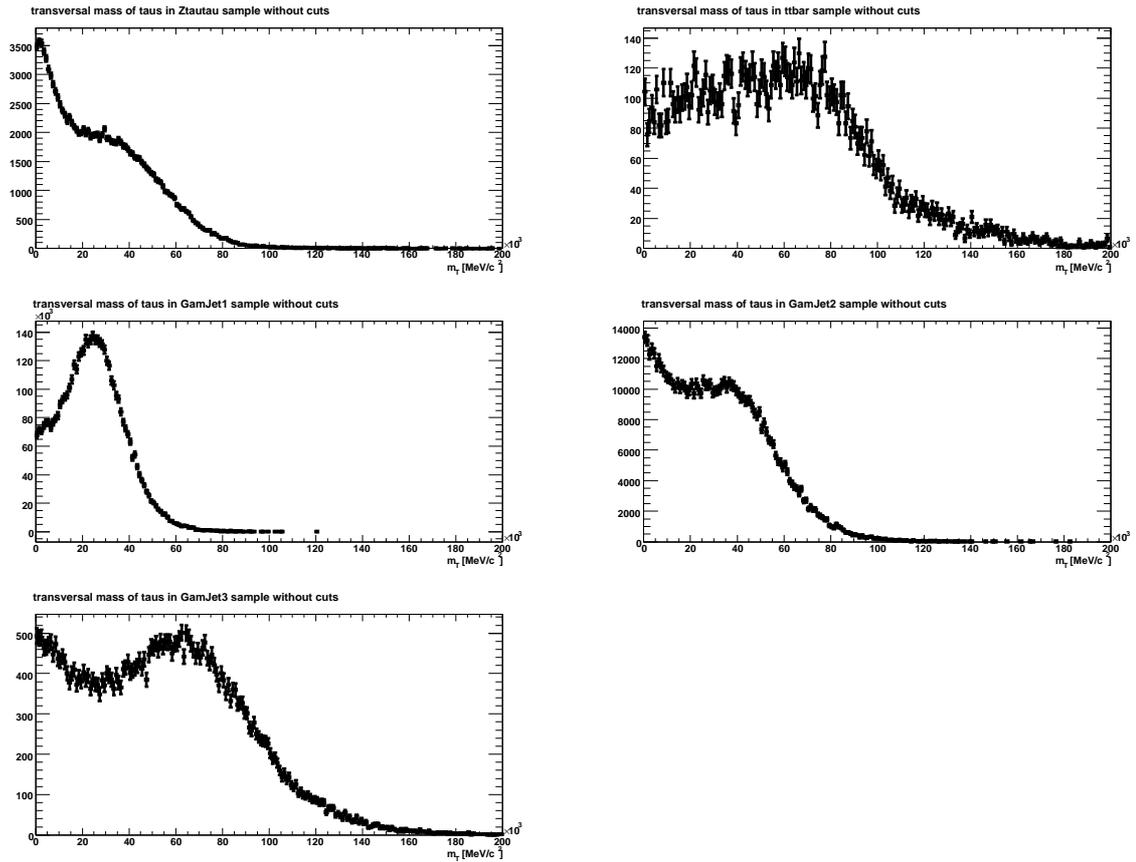
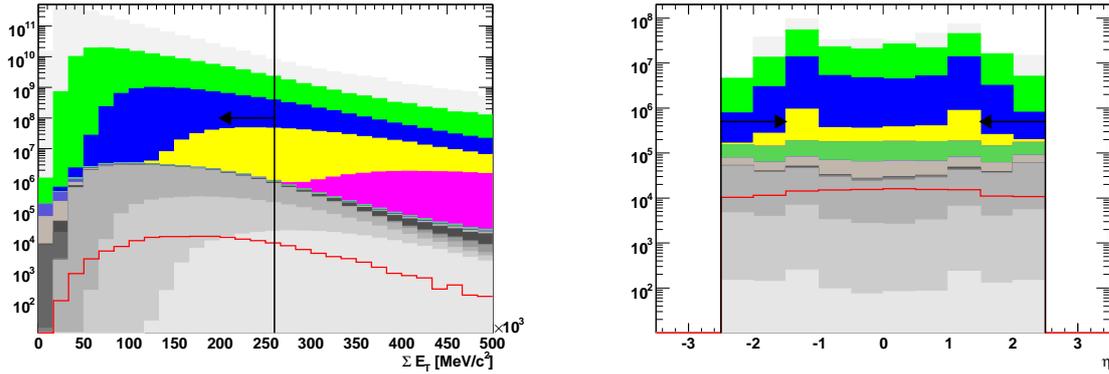
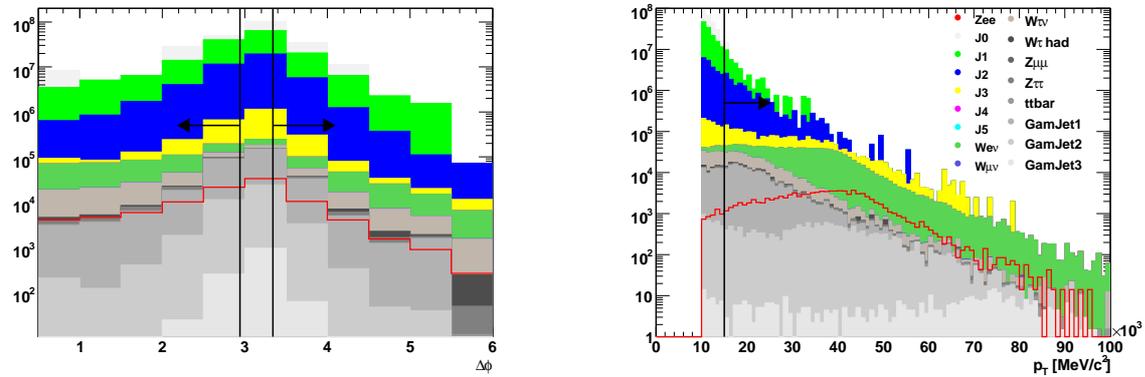


Abbildung D.3: Transversalmassen-Verteilung von τ -Leptonen ohne Selektionsschnitte für die Datensätze $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, GamJet1, GamJet2 und GamJet3



(a) Summe der transversalen Energie vor irgendeinem Schnitt für $Z \rightarrow ee$ als Signal

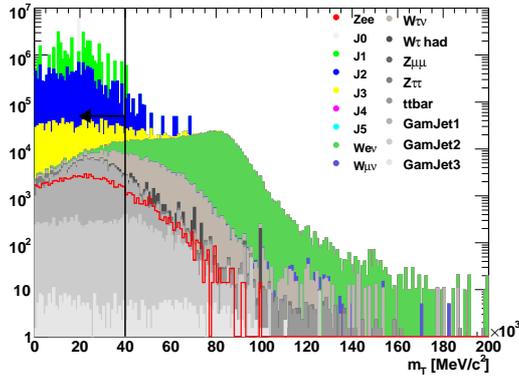
(b) η -Verteilung von e-Leptonen nach dem ΣE_T -Schnitt für $Z \rightarrow ee$ als Signal



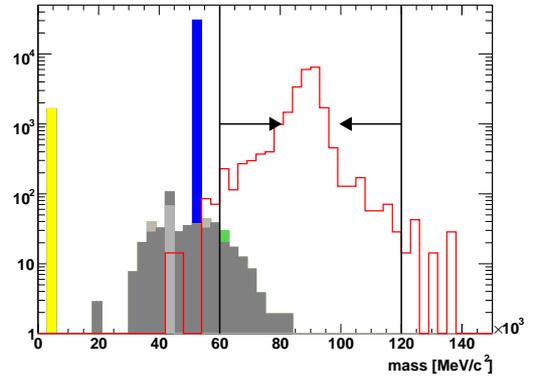
(c) $\Delta\phi$ -Verteilung von e's zum nächsten Jet nach dem ΣE_T - und η -Schnitt für $Z \rightarrow ee$ als Signal

(d) Transversalimpuls-Verteilung von e's nach dem ΣE_T -, η - und $\Delta\phi$ -Schnitt für $Z \rightarrow ee$ als Signal

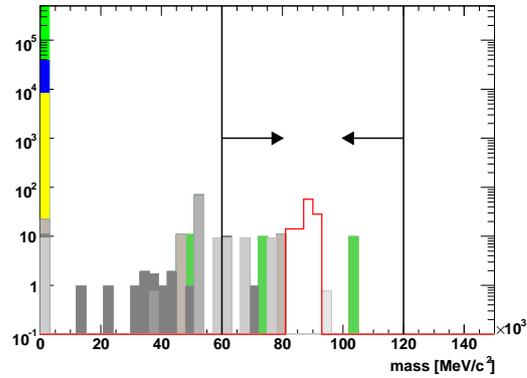
Abbildung D.4: Erster Teil der Selektion zur Elektronen-Massenrekonstruktion



(a) Transversalmassen-Verteilung von e's nach dem $\sum E_{T-}$, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt für $Z \rightarrow ee$ als Signal

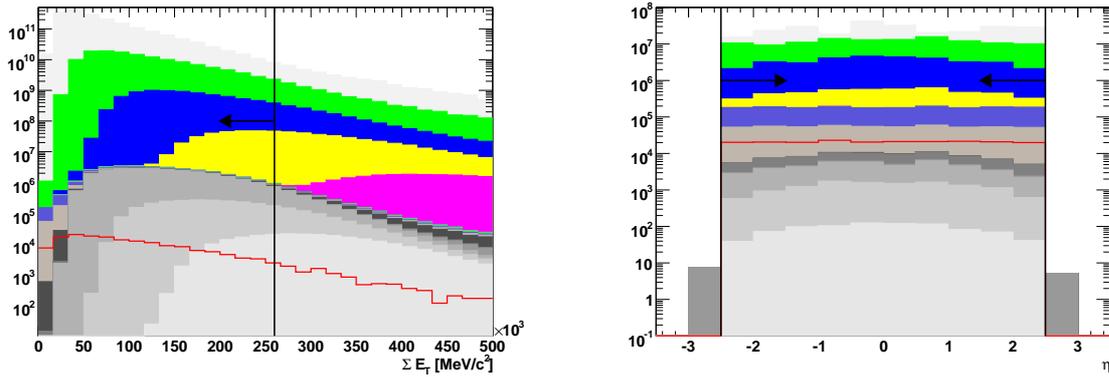


(b) Massenverteilung von zwei entgegengesetzt geladenen e-Leptonen nach dem $\sum E_{T-}$, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach zwei e's für $Z \rightarrow ee$ als Signal



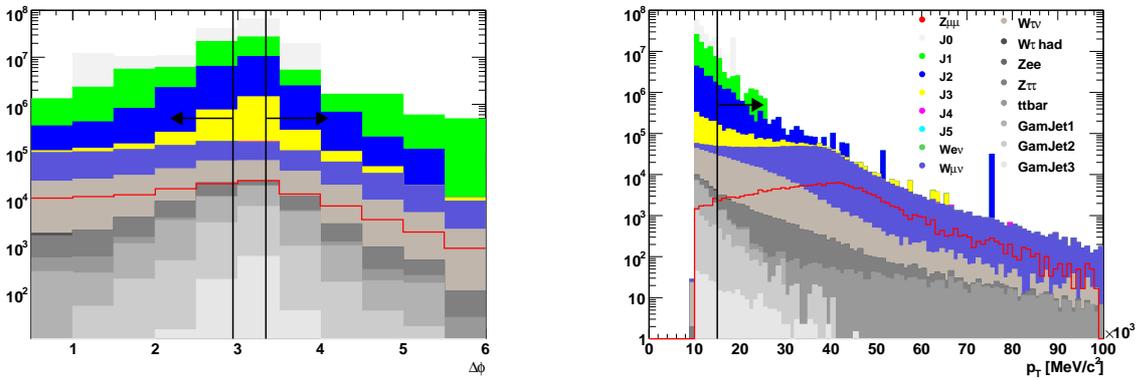
(c) Massenverteilung von zwei gleich geladenen e-Leptonen nach dem $\sum E_{T-}$, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach zwei e's für $Z \rightarrow ee$ als Signal

Abbildung D.5: Zweiter Teil der Selektion zur Elektronen-Massenrekonstruktion



(a) Summe der transversalen Energie vor irgendeinem Schnitt für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal

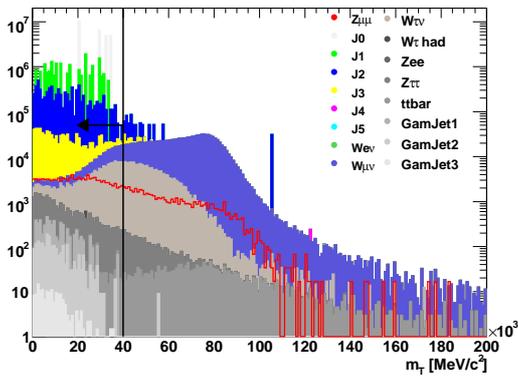
(b) η -Verteilung von μ -Leptonen nach dem $\sum E_T$ -Schnitt für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal



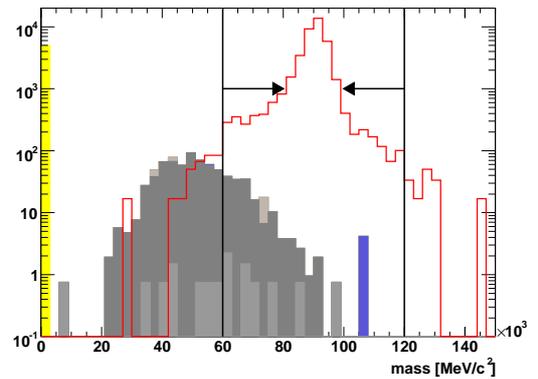
(c) $\Delta\phi$ -Verteilung von μ 's zum nächsten Jet nach dem $\sum E_T$ - und η -Schnitt für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal

(d) Transversalimpuls-Verteilung von μ 's nach dem $\sum E_T$ -, η - und $\Delta\phi$ -Schnitt für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal

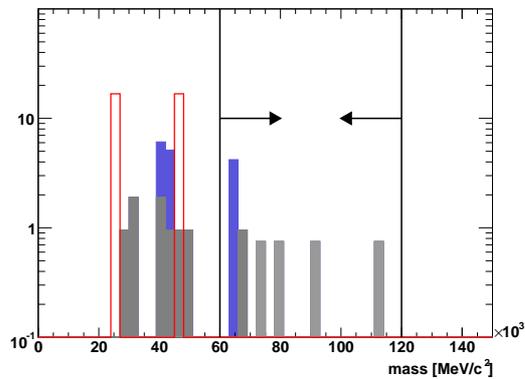
Abbildung D.6: Erster Teil der Selektion zur μ -Massenrekonstruktion



(a) Transversalmassen-Verteilung von μ 's nach dem $\sum E_{T-}$, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal

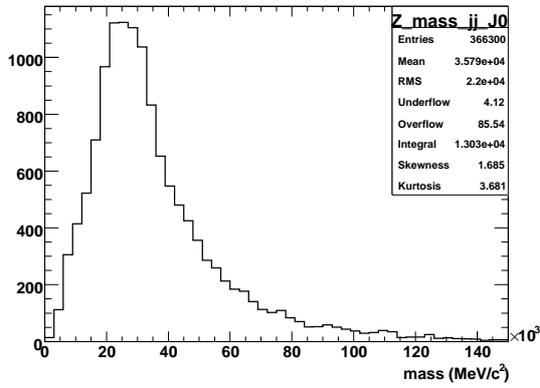


(b) Massenverteilung von zwei entgegengesetzt geladenen μ -Leptonen nach dem $\sum E_{T-}$, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach zwei μ 's für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal

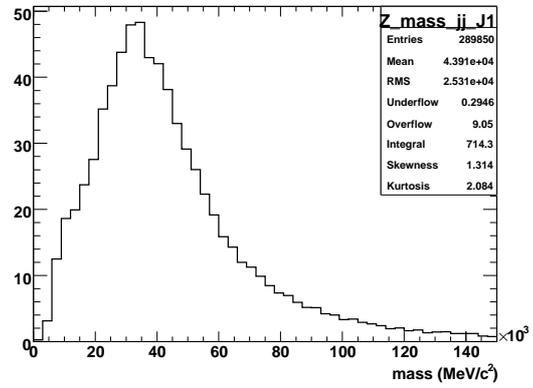


(c) Massenverteilung von zwei gleich geladenen μ -Leptonen nach dem $\sum E_{T-}$, η - und $\Delta\phi$ und p_T -Schnitt sowie der Forderung nach zwei μ 's für $Z \rightarrow \mu\mu$ als Signal

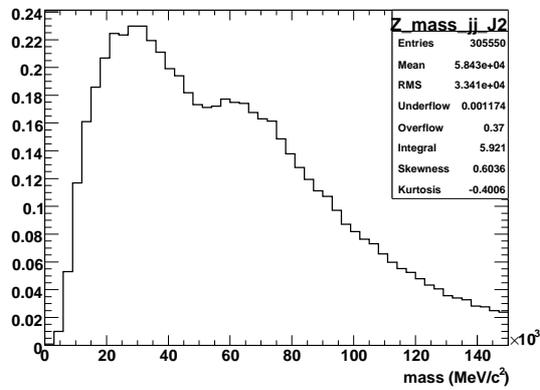
Abbildung D.7: Zweiter Teil der Selektion zur μ -Massenrekonstruktion



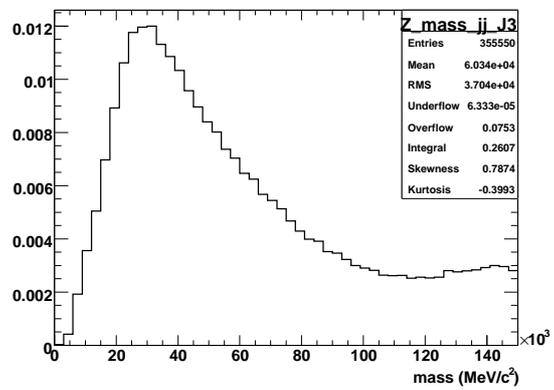
(a) J0



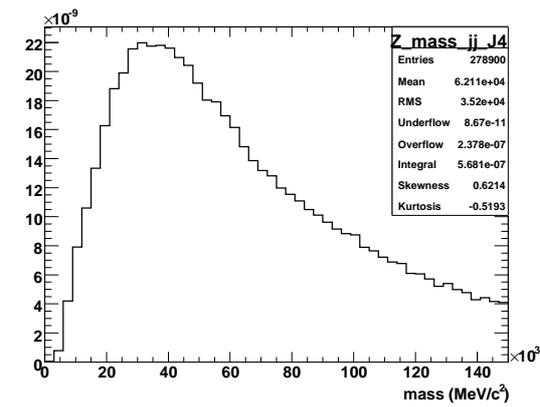
(b) J1



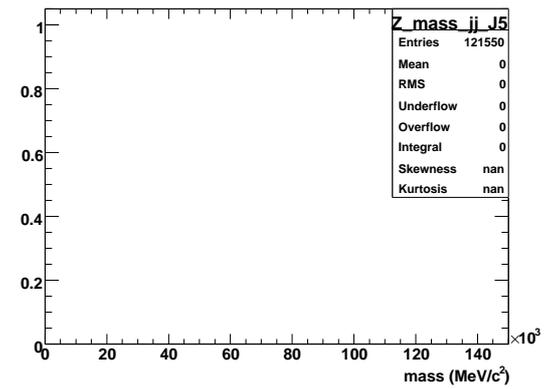
(c) J2



(d) J3



(e) J4



(f) J5

Abbildung D.8: Massenverteilung zweier als τ missidentifizierter Jets des simulierten QCD-Untergrunds der einzelnen Datensätze, vgl. Kap. 6.4.2

Danksagung

Dem Gelingen dieser Diplomarbeit habe ich einer Reihe von Leuten zu verdanken, denen ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

An erster Stelle steht Herr Dr. Philip Bechtle, der mir die Möglichkeit gab in seiner Gruppe diese Diplomarbeit anzufertigen und der durch sein Engagement und seiner Geduld immer hilfreich und unterstützend zur Seite stand. Er gab mir außerdem die Möglichkeit am ATLAS-Experiment, einem am Anfang stehenden Experiment, tiefe Einblicke in die moderne Physik zu gewinnen und tolle Erfahrungen zu sammeln.

Mein Dank geht auch an Herrn JProf. Dr. Johannes Haller, meinem Zweitgutachter. Ihm habe ich es durch seinen Rat zu verdanken, dass ich bei Herrn Dr. Philip Bechtle meine Diplomarbeit am ATLAS-Experiment schreiben konnte.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Sylvie Brunet und Dr. David Côté von denen ich immer hilfreiche und ausdauernde Unterstützung erhalten habe. *Merci beaucoup, je vous suis très reconnaissant de votre aide.*

Auch Gordon Fischer möchte ich für seine Hilfe und die zahlreichen Diskussionen danken.

Der gesamten DESY-ATLAS-Gruppe danke ich für die freundliche und angenehme Arbeitatmosphäre.

In besonderer Weise danke ich meiner Familie und meinen Freunden, von denen ich auch in schweren Zeiten immer Unterstützung erhalten habe.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Des Weiteren erkläre ich mich mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit einverstanden.

Hamburg, im August 2008

Sebastian Johnert

