

Leptonische Tau-Zerfälle
in supersymmetrischen Prozessen
im ATLAS-Detektor

Diplomarbeit
von
Christian Limbach

Angefertigt
am
Physikalischen Institut
im
Oktober 2009

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Christian Limbach, dass ich die vorliegende Diplomarbeit

“Leptonische Tauzerfälle in supersymmetrischen Prozessen im ATLAS-Detektor am LHC”

in allen Teilen selbstständig und ohne die Hilfe Dritter verfasst habe. Die aus fremden Werken entnommenen Graphen, Abbildungen etc. wurden durch die Angabe der entsprechenden Quelle kenntlich gemacht.

Bonn, den 28. Oktober 2009

Christian Limbach

Betreuer: Prof. Dr. K. Desch
Zweitgutachter: Prof. Dr. N. Wermes

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Standardmodell & Supersymmetrie	9
2.1	Das Standardmodell	10
2.1.1	Teilcheninhalt	10
2.1.2	Die vier Wechselwirkungen	10
2.1.3	Der Higgsmechanismus	16
2.1.4	Das τ -Lepton	17
2.2	Motivation für eine Erweiterung	17
2.3	Supersymmetrie	19
2.3.1	Motivation	19
2.3.2	Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)	20
2.3.3	Minimale Supergravitation (mSUGRA)	23
3	Der LHC und der ATLAS-Detektor	27
3.1	Der LHC: Large Hadron Collider	28
3.2	ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus	30
3.2.1	Allgemeines zum ATLAS-Detektor	30
3.2.2	Der innere Detektor	30
3.2.3	Kalorimetersystem	32
3.2.4	Myonenkammern	33
3.2.5	Triggersystem	34
3.3	Simulationen	35
3.3.1	Ereignisgeneratoren	35
3.3.2	ATLFAST & die volle Simulation	35
4	Tau-Lepton-Identifikation mit <i>PanTau</i>	37
4.1	PanTau: Motivation und Funktionsweise	38
4.1.1	Motivation	38
4.1.2	Der Energyflow-Algorithmus	39
4.1.3	<i>PanTau</i>	40
4.2	Rekonstruktion des Zerfallsmodus $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	44
4.2.1	Übersicht: Motivation & Vorgehen	44
4.2.2	Rekonstruktion von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Kandidaten	46
4.2.3	Trennung der Kandidaten gegen Untergrund	56
4.2.4	Ergebnis	65

4.3	Zusammenfassung	71
5	Analyse des Prozesses $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$	75
5.1	Untergründe und Selektion des Signals	76
5.1.1	Untergründe	77
5.1.2	Kombinatorischer Schnitt	81
5.1.3	Kinematische Schnitte	85
5.2	Extraktion des Endpunktes im $m_{\tau\tau}$ -Spektrum	92
5.2.1	Vorgehen	92
5.2.2	Kalibrations-Datensätze	93
5.3	Verbesserung der Genauigkeit	98
5.4	Zusammenfassung	99
A	Anhang zu PanTau	101
A.1	Plots zur Rekonstruktion der Myonen	101
A.2	Tabellen zu Performance Plots	103
A.3	Plots zur Simulation variierender Auflösung	105
B	Kalibrationsplots & rein leptonischer Kanal	109
B.1	Selektion im reinleptonischen Kanal	109
B.2	Kalibration im reinleptonischen Kanal	112
B.3	Kalibration im semileptonischen Kanal	120

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Fertigstellung und Inbetriebnahme des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN und der vier Detektoren ALICE, ATLAS, CMS und LHC-b beginnt Ende dieses Jahres (2009) eine neue Epoche der Teilchenphysik. Erstmals wird es möglich sein, Proton-Proton-Kollisionen im Teraelektronenvolt Bereich zu untersuchen und deren Eigenschaften zu bestimmen.

Die angestrebte Schwerpunktsenergie von 14 TeV (je 7 TeV pro Protonstrahl) und Designluminosität von $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [23, S.16] werden es ermöglichen, effektiv nach Physik jenseits des Standardmodells zu suchen.

Eine gut motivierte Möglichkeit für Physik, die nicht vom Standardmodell vorhergesagt wird, ist die Supersymmetrie (SUSY) [10], die die beiden Teilchensorten Fermionen (halbzahliger Spin) und Bosonen (ganzzahliger Spin) verbindet. Im Rahmen dieser Theorie werden neue, bisher nicht nachgewiesene Teilchen vorhergesagt.

Die Herausforderung für das Experiment besteht darin, die neuen Teilchen über ihre Zerfallsprodukte zu identifizieren. Eine besondere Rolle spielt hierbei das Tau-Lepton, da in vielen Bereichen des SUSY-Parameterraumes Zerfälle über den supersymmetrischen Partner des Taus (das Stau: $\tilde{\tau}$) stattfinden, welches (sollte die Leptonenzahl in SUSY erhalten sein) u.a. in ein Tau-Lepton zerfällt.

Im Rahmen dieser Arbeit soll auf zwei unterschiedliche Aspekte eingegangen werden:

- Rekonstruktion von τ -Leptonen.

Innerhalb des Tau-Rekonstruktions- und Identifikationsalgorithmus *PanTau* wird versucht, einen Algorithmus für die Identifikation myonisch zerfallender Taus zu entwickeln. Weiterhin wird die Performance des entwickelten Algorithmus untersucht, sowie auf Unvollständigkeiten und Verbesserungsmöglichkeiten hingewiesen.

- Bestimmung des Endpunktes der Verteilung der invarianten Ditau-Masse.

Sollte Supersymmetrie in der Natur realisiert sein, so ist es für ein tieferes Verständnis unumgänglich das Massenspektrum der supersymmetrischen Teilchen zu bestimmen. Informationen darüber können aus den Endpunkten verschiedener invarianter Massenverteilungen gewonnen werden.

In Anlehnung an eine solche Analyse, die die Verteilung der invarianten Ditau-Masse im Prozess

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau \tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$$

untersucht, werden in dieser Arbeit sowohl der rein leptonenische, als auch der semileptonische Kanal des Prozesses untersucht und ein Endpunkt extrahiert.

Kapitel 2

Das Standardmodell der Teilchenphysik und die supersymmetrische Erweiterung

In diesem Kapitel wird in knapper Form das Standardmodell der Teilchenphysik, sowie dessen Probleme und mögliche Lösungen beschrieben.

Unterkapitel 2.1 stellt das Standardmodell mit seinem Teilcheninhalt und den Wechselwirkungen vor. Als Motivation für eine Erweiterung des Modells wird in Teil 2.2 eines der Probleme des Standardmodells angesprochen, während sich Abschnitt 2.3 näher mit einem beliebten, vielversprechenden und vielseitig untersuchten Modell jenseits des Standardmodells beschäftigt - der Supersymmetrie.

2.1 Das Standardmodell

2.1.1 Teilcheninhalt

Im vergangenen Jahrhundert waren nur wenige als elementar angenommene Teilchen bekannt: Das Proton, das Neutron und das Elektron. Experimente zeigten jedoch, dass das Proton eine Substruktur besitzt, zusätzlich wurden in Nebelkammerexperimenten weitere Teilchen gefunden, die nicht erwartet wurden. Im Laufe der Jahre klärte sich die Situation auf und es ergab sich die heutige Einteilung, die hier vorgestellt wird.

Der Teilcheninhalt des Standardmodells kann in zwei Kategorien unterteilt werden.

- Fermionen:
Fermionen besitzen halbzahligen Spin $s = \frac{2n+1}{2}$, $n = 0, 1, 2, \dots$ und Mitglieder der ersten Generation bilden die Grundbausteine der existierenden Materie. Experimente in den 30er^[2]¹ (bzw. 70er^[3]²) Jahren des 20. Jahrhunderts zeigten jedoch, dass es zu jedem Fermion der ersten Generation zwei schwerere Kopien gibt³.
- Bosonen:
Bosonen besitzen ganzzahligen Spin. Die Austauschteilchen der vier bekannten Wechselwirkungen sind Bosonen mit $s = 1$.

Weiterhin ist es zweckmäßig die Fermionen in zwei Gruppen zu unterteilen:

- Quarks:
Quarks bilden die Bausteine der *hadronischen* Materie, dazu gehören Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar gleicher Farbe⁴ aufgebaut sind und Baryonen, die aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe aufgebaut sind. Jede der drei Generationen besitzt zwei Quarks, ein 'up-type'-Quark mit Ladung $+2/3 \cdot |e|$ und ein 'down-type'-Quark mit Ladung $-1/3 \cdot |e|$.
- Leptonen:
Die einzelnen Leptonengenerationen besitzen ein elektrisch (negativ) geladenes Teilchen und ein elektrisch neutrales Teilchen (Neutrino).

Die einzelnen Elementarteilchen sind in den beiden Tabellen (2.1) und (2.2) zusammengefasst.

2.1.2 Die vier Wechselwirkungen

Die hier diskutierten Aspekte der Wechselwirkungen stellen nur einen ausgewählten, sehr kleinen Bruchteil des Ganzen dar und entstammen den Referenzen [4] bis [7]. Für eine ausführliche Behandlung wird auf die entsprechende Literatur verwiesen.

¹Entdeckung des Myons (2. Generation) durch Carl David Anderson

²Entdeckung des Tau-Leptons am Stanford Linear Accelerator

³Die Entdeckung des zugehörigen Neutrinos der entsprechenden Generation erfolgte aufgrund der Nachweisschwierigkeiten jeweils nach der Entdeckung des geladenen Vertreters einer Generation.

⁴Genauer: Farbe und entsprechende Anti-Farbe, z.B. rot - anti-rot

Ladung	Generation I	Generation II	Generation III
Quarks			
$+\frac{2}{3} \cdot e $	Up (u) (1,5 – 3,3 MeV)	Charm (c) (1,27 GeV)	Top / Truth (t) (171 GeV)
$-\frac{1}{3} \cdot e $	Down (d) (3,5 – 66,0 MeV)	Strange (s) (104 MeV)	Bottom / Beauty (b) (4,2 GeV)
Leptonen			
$0 \cdot e $	e^- -Neutrino (ν_e)	μ^- -Neutrino (ν_μ)	τ^- -Neutrino (ν_τ)
$-1 \cdot e $	Elektron (e^-) (511 keV)	Myon (μ^-) (105 MeV)	Tau (τ^-) (1,78 GeV)

Tabelle 2.1: Fermionischer Teilcheninhalt des Standardmodells. Es existiert eine Kopie zu jedem hierin aufgelisteten Teilchen, mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen. Die Zahlen in Klammern entsprechen den Massen der Teilchen[1]. Die Neutrinos sind im Standardmodell masselos, allerdings deuten beobachtete Neutrinooszillationen darauf hin, dass mindestens zwei der drei Neutrinos massebehaftet sind.

Bosonen			
Elektrische Ladung	Elektromagnetische Wechselwirkung	Schwache Wechselwirkung	Starke Wechselwirkung
+1		W-Boson (W^+)	
0	Photon (γ)	Z-Boson (Z^0)	Gluon (g)
-1		W-Boson (W^-)	

Tabelle 2.2: Bosonischer Teilcheninhalt des Standardmodells. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Überblick

Die bisher in der Natur beobachteten Reaktionen lassen sich einer der vier bekannten Wechselwirkungen zuordnen. Die vier Wechselwirkungen im Einzelnen sind:

- Elektromagnetische Wechselwirkung:

Alle elektrisch geladenen Teilchen nehmen an dieser Wechselwirkung teil, das Austauschteilchen ist das Photon. Die Quantenfeldtheorie dieser Wechselwirkung ist experimentell mit einer beeindruckenden Genauigkeit bestätigt worden, als Beispiel sei die Vorhersage des g -Faktors des Elektrons genannt[4]:

$$\left(\frac{g-2}{2}\right)_{\text{Theorie}} = 1,1596554 \cdot 10^{-3} \quad (2.1)$$

$$\left(\frac{g-2}{2}\right)_{\text{Experiment}} = 1,1596577 \cdot 10^{-3} \quad (2.2)$$

- Starke Kraft:

Zur starken Kraft existieren im Gegensatz zur elektromagnetischen Kraft drei Ladungen (Farbladungen, rot, grün und blau), wobei auch die Austauschteilchen selbst (Gluonen) Farbladung tragen⁵. Neben den Gluonen als Eichbosonen nehmen die Quarks⁶ an dieser Wechselwirkung teil. Eine Besonderheit der starken Wechselwirkung ist das sogenannte *confinement*:

⁵Die Gluonen tragen eine Farbe und eine Antifarbe.

⁶Die Quarks tragen nur eine Farbe.

Während sich das Potential einer elektromagnetischen Ladung wie $-\alpha/r$ verhält, existiert für die Farbladung noch ein linear wachsender Term:

$$V_{\text{Farb}} \approx -\frac{\alpha_1}{r} + \alpha_2 r$$

Durch diesen Term wächst die im Farbfeld gespeicherte Energie beim Entfernen zweier sich anziehender Farbladungen immer weiter an, bis schließlich ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden kann (wodurch sich der Abstand zwischen den Quarks verringert und die Energie folglich abgesenkt wird). Dies wiederum hat zur Folge, dass keine farbgeladenen Objekte auf größeren Skalen als der des *confinements*⁷ beobachtet werden können.

- Schwache Kraft:

Die schwache Wechselwirkung vermag es als einzige bisher bekannte Wechselwirkung, den Flavor der Quarks in geladenen Strömen zu ändern, z.B. durch $d \rightarrow uW^-$. Um dies zu erklären, schlug Cabibbo⁸ vor, dass die schwache Wechselwirkung nicht an die Masseneigenzustände der *down-type*-Quarks (Quarks mit Ladung $-1/3|e|$) koppelt, sondern an um den Cabibbo-Winkel θ_C rotierte Zustände:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Das Konzept für die Schwache Wechselwirkung rotierten Quarkzustände kann auf alle drei Generationen ausgeweitet werden. Da die Matrix zur Drehung der Eigenzustände unitär sein muss, ergeben sich im Falle der 3×3 -Matrix vier freie Parameter (3 Winkel + 1 Phase). Weitere Besonderheiten der schwachen Wechselwirkung sind die massebehafteten Eichbosonen, auf die weiter unten kurz eingegangen wird, sowie die maximale Paritätsverletzung⁹ und die beobachtete *CP*-Verletzung im Kaonensystem.

- Gravitation:

Obwohl die Gravitationskraft im alltäglichen Leben die vorherrschende Kraft ist und sie auf großen Skalen aufgrund der unendlichen Reichweite die Dominierende ist, spielt sie auf der Ebene der Elementarteilchen mit den heute erreichbaren Energien keine Rolle. Im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen ist die Gravitationskraft stets *attraktiv*, Massen ziehen sich gegenseitig an.

In Tabelle (2.3) ist aufgelistet, an welchen Wechselwirkungen die verschiedenen Elementarteilchen teilnehmen. Tabelle (??) zeigt einen Vergleich von 'Stärke' und Reichweite der Wechselwirkungen.

Mathematische Formulierung der Wechselwirkungen: Lagrangeformalismus

Für eine ausführliche Beschreibung der mathematischen Formulierung der verschiedenen Wechselwirkungen wird auf die entsprechende Literatur verwiesen, an dieser Stelle soll lediglich anhand

⁷Die Skala beträgt $\mathcal{O}(1 \text{ fm})$

⁸Zunächst wurde die Idee nur auf die damals bekannten *u*, *d* und *s*-Quarks angewandt, das Konzept wurde auf alle drei heute bekannten Generationen ausgeweitet.

⁹s. Wu-Experiment, [5]

	Elektromagnetische Wechselwirkung	Schwache Wechselwirkung	Starke Wechselwirkung
Fermionen			
Quarks	✓	✓	✓
geladene Leptonen	✓	✓	
Neutrinos		✓	
Bosonen			
Gluon			✓
W-Bosonen	✓	✓	
Z-Boson		✓	
Photon	✓		

Tabelle 2.3: Teilnahme der Teilchen an den Wechselwirkungen

	Starke Kraft	Elektromagnetische Kraft	Schwache Kraft
Reichweite	$\approx \frac{1}{m_\pi}$	∞	$\approx \frac{1}{m_W}$
Zeitskala	10^{-23} s	10^{-20} s – 10^{-16} s	$> 10^{-12}$ s
Rel. Stärke	1	10^{-2}	10^{-6}

Tabelle 2.4: Reichweite, Zeitskala und relative Stärke der Wechselwirkungen[4, S.26].

der QED¹⁰ das Prinzip von Eichwechselwirkungen und die Folgen aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz skizziert werden[4].

Der klassische Lagrangeformalismus¹¹ kann von einem diskretem System ausgehend verallgemeinert werden, sodass es möglich ist, innerhalb des Formalismus auch kontinuierliche dreidimensionale Felder zu beschreiben. Formal:

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}\left(\phi(t, \vec{x}), \frac{\partial\phi(t, \vec{x})}{\partial x_\mu}, x_\mu\right)$$

Auch im kontinuierlichen Fall können nach dem hamilton'schen Prinzip der minimalen Wirkung die Euler-Lagrange-Gleichungen (ELG) hergeleitet werden:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial\phi/\partial x_\mu)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi}$$

¹⁰Quantenelektrodynamik

¹¹Die Lagrangefunktion $L = T - V$ ist die Differenz zwischen kinetischer Energie T und potentieller Energie V . Aus dem Hamilton'schen Prinzip ($\delta S = 0$, mit der Wirkung $S = \int dt L$) folgen die Euler-Lagrange-Gleichungen

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) = \frac{\partial L}{\partial q_i}$$

wobei $\dot{q} = \frac{dq}{dt}$ ist und q eine generalisierte Koordinate meint.

Durch eine geschickte Wahl des 'Lagrangians'¹² können die aus der Quantenmechanik bekannten Wellengleichungen erhalten werden, z.B. folgt aus dem Lagrangian ($\hbar = c = 1$)

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (2.4)$$

nach Anwendung der ELG (wobei Ψ und $\bar{\Psi}$ als voneinander unabhängig angenommen werden)

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial\Psi)} = 0 \quad \& \quad \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\Psi} = i\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\Psi$$

Die einzelnen Summanden innerhalb eines Lagrangians sind eng verbunden mit den möglichen Wechselwirkungen. Terme der Art $-k\bar{\Psi}\Psi$ deuten auf die Masse k des Feldes Ψ hin, Mischungen wie z.B. $k\phi\phi\Psi$ erlauben Prozesse der Art $\Psi \rightarrow \phi\phi$, wobei k proportional zur Kopplungsstärke der Felder ist. Summanden wie $(\partial_\mu\Psi)^2$ beschreiben ein freies Feld Ψ . In der Tat können aus dem Lagrangian die Feynmanregeln abgeleitet werden.

Symmetrien und Erhaltungsgrößen

Gleichung (2.4) ist invariant unter der Transformation (wobei α eine Konstante ist)

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{i\alpha}\Psi,$$

da

$$\partial\Psi' = e^{-i\alpha}\partial\Psi \quad \& \quad \bar{\Psi}' = e^{-i\alpha}\bar{\Psi}$$

Der Lagrangian besitzt demnach eine sog. $U(1)$ -Symmetrie, er ist unter Transformationen der Gruppe $U(1)$ invariant. Da α konstant gewählt wurde, spricht man hier von einer *globalen* Eichinvarianz. Gemäß Noethers Theorem existiert zu dieser Symmetrie eine Erhaltungsgröße. Sie ergibt sich durch die Forderung

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L} &\stackrel{!}{=} 0 \\ \Rightarrow \partial j_\mu &= \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \end{aligned}$$

die Erhaltungsgröße ist demnach ein 4-Vektor. Für den Fall, dass Ψ ein Elektron beschreibt, wird j_μ zur Stromdichte eines Elektrons und die Erhaltungsgröße ist die elektrische Ladung.

Lokale Eichinvarianz

Im Falle einer lokalen $U(1)$ Eichtransformation ist

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{i\alpha(x)}\Psi.$$

Da die Ableitung im Lagrangian nun auch auf den $e^{i\alpha(x)}$ -Faktor wirken, ist $\mathcal{L}_{\text{Dirac}}$ nicht invariant unter lokalen Eichtransformationen.

¹²Die Lagrangefunktion selber besitzt die Einheit der Energie, im Folgenden werden hauptsächlich Lagrangedichten (mit der Einheit Energie pro Volumen) \mathcal{L} betrachtet, für die sich der Name Lagrangian durchgesetzt hat. Es ist

$$L = \int d^3x \mathcal{L}$$

Wird *verlangt*, dass der Lagrangian lokal eichinvariant ist, so muss die Ableitung beim Übergang $\Psi \rightarrow \Psi'$ ebenfalls transformieren, um die zusätzlichen Terme zu absorbieren:

$$D_\mu \Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \Psi \quad \text{mit} \quad D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (2.5)$$

wobei das Transformationsverhalten des hier eingeführten Vektorfeldes A_μ durch

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha.$$

gegeben ist und sich durch Verwendung von Gleichung (2.5) beim Übergang $\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}'$ aus der Forderung nach Invarianz ergibt. Der lokal eichinvariante Lagrangian hat unter Verwendung von Gleichung (2.5) die Form

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}}^{\text{lok. inv.}} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi + e\bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi A_\mu \quad (2.6)$$

wonach eine Kopplung zwischen den Diracfeldern Ψ und dem Vektorfeld A_μ existiert. Dies legt es nahe, A_μ als das Feld des Photons zu interpretieren, sodass zu Gleichung (2.6) noch der entsprechende kinetische Term addiert werden muss. Der aus dem elektromagnetischen Feld konstruierte Feldstärketensor

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

erhält die lokale Eichinvarianz des Lagrangians, sodass Gl. (2.6) modifiziert wird zu

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi + e\bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.7)$$

Da das Photon nach Forderung der lokalen Eichinvarianz im Lagrangian erscheint, wird es auch Eichboson genannt.

Ausblick

Analog zur QED kann auch in der QCD¹³ vorgegangen werden. Ausgehend vom freien Lagrangian für Quarks

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^{\text{frei}} = \bar{q}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q_j \quad (2.8)$$

wobei $j = 1, 2, 3$ die drei Farbladungen repräsentiert, wird wiederum lokale Eichinvarianz gefordert. Da es im Falle der QCD jedoch drei Arten von Ladungen gibt¹⁴ ist die Transformation U in diesem Fall ein Element der Gruppe $SU(3)$. Im Gegensatz zur Gruppe $U(1)$ ist $SU(3)$ *nicht abelsch*, sodass ein weiterer Term in der Rechnung auftritt, welcher die Kopplung zwischen Eichbosonen ermöglicht. Wie im Falle der QED erscheint im lokal eichinvarianten QCD-Lagrangian *kein* Massenterm für die Eichbosonen.

¹³Quantenchromodynamik

¹⁴Die Existenz von Farbladung ist durch viele Beobachtungen belegt, als eines von vielen Beispielen sei hier auf die Eckzustände des Baryonendekupletts (Δ^- , Δ^{++} und Ω^-) verwiesen, die im Grundzustand den Drehimpuls $L = 0$ besitzen, sodass die Orstwellenfunktion symmetrisch ist. Da die Δ^- -Resonanz jedoch ein 3 Fermionenzustand (Quarkinhalt $|\Delta^- \rangle = |ddd\rangle$) ist, muss aufgrund des Pauliprinzip eine weitere Quantenzahl zur Antisymmetrisierbarkeit der Wellenfunktion eingeführt werden.

2.1.3 Der Higgsmechanismus

Die Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung können nicht durch einfaches Addieren von entsprechenden Massentermen im Lagrangian erzeugt werden, da diese die lokale Eichinvarianz zerstören würden. Anhand eines Beispiels wird in diesem Abschnitt erläutert, wie durch Addition eines eichinvarianten Potentials Massen generiert werden können. Das zu addierende Potential hat die Form

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -\mathcal{V}_{\text{Higgs}} = -\lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \mu^2 \phi^\dagger \phi, \quad (2.9)$$

es ist invariant unter globalen Transformationen der Art

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp(i\alpha_a \tau_a / 2) \phi \quad a = 1, 2, 3 \quad (2.10)$$

Dabei sind die τ_a 2×2 -Matrizen und ϕ kennzeichnet ein $SU(2)$ -Doublet komplexer Felder

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_\alpha \\ \phi_\beta \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Damit der gesamte Lagrangian für komplexe $SU(2)$ -Doublets

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \mu^2 \phi^\dagger \phi$$

auch unter *lokalen* Transformationen wie Gleichung (2.10) (d.h. $\alpha_a \rightarrow \alpha_a(x)$) invariant ist, muss wie im Falle der QED eine kovariante Ableitung mit Eichfeldern eingeführt werden, ebenso muss die Transformation der Eichfelder bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \partial_\mu &\rightarrow D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{2} \tau_a W_\mu^a \quad a = 1, 2, 3 \\ W_\mu^a &\rightarrow W'^a = W_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a - \epsilon_{\alpha\beta} W_{\mu\gamma} \end{aligned}$$

Zusammenfassend ergibt sich mit dem kinetischen Term $W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$ der Eichfelder der lokal eichinvariante Lagrangian

$$\mathcal{L}_{\text{inv.}} = \left(\partial_\mu \phi + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \vec{W}_\mu \phi \right)^\dagger \cdot \left(\partial^\mu \phi + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \vec{W}^\mu \phi \right) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \mu^2 \phi^\dagger \phi \quad (2.11)$$

Ist $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$, so hat das Potential (2.9) Extremstellen bei

$$\phi = 0 \quad \text{und} \quad \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \nu^2,$$

demnach entspricht eine Entwicklung um den Zustand $\phi = 0$ *nicht* mehr einer Entwicklung um das Energieminimum, sondern einer Entwicklung um einen metastabilen Zustand, sodass die Störungsreihe divergieren wird. Eine Wahl für die Minimierung von $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ ist

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \exp(i\tau_a \theta^a(x)/\nu) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} \approx \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \nu + h(x) - i\theta_3 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Da der Lagrangian *eichinvariant* ist, kann die Eichung $\vec{\theta}$ derart gewählt werden, dass die neben dem Vakuumerwartungswert ν und h auftretenden Goldstone-Bosonen θ_i verschwinden¹⁵. Mit der Eichung $\vec{\theta} = 0$ ergibt sich durch Einsetzen von (2.12) in Gleichung (2.11) der Term

$$\left(\frac{ig}{2}\tau_a W_\mu^a \phi\right)^\dagger \left(\frac{ig}{2}\tau_a W_\mu^a \phi\right) = \frac{g^2 \nu^2}{8} \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2 \right),$$

der den Massentermen für die drei Eichbosonen W_μ^a entspricht.

Einbindung in die Elektroschwache Theorie

Die Elektroschwache Theorie vereinheitlicht die QED mit der schwachen Wechselwirkung. Der oben skizzierte Higgsmechanismus kann in diese Theorie implementiert werden, sodass die drei durch die lokale $SU(2)$ -Symmetrie erzwungenen Eichbosonen (Z , W^\pm) Masse erhalten, während das durch die lokale $U(1)$ -Symmetrie notwendige Eichboson (γ) masselos bleibt, im Einklang mit dem Experiment.

2.1.4 Das τ -Lepton

Das Tau-Lepton (Formelzeichen τ) ist das schwerste der drei bekannten Leptonen mit einer Ruhemasse von 1,78 GeV. Entdeckt wurde es in den Jahren 1970 bis 1974 am Stanford Linear Accelerator (SLAC) in e^+e^- -Reaktionen, die ein Elektron und ein Myon im Endzustand enthielten[3].

Masse	Ladung	Lebensdauer	Spin
(1776.84 ± 0.17) MeV	$\pm 1e$	$(290.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-15}$ s	$\frac{1}{2}$

Tabelle 2.5: Eigenschaften des τ -Leptons zusammengefasst (Aus [1])

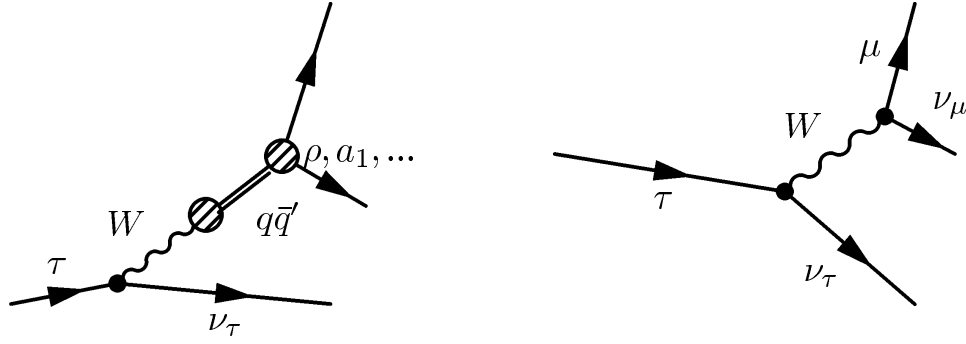
Wegen der hohen Masse stehen dem τ -Lepton im Gegensatz zum Myon neben den leptonischen Zerfällen auch hadronische Zerfallskanäle offen. Die Leptonen aus leptonischen Tau-Zerfällen unterscheiden sich aufgrund der geringen Lebensdauer des Taus nur minimal von prompten Leptonen in der Hinsicht, dass sie einen geringfügig größeren Stoßparameter aufweisen. Aufgrund dieser Tatsache werden zur Rekonstruktion von Tau-Leptonen lediglich die hadronischen Zerfälle berücksichtigt. Diese werden unterteilt in 1- und 3-prong Zerfälle, wobei neben geladenen Teilchen auch neutrale entstehen können. Der Zerfall des Tau-Leptons ist in Abb. (2.1) zu sehen. Das Tau emittiert ein virtuelles W -Boson, das das Tau in ein Tau-Neutrino wandelt und direkt in Quark und Antiquark unterschiedlichen Flavors zerfällt (hauptsächlich u & d , aber auch u & s ist möglich¹⁶). Die beiden Quarks aus dem W -Zerfall formen einen metastabilen Zustand, der dann in die beobachteten Pionen zerfällt.

2.2 Motivation für eine Erweiterung

Das Standardmodell ist sehr erfolgreich in der Beschreibung der physikalischen Prozesse auf den bisher zugänglichen Energieskalen. Allerdings kann es nicht die fundamentale Theorie sein, da

¹⁵Wird Gleichung (2.12) in Gl. (2.11) eingesetzt, so treten die masselosen Bosonen θ_i mit verschiedenen Kopplungen auf. Goldstone-Bosonen treten stets bei spontaner Symmetriebrechung auf, in diesem Fall können sie durch die Wahl der Eichung eliminiert werden, im Gegenzug erhalten die Eichbosonen eine Masse und die Möglichkeit der longitudinalen Polarisation.

¹⁶Entsprechend der Ladung des Taus (bzw. W -Bosons) entweder \bar{u} & d oder u & \bar{d}

Abbildung 2.1: Feynmangraphen der leptonischen und hadronischen τ -Zerfälle

Zerfall	Kanal	Verzweigungsverhältnis
$h^\pm h^0 \nu_\tau$	(1-prong)	$\sum 48, 3\%$
	$\pi^\pm \nu_\tau$	10, 9%
	$\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	25, 5%
	$\pi^\pm 2\pi^0 \nu_\tau$	9, 3%
	$\pi^\pm 3\pi^0 \nu_\tau$	1, 0%
	$K^\pm \nu_\tau$	1, 6%
$3h^\pm h^0 \nu_\tau$	(3-prong)	$\sum 15, 4\%$
	$3\pi^\pm \nu_\tau$	9, 3%
	$3\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	4, 6%
	$3\pi^\pm 2\pi^0 \nu_\tau$	0, 5%
$\ell^\pm \nu_\ell \nu_\tau$	Leptonisch	$\sum 35, 3\%$
	$e^\pm \nu_e \nu_\tau$	17, 9%
	$\mu^\pm \nu_\mu \nu_\tau$	17, 4%

Tabelle 2.6: Dominante Zerfallsmodi des τ^- -Leptons, Zerfälle des τ^+ analog. (Aus [1])

spätestens auf Planck-Skala die Gravitation nicht mehr vernachlässigbar ist, welche im Standardmodell nicht berücksichtigt wird.

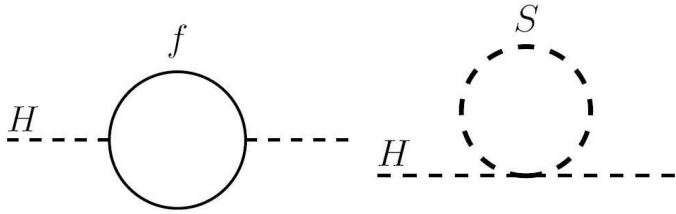
Einen Hinweis auf *neue Physik* unterhalb der Planck-Skala liefert ein Blick auf die Korrekturen zur Higgsmasse. In Abbildung (2.2) ist die Korrektur zur Higgsmasse durch ein Dirac-Fermion f dargestellt.

Die entsprechende Korrektur ist

$$\Delta m_{\text{Higgs}}^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \cdot \Lambda_{\text{UV}}^2 + (\dots), \quad (2.13)$$

wobei Λ_{UV} ein freier Parameter ist, der als obere Grenze des Loopintegrals die Konvergenz sichert. Er kann als Skala verstanden werden, ab der neue Physik auftritt. Diese ändert das Verhalten bei hohen Energien, sodass es nicht mehr von Hand durch Λ_{UV} bestimmt wird. Sollte das Standardmodell die Physik bis hin zur Planck-Skala beschreiben, also $\Lambda_{\text{UV}} \approx M_{\text{Planck}} = 10^{19} \text{ GeV}$, so ist die Korrektur $\Delta m_{\text{Higgs}}^2$ zur Higgsmasse m_{Higgs} mehr als 30 Größenordnungen größer als die Higgsmasse

Abbildung 2.2: Korrekturen durch ein Dirac-Fermion f bzw. ein Skalar S zum Higgspropagator [10]



selber, die in der Größenordnung von 100 GeV liegen sollte¹⁷. Um nun mit einer Korrektur von $\mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV})$ eine korrigierten Masse von $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ zu erreichen, muss der Startparameter μ sehr genau auf die Korrektur abgestimmt worden sein: $\mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV}) - \mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV}) \approx 100 \text{ GeV}$.

Eine solche Feinabstimmung (*fine-tuning*) ist weder physikalisch noch sehr wahrscheinlich. Allerdings ist es möglich, die Korrekturen durch Forderung einer neuen Symmetrie zu beeinflussen.

2.3 Supersymmetrie

Die Diskussion der Supersymmetrie richtet sich nach den Referenzen [8] bis [10]

2.3.1 Motivation

Sollte es zusätzlich zu den bisher beobachteten Teilchen noch weitere geben, z.B. ein schweres skalares Teilchen S , so wird die Higgsmasse weitere Korrekturen erfahren, im Beispiel für S (s. Abb. (2.2)):

$$\Delta m_{\text{Higgs}} = + \frac{\lambda_S}{16\pi^2} \cdot \left[\Lambda_{\text{UV}}^2 - 2m_S^2 \ln \frac{\Lambda_{\text{UV}}}{m_S} \right] \quad (2.14)$$

Im Vergleich zu Gleichung (2.13) fällt das entgegengesetzte Vorzeichen auf. Existierten zu jedem Fermion zwei Bosonen mit $|\lambda_f|^2 = \lambda_S$, so würden sich die Terme $\propto \Lambda_{\text{UV}}^2$ gegenseitig aufheben.

Innerhalb des im Folgenden kurz skizzierten 'minimalem supersymmetrischen Standardmodell' (MSSM) kann hergeleitet werden[8], dass das leichteste der fünf¹⁸ Higgsteilchen leichter als 140 GeV sein sollte, im Einklang mit den Daten über die elektroschwache Wechselwirkung (dort ist $m_{\text{Higgs}} < 200 \text{ GeV}$ bei einer Sicherheit von 99%). Das Standardmodell kann keine Aussage über die Masse des Higgsboson machen.

Sollten die Massen der supersymmetrischen Partner der Standardmodellteilchen im Bereich 0,1 – 10 TeV liegen, so vereinigen sich die (von der Energieskala abhängigen) Kopplungskonstanten

¹⁷Da

$$m_{\text{Higgs}} = \nu \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \quad \nu \approx 246 \text{ GeV},$$

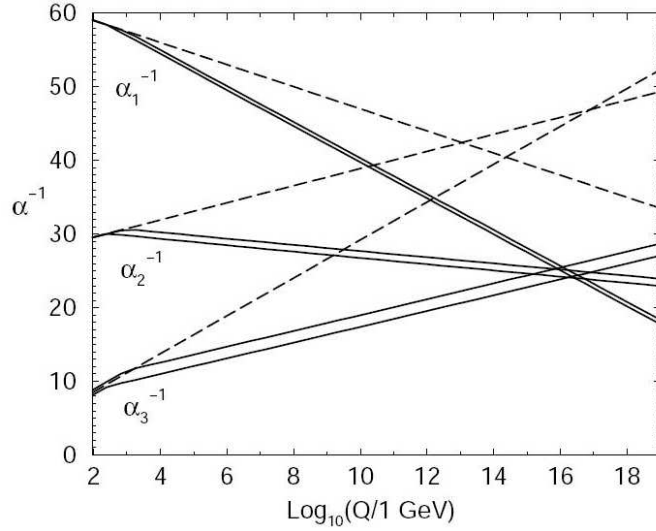
mit λ und ν wie im Higgspotential

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -m_{\text{Higgs}}^2 \phi \phi^\dagger - \lambda (\phi \phi^\dagger)^2,$$

sollten ν und m_{Higgs} in der selben Größenordnung liegen. Liegen sie nicht in der gleichen Größenordnung, so ist die Wechselwirkung, deren Kopplung durch λ festgelegt ist, nicht mehr perturbativ zugänglich.

¹⁸Im MSSM werden zwei Doublets komplexer Felder angesetzt, entsprechend 8 Freiheitsgraden. Davon werden drei zur Erzeugung der Eichbosonmassen (W^\pm , Z) verwandt, resultierend in 5 Higgsteilchen H^\pm , H^0 , h^0 und A^0 .

Abbildung 2.3: Verhalten der inversen Kopplungskonstanten ohne (gestrichelte Linie) und mit (durchgezogene Linie) neuen Teilchen im Energiebereich $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$. Aus dem Standardmodell folgt eine gewisse Annäherung der Kopplungskonstanten auf der GUT-Skala (Grand Unified Theory), die Vereinigung der Kopplungsstärken ist im Rahmen einer supersymmetrischen Theorie jedoch weitaus deutlicher[10].



der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung bei $Q^2 \approx 10^{16} \text{ GeV}$, s. Abb. (2.3).

2.3.2 Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)

Symmetrieoperator

Der Symmetrieoperator der Supersymmetrie verknüpft Bosonen mit Fermionen und umgekehrt:

$$Q|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle \quad \& \quad Q|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle$$

Da Spin 1/2-Teilchen Spinor-Indizes tragen, Bosonen hingegen nicht, muss der Operator Q selbst ein Spinor sein. Die (Anti)kommutatoren sind

$$\{Q, Q^\dagger\} \propto P^\mu \quad \& \quad \{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \quad \& \quad [P^\mu, Q] = [P^\mu, Q^\dagger] = 0 \quad (2.15)$$

wobei P^μ der Impulsoperator ist, der Generator der Raum-Zeit-Translationen. Supersymmetrische Einteilchenzustände werden in sog. *Supermultiplets* eingeordnet, die fermionische und bosonische Zustände enthalten. Die Teilchen eines Supermultiplets werden Superpartner genannt und für Teilchen $|x\rangle$ und $|x'\rangle$ eines Supermultiplets gilt, dass

$$|x'\rangle \propto (Q + Q^\dagger)|x\rangle$$

Aufgrund der Kommutatorrelationen folgt, dass zwei Teilchen eines Supermultiplets dieselbe Masse haben. Weiterhin vertauschen die SUSY-Generatoren mit den Generatoren der anderen Wechselwirkung, sodass die Standardmodell-Teilchen (kurz: SM-Teilchen) in allen Quantenzahlen mit ihren Superpartnern übereinstimmen.

Supermultiplets

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, SM-Teilchen und ihre Superpartner in Multiplets zu kombinieren, sie lassen sich jedoch stets auf chirale Supermultiplets (Weyl-Fermion gepaart mit einem

komplexen skalaren Feld, bestehend aus zwei reellen) und Eich-Supermultiplets (Masseloses Weyl-Fermion zusammen mit einem masselosen Spin-1 Vektorboson) reduzieren. Da sich das Verhalten linkshändiger Fermionen des Standardmodells unter Eichtransformationen vom Verhalten der rechtshändigen unterscheidet, werden sie in chirale Supermultiplets zusammengefasst ($\ell = e, \mu, \tau$ und $q = u, d, c, s, t, b$):

$$\begin{pmatrix} \ell^\pm \\ \tilde{\ell}_L^\pm & \tilde{\ell}_R^\pm \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} q^\pm \\ \tilde{q}_L^\pm & \tilde{q}_R^\pm \end{pmatrix}$$

Die skalaren Superpartner der SM-Teilchen werden durch eine Tilde $\tilde{}$ gekennzeichnet und erhalten das Präfix 's' ('Selektron' ist der Superpartner des Elektrons, ebenso für 'Squarks' usf.).

Im Higgssektor werden im Gegensatz zum Standardmodell zwei $SU(2)$ -Doublets benötigt, eines mit Hyperladung $Y = +\frac{1}{2}$ und eines mit $Y = -\frac{1}{2}$, da Letzteres nicht die Massen für *up-type*-Quarks erzeugen kann (analog für das $Y = +\frac{1}{2}$ -Doublet). Die beiden Doublets komplexer Felder sind

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \quad \& \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix},$$

resultierend in vier weiteren Supermultiplets. Die Superpartner bosonischer SM-Teilchen werden ebenfalls mit einer Tilde gekennzeichnet, die Bezeichnung ergibt sich durch Anhängen des Suffixes '-ino' (z.B. "Higgsino").

Die Eichbosonen werden in Eich-Supermultiplets sortiert, für das Gluon ergibt sich das fermionische Farb-Oktett der 'Gluinos', im elektroschwachen Sektor folgt

$$\begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ B^0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ W^+ \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ W^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tilde{W}^0 \\ W^0 \end{pmatrix}$$

Z -Boson und Photon γ resultieren nach der Symmetriebrechung durch eine Kombination von B^0 und W^0 , ihre Partner sind das Zino und Photino.

Eine Übersicht über die Teilchen des MSSM ist in Tabelle (2.7) gegeben.

$P_R = +1$			$P_R = -1$		
Quarks ($s = 1/2$)			Squarks ($s = 0$)		
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	u_R	d_R	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	\tilde{u}_R	\tilde{d}_R
$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	c_R	s_R	$\begin{pmatrix} \tilde{c} \\ \tilde{s} \end{pmatrix}_L$	\tilde{c}_R	\tilde{s}_R
$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	t_R	b_R	$\begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}_L$	\tilde{t}_R	$\tilde{b}_R \rightarrow \tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2,$
Leptonen ($s = 1/2$)			Sleptonen ($s = 0$)		
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	e_R		$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e} \end{pmatrix}_L$	\tilde{e}_R	
$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	μ_R		$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\mu \\ \tilde{\mu} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{\mu}_R$	
$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	τ_R		$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\tau \\ \tilde{\tau} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{\tau}_R$	$\rightarrow \tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2$
Eich-Bosonen ($s = 1$)			Gauginos ($s = 1/2$)		
		γ		$\tilde{\gamma}$	Neutralinos aus $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, H_u^0, H_d^0) \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$
		W^\pm		\tilde{W}^\pm	
		Z		\tilde{Z}	
		g		\tilde{g}	
Higgs-Bosonen ($s = 0$)			Higgsinos ($s = 1/2$)		
h, H^0, A^0	aus Doublet-	H_u^0, H_d^0	$\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$	Charginos durch $(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_d^-, W^\pm) \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	
H^+, H^-	Einträgen	H_u^+, H_d^-	$\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_d^-$		

Tabelle 2.7: Auflistung der Superpartner mit Mischungen. Im Sleptonen- und Squarkssektor wird die Mischung der ersten beiden Generationen aufgrund der geringen Masse vernachlässigt. Die 8 Freiheitsgrade der beiden Doublets komplexer Higgsfelder (H_u und H_d) ergeben 5 Higgsbosonen (h, H^0, A^0, H^\pm). Die insgesamt 4 (bosonischen) Einträge der beiden Doublets erhalten 4 (fermionische) Superpartner.

R-Parität

Es ist möglich, Leptonen- oder Baryonenzahl verletzende Terme in $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ einzubinden. Diese Terme würden den Protonenzerfall ermöglichen, dabei wäre die Rate nicht verträglich mit der heute bekannten Lebensdauer von $\tau_{\text{Proton}} > 10^{32}$ Jahren. Durch Einführung einer neuen Erhaltungsgröße, der sog. R -Parität

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}$$

(mit Leptonenzahl L , Baryonenzahl B und Spin s des Teilchens), sind Leptonen- und Baryonenzahl verletzende Terme nicht erlaubt. Weiter ergibt sich, dass die bekannten Standardmodellteilchen alle $P_R = 1$ besitzen, während für ihre Superpartner $P_R = -1$ gilt.

Durch die Erhaltung der R -Parität können SUSY-Teilchen nur in Paarproduktion¹⁹ erzeugt werden.

¹⁹Genauer: Nur in gerader Anzahl

Eine weitere Konsequenz ist, dass das leichteste supersymmetrische Teilchen (kurz: LSP²⁰) stabil sein muss. Ist das LSP zudem nur schwach wechselwirkend, so bildet es einen Kandidaten für die Dunkle Materie.

Im MSSM ist die R -Parität als Erhaltungsgröße *definiert*.

Brechung der Symmetrie

Supersymmetrie muss, sollte sie existieren, eine gebrochene Symmetrie sein, da (z.B.) noch kein skalares Teilchen der Masse $m_{\tilde{e}} = 511$ keV entdeckt wurde.

Der aus Gleichungen (2.13) und (2.14) resultierende, von Λ_{UV}^2 abhängige Korrekturterm

$$\Delta m_{\text{Higgs}} = \frac{1}{8\pi^2} (\lambda_S - |\lambda_f|^2) \Lambda_{UV}^2$$

verschwindet in ungebrochener SUSY exakt, aufgrund der dort auftretenden Beziehungen der beiden Kopplungskonstanten. Der für die Brechung verantwortliche Mechanismus muss demnach die Beziehung zwischen den Kopplungskonstanten erhalten. Die Brechung kann durch Addition eines weiteren Terms im Lagrangian erfolgen

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}},$$

wobei $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ die Yukawa- und Eichkopplungen enthält und der eichinvariante Zusatz $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ die SUSY-brechenden Massenterme. Ist die größte in $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ auftretende Masse m_{soft} , so sind die nicht supersymmetrischen Korrekturen zur Higgsmasse durch

$$\Delta m_{\text{Higgs}} \propto m_{\text{soft}}^2 \ln \frac{\Lambda_{UV}}{m_{\text{soft}}}$$

gegeben. Der Unterschied zwischen Massen der SM-Teilchen und Massen der SUSY-Teilchen ($\mathcal{O}(m_{\text{soft}})$) kann demnach nicht beliebig groß sein, da die Korrekturen sonst zu groß werden und wieder eine Feinabstimmung vorliegen muss. Um die Beobachtungen ohne eine solche Feinabstimmung beschreiben zu können, sollte $m_{\text{soft}} \approx 1$ TeV gelten. Durch die Addition von $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ gelangen weitere freie Parameter in die Theorie (z.B. die Massen der SUSY-Teilchen, Mischungswinkel), sodass sich insgesamt ca. 100 neue freie Parameter ergeben.

2.3.3 Minimale Supergravitation (mSUGRA)

Lokale Supersymmetrie

Ein Modell, das die oben erwähnten 100 freien Parameter des MSSM reduzieren kann, ist die *Supergravitation*[9]. Im Rahmen dieser Theorie wird gefordert, dass der Lagrangian auch unter lokalen SUSY-Transformationen invariant ist. Invarianz unter SUSY-Transformationen bedeutet aufgrund Gleichung (2.15) auch Invarianz unter Raum-Zeit-Translationen. Auf der Invarianz letzterer beruht ebenso die Allgemeine Relativitätstheorie, sodass eine lokale Supersymmetrie zusätzlich die Gravitation beinhaltet. Wie bei den oben skizzierten Eichtheorien muss bei der Forderung nach lokaler Eichinvarianz ein neues Boson postuliert werden, im Fall der Supergravitation ist es das vor der spontanen Symmetriebrechung masselose Gravitino (Spin $\frac{3}{2}$). Obwohl die Supergravitation alle vier bekannten Wechselwirkungen beinhaltet, ist sie nur eine effektive Feldtheorie, welche unterhalb der Planckskala gültig ist.

²⁰Lightest Supersymmetric Particle

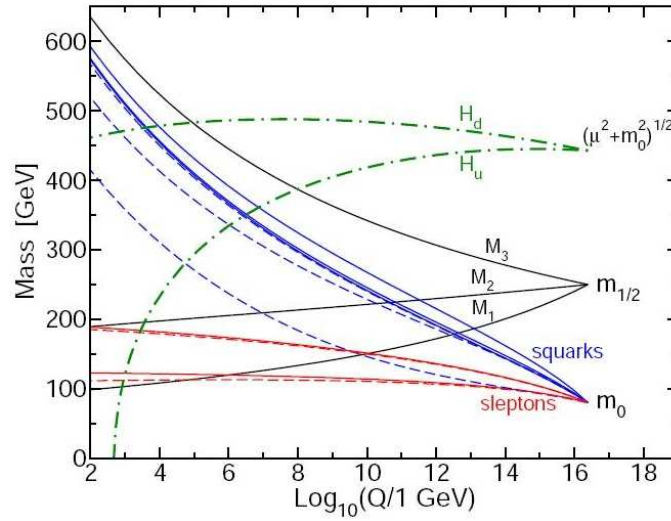


Abbildung 2.4: Entwicklung der skalaren und fermionischen Massen m_0 und $m_{\frac{1}{2}}$ von der GUT-Skala zu niedrigeren Energien.[10]

Freie Parameter

Im mSUGRA-Modell gibt es lediglich 5 freie Parameter.

- Es wird angenommen, dass alle skalaren Teilchen auf der GUT-Skala dieselbe Masse m_0 besitzen. Durch die Renormierungsgruppengleichungen wird die Entartung bei niedrigeren Energien aufgehoben. Die Massen der skalaren Teilchen bei $E < E_{\text{GUT}}$ sind hauptsächlich durch m_0 gegeben, enthalten aber auch Beiträge von $m_{\frac{1}{2}}$.
- Analog zur skalaren Masse m_0 wird der Ansatz gemacht, dass alle Fermionen auf der GUT-Skala die Masse $m_{\frac{1}{2}}$ haben.
- Das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgsdoublets $\tan \beta = \frac{H_u}{H_d}$ ist ein weiterer freier Parameter.
- Die universelle Stärke der Higgs-Sfermion-Sfermion Kopplung A_0 .
- Das Vorzeichen des Massenparameters im Higgs-Potential $\text{sign}(\mu)$.

In Abbildung (2.4) ist die Evolution der Massen von der Entartung auf der GUT-Skala ausgehend dargestellt.

Das SU3-Szenario

Innerhalb des 5-dimensionalen Parameterpunktes wurden von der ATLAS-Kollaboration spezielle Punkte ausgewählt, die mit kosmologischen Beobachtungen konsistent sind. Der für die Analyse ausgewählte Punkt soll kurz vorgestellt werden.

Die Werte der fünf freien Parameter des SU3-Szenarios sind in Tabelle (2.8) aufgelistet, Tabelle (2.9) zeigt die resultierenden Massen der supersymmetrischen Teilchen. In diesem Punkt ist das $\tilde{\tau}_1$ mit 150 GeV das NLSP²¹, sodass durch die Leptonenzahlerhaltung bevorzugt τ -Leptonen produziert

²¹Next to lightest supersymmetric particle

werden. Aufgrund der recht großen Massenunterschiede zwischen $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\tau}_1$ und $\tilde{\chi}_1^0$ sind die Tau-Leptonen aus dem in dieser Arbeit untersuchten Prozess

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau \tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tau\tilde{\chi}_1^0$$

hart genug, um verlässlich rekonstruiert zu werden.

Der Wirkungsquerschnitt des SU3-Punktes beträgt $\sigma_{\text{LO}} = 20$ pb (bzw. $\sigma_{\text{NLO}} = 27$ pb).

m_0 [GeV]	$m_{\frac{1}{2}}$ [GeV]	$\tan\beta$	A_0 [GeV]	$\text{sign}(\mu)$
100	300	6	-300	+

Tabelle 2.8: Werte der fünf freien Parameter für den untersuchten Punkt SU3 des mSUGRA-Parameterraumes.[23, S. 1515]

$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\tau}_1$	$\tilde{\tau}_2$
219 GeV	103 GeV	150 GeV	232 GeV

Tabelle 2.9: Massen ausgewählter supersymmetrischen Teilchen für das SU3-Szenario. Aufgrund der hohen Masse des $\tilde{\tau}_2$ kann der Zerfall des $\tilde{\chi}_2^0$ in Sleptonen nur via \tilde{e} , $\tilde{\mu}$ und $\tilde{\tau}_1$ geschehen. Für eine Liste mit sämtlichen Massen für alle Punkte sei auf [23, S. 1516] verwiesen.

Kapitel 3

Der LHC und der ATLAS-Detektor

In diesem Kapitel wird der am CERN¹ gebaute Beschleunigerkomplex des LHC^{2,3} und der für diese Arbeit relevante Detektor ATLAS⁴ vorgestellt. Neben ATLAS gibt es noch drei weitere Detektoren, auf die im Folgenden nicht weiter eingegangen wird, die an dieser Stelle jedoch kurz erwähnt werden sollen.

An **A Large Ion Collider Experiment** (ALICE) werden Kollisionen schwerer Ionen bei hohen Energien untersucht. Es wird erwartet, dass Materie bei den hier erreichten Energiedichten eine neue Phase annehmen kann, das Quark-Gluon-Plasma[20].

Das **Compact Muon Spectrometer** (CMS) ist neben ATLAS der zweite Vielzweck-Detektor am LHC. Neben dem Higgsboson wird auch hier nach Signaturen *Neuer Physik* gesucht[21].

Das **Large Hadron Collider beauty experiment** (LHCb) untersucht die CP-Verletzung in (rare) Zerfällen des b -Quarks[22].

¹Ursprünglich **Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire**, nachdem der (provisorische) Rat aufgelöst wurde, wurde der Name zum heutigen *Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire* geändert, das alte Akronym blieb erhalten.[19]

²**L**arge **H**adron **C**ollider

³Die technischen Angaben in diesem Kapitel sind den Referenzen [12] und [13] entnommen.

⁴**A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**

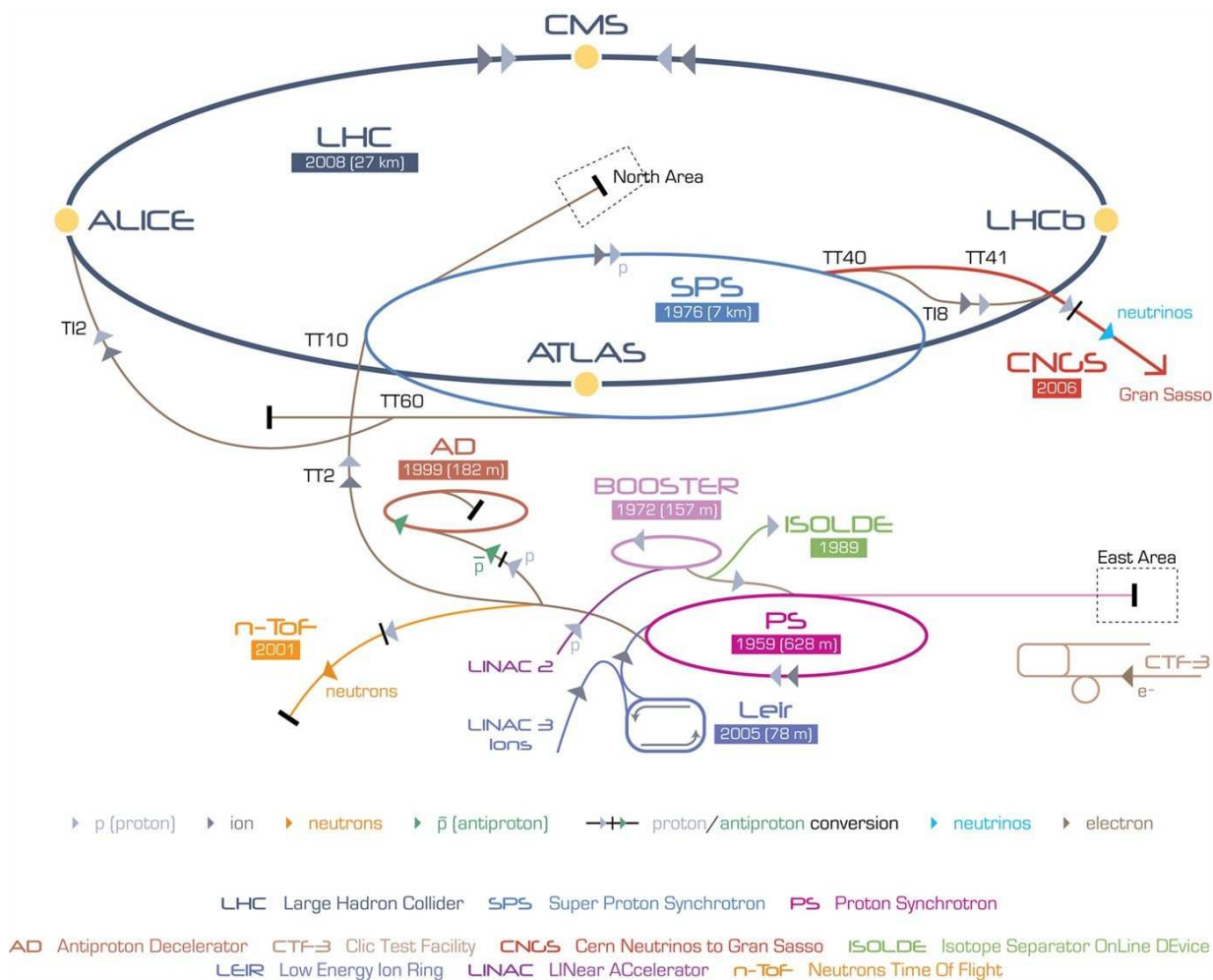


Abbildung 3.1: Skizze zum Beschleunigerkomplex des CERN [14]. Nähere Ausführungen im Text.

3.1 Der LHC: Large Hadron Collider

Der LHC ist ein Protonenbeschleuniger, der zwei gegenläufige Protonenstrahlen mit einer Strahlenergie von jeweils 7 TeV erzeugen kann. Die beiden Strahlen werden an den vier Experimenten zur Kollision gebracht, sodass Reaktionsprodukte nachgewiesen werden können.

Zunächst werden die durch Ionisation von Wasserstoffgas erzeugten Protonen im Linearbeschleuniger *LINAC2* auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt, mit der sie in den *Proton Synchrotron Booster*-Ring (PSB) injiziert werden. Dieser beschleunigt die Protonen weiter auf $E = 1,4$ GeV, leitet den Strahl dann in das *Proton Synchrotron* (PS), welches den Protonen die Injektionsenergie von 25 GeV für die letzte Vorstufe des LHC, das *Super Proton Synchrotron* (SPS) zuführt. Die größte Herausforderung für das *Proton Synchrotron* sind zum Einen die für den LHC angestrebte Form des Strahls, zum Anderen der Abstand der Protonenbündel von 25 ns. Der SPS besitzt zwei Transferarme zum LHC-Ring, welche mit supraleitenden Magneten ausgestattet sind. Jeder der beiden Arme versorgt einen der beiden LHC-Ringe mit Protonen der Energie 450 GeV, die Füllung eines Ringes dauert ca. 4 Minuten.

Der LHC selbst hat einen Umfang von ca. 27km und befindet sich in dem bereits für LEP⁵ verwendeten Tunnel ca. 100 m unter der Erde, um gegen Strahlung abgeschirmt zu sein. Beide Strahlrohre sind evakuiert auf einen Druck von 10^{-13} bar, um Kollisionen zwischen Protonen und Gasmolekülen zu unterdrücken. Die Ablenkung der Protonen auf die Kreisbahn und die Formung des Strahls geschieht durch mehr als 9000 Magnete, die Größten davon sind die 1232 Dipole, welche die Protonen auf die Kreisbahn lenken. Die ungefähr 14 m langen und 35.000 kg schweren Magnete sind supraleitend und erzeugen bei einer Stromstärke von ca. 11.000 A ein Magnetfeld von 8,7 T. Die Protonen im LHC sind aufgrund der Hohlraumresonatoren in Bündeln (*bunches*) angeordnet, jeder der beiden Strahlen setzt sich aus 2808 Bündeln mit jeweils $\approx 10^{11}$ Protonen zusammen. Gelangen die Protonenbündel zum Kollisionspunkt, so werden sie auf eine transversale Ausdehnung von $16 \mu\text{m}$ gestaucht, um eine möglichst hohe Luminosität zu erhalten. Die gesamte Anzahl an Ereignissen eines Prozesses N_{Prozess} ist direkt mit der Luminosität verknüpft,

$$N_{\text{Prozess}} = \left(\int dt L \right) \cdot \sigma_{\text{Prozess}}, \quad (3.1)$$

wobei σ_{Prozess} der Wirkungsquerschnitt des Prozesses ist⁶. Die Luminosität ist gegeben durch

$$L = \frac{N_b^2 n_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad [L] = \frac{1}{\text{s}} \frac{1}{\text{m}^2} \quad (3.2)$$

mit der Anzahl der Protonen pro Bündel N_b , der Anzahl der Bündel n_b , der Umlauffrequenz f , und der transversalen Strahlausdehnung $\sigma_{x,y}$. Der Ausdruck

$$\left(\int dt L \right) = L_{\text{int}} \quad [L_{\text{int}}] = \frac{1}{\text{m}^2}$$

in Gleichung (3.1) bezeichnet die integrierte Luminosität, und kann als tatsächlich gesammelte Datenmenge nach einer gegebenen Zeit verstanden werden (z.B. entsprechen 15 Minuten (grob 10^3 s) Datennahme bei einer Luminosität von $L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 10^{38} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ der integrierten Luminosität $L_{\text{int}} = 10^{41} \text{m}^{-2} = 10 \text{pb}^{-1}$, resultierend in 10 Ereignissen eines Prozesses mit $\sigma_{\text{Prozess}} = 1 \text{pb}$).

Anhand Gleichung (3.2) ist ersichtlich, weshalb die im Vergleich zu LEP⁷ sehr große Anzahl an Protonbündeln und sehr kleine transversale Ausdehnung gewählt wurde. Nur durch eine entsprechend große Luminosität ist es möglich, in einer gegebenen Zeit (genügend) Ereignisse eines Prozesses mit geringem Wirkungsquerschnitt zu detektieren.

Der Vorteil der hohen Luminosität ($L_{\text{Design}}(\text{LHC}) = 10^{34} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$), bisher nicht nachweisbare Prozesse mit kleinem Wirkungsquerschnitt zu untersuchen, bringt jedoch auch Probleme mit sich. Bei einem Zeitabstand von lediglich 25 ns zwischen zwei Protonenbündeln und einer Detektorausdehnung von 10 m Höhe vom Kollisionspunkt aus gemessen, befinden sich die in Bunchcrossing i produzierten Teilchen noch im Detektor, während am Kollisionspunkt bereits Bunchcrossing $i + 1$ stattfindet. Weiter muss beachtet werden, dass die einzelnen Detektoren eine endliche Zeitspanne benötigen, um eine Entscheidung darüber zu treffen, ob Daten einer Reaktion gespeichert werden sollen. Schließlich finden neben dem harten Prozess noch weitere Reaktionen statt (*underlying event*), welche ebenfalls Signaturen im Detektor hinterlassen und den physikalisch interessanten Prozess überlagern.

⁵Large Electron Positron Collider

⁶In Gleichung (3.1) sind keinerlei Ineffizienzen berücksichtigt.

⁷Bei LEP wurden lediglich vier Bündel verwandt.

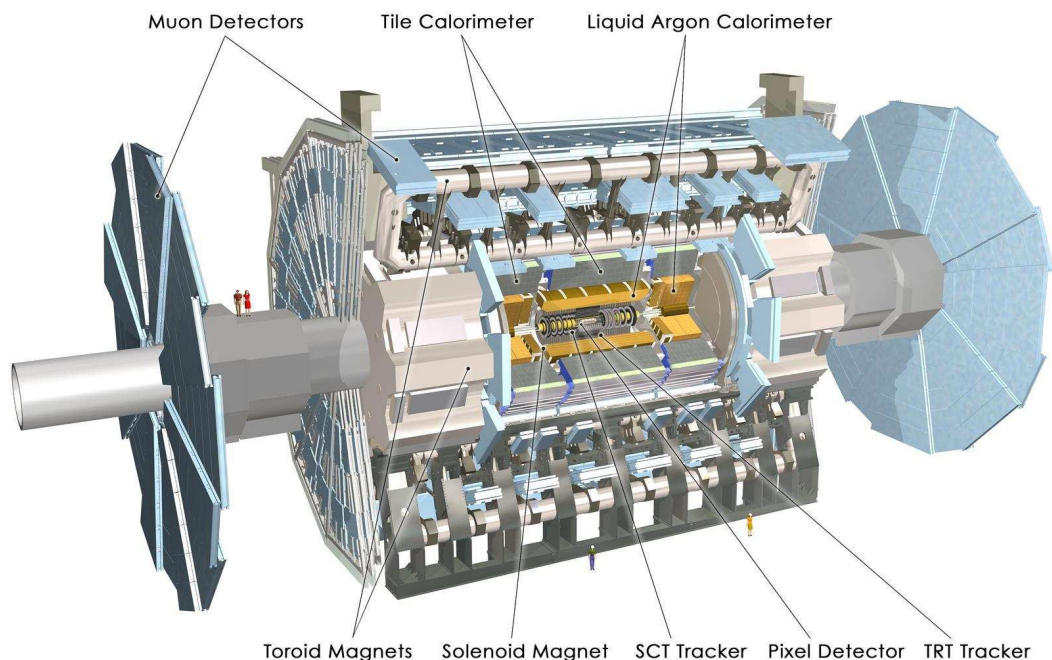


Abbildung 3.2: Computerbasierte Illustration des ATLAS-Detektors [15]

3.2 ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus

Die Informationen zum Aufbau des Detektors entstammen den Referenzen [23] - [27].

3.2.1 Allgemeines zum ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist mit einer Länge von 46 m und einer Breite bzw. Höhe von 25 m der größte Teilchendetektor, der jemals erbaut wurde.⁸

Das Koordinatensystem ist so gewählt, dass die Strahlachse mit der z -Achse übereinstimmt. Die x -Achse zeigt zum Zentrum des LHC-Ringes, die Richtung der y -Achse folgt durch die Forderung eines rechtshändigen Systems.

Die Symmetrie des ATLAS-Detektors legt die Verwendung von Polarkoordinaten nahe, allerdings wird anstelle des Polarwinkels θ die *Pseudorapidität* η verwendet:

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

Der Vorteil dieser Größe liegt darin, dass sie invariant unter Boosts entlang der z -Achse ist.

3.2.2 Der innere Detektor

Der innere Detektor (ID) besteht aus drei verschiedenen Subdetektoren, welche zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen dienen. Die verschiedenen Subdetektoren sind auf die extrem hohe

⁸Trotz des Gewichtes von ca. $7 \cdot 10^6$ kg ist die Dichte mit $0,25 \frac{\text{kg}}{\text{dm}^3}$ geringer als die von Wasser.

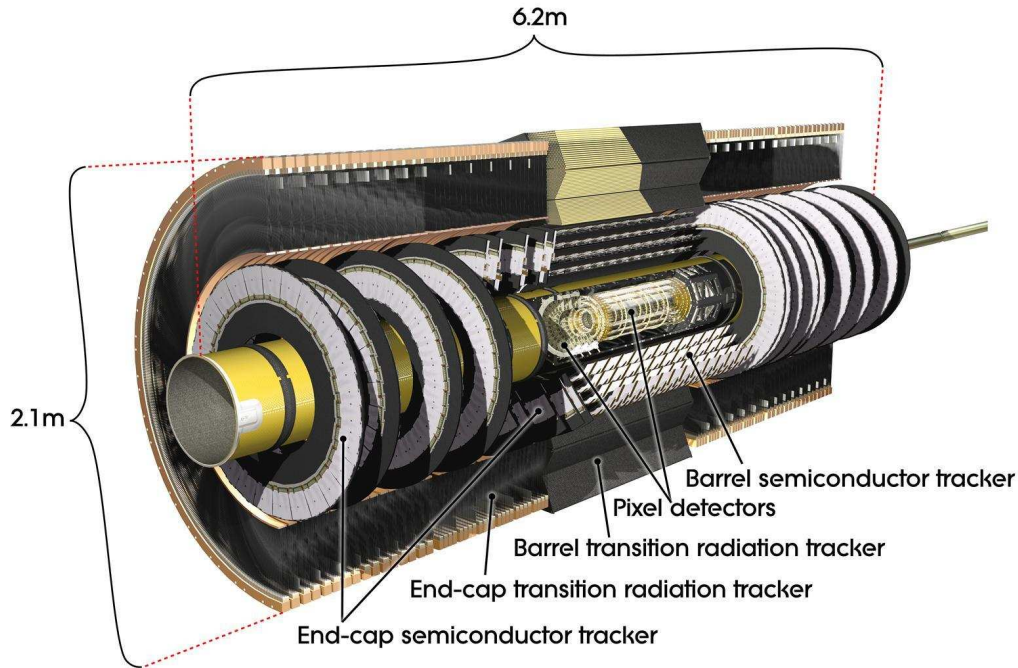


Abbildung 3.3: Computerbasierte Illustration des inneren Detektors, bestehend aus Vertex-, Spur- und dem Übergangsstrahlungsdetektors (TRT), aus [16].

Teilchendichte von ca. 1000 geladene Teilchen pro 25 ns bei der Designluminosität des LHC von $L_{\text{Design}} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ausgelegt. Eine Übersicht über den Aufbau des inneren Detektors ist in Abbildung (3.3) zu sehen.

Der ID überdeckt einen radialen Bereich von 5,05 – 106,6 cm und Werte der Pseudorapidität von $|\eta| < 2,5$. Der Pixeldetektor als innerster Subdetektor, dessen erste Lage ca. 1,7 cm vom Strahlrohr entfernt ist, besteht im Zentralbereich aus drei zylinderförmigen Lagen, die parallel zum Strahlrohr angeordnet sind. Im Endkappenbereich ist er durch je drei Scheiben senkrecht zur Strahlachse realisiert. Die Anordnung der Zylinder und Scheiben ist derart gewählt, dass jedes Teilchen ca. drei Lagen des Pixeldetektors durchkreuzt. Die Auflösung im zentralen und Endkappenbereich beträgt $10 \mu\text{m}$ in $R - \phi$ - und $115 \mu\text{m}$ in z -Richtung. Dieser Teil des inneren Detektors besitzt ca. 80 Millionen Auslesekanäle.

Bei Radien zwischen 27,5 cm und 56,0 cm befinden sich die Streifen des Halbleiterdetektors (*semiconductor tracker*). Pro Spur sollen hier vier Präzisionsmessungen des Ortes durchgeführt werden, welche durch die hohe Granularität möglich sind. Die z -Koordinate wird trotz der Verwendung von Streifen messbar, indem je zwei Lagen leicht gegeneinander verdreht (40 mrad) werden. Die erreichten Auflösungen betragen hier $16 \mu\text{m}$ in $R - \phi$ - und $580 \mu\text{m}$ in z -Richtung. Die Spuren zweier Teilchen können ab einer räumlichen Distanz von ca. $200 \mu\text{m}$ getrennt werden.

Als dritter und größter Subdetektor ($56,3 \text{ cm} < R < 106,6 \text{ cm}$) schließt der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) den inneren Detektor ab. Der TRT besteht aus dünnen Röhren von

4 mm Durchmesser in dessen Mitte sich ein Draht befindet. Zwischen Draht und Außenwand besteht eine Potentialdifferenz, sodass die durch Ionisation im Füllgas erzeugten e^- -Ionen-Paare zur Anode bzw. Kathode hin beschleunigt werden. Der Gasfüllung wird Xenon beigemischt, sodass auch Photonen nachgewiesen werden können, welche durch Übergangsstrahlung in den Radiatoren zwischen den Röhren erzeugt wurden. Dies erlaubt eine Trennung der, aufgrund der kleinen Masse, relativistischen Elektronen gegenüber nichtrelativistischen Pionen, da der Wirkungsquerschnitt der Übergangsstrahlung vom γ -Faktor des Teilchens abhängt. Im Zentralbereich sind ungefähr 50.000 Röhren einer Länge von bis zu 150 cm installiert, welche in der Mitte ($\eta = 0$) geteilt wurden, um Belastung und benötigte Ausleseraten zu verringern. Im Bereich der Endkappen befinden sich 320.000 radial angeordnete Röhren, die außen ausgelesen werden. Jedes Rohr liefert eine Auflösung von $170 \mu\text{m}$ und zwei unabhängige Schwellen, eine geringe Schwelle für nichtrelativistische Teilchen und eine höhere Schwelle für Photonen der Übergangsstrahlung. Pro Spur werden ca. 30 Messungen erwartet.

3.2.3 Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem dient zur Energiemessung der produzierten Teilchen. Es ist aufgeteilt in das elektromagnetische Kalorimeter (em-Kalorimeter) und das hadronische Kalorimeter. Ersteres befindet sich näher am Produktionspunkt, da die elektromagnetische Strahlungslänge deutlich kleiner ist als die hadronische Wechselwirkungslänge.

Innerhalb des Kalorimeters wechselwirken einfallende Teilchen mit dem Detektormaterial, erzeugen sekundäre Teilchen (z.B. Paarproduktion im Falle eines Photons: die in Paarproduktionen erzeugten Elektronen und Positronen erzeugen durch Bremsstrahlung weitere Photonen, diese konvertieren in e^+e^- -Paare, etc.) sodass ein elektromagnetischer bzw. hadronischer Schauer (Wechselwirkung zwischen einfallenden Hadronen mit den Atomkernen des Detektormaterials) entsteht. Elektromagnetische Schauer sind schmaler als hadronische Schauer, ebenso ist die longitudinale Ausdehnung letzterer deutlich größer. Die Kalorimeter bestehen abwechselnd aus einem Absorber und einer sensitiven Schicht, sodass die Teilchen zum Einen aufschauern können, zum Anderen die Energiedeposition gemessen werden kann.

Das em-Kalorimeter überdeckt einen Pseudorapiditätsbereich bis zu $|\eta| = 3,2$, genaue Messungen sind jedoch auf $|\eta| < 2,5$ beschränkt. Wie der innere Detektor, ist auch das em-Kalorimeter in Zentral- und Endkappenbereich unterteilt, sodass es aus drei Abschnitten besteht. Die Ausdehnung des Zentralabschnittes beträgt $|\eta| < 1,475$ in Verbindung mit einer Dicke von mehr als 22 Strahlungslängen, sowie einer kompletten ϕ -Abdeckung durch die Akkordeonstruktur. Die Endkappen überdecken Pseudorapiditäten zwischen $1,375$ und $3,2$ und haben eine Dicke von mehr als 24 Strahlungslängen. Das em-Kalorimeter ist auch radial unterteilt, in die *front*-, *middle*-, und *back*-Lagen. Die Granularitäten in der *barrel*-Region betragen $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,025$ für die *front*-Lage, $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,025 \times 0,025$ für die *middle*- und $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,025 \times 0,050$ für die *back*-Lage. Als Absorbermaterial wird Blei verwendet, das aktive Material ist flüssiges Argon, weshalb das gesamte em-Kalorimeter gekühlt wird.

Außerhalb des em-Kalorimeters befindet sich das hadronische Kalorimeter, welches einen Bereich von $|\eta| < 4,9$ abdeckt und wiederum in mehrere Teile aufgespalten ist.

Im Zentralbereich ($|\eta| < 1$ und $0,8 < |\eta| < 1,7$) befindet sich das *tile*-Kalorimeter, in welchem Stahl als Absorber und Szintillationsplatten als aktives Material verwendet werden. Ebenso wie das em-Kalorimeter, ist dieser Teil radial in drei Bereiche von $1,5$; $4,1$ und $1,8$ Wechselwirkungslängen

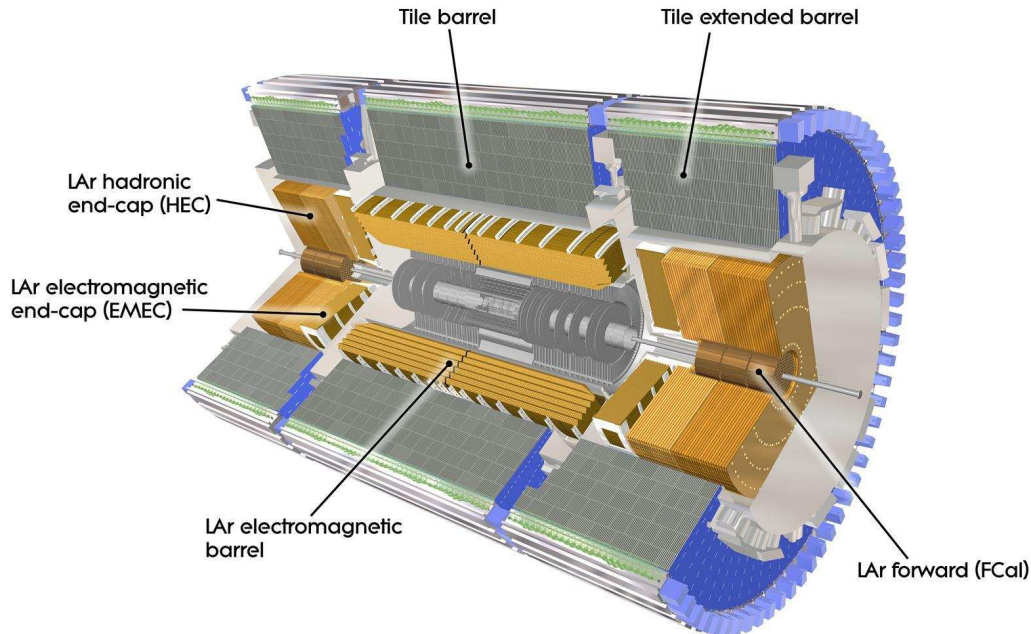


Abbildung 3.4: Computerbasierte Illustration des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters [17]. Weitere Erläuterungen im Text.

aufgeteilt.

Direkt hinter den Endkappen des em-Kalorimeters befinden sich die Endkappen des hadronischen Kalorimeters, welche Pseudorapiditäten zwischen $|\eta| = 1,5$ und $|\eta| = 3,2$ abdecken. Aufgrund der Verwendung von flüssigem Argon als Nachweismaterial (als Absorbermaterial wird Kupfer verwendet) muss auch dieser Teil des Kalorimeters gekühlt werden.

Die Vorwärtskalorimeter schließlich registrieren Teilchen mit Pseudorapiditäten von $3,1 < |\eta| < 4,9$ und befinden sich im selben Kryostaten wie die Endkappen des hadronischen Kalorimeters.

In Abbildung (3.4) ist ein 3-dimensionales Modell des oben beschriebenen Kalorimetersystems zu sehen.

3.2.4 Myonenkammern

Das System zur Rekonstruktion von Myonen ist ebenfalls in *barrel*- und *endcap*-Region aufgeteilt, analog zum Vertexdetektor ist es in der *barrel*-Region zylinderartig um die Strahlachse installiert, im Bereich der Endkappen sind die Detektoren auf Scheiben senkrecht zum Strahlrohr montiert. Die Messung des Impulses der Myonen erfolgt mit bekannter Konfiguration des Magnetfeldes über die Krümmung der Trajektorie, welche aus Präzisionsmessungen des Ortes rekonstruiert wird. Hierfür werden die *monitored drift tube chambers* (MDTs) verwendet. Sie decken den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2,7$ ab. Die MDTs erreichen eine Auflösung von $80 \mu\text{m}$ pro Driftrohr, bzw. $35 \mu\text{m}$ pro Kammer, welche aus 3 bis 8 Lagen Driftrohren bestehen.

Weiter werden angepasste Vieldraht-Proportionalkammern (*Cathode Strip Chambers*, CSCs) ver-

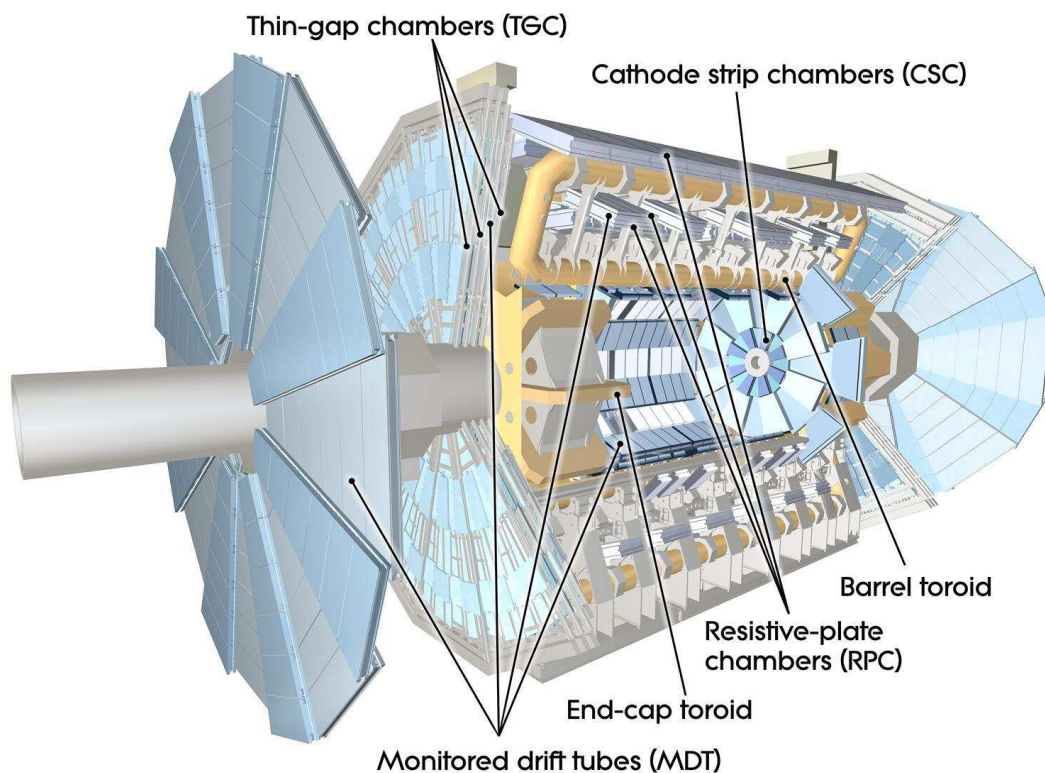


Abbildung 3.5: Computerbasierte Illustration des Myonendetektionssystems.[18]

wendet, um den Vorwärtsbereich bei $2,0 < |\eta| < 2,7$ abzudecken. Die in den CSCs erreichte Auflösung beträgt $40 \mu\text{m}$ in der zum Magnetfeld senkrechten Ebene.

Neben der exakten Vermessung der Myonen ist es ebenso wichtig, schnell eine Entscheidung darüber zu treffen, ob ein Myon detektiert wurde. Das Triggern auf Myonen wird durch die schnellen Signale der RPCs (*Resistive Plate Chambers*) in der Zentralregion ($|\eta| < 1,05$) und die TGCs (*Thin Gap Chambers*) im Endkappenbereich ($1,05 < |\eta| < 2,4$) ermöglicht. Die Zeitauflösung beträgt $1,5 \text{ ns}$ für die RPCs, 4 ns für die TGCs.

Abbildung (3.5) zeigt die oben erwähnten Bauteile.

3.2.5 Triggersystem

Das Triggersystem dient dazu, die sehr hohen Ereignisraten durch die $40 \cdot 10^6$ Strahlkreuzungen zu reduzieren, indem es interessante Ereignisse auswählt. Die Auswahl findet in drei Schritten statt.

- Level 1 - Trigger:
Der LV1-Trigger besteht aus Hardware-Prozessoren und benutzt lediglich Informationen der Kalorimeter und des Myonensystems. Auf dieser Stufe wird das Ereignis nur grob auf gewisse Eigenschaften untersucht, z.B. ob Jets mit hoher Transversalenergie vorhanden waren, oder ob Myonen produziert wurden. Der LV1-Trigger benötigt ca. 2 ms für die Entscheidung, ob ein Event verworfen oder weitergegeben werden soll. Durch diese grobe Selektion wird die Rate von rund 40 MHz auf 75 kHz gesenkt.

- Level 2 - Trigger:
Im Gegensatz zum LV1-Trigger verwendet die zweite Stufe programmierbare Prozessoren und greift auf die volle Auflösung der Kalorimeter, sowie zusätzlich auf Messungen des inneren Detektors zurück. Ungefähr 1000 Ereignisse passieren den LV2-Trigger pro Sekunde.
- Ereignisfilter:
Ereignisse, die die beiden Triggervorstufen passiert haben, werden im Ereignisfilter, einer Farm von Prozessoren, vollständig rekonstruiert und analysiert. Die grob 200 Ereignisse pro Sekunde, die vom Ereignisfilter selektiert werden, werden schließlich gespeichert.

3.3 Simulationen

Um *neue Physik* entdecken zu können, müssen die in der entsprechenden Theorie vorhergesagten Signaturen im Detektor gemessen werden. Damit die in den Proton-Proton-Kollisionen gewonnenen Daten mit denen aus der Theorie erwarteten Daten verglichen werden können, werden letztere simuliert. Dies ermöglicht durch einen Vergleich eine Bestätigung oder Widerlegung der Theorie. Weiter werden simulierte Ereignisse verwandt, um Untergründe abzuschätzen, oder - wie im Falle der hier vorliegenden Analyse (s. Kapitel 5) - Kalibrierungen zu erstellen.

3.3.1 Ereignisgeneratoren

In der Generierung eines Ereignisses wird zunächst die harte Wechselwirkung berechnet. Die Anzahlen der verschiedenen möglichen Wechselwirkungen sind hierbei durch den jeweiligen Wirkungsquerschnitt gegeben. Neben der harten Reaktion treten im Experiment weitere Prozesse wie Gluon/Photon-Abstrahlung auf, welche separat simuliert werden. Schließlich wird die Hadronisierung gemäß einem Modell berechnet, wodurch die Teilchen entstehen, die in der Detektorsimulation weiter verwendet werden.

3.3.2 ATLFAST & die volle Simulation

ATLFAST

In der schnellen Detektorsimulation ATLFAST[29] wird die Detektorantwort für alle im Sinne des Detektors stabilen Teilchen⁹ berechnet. Dabei handelt es sich um eine grobe Abschätzung, da die Richtungen und Energien der einzelnen Teilchen mit einer Gaußverteilung verschmiert werden. Der Vorteil dieser Herangehensweise ist aufgrund der geringen Rechenzeit pro Ereignis die Möglichkeit, enorme Anzahlen an Ereignissen zu produzieren.

Volle Simulation

Die volle Simulation versucht, die Antwort des Detektors so präzise wie möglich zu simulieren, sodass die Simulation eines einzelnen Ereignisses je nach Komplexität mehrere Minuten dauern kann. Zur Simulation wird die Materialverteilung des gesamten Detektors im Programm GEANT[30] imitiert. GEANT simuliert den Energieverlust der Teilchen in den verschiedenen Materialien, der zu ihrer Detektion führen kann.

⁹Stabil: Sie zerfallen nicht innerhalb des Detektors, z.B. Myonen

Kapitel 4

Tau-Lepton-Identifikation mit *PanTau*

Dieses Kapitel beschreibt die Funktionsweise des am Physikalischen Institut der Universität Bonn entwickelten Algorithmus zur Tau-Lepton Rekonstruktion und Identifikation *PanTau*[36]. Der Algorithmus weist grundlegende Unterschiede zu existierenden Algorithmen auf, die in Unterkapitel 4.1 hervorgehoben werden. Ebenso wird dort die Funktionsweise von *PanTau* erläutert, bevor in Unterkapitel 4.2 untersucht wird, inwiefern Zerfälle des Taus in Myonen $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ zugänglich sind.

4.1 PanTau: Motivation und Funktionsweise

4.1.1 Motivation

Um einen weiteren Algorithmus für Rekonstruktion und Identifikation von Taus zu motivieren, ist es unumgänglich, die beiden zur Zeit in ATLAS etablierten Algorithmen kurz vorzustellen [33].

- **'Track-seeded'** (Keimsuche auf Spuren):

Dieser Ansatz sucht Spuren im Inneren Detektor mit einem Transversalimpuls von mindestens 6 GeV (primäre Spur), die als Keime für Tau-Leptonen dienen. Die Spuren werden in das Kalorimeter extrapoliert und im Bereich um die extrapolierte Spur herum wird nach topologischen Clustern gesucht.¹ Aufgrund der besseren Energieauflösung des inneren Detektors wird die Energie des Clusters durch die in den Spurräumen gemessene ersetzt.

- **'Calo-seeded'** (Keimsuche in Kalorimeterzellen):

Anstatt nach primären Spuren im Inneren Detektor zu suchen, wird in dieser Variante zunächst nach topologischen Jets mit mindestens 10 GeV Energiedeposition gesucht. Der Bereich in $\Delta R = 0.2$ um die $\eta - \phi$ -Richtung des Jets herum wird im inneren Detektor auf Spuren untersucht.

Die auf diese Weise rekonstruierten Tau-Kandidaten werden wie folgt von den zu beachtenden Untergründen getrennt [33]:

- **Elektronen**

Die Trennung gegenüber Elektronen erfolgt über deren elektromagnetische Wechselwirkung, die sie bereits im entsprechenden Kalorimeter anschauen lässt. Dafür wird das Verhältnis

$$R_{\text{em}} = \frac{E_T(\text{em-Kalorimeter})}{p_T(\text{Spur})}$$

gebildet, das für Elektronen nahe bei 1 liegen sollte, für geladene Pionen hingegen bei kleineren Werten. Neutrale Pionen aus Tau-Zerfällen erzeugen zwar Photonen, die ebenfalls im elektromagnetischen Kalorimeter anschauen, allerdings wird in diesem Fall aufgrund der elektrischen Neutralität der Teilchen keine Spur erzeugt.

Weiter wird das Verhältnis von *high threshold* zu *low threshold* Hits im Übergangsstrahlungsdetektor verwendet. Dieses sollte aufgrund der kleinen Masse, des damit verbundenen größeren γ -Faktors der Elektronen und der γ -Abhängigkeit der Übergangsstrahlung ebenfalls groß sein. Für Pionen hingegen werden - wegen der im Vergleich zu Elektronen sehr großen Masse - weniger Photonen erzeugt, die erwartete Anzahl der *high threshold* Hits ist kleiner.

- **Myonen**

Um die Verwechslung der Zerfallsprodukte des Taus mit einem Myon zu vermeiden, wird eine Energiedeposition von mehr als 5 GeV im hadronischen Kalorimeter gefordert. Die typische Energiedeposition der Myonen als minimal ionisierende Teilchen beträgt hingegen weniger als ca. 3 GeV [28].

¹Topologischer Cluster (kurz: Topocluster): Ausgehend von einer Zelle, deren Signal das Rauschsignal um 4σ übersteigt, werden alle weiteren Zellen in der Nachbarschaft gesucht, dessen Signal um 2σ über dem Rauschen liegt. Danach werden einmalig jene Zellen in der Nachbarschaft zum Topocluster hinzugefügt, die 0σ über dem Rauschen liegen, d.h. die einen positiven Eintrag enthalten. Ein topologischer Jet ist eine Zusammenfassung mehrerer Topocluster zu einem Objekt.

- **Jets**

Zur Trennung von Jets werden verschiedene Variablen gebildet, z.B. die Form der Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter, Isolationsvariablen basierend auf Energieeinträgen im Kalorimeter und Spuren, invariante Massen der zum Kandidaten gehörenden Spuren. Ausgehend von den Variablen wird für Signal und Untergrund jeweils eine Wahrscheinlichkeitsverteilung erstellt. Für einen Tau-Kandidaten werden die aus den Verteilungen gewonnenen Wahrscheinlichkeiten jeweils für Signal und Untergrund multipliziert und die beiden Verhältnisse

$$\frac{P(\text{Signal})}{P(\text{Untergrund}) + P(\text{Signal})} \quad \text{und} \quad \frac{P(\text{Untergrund})}{P(\text{Untergrund}) + P(\text{Signal})}$$

gebildet.

Die hiermit erreichte Unterdrückung von Jets gegenüber Tau-Jets beträgt ca. 1500 für 1-prong Zerfälle bei einer Signaleffizienz von 40%.

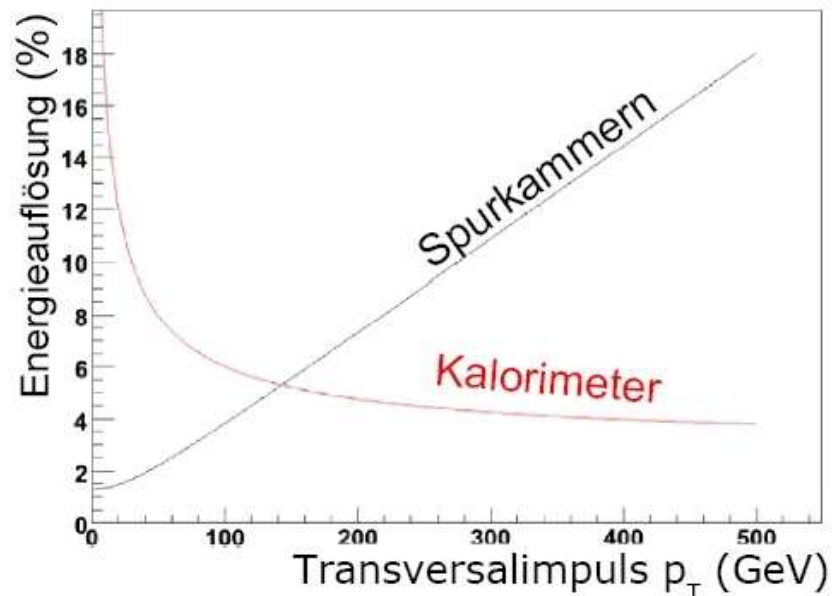
Die oben beschriebenen Algorithmen bedienen sich Messgrößen, die 'nah' am Detektor sind, wie z.B. Hits im TRT oder Energieeinträge in Kalorimeterzellen. Der in *PanTau* gewählte Ansatz hingegen nutzt das Auflösungsvermögen des Kalorimeters aus, das gut genug ist, um die einzelnen Zerfallsprodukte des Taus nachzuweisen.

4.1.2 Der Energyflow-Algorithmus

Motivation

Ansatzpunkt des Energyflow-Algorithmus (Energiefluss, kurz: Eflow) ist die in Abbildung (4.1) dargestellte Energieauflösung der Spurkammern und des Kalorimeters[34]. Aufgrund der deutlich besseren Auflösung des inneren Detektors für Transversalimpulse bis zu ca. 150 GeV kann die Energieauflösung von Jets (falls den von ihnen erzeugten Clustern Spuren im inneren Detektor zugewiesen werden können) verbessert werden. Dies kann auch Einfluss auf die E_T^{miss} -Auflösung haben, sofern es Beiträge durch Unsicherheiten in der Jetenergie gibt.

Abbildung 4.1: Vergleich der Energieauflösungen von Spurkammern (schwarz) und Kalorimeter (rot).[34] Bei Transversalimpulsen unterhalb von ≈ 150 GeV wird die bessere Energieauflösung ausgenutzt, indem Kalorimereinträge durch Messergebnisse des inneren Detektors ersetzt werden.



Funktionsweise

In diesem Abschnitt soll die qualitative Funktionsweise des Eflow-Algorithmus beschrieben werden, ohne näher auf programmiertechnischen Details (wie z.B. verwendete Klassen und Methoden) einzugehen. Der Eflow-Algorithmus[34] verwendet alle rekonstruierten Spuren und topologischen Cluster. In einem ersten Schritt wird jede Spur aus dem inneren Detektor zum Kalorimeter extrapoliert und die $\eta-\phi$ -Richtung der Spur an jenem Punkt berechnet. Nun wird derjenige topologische Cluster gesucht, dessen η und ϕ Werte den Ausdruck

$$\sqrt{\left(\frac{\eta_{\text{Spur}} - \eta_{\text{Cluster}}}{\sigma_{\eta}}\right)^2 + \left(\frac{\phi_{\text{Spur}} - \phi_{\text{Cluster}}}{\sigma_{\phi}}\right)^2}$$

minimieren, wobei $\sigma_{\eta,\phi}$ ein Maß für den Fehler der entsprechenden Koordinate ist. Ist ein solcher Cluster gefunden, so überprüft Eflow die Energie des Clusters. Sollte sie größer sein als die erwartete Energiedeposition (s. weiter unten) abzüglich einer Toleranz, so wird die erwartete Deposition von der gemessenen Clusterenergie subtrahiert. Sollten mehrere Spuren auf diesen Cluster zeigen, wird die beschriebene Prozedur für jede dieser Spuren angewandt, die Energie des Clusters demzufolge sukzessive reduziert. Liegt die Energie des Clusters nach den Subtraktionen unterhalb einer bestimmten Schwelle, steht der Cluster nicht mehr für weitere Subtraktionen zur Verfügung.

Es werden Pionen und Elektronen durch Untersuchung der TRT-Hits (s.a. Kapitel 4.1.1) und des λ -Parameters getrennt. Letzterer beschreibt den Abstand zwischen Beginn des Kalorimeters und Zentrum des Schauers im Kalorimeter. Diese Strecke ist für Elektronen erwartungsgemäß kürzer, da die Strahlungslänge generell kleiner ist als die hadronische Wechselwirkungslänge. Als weitere Größe wird die Breite der Schauer verwendet, die für Elektronen ebenfalls kleiner sein sollte als für Pionen. Eine Überprüfung, ob es sich bei einer Spur um die Spur eines Myons handelt ist in der hier verwendeten Version nicht implementiert.

Um die oben erwähnte, erwartete Energiedeposition zu bestimmen, wurden Datensätze mit einzelnen Pionen fixierter Energie verwendet. Die Spur des Pions wird wiederum zum Kalorimeter extrapoliert und in einem Konus von $\Delta R = 0,4$ um die Spur herum wird nach einem topologischen Cluster gesucht. Wird ein topologischer Cluster gefunden, so wird er jedoch nur dann zur Kalibration verwendet, wenn der Großteil (95%) der im topologischen Cluster abgegebenen Energie innerhalb eines einzelnen Subclusters ('führender Cluster') deponiert wurde. Weiterhin muss die Spur, der der Topocluster zugewiesen wurde, auf eben jenen Cluster zeigen, in dem die meiste Energie deponiert wurde. In Abbildung (4.2) ist das Verhältnis aus der im Kalorimeter gemessenen Energie und des im inneren Detektor gemessenen Impulses für 20 GeV Pionen zu sehen.

Als 'Ergebnis' liefert der Algorithmus eine Sammlung von Objekten, neutrale und geladene Eflow-Objekte. Bei neutralen Eflow-Objekten handelt es sich um einen Cluster im Kalorimeter, dem keine Spur zugewiesen werden konnte, bei geladenen Eflow-Objekten hingegen wurde eine zum Cluster passende Spur gefunden.

4.1.3 *PanTau*

Der oben beschriebene Energyflow-Algorithmus bildet die Grundlage von *PanTau*. Wie von den dort konstruierten Eflow-Objekten ausgehend vorgegangen wird, ist in Abbildung (4.3) schematisch dargestellt.

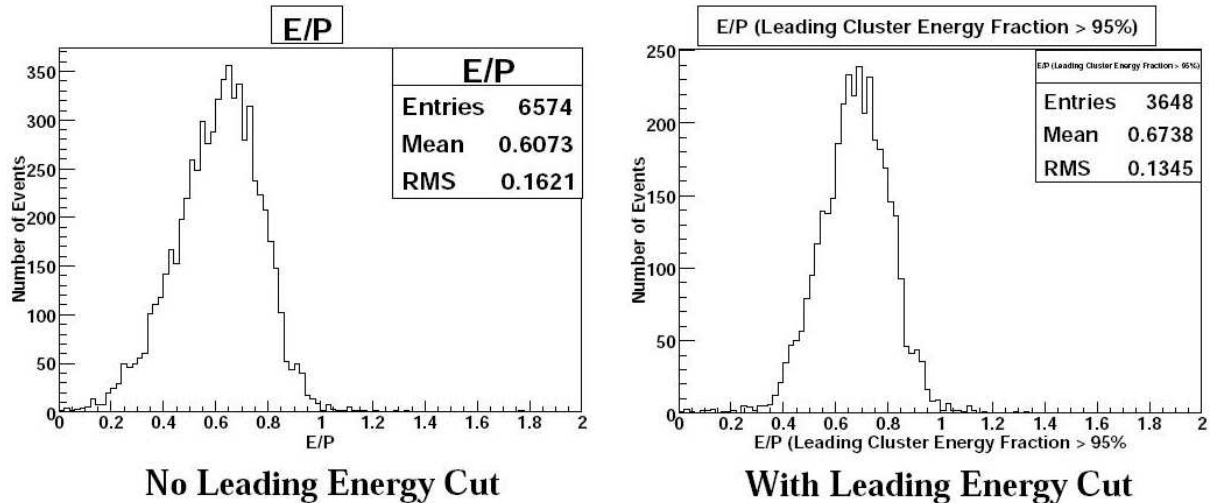


Abbildung 4.2: Im Kalorimeter deponierte Energie über gemessenem Impuls im inneren Detektor, aus [34].

Links: Ohne Schnitt auf Energieanteil des führenden Clusters

Rechts: Mit entsprechendem Schnitt.

- Der Eflow-Algorithmus liefert für jedes Ereignis eine Liste mit Eflow-Objekten (kurz: 'Efo').
- Diese Liste dient als Eingabe für einen Jet-Algorithmus (in PanTau standardmäßig Cone4), welcher nach nahe beieinander liegenden Efos sucht und diese zu einem Jet zusammenfasst² (Eflow-Jet).
- Der erste Schritt in *PanTau* ist es nun, jeden der so erhaltenen Eflow-Jets näher zu untersuchen. Dabei wird im Programmteil `PanTauSeedBuilderAlg.cxx` zunächst nur die Zusammensetzung des Eflow-Jets untersucht und folgende Fragen beantwortet:
 - Wieviele Objekte sind in den einzelnen Eflow-Jets?
 - Wieviele davon sind geladen / neutral? Wie groß ist die Gesamtladung des Eflow-Jets?
 - Erfüllen die Spuren der geladenen Eflow-Objekte bestimmte Qualitätskriterien³? Wie groß ist die Ladung des Eflow-Jets, wenn nur solche 'qualifizierten' Spuren betrachtet werden?
 - Gibt es Elektronen / Myonen im Eflow-Jet⁴?
 - Wie groß ist die invariante Masse der Jetkonstituenten?

²Funktionsweise des Cone-Jetalgorithmus[37]: Es wird das härteste Teilchen als Keim für einen Jet verwendet. Um die Richtung des Teilchens wird ein Konus vorgegebener Größe gelegt. Alle Teilchen, die sich innerhalb dieses Konus befinden, werden dem Jet zugeordnet und von der Liste der zur Verfügung stehenden Teilchen entfernt, sodass sie nicht in zwei unterschiedlichen Jets auftauchen können. Dieses Verfahren wird wiederholt, bis keine Teilchen mehr zur Verfügung stehen.

³Die Qualitätskriterien umfassen z.B. die Güte des Fits an die gemessene Spur.

⁴Myonen: s. Kapitel 4.2 für eine ausführliche Beschreibung.

- Als zweiter Schritt im `PanTauSeedBuilderAlg.cxx` wird aufgrund der analysierten Zusammensetzung eine Entscheidung getroffen, in welche Klasse der Eflow-Jet (bzw. der Tau-Kandidat⁵) eingeordnet werden soll. Für die Einordnung wird zunächst die Anzahl der geladenen Komponenten im Eflow-Jet betrachtet:
 - **Eine geladene Komponente**
Wenn es neben dem geladenen Efos noch neutrale gibt, wird der Eflow-Jet als `1prong+neutrals` Tau-Kandidat gespeichert, falls es keine neutralen Efos im Eflow-Jet gibt, als `1prong`.
Wurde eines der Efos im Jet als Myon (Elektron) markiert, so wird es zudem noch in die Klasse `muon (electron)` eingeordnet.
 - **Zwei geladene Komponenten**
In diesem Fall wird der Tau-Kandidat sowohl in die `1prong`-, als auch in die `3prong`-Klasse eingeteilt. Sollten sich neutrale Objekte im Eflow-Jet befinden, so erfolgt die Einordnung natürlich in die entsprechenden `+neutrals` Klassen.
 - **Drei oder vier geladene Komponenten**
Eflow-Jets mit diesen Anzahlen von geladenen Konstituenten werden gemäß der Anzahl der neutralen Objekte in die Klassen `3prong` und `3prong+neutrals` einsortiert.
 - **Keiner der obigen Fälle**
Sollten sich im Eflow-Jet mehr als vier oder gar keine geladenen eofs befinden, wird er als `other` eingestuft.

Wurde der Tau-Kandidat in die `1prong+neutrals`-Klasse eingeteilt, so kann ein kinematischer Fit der 4er-Impulse durchgeführt werden. Dafür wird die invariante Masse des Tau-Kandidaten zuerst auf die Masse der ρ -Resonanz (falls $n_{\text{neutral}} = 1$) bzw. a_1 -Resonanz (falls $n_{\text{neutral}} = 2$) gesetzt. Daraufhin werden die Impulse der einzelnen Efos im Tau-Kandidaten innerhalb der Auflösung derart variiert, dass die aus ihnen berechnete invariante Masse möglichst gut mit der vorgegebenen Masse der Resonanz übereinstimmt.

- In einem dritten und letzten Schritt trifft der `PanTauSeedBuilderAlg` eine Vorselektion, welche Tau-Kandidaten weiter analysiert werden sollen. Kriterien, die zur Aussortierung eines Kandidaten führen können, sind:
 - Gesamtladung des Tau-Kandidaten. Liegt sie ober- oder unterhalb einer einstellbaren Schwelle, wird der Tau-Kandidat abgewiesen.
 - Geladene Komponenten. Auch hier werden Kandidaten mit zuwenig / zuvielen geladenen Komponenten nicht weiter untersucht.
 - Invariante Masse aller Konstituenten.
 - Absolutwert der Pseudorapidität.

Unabhängig davon, ob ein Tau-Kandidat die Vorselektion passiert oder nicht, wird er für die Verwendung in späteren Programmteilen gespeichert (mit der Information, ob er die Vorselektion passierte), womit der `PanTauSeedBuilderAlg` beendet wird.

⁵Prinzipiell wird jeder Eflow-Jet als Tau-Kandidat betrachtet. Ob ein Eflow-Jet weiter als Tau-Kandidat untersucht wird, entscheidet seine Zusammensetzung.

- Basierend auf den vom `PanTauSeedBuilderAlg` gespeicherten Tau-Kandidaten kann mittels des Programmteils `TauSeedEfficiencyAlg.cxx` ein Migrationshistogramm erstellt werden, in dem die rekonstruierte Klasse gegen die 'wahre' Klasse aufgetragen ist. Dieses Histogramm gibt Aufschluss darüber, wie gut die in `PanTauSeedBuilderAlg.cxx` durchgeführte Einteilung in die verschiedenen Klassen arbeitet. Idealerweise wird eine Diagonalform erwartet, die aufgrund von endlicher Detektorauflösung und Ambiguitäten leider nicht erreicht werden kann.
- Weiterhin ist *PanTau* in der Lage, diverse Eigenschaften⁶ der Tau-Kandidaten in einer `root`-Datei zu speichern (`TauFeatureWriterAlg.cxx`). Diese Eigenschaften (*Seed-Features*, kurz: *Features*) der Kandidaten können differenziert für die verschiedenen 'wahren' Zerfallsmodi betrachtet werden, sodass eine physikalisch motivierte Selektion bzw. Abgrenzung gegenüber falschen Taus (z.B. aus QCD-Jets) oder unterschiedlichen Zerfallsarten (1prong, 3prong, etc.) möglich ist.
- Der nächste Schritt innerhalb *PanTau* ist die Variablenauswahl zur Diskriminierung zwischen Taus und Untergrund, sowie das anschließende *Trainieren*; beide Schritte sind Zerfallsmodenspezifisch. Im Rahmen der Variablenauswahl werden Datensätze mit Signalereignissen und Datensätze mit Untergrundereignissen (hauptsächlich Dijetsamples mit variierender Jetenergie) mit *PanTau* prozessiert, sodass eine *Feature-Sammlung*⁷ mit Signal- und eine Sammlung mit Untergrundverteilungen der einzelnen Features erstellt wird. Durch Vergleich der beiden Sammlungen können jene Variablen selektiert werden, welche eine hohe diskriminierende Kraft haben.

Sind die Variablen für einen Zerfallsmodus selektiert, so werden die Verteilungen dieser Variablen mit einer glatten Funktion gefittet⁸. Die auf diese Art erhaltene Verteilung einer Variablen wird als ihre Wahrscheinlichkeitsdichte (pro Variable zwei Verteilungen: Signal und Untergrund) interpretiert und kann in einer Likelihoodfunktion

$$\mathcal{L}^t = \prod_{i=1}^N L_i^t \quad t = \text{Signal, Untergrund} \quad N = \text{Anzahl Variablen}$$

genutzt werden. Diese Schritte werden im `PanTauJetEfficiencyAlg` durchgeführt.⁹

- Um zu einer Aussage über die Performance zu gelangen, wird für jedes Ereignis eines Performancesamples (z.B. ein Supersymmetrieszenario (SU3)) die Likelihoodfunktion für die Signal- und Untergrundverteilungen ausgewertet, resultierend in $\mathcal{L}^{\text{Signal}}$ und $\mathcal{L}^{\text{Untergrund}}$. Aus diesen beiden Größen werden nun die beiden Likelihoodverhältnisse

$$P_{\text{Signal}} = \frac{\mathcal{L}^{\text{Signal}}}{\mathcal{L}^{\text{Signal}} + \mathcal{L}^{\text{Untergrund}}} \quad \text{und} \quad P_{\text{Untergrund}} = \frac{\mathcal{L}^{\text{Untergrund}}}{\mathcal{L}^{\text{Signal}} + \mathcal{L}^{\text{Untergrund}}}$$

⁶Neben einer umfangreichen Liste von bereits implementierten Variablen ist es möglich, neue Variablen hinzuzufügen

⁷Hierbei handelt es sich um eine Sammlung von verschiedenen Variablen, die für die einzelnen Tau-Kandidaten berechnet wurden.

⁸Spline-Interpolation: Die Bins im Histogramm mit ihren Einträge werden als Stützpunkte verwendet. Zwischen jeweils zwei Stützpunkten wird ein Polynom als Interpolation angesetzt, dessen Koeffizienten zum Einen über die Stützpunkte daselbst, zum Anderen über Stetigkeitsbedingungen an den Stützpunkten bestimmt werden.

⁹Da *PanTau* während Erstellung der Arbeit weiterentwickelt wurde, kann es vorkommen, dass einige der erläuterten Schritte nicht mehr in dem angegebenen Programmteil vorgenommen werden. Das prinzipielle Vorgehen jedoch ist das oben Beschriebene.

gebildet. Die Verteilungen der beiden Verhältnisse sind im Idealfall für Signal und Untergrund bei 0 und 1 angehäuft und besitzen keinen Überlapp, in Wirklichkeit haben beide Verteilungen (weite) Ausläufer. Trotzdem kann durch Applikation eines Schnittes in dieser Verteilung zwischen 0 und 1 die Signaleffizienz zwischen 0% und 100% variiert werden. Die Variation des Schnittes erlaubt es, die Unterdrückung des Untergrundes als Funktion der Signaleffizienz darzustellen, sodass ein Arbeitspunkt des Algorithmus ausgewählt werden kann.

4.2 Rekonstruktion des Zerfallsmodus $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$

4.2.1 Übersicht: Motivation & Vorgehen

Motivation

Der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ war zum Zeitpunkt der Erstellung der Arbeit nicht in den Tau-Rekonstruktions- und -Identifikationsalgorithmen implementiert¹⁰. Die leptonischen Zerfälle des Tau tragen mit $\approx 35\%$ einen großen Anteil an allen möglichen Tau-Zerfällen, zudem liefern sie (zumindest im Falle der Myonen) eine sehr saubere Signatur im Detektor.

Die Berücksichtigung leptonischer Tau-Zerfälle kann zudem zu einer Verbesserung der Genauigkeit des Ergebnisses beitragen (s. Kapitel 5), oder eine Messung mit geringerer integrierter Luminosität oder geringerer Schwerpunktsenergie erst möglich machen[39].

Vorgehen

Das Vorgehen zur Untersuchung, inwiefern sich der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruieren und identifizieren lässt wird in drei Teile gegliedert.

- **Rekonstruktion von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Kandidaten**

Zuerst werden im Rahmen von *PanTau* solche Eflow-Jets gesucht, in denen sich (mindestens) ein Myon befindet. Wie die Suche implementiert wurde, welche Leistung sie erzielt und die dabei auftretenden Probleme werden in diesem Unterabschnitt erläutert.

- **Trennung der Kandidaten gegen Untergrund**

Der Tau-Zerfall in ein Myon wird innerhalb dieser Arbeit von zwei unterschiedlichen Prozessen zu trennen versucht.

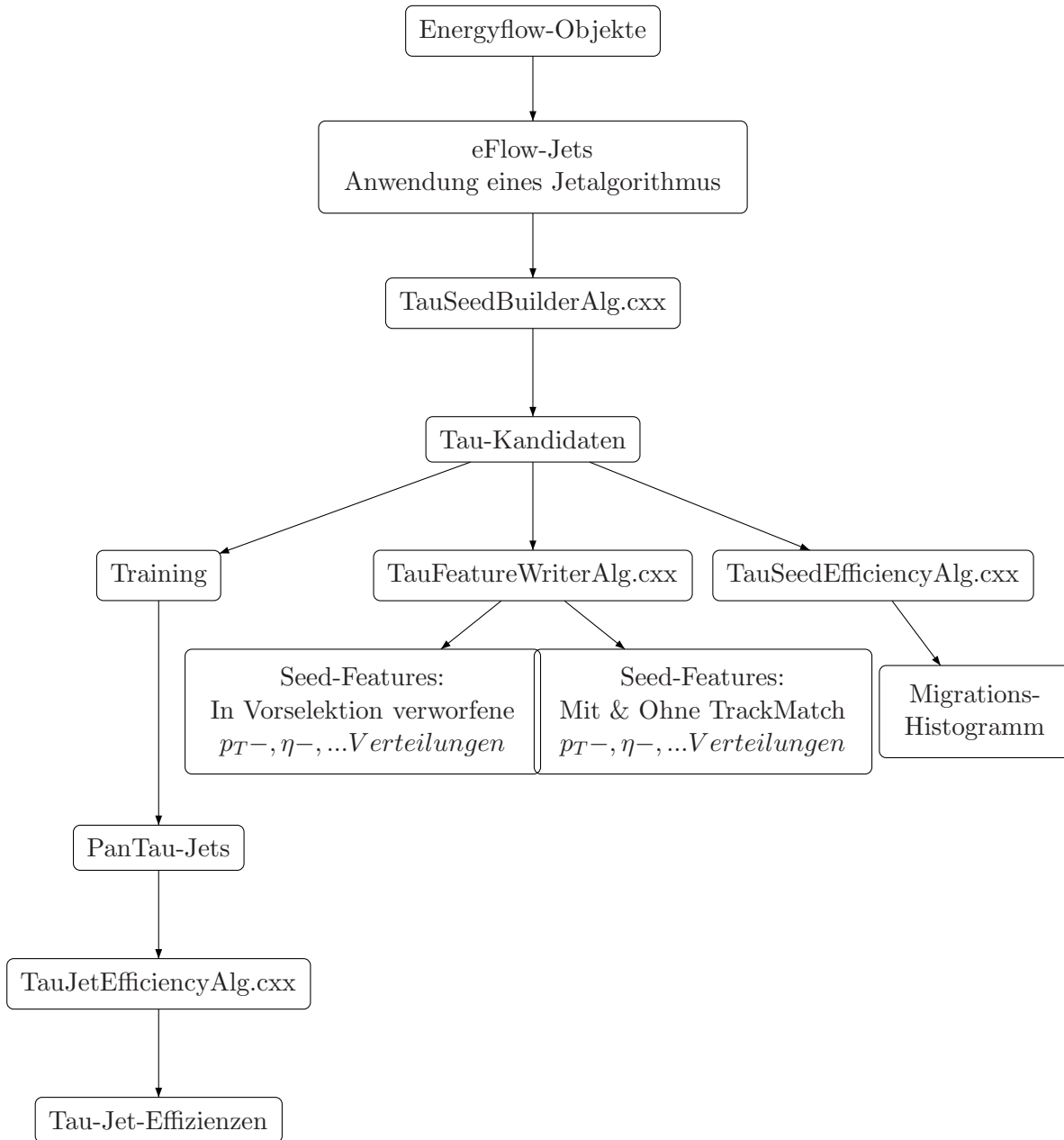
- QCD-Prozesse

Die Trennung von Myonen und QCD-Ereignissen erfolgt über einen einfachen Schnitt in der Variable

$$\text{EtIn010verEtIn04} = \frac{E_T(\Delta R = 0.1)}{E_T(\Delta R = 0.4)},$$

wobei $E_T(\Delta R = x)$ die Energie von Efos innerhalb eines Konus mit Radius x in der $\eta - \phi$ -Ebene bedeutet.

¹⁰Ebenso wird der Zerfall $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ nicht berücksichtigt.

Abbildung 4.3: Diagramm zur Datenverarbeitung in *PanTau*

- Prompte Myonen
Es werden prompte Myonen aus den Zerfällen

$$Z \rightarrow \mu\mu \quad \text{und} \quad W \rightarrow \mu\nu_\mu$$

als *Fakes* für Myonen aus Tau-Zerfällen betrachtet. Der einzige Unterschied zwischen prompten Myonen und 'Tau-Myonen'¹¹ ist der bei letzteren unter Umständen größere Stoßparameter. Die Trennung zwischen den beiden Myonentypen erfolgt durch einen Schnitt auf die Signifikanz des größten, im Eflow-Jet gefundenen Stoßparameters.

- **Performance und Verbesserungsmöglichkeiten**

Abschließend wird die auf diese Art und Weise erreichbare Performance vorgestellt und Nachteile der vorgestellten Methode diskutiert.

Technische Details

In der Studie werden simulierte Ereignisse von 4 verschiedenen Prozessen verwendet. Eine Übersicht hierüber ist Tabelle (4.1) zu sehen.

Prozess	# Ereignisse	Sample
$Z \rightarrow \tau\tau$	586.485	<code>misal1_mc12.005179.ZtautauNoEF.digit.RDO.v12000605_tid004477</code>
$Z \rightarrow \mu\mu$	31.743	<code>misal1_csc11.005145.PythiaZmumu.digit.RDO.v12000601_tid006791</code>
$W \rightarrow \mu\nu_\mu$	34.773	<code>misal1_csc11.005105.PythiaWmunu.digit.RDO.v12003103</code>
J0 (8 – 17 GeV)	914.856	<code>misal1_csc11.005009.J0_pythia_jetjet.digit.RDO.v12003103</code>
J1 (17 – 35 GeV)	645.668	<code>ideal2_mc12.005010.J1_pythia_jetjet.digit.RDO.v13003004</code>
J2 (35 – 70 GeV)	1.509.380	<code>ideal2_mc12.005011.J2_pythia_jetjet.digit.RDO.v13003004</code>
J3 (70 – 140 GeV)	1.064.480	<code>ideal2_mc12.005012.J3_pythia_jetjet.digit.RDO.v13003004</code>

Tabelle 4.1: Verwendete Datensätze. Alle der aufgelisteten Samples wurden mit Pythia generiert. Die Samples J0 bis J1 enthalten Dijet-Events.

Die Analyse wurde in ATHENA rel. 14.5.11 mit dem *PanTau*-Rekonstruktionspaket¹² rev. 304 und dem Analysepaket *PanTau*-PhysicsAnalysis¹³ sowie selbstentwickelten, auf die entsprechende Aufgabe zugeschnittenen Programmen durchgeführt. Die Tags der im Rahmen von *PanTau* verwendeten Softwarepakete sind in [35] zu finden.

4.2.2 Rekonstruktion von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Kandidaten

Matching zwischen rekonstruierten Myonen und Eflow-Objekten

Zielsetzung des *Matchings*¹⁴ ist es, für jedes im Ereignis (in einem Jet) enthaltene Eflow-Objekt zu entscheiden, ob es sich um ein Myon handelt, oder nicht. Der hierfür entwickelte Algorithmus, der im *PanTauSeedBuilderAlg* eingebettet ist, ist wie folgt aufgebaut:

¹¹Myonen aus dem Prozess $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$

¹²Repository: `svn://pi.physik.uni-bonn.de/atlas_bonn/ATHENA/Reconstruction/PanTau`

¹³Repository: `svn://pi.physik.uni-bonn.de/atlas_bonn/ATHENA/PhysicsAnalysis/PanTauAnalysis`

¹⁴Zur Vermeidung umständlicher deutscher Umschreibungen werden zur Beschreibung der Zuweisung von Eflow-Objekten zu Myonen Anglizismen verwandt. *Matching* bezieht sich in diesem Sinne auf die gesamte Prozedur der Zuweisung. *Gematchte Myonen* meinen Myonen, denen ein Eflow-Objekt zugewiesen wurde.

1. Lade die `MuidMuonCollection`, in der sich alle im Ereignis rekonstruierten Myonen befinden.
2. Weiter wird die Sammlung der mit dem ausgewählten Jet-Algorithmus rekonstruierten Eflow-Jets geladen.
3. Iteriere über alle Jets.
 - (a) Iteriere über alle Konstituenten eines Jets.
 - i. Falls es sich um ein Efo mit Spur im inneren Detektor (`InDetTrackParticle`) handelt, speichere die Spur.
 - ii. Iteriere über alle Myonen in der `MuidMuonCollection`.
 - A. Falls das untersuchte Myon schon einem Efo zugewiesen wurde oder für die Rekonstruktion des Myons keine Spur im inneren Detektor verwendet wurde, fahre mit dem nächsten Eintrag der `MuidMuonCollection` fort.
 - B. Speichere den `InDetTrackParticle` des Myons, d.h. die Spur, welche das Myon im inneren Detektor erzeugt hat.
 - C. Vergleiche die Spur, die zur Rekonstruktion des Eflow-Objektes verwendet wurde mit jener Spur, die dem rekonstruierten Myon zugewiesen wurde. Wenn sie übereinstimmen, dann ...
 - ... markiere das Myon, sowie das Efo als “matched”, sodass sie nicht ein zweites Mal für ein Matching verwendet werden.
 - ... erhöhe die Anzahl der im momentan untersuchten Jet gefundenen Myonen um eins.

Um obigen Algorithmus zu testen, wurde er auf verschiedene Datensätze angewendet. Die resultierenden Migrationshistogramme sind in Abbildung (4.4) bis (4.6) zu sehen.

In Abbildung (4.4) ist das Ergebnis des Algorithmus für Zwei-Jet-Ereignisse (J0 bis J3¹⁵) zu sehen. Die geringe Anzahl der als `muon-type` rekonstruierten Jets kann auf die hohe Teilchenmultiplizität in Jets zurückgeführt werden, wodurch sich in den meisten Fällen mehr als ein geladenes Teilchen darin finden lässt. Folge hiervon wiederum ist, dass der Jet nicht als Kandidat für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ eingestuft wird, wofür der Kandidat genau eine geladene Spur aufweisen muss. In den hier verwendeten Datensätzen wird unter ca. tausend Jets einer als Myon rekonstruiert (4553 aus $4,13 \cdot 10^6$).

Abbildung (4.5) zeigt die Migration von Ereignissen aus den Prozessen $Z \rightarrow \mu\mu$ und $W \rightarrow \mu\nu$. Da der zu diesem Zeitpunkt vorgestellte Algorithmus lediglich nach Myonen sucht, ist es verständlich, dass ca. 33% der *Fakes*¹⁶ als `muon-type` rekonstruiert werden. Die Unterscheidung zwischen prompten Myonen und Myonen aus Tau-Leptonen wird weiter unten vorgestellt. Die Migration der *Fakes* in andere Klassen neben der `muon`-Klasse kann dadurch erklärt werden, dass aus ISR oder FSR Prozessen¹⁷ ein Jet rekonstruiert wird, der dann vom `PanTauSeedBuilderAlg`

¹⁵Die Jets in den vier Samples umfassen Transversalimpulse zwischen 8 GeV und 140 GeV

¹⁶Die prompten Myonen werden als *Fakes* eingestuft, da es sich nicht um Myonen aus τ -Leptonen handelt. Prompte Myonen bilden allerdings nicht die Gesamtheit der *Fake*-Spalte, da in den Samples z.B. auch *initial* und *final state radiation* simuliert wurde.

¹⁷ISR: Initial state radiation: Abstrahlung eines Photons oder Gluons im Anfangszustand, z.B. Abstrahlung eines Gluons in $q\bar{q} \rightarrow Z$. FSR: Final state radiation, analog zur ISR, allerdings findet die Abstrahlung des γ bzw. g hier im Endzustand statt.

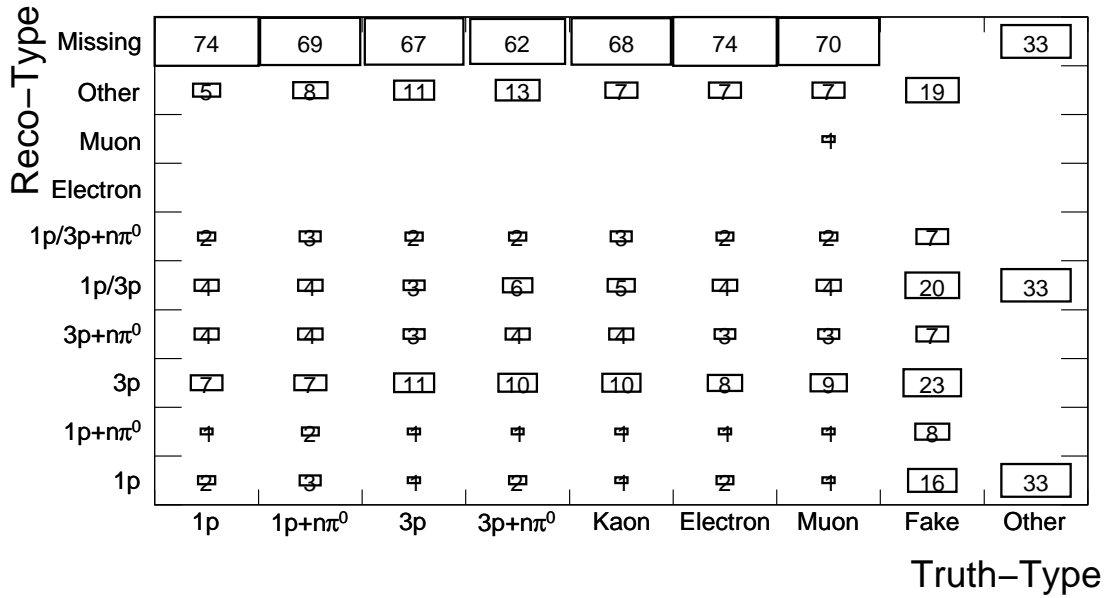


Abbildung 4.4: Migrationshistogramm für Zwei-Jet-Ereignisse. Aufgetragen ist der von PanTau rekonstruierte Zerfallsmodus gegenüber dem wahren Zerfallsmodus (Einträge in Prozent, Zellen ohne Eintrag liegen unterhalb von 0,5%). Jede Spalte ist auf 100% normiert, die Spalte *fake* enthält $4,1 \cdot 10^6$ Ereignisse, alle anderen Spalten zusammen ca. 9000. Der Eintrag bei den als Myonen rekonstruierten *Fakes* ist nicht zu sehen, da er mit 4553 Ereignissen kleiner als 0,5% ist. Weitere Erläuterungen s. Text.

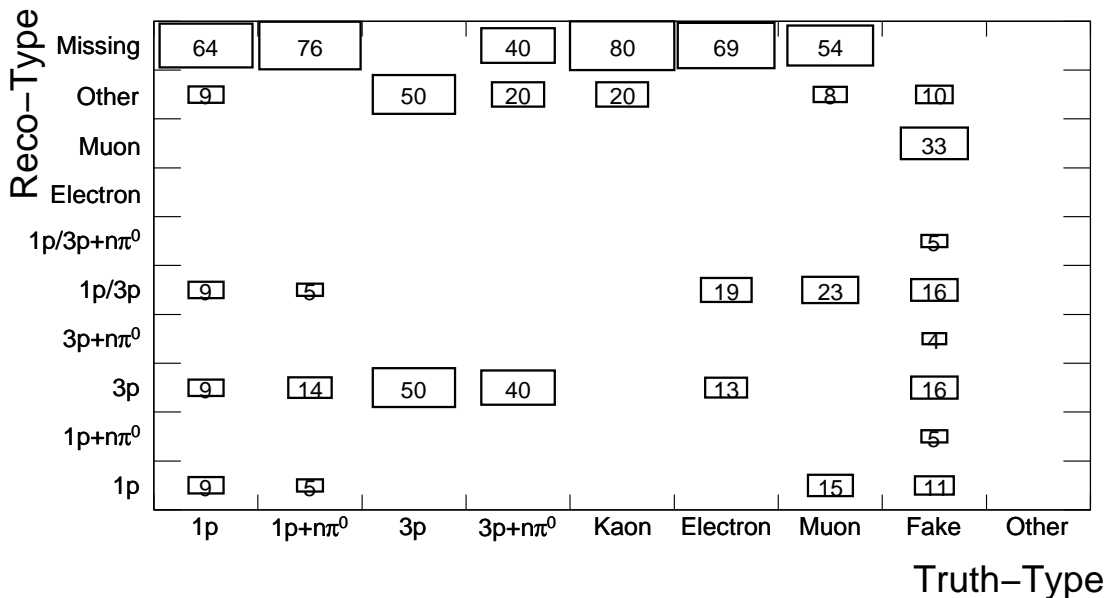


Abbildung 4.5: Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \mu\mu^-$ und $W \rightarrow \mu\nu^-$ -Ereignisse (Angaben in Prozent). Normierung wie in Abbildung (4.4). Die Spalte *fake* beinhaltet $66 \cdot 10^3$ Ereignisse, die anderen Spalten zusammen insgesamt 73. Diskussion s. Text.

Reco-Type	1p	1p+n π^0	3p	3p+n π^0	Kaon	Electron	Muon	Fake	Other
Missing	28	17	12	12	16	35	36		16
Other	0	5	0	0	0	0	0	85	48
Muon							55	0	
Electron									
1p/3p+n π^0	0	6	7	11	0	0		68	
1p/3p	5	6	16	10	7	0	5	79	0
3p+n π^0		0	12	27	0	0		68	15
3p	0	0	48	33	11	0	0	76	20
1p+n π^0	12	39	0	0	22	23		32	
1p	50	23	0	0	33	29	0	48	

Truth-Type

Abbildung 4.6: Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \tau\tau$ -Events. (Angaben in Prozent). Die Spalten sind auf 100% normiert, Ausnahme von dieser Normierung ist die *Fake*-Spalte, ihre Einträge sind auf die jeweilige Zeile normiert. Nähere Analyse im Text.

untersucht und in die entsprechenden Klassen eingeteilt wird. Weiter kann es passieren, dass ein Myon zusammen mit anderen geladenen Teilchen zu einem Jet zusammengefasst wird, sodass der Jet dann aufgrund der Anzahl der geladenen Konstituenten nicht als Myon klassifiziert wird.

Das Migrationshistogramm der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse (Abbildung (4.6)) enthält hinsichtlich des Kanals $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ drei interessante Punkte.

1. **Truth-Type: muon & Reco-Type: muon**

Die Anzahl der wahren $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Prozesse, die auch als solche identifiziert werden ist angenehm groß, gegeben der Tatsache, dass der Algorithmus lediglich nach Myonen in Tau-Kandidaten sucht.

2. **Truth-Type: Fake & Reco-Type: muon**

Der Anteil der fälschlicherweise als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruierten Prozesse ist sehr klein. Dies kann jedoch durch das verwendete Sample erklärt werden; in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Prozessen mit ISR und FSR gibt es wenig Quellen für falsche Myonen.

3. **Truth-Type: Fake & Reco-Type: missing**

Es fällt auf, dass viele $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Prozesse nicht erkannt werden. Auf diesen Umstand soll im Folgenden näher eingegangen werden.

Analyse der Myonen & Einfluss des Jet-Algorithmus

Um den Grund für den großen Anteil der nicht untersuchten Myonen zu bestimmen, werden weitere Eigenschaften der Myonen sowie der Eflow-Jets bestimmt und nach Abschluss des Algorithmus ausgegeben. Tabelle (4.2.2) zeigt das Ergebnis einer genaueren Untersuchung der Myonen.

	ConeSize	
	Abs.	0.4 Rel.
Myonen in Sample	54212	(100%)
Myonen ohne Match	15248	(28.1%)
Myonen mit Match	38964	(71.9%)
Produzierte SeedTypes 'Myon'	27849	(71.5%)

Tabelle 4.2: Performance des Myonen-Matchings bei Verwendung des Cone4-Algorithmus im Sample $Z \rightarrow \tau\tau$. Die relativen Zahlen sind stets auf die letzte Zahl über dem Querstrich normiert.

Im Vergleich mit den absoluten Zahlen des Migrationshistogramms für $Z \rightarrow \tau\tau$ (Anhang A.1) fällt auf, dass die Anzahl der rekonstruierten Myonen im Sample größer ist, als die Anzahl der Myonen aus dem Prozess $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$. Der Umstand kann dadurch erklärt werden, dass Myonen auch in Jets erzeugt werden können, z.B. durch π^\pm -Zerfälle. Die beiden wesentlichen Ergebnisse sind jedoch, dass zum Einen nicht alle Myonen zu einem Eflow-Objekt zugewiesen werden und zum Anderen nicht jedes gematchte Myon¹⁸ einen Tau-Kandidaten des Typs `muon` erzeugt. Die beiden Effekte haben verschiedene Ursachen, zuerst wird die Eigenheit des Algorithmus untersucht, gematchte Myonen ohne Tau-Kandidat zu erzeugen. Hierfür ist die Definition des Tau-Kandidaten Typs `muon` von zentraler Bedeutung. Innerhalb des `PanTauSeedBuilderAlg` ist sie wie folgt implementiert:

```
switch ( nChargedQualifiedComponents ) {
  case 1:
    (...) // Setzen des typePattern fuer Elektronen (
           // provisorisch)

    if ( nMuons > 0 ) {
      typePattern.set( TauSeed::Muon );
      (m_numSeedTypes[ TauSeed::Muon ] )++;
    }

    (...) // Setzen des typePattern fuer Pion

    break;
    (...)
}
}
```

Der Typ `muon` wird demnach genau dann gesetzt, wenn der Jet genau eine qualifizierte geladene Komponente besitzt und mehr als keine Myonen. Dies ergibt viele Möglichkeiten für ein gematchtes Myon, keinen Tau-Kandidaten zu erzeugen:

- **Myonen in Jets ohne qualifizierte geladene Komponenten**

Der Algorithmus zur Zuweisung von Myonen zu Eflow-Objekten unterscheidet nicht zwischen qualifizierten Spuren und unqualifizierten Spuren, sodass es möglich ist, dass Myonen mit unqualifizierter Spur in einem Jet gefunden werden, welcher selbst auch keine qualifizierten Spuren besitzt. In diesem Fall ist zwar `nMuons>0`, allerdings wird nicht `case 1` der `switch-`

¹⁸'Gematchte Myonen': Solche Myonen aus dem verwendeten Myon-Container, deren `InDetTrackParticle` derselbe ist, wie der eines Eflow-Objekts.

Anweisung aufgerufen, da `nChargedQualifiedComponents=0` ist; die gematchten Myonen gehen 'verloren'.

- **Myonen in Jets mit genau einer qualifizierten geladenen Komponente**

Es gibt zwei Möglichkeiten:

- Es kann passieren, dass sich zwei oder mehr gematchte Myonen im selben Jet befinden. Besitzt von den Myonen *genau eines* eine qualifizierte Spur, so wird ein Tau-Kandidat vom Typ `muon` erzeugt, jedoch trugen alle Matches im Jet zu dem Kandidaten bei, sodass bei n Myonen im Jet $n - 1$ Matches nicht zu einem Tau-Kandidaten führen.
- Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass keines der Myonen im Jet eine qualifizierte Spur besitzen, der Jet jedoch genau eine solche aufweist. In diesem Fall gehen bei n im Jet vorhandenen Myonen ebenfalls $n - 1$ der Matches verloren.

- **Myonen in Jets mit mehr als einer qualifizierten geladenen Komponente**

Die häufigste Ursache ist jedoch, dass ein Myon in einem Jet gefunden wird, der insgesamt mehr als eine qualifizierte geladene Komponente besitzt (`nChargedQualifiedComponents>1`). In diesem Fall kann weiter unterschieden werden:

- Der Jet enthält neben den n geladenen Komponenten genau ein Myon, oder...
- ... es befinden sich mehrere Myonen im Jet.

In beiden Fällen gehen alle gematchte Myonen im Jet verloren, die Unterscheidung dient lediglich zur Aufschlüsselung des Hauptbeitrags der 'verlorenen' Myonen.

- Unabhängig von obiger Definition des Typs `muon` kann es passieren, dass der Jet mit Myon-match von der Vorselektion (s. Kapitel 4.1.3) aussortiert wird (z.B. weil er zuviele geladene Konstituenten hat)

In Tabelle (4.3) sind die oben diskutierten Senken für gematchte Myonen für $Z \rightarrow \tau\tau$ aufgelistet.

Die große Anzahl an Myonen in Jets mit mehr als einer geladenen Komponente deutet darauf hin, dass der Konus des verwendeten Jet-Algorithmus zu groß ist, wodurch dem Myon nahe Cluster als dem Jet zugehörig aufgefasst werden. Daher wurde die Größe des Konus von $\Delta R = 0,4$ über $0,2$, $0,1$ hin zu $\Delta R = 0,05$ verringert und das $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample erneut prozessiert. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle (4.4) zu finden.

	ConeSize	
	Abs.	0.4 Rel.
Myonen in Sample	54212	(100%)
Myonen ohne Match	15248	(28.1%)
Myonen mit Match	38964	(71.9%)
Produzierte Kandidaten vom Typ muon	27849	(71.5%)
Myonen mit Match die nicht zu einem Tau-Kandidaten führen	11140	(28.6%)
Von Vorselektion aussortierte Myonen	0	(0%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} = 0$	153	(1.4%)
Qualifizierte, gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} = 1$	7	(0.1%)
Unqualifizierte, gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} = 1$	27	(0.2%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} > 1$	10953	(98.3%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_\mu = 1, n_{\text{qual}} = N$	7903	(72.2%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_\mu = M, n_{\text{qual}} = N$	3050	(27.8%)

Tabelle 4.3: Performance des Myonen-Matchings bei Verwendung des *Cone4*-Algorithmus im Sample $Z \rightarrow \tau\tau$. n_{qual} bezeichnet die Anzahl der qualifizierten Komponenten im Jet, n_μ die Anzahl der Myonen

ConeSize	0.4		0.2		0.1		0.05	
	Abs.	Rel.	Abs.	Rel.	Abs.	Rel.	Abs.	Rel.
Myonen in Sample	54157	(100%)	54157	(100%)	54157	(100%)	54157	(100%)
Myonen ohne Match	15241	(28.1%)	18595	(34.3%)	21197	(39.1%)	23060	(42.6%)
Myonen mit Match	38916	(71.9%)	35562	(65.7%)	32960	(60.9%)	31097	(57.4%)
Produzierte Kandidaten vom Typ <i>muon</i>	27806	(71.5%)	29217	(82.2%)	29610	(89.8%)	29612	(95.2%)
Myonen mit Match die nicht zu einem Tau-Kandidaten führen	11135	(28.6%)	6371	(17.9%)	3369	(10.2%)	1494	(4.8%)
Von Vorselektion aussortiert	0	(0%)	0	(0%)	0	(0%)	0	(0%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} = 0$	154	(1.4%)	138	(2.2%)	139	(4.1%)	134	(9%)
Qualifizierte, gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} = 1$	7	(0.1%)	5	(0.1%)	5	(0.1%)	1	(0.1%)
Unqualifizierte, gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} = 1$	27	(0.2%)	27	(0.4%)	19	(0.6%)	9	(0.6%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_{\text{qual}} > 1$	10947	(98.3%)	6201	(97.3%)	3206	(95.2%)	1350	(90.4%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_{\mu} = 1, n_{\text{qual}} = N$	7905	(72.2%)	4051	(65.3%)	2023	(63.1%)	864	(64%)
Gematchte Myonen in Jets mit $n_{\mu} = M, n_{\text{qual}} = N$	3042	(27.8%)	2150	(34.7%)	1183	(36.9%)	486	(36%)

Tabelle 4.4: Performance des Myonen-Matchings bei Verwendung verschieden großer Konen. Hauptmerkmal bei Verkleinern des Konus ist die Abnahme der Myonen mit Match und die damit verbundene Zunahme der Myonen ohne Match. Trotz kleinerer Anzahl gematchter Myonen steigt die Anzahl der produzierten Tau-Kandidaten des Typs *muon*, was an der Reduktion der 'verlorenen' Myonen in Jets mit mehr als einer qualifizierten geladenen Komponente liegt. Die Zunahme der gematchten Myonen mit $n_{\text{qual}} = 0$ von *Cone2* (138) zu *Cone1* (139) kann dadurch zustande kommen, dass zwei Myonen ohne qualifizierte Spur einen solchen Abstand zueinander haben, dass sie für den *Cone2*-Algorithmus als ein Jet erkannt werden, bei Verwendung des *Cone1*-Algorithmus jedoch aufgelöst werden. Ausführlichere Diskussion der Änderungen der einzelnen Zahlen und Schlussfolgerungen s. Text

Anhand der Tabelle können zwei Entwicklungen festgestellt werden:

- **Zunahme der Zahl Myonen ohne Match & Abnahme der Anzahl der Myonen mit Match**¹⁹

Die Ursache hierfür ist Hauptbestandteil der weiteren Diskussion und wird weiter unten behandelt.

- **Anstieg der Zahl der produzierten Tau-Kandidaten des Typs μnon & Abnahme der Anzahl der 'verlorenen' Myonen**

Aufgrund des kleineren Konus ist die Zahl der Eflow-Objekte pro Jet im Mittel kleiner als bei einem größeren Konus. Dies ist in Abb. (4.7) für $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse zu sehen, in der die Anzahl der geladenen Eflow-Objekte pro Jet für den Cone4- (links) und den Cone05-Algorithmus (rechts) dargestellt ist.

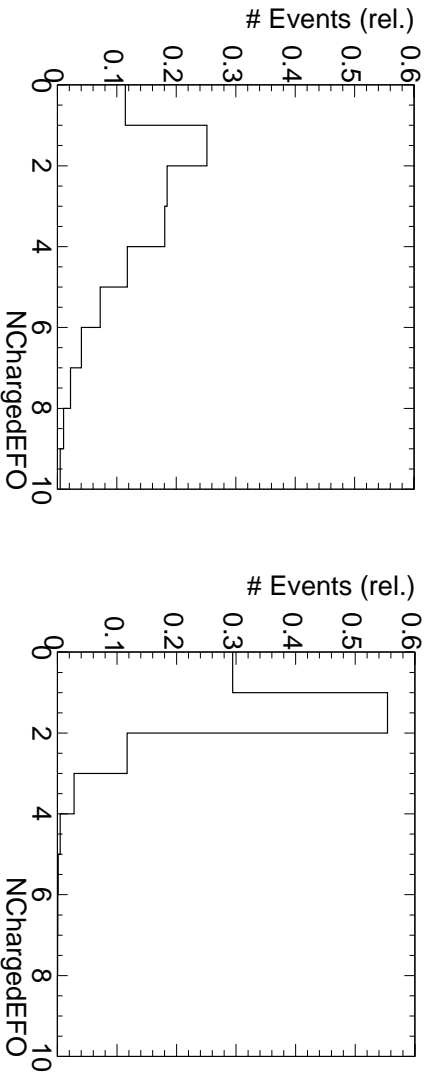


Abbildung 4.7: Vergleich der Anzahl der geladenen Eflow-Objekte pro Tau-Kandidat für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$, links für den Cone4-Algorithmus, rechts für den Cone05-Algorithmus. Der Erwartung entsprechend sind in den schmaleren Jets weniger geladene Objekte, resultierend in weniger 'verlorenen' Myonen.

Demnach sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass sich neben einem Myon noch weitere Objekte im Jet befinden, wodurch es weniger oft vorkommt, dass (z.B.) ein Myon mit qualifizierter Spur zusammen mit anderen geladenen Objekten mit qualifizierter Spur in einem Jet gefunden wird.

Die Abnahme der Anzahl der gematchten Myonen mit Verkleinerung der Konusgröße hängt mit der Konfiguration des Jet-Algorithmus zusammen. Dieser verwendet einen Schnitt auf die Transversalenergie der Konstituenten, der bei 7 GeV liegt. In Abbildung (4.8) ist das Spektrum des Transversalimpulses für Myonen aus $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen ohne Match (links) und mit Match (rechts) gezeigt²⁰.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die meisten Myonen ohne Match unterhalb von 7 GeV liegen. Die Anzahl der Myonen ohne Match überhalb von 7 GeV besteht ca. zur Hälfte aus Myonen ohne Spur im inneren Detektor, sodass diese innerhalb des implementierten Algorithmus nicht gematcht werden konnten. Die Verteilung der Myonen, die die Voraussetzungen für ein Match erfüllen,

¹⁹Die Änderung wird stets von großen Konen ausgehend zu kleinen hin betrachtet.

²⁰Das Matching erfolgte mit Eflow-Jets nach Anwendung des Cone2-Algorithmus

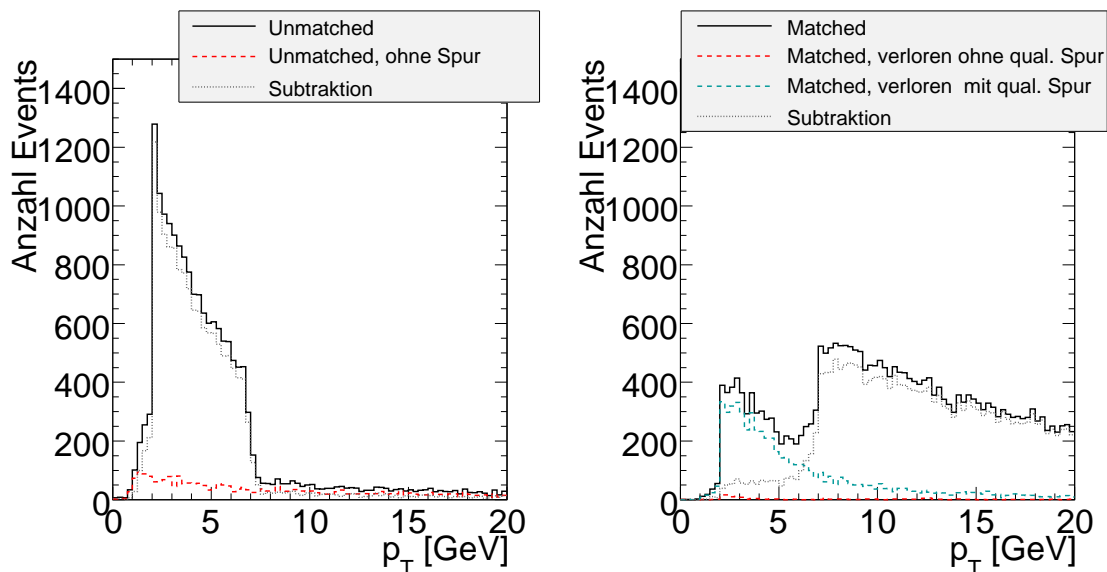


Abbildung 4.8: Transversalimpulsspektrum der Myonen ohne (links) bzw. mit Match (rechts). In beiden Verteilungen ist der Schnitt auf die Eflow-Jetenergie bei 7 GeV zu sehen.

zu denen jedoch kein Eflow-Objekt gefunden wurde, ist als grau gestrichelte Linie ('Subtraktion') in Abbildung (4.8) links zu sehen. 85,4% dieser Myonen liegen unterhalb von 7 GeV. Myonen ohne Match mit $p_T > 7$ GeV könnten solche Myonen sein, die im Energy-Flow-Algorithmus kein Eflow-Objekt erzeugten.

Im rechten Teil der Abbildung (4.8) sind die Myonen mit Match als Funktion ihres Transversalimpulses aufgetragen. Die reine Verteilung zeigt neben einem Einbruch bei ≈ 7 GeV auch eine kleine Anhäufung von Ereignissen mit $p_T < 7$ GeV. Diese Ereignisse gehören zum Großteil zu gematchten Myonen, die kein Seed erzeugten (grün, bzw. rot gestrichelte Linie). Die verbleibenden Myonen mit $p_T < 7$ GeV waren vermutlich durch weitere neutrale Objekte im Jet in der Lage, ein Tau-Kandidaten zu erzeugen. Abbildung 4.9 zeigt wiederum die p_T -Spektren von Myonen ohne (links) bzw. mit (rechts) Match, jedoch nach Applikation des Cone05-Algorithmus. Es ist zu erkennen, dass es in diesem Fall sehr viel weniger gematchte Myonen mit $p_T < 7$ GeV gibt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei einem kleineren Konus die Wahrscheinlichkeit für weitere neutrale Objekte im Konus geringer ist als bei einem größeren Konus.

Zusammenfassung

Innerhalb von *PanTau* wurde ein Algorithmus implementiert, der die Spuren der Konstituenten eines Jets und Spuren der rekonstruierten Myonen des Ereignisses untersucht. Wird eine Spur gefunden, aus der sowohl ein Myon, als auch ein geladenes Eflow-Objekt erzeugt wurde, so wird das Eflow-Objekt als Myon interpretiert.

Um jedoch in wirklichen Physikszenerarien zuverlässige Ergebnisse zu liefern, muss bei den erzeugten Kandidaten entschieden werden, ob es sich wirklich um ein Myon aus dem Zerfall $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ handelt, oder ob es sich um ein promptes Myon aus (z.B.) $Z \rightarrow \mu\mu$ handelt. Die Diskriminierung der Kandidaten gegen ähnliche Prozesse wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

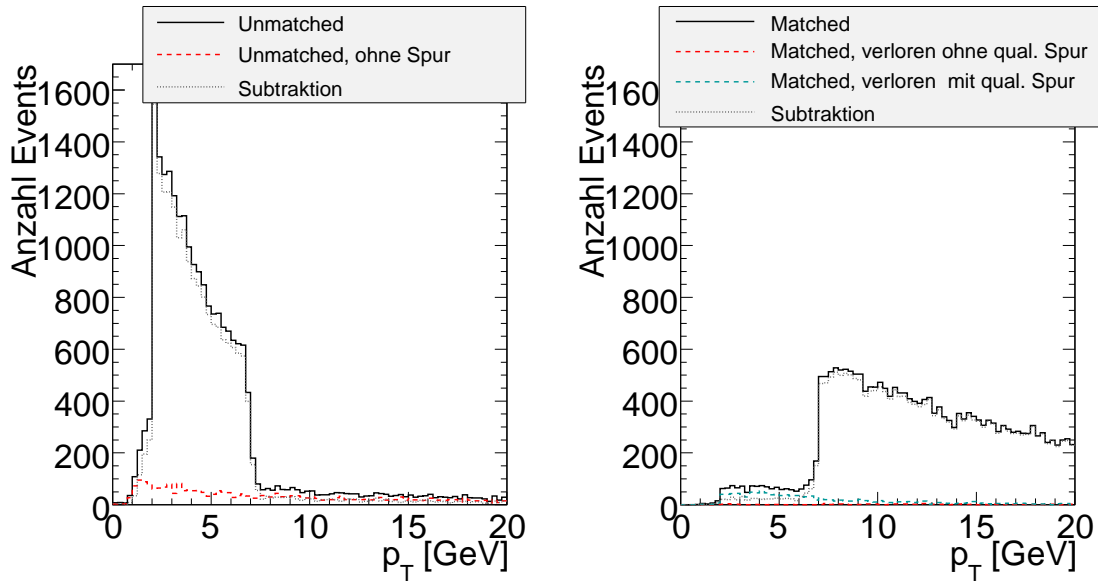


Abbildung 4.9: Transversalimpulsspektrum der Myonen ohne (links) bzw. mit Match (rechts). Im Vergleich zu Abbildung (4.8) ist hier das resultierende Spektrum nach Anwendung des *Cone05*-Algorithmus dargestellt. Gemäß des kleineren Konus ist die Anzahl der gematchten Muonen mit $p_T < 7$ GeV kleiner, da die Wahrscheinlichkeit, weitere neutrale Objekte im Jet zu finden geringer ist.

4.2.3 Trennung der Kandidaten gegen Untergrund

Isolation der Myonen

Idealerweise sind Myonen aus dem Prozess

$$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$$

im Detektor sehr gut isoliert, d.h. dass in ihrer näheren Umgebung keine weiteren Spuren oder Cluster erwartet werden. Myonen aus anderen Prozessen hingegen, z.B. aus

$$B \rightarrow \mu\nu_\mu,$$

sind schlechter isoliert, da die *B*-Mesonen in Jets entstehen und die bei ihrem Zerfall entstehenden Myonen sehr wahrscheinlich in der Nähe von anderen Teilchen detektiert werden.

Innerhalb von *PanTau* werden auf der Basis von Eflow-Objekten verschiedene Isolationsvariablen definiert. Die im Folgende verwendete Größe,

$$\text{EtIn010verEtIn04} = \frac{\sum_{\text{efo}} E_T(\Delta R = 0, 1)}{\sum_{\text{efo}} E_T(\Delta R = 0, 4)}$$

ist das Verhältnis der Summe der Transversalenergien der Eflow-Objekte im Radius von $\Delta R = 0, 1$ um die Jetachse und der Summe der Transversalenergien in Eflow-Objekten in einem Radius von $\Delta R = 0, 4$ um die Jetachse herum. Es wird tatsächlich die gemessene Energie der Objekte selbst zur Berechnung der Variablen verwendet. Liegt z.B. ein Eflow-Objekt am Rande des $\Delta R = 0, 4$ -Konus, und einige Cluster, die dem Efo zugewiesen wurden außerhalb des Konus, so werden diese Cluster

mit in die Energieberechnung einbezogen, da das aus ihnen erzeugte Teilchen innerhalb des Konus liegt. Anhand obiger Definition wird erwartet, dass die Variable für perfekt isolierte Teilchen genau eins ist, da sich in diesem Fall nur ein Eflow-Objekt im 0,4-Konus befindet. Für ein schlecht isoliertes Teilchen hingegen, welches im 0,1-Konus liegt, jedoch von 2 weiteren Teilchen im 0,4-Konus begleitet wird (angenommen sie haben alle dieselbe Energie E), beträgt die Isolation nach der oben angegebenen Definition nur $E/3E = 1/3$.

Die Verteilung der oben beschriebenen Größe ist in Abbildung (4.10) für verschiedene Prozesse aufgetragen.

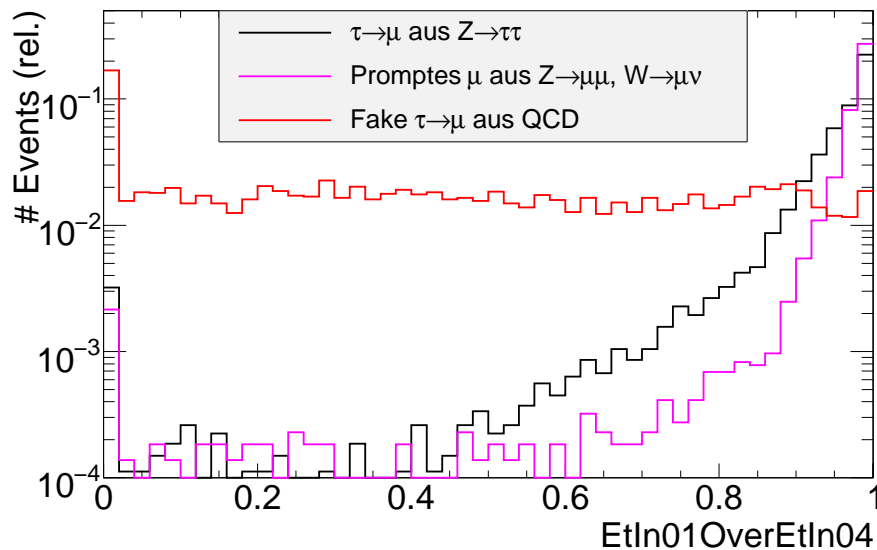


Abbildung 4.10:
Isolation der als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruierten Tau-Kandidaten. Wie im Text kurz motiviert ist die Isolation für Myonen aus Tau-Zerfällen besser als für Myonen in Jets.

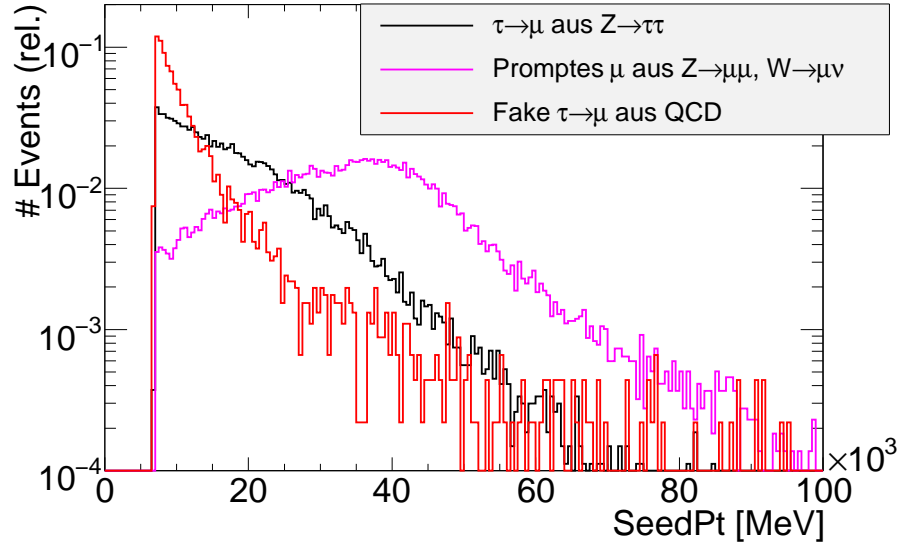
Dabei wurde bereits eine Vorselektion auf den vier darin verwendeten Samples getroffen:

- $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample
Es sind nur solche Tau-Kandidaten zu sehen, deren wahrer Zerfallsmodus $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ ist.
- $Z \rightarrow \mu\mu$ -, $W \rightarrow \mu\nu$ -, QCD-Samples
In diesen Samples handelt es sich um Tau-Kandidaten, die zwar als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruiert wurden, in Wahrheit jedoch *Fakes* sind.

Es fällt auf, dass die Verteilungen für Myonen aus Taus aus Z -Zerfällen und Myonen aus W -respektive Z -Zerfällen nicht übereinstimmen. Die Erklärung hierfür liegt in den kleineren Transversalimpulsen der Myonen aus Tau-Zerfällen. Angenommen, die Z -Bosonen zerfallen in Ruhe, so werden Myonen bzw. Taus mit einer Energie erzeugt, die der halben Masse des Z -Bosons entspricht (die p_T -Verteilungen von Myonen und Taus hingegen sind nicht exakt gleich aufgrund der unterschiedlichen Masse). Somit besitzen Myonen aus $Z \rightarrow \mu\mu$ (Taus aus $Z \rightarrow \tau\tau$) unter Vernachlässigung ihrer Masse einen Transversalimpuls von ≈ 45 GeV. Da Myonen aus dem Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ nur durch leptonenischen Zerfall der Taus produziert werden können, und letztere eine Energie von 45 GeV besitzen, ist erkenntlich, dass diese Myonen im Mittel einen kleineren Transversalimpuls aufweisen als 'prompte' Myonen aus $Z \rightarrow \mu\mu$. Eine analoge Argumentation gilt für Myonen aus $W \rightarrow \mu\nu_\mu$.

Die Verteilung der Transversalimpulse ist in Abbildung (4.11) zu sehen.

Abbildung 4.11:
Spektrum der Transversalimpulse der verwendeten Samples. Myonen aus Tau-Zerfällen in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen sind weicher als direkte Myonen aus Eichbosonen, da ihnen aufgrund des primären Zerfalls in Taus nur einen Teil der Energie des Eichbosons zur Verfügung steht.



Aus der Behandlung der Myonen innerhalb des Energyflow-Algorithmus wird eine Abhängigkeit der Isolationsvariable vom Transversalimpuls erwartet. Myonen waren zum Zeitpunkt der Studie innerhalb von *eFlowRec* nicht explizit implementiert, sie wurden daher entweder als Pionen oder Elektronen eingestuft. In der Situation eines einzelnen wahren Myons, mit gegebenem Impuls p_μ und Energiedeposition E_μ , geht der Algorithmus wie folgt vor:

- Es liegt ein Match zwischen Spur und Cluster vor:
Aus Spur und Cluster wird ein geladenes Eflow-Objekt mit Energie E_μ erzeugt.
- Es wird kein zur Spur gehöriger Cluster gefunden:
In diesem Fall werden zwei Eflow-Objekte erzeugt: Ein geladenes mit Energie p_μ , sowie ein neutrales mit Energie E_μ .

Der letzte Fall erklärt die schlechtere Isolation von weichen Myonen:

- Gegeben seien zwei Jets. Jeder der beiden Jets habe exakt dieselbe Zusammensetzung bis auf den Unterschied, dass im ersten Jet ein Myon mit einem großem Transversalimpuls vorhanden sei, im zweiten hingegen ein Myon mit kleinem Transversalimpuls. In beiden Fällen finde *eFlowRec* keinen Cluster zur Spur des Myons, weiter liege die Spur des Myons noch innerhalb des 0,1-Konus, der Schwerpunkt des Clusters gerade außerhalb des 0,1-Konus.
- Im ersten Jet wird der Beitrag zum Zähler der Isolationsvariable

$$\frac{E_{T \text{ in } 0,1}}{E_{T \text{ in } 0,4}} = \frac{\sum_{\text{efo}} E_T(\Delta R = 0, 1)}{\sum_{\text{efo}} E_T(\Delta R = 0, 4)}$$

durch den hohen Transversalimpuls des Myons größer sein als im zweiten Jet, resultierend in einer besseren Isolation.

In Abbildung (4.12) ist wiederum die Isolationsvariable aufgetragen, in diesem Fall jedoch mit einem Schnitt auf den Transversalimpuls von $20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV}$.

Abbildung 4.12:
Isolation der als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruierten Tau-Kandidaten mit $20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV}$. Der Unterschied zwischen den verschiedenen Quellen für Myonen ist wie im Text motiviert geringer.

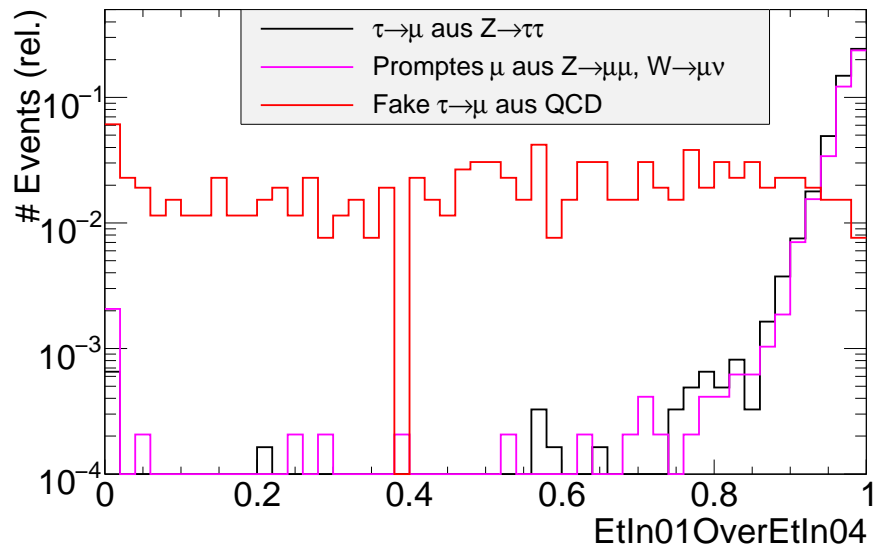
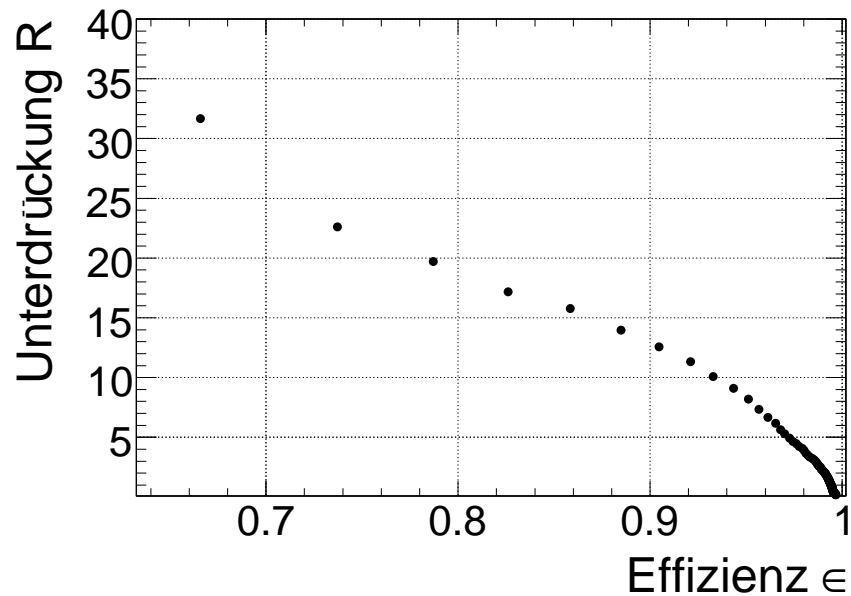


Abbildung 4.13:
Verhalten der Effizienz und Unterdrückung von QCD-Ereignissen mit Variation des Schnittes auf Verteilung der Isolationsvariablen aus Abbildung (4.10).



Schnitt in Isolation	Signal-effizienz	Untergrund-effizienz	Unterdrückung
0.80	0.98	0.20	3.89
0.90	0.96	0.12	7.34
<i>0.95</i>	<i>0.90</i>	<i>0.074</i>	<i>12.6</i>
0.99	0.67	0.031	31.7

Tabelle 4.5: Effizienzen und Unterdrückung von QCD-Ereignissen bei verschiedenen Schnitten in der Isolationsvariablen. Der für die weitere Analyse ausgewählte Schnitt ist kursiv hervorgehoben.

Ein Vergleich der Verteilungen von $Z \rightarrow \tau\tau$ - und QCD-Ereignissen legt nahe, letztere durch einen harten Schnitt auf die Isolation zu unterdrücken. Abbildung (4.13) zeigt, mit welcher Effizienz und Unterdrückung Schnitte möglich sind. Der hier gewählte Schnitt für die weitere Analyse liegt bei

$$\text{EtIn010verEtIn04} > 0,95.$$

Die Effizienzen für Signal (ϵ_s) und Untergrund (ϵ_{bg}), sowie die Unterdrückung

$$\mathfrak{R} = \frac{1 - \epsilon_{\text{bg}}}{\epsilon_{\text{bg}}}$$

sind für den gewählten Schnitt (kursiv) und alternative Schnitte in Tabelle (4.5) aufgelistet.

Alternativ zu einem Schnitt auf die Isolation wurde versucht, QCD-Ereignisse durch Schnitte auf die Zusammensetzung der Eflow-Jets zu unterdrücken. Die beiden hierfür verwendeten Größen sind

- 'NEF0': Anzahl der Eflow-Objekte im Eflow-Jet
- 'NChargedEF0': Anzahl der geladenen (qualifizierte und unqualifizierte) Eflow-Objekte im Eflow-Jet

Die zugehörigen Verteilungen sind in Abbildung (4.14) zu sehen.

Durch die Forderung `NEF0==1` und `NChargedEF0==1` kann der QCD-Untergrund bis auf 49 Ereignisse reduziert werden, allerdings bedingt eine solche Unterdrückung eine mäßige Signaleffizienz von lediglich 37%.²¹ Es sei hervorgehoben, dass die oben erwähnten Schnitte (`NEF0==1` und `NChargedEF0==1`) auf die Anzahl der Objekte im Jet einem Schnitt auf die Isolation von $\text{EtIn010verEtIn04} = 1$ entsprechen (s. Definition der Variablen). Eine Gegenüberstellung der einzelnen Schnitte und Effizienzen sind in Tabelle (4.6) zu sehen.

Abschließend sei erwähnt, dass weder der Schnitt auf die Isolation, noch die Schnitte auf die Anzahl der Objekte im Eflow-Jet der physikalischen Situation ordentlich gerecht werden. Ausgehend von ihrer Definition sollte die Isolation stets den Wert eins haben, da eine Isolation kleiner als eins auf weitere *Objekte*²² schließen läßt, die in $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ nicht erwartet werden. Zugunsten der Effizienz wird der Schnitt auf einen Wert kleiner als eins gesetzt.

Weiter ist die Isolationsvariable für Myonen nicht ordentlich definiert, da Myonen als minimal ionisierende Teilchen auf dem *gesamten* Weg durch das Kalorimeter eine Energie von ungefähr 3 GeV deponieren.

²¹'Mäßig' unter Berücksichtigung der Tatsache, dass noch kein Schnitt zur Unterdrückung des Untergrundes aus prompten Myonen appliziert wurde.

²²Andere, Zellenbasierte Isolationsvariablen würden lediglich auf Rauschen oder weite Ausläufer anderer Cluster hindeuten.

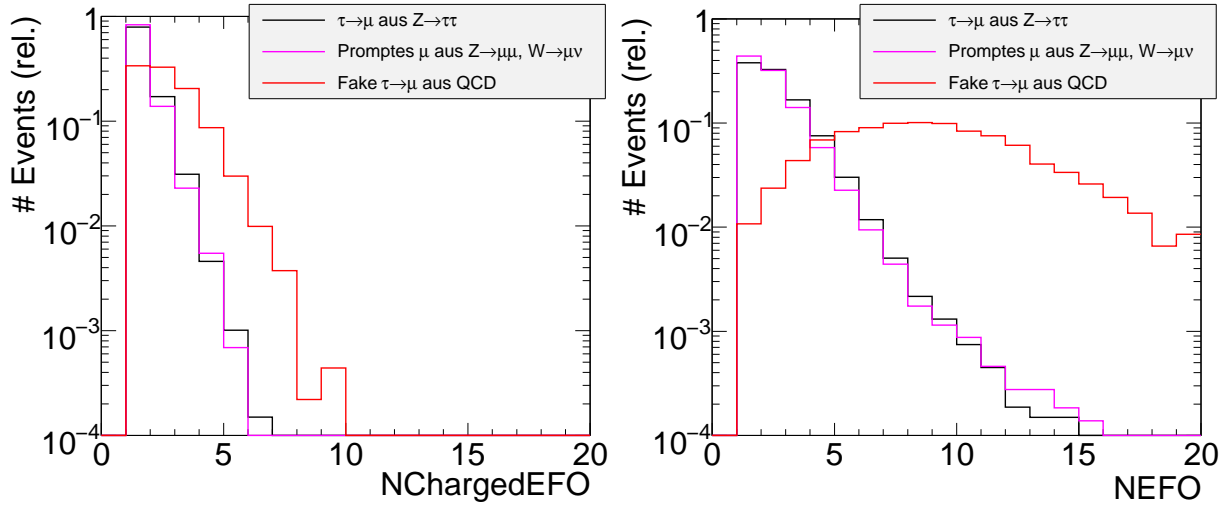


Abbildung 4.14: Anzahl der geladenen (links) bzw. Anzahl aller Eflow-Objekte (rechts) pro Tau-Kandidat für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$. Alternativ zu einem Schnitt auf die oben diskutierte Isolationsvariable können diese Variablen zur Trennung verwendet werden. Sie bieten eine stärkere Unterdrückung auf Kosten der Signaleffizienz.

Selektion	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow \mu\nu_\mu, Z \rightarrow \mu\mu$	QCD-Sample
Wahre Myonen aus Taus, bzw. alle <i>Fakes</i>	48745	66516	4.134.390
	1	1	1
Als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Kandidat rekonstruiert	26789	21783	4553
	0.55	0.33	0.001
Isolation > 0,95	23008	20908	263
	0.47	0.31	$64 \cdot 10^{-6}$
NChargedEFO = 1	21201	18128	1533
	0.43	0.27	$37 \cdot 10^{-3}$
NChargedEFO = 1, sowie NEFO = 1	10150	9599	49
	0.21	0.14	$12 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.6: Vergleich der die Schnitte passierenden Ereignisse und Effizienzen für die verwendeten Samples und die im Text diskutierten Schnitte. Die zweite Zeile der Einträge ist jeweils auf die Gesamtzahl der Ereignisse in der ersten Zeile normiert.

Stoßparameter

Dieser Unterabschnitt widmet sich der Trennung der Myonen aus Tau-Zerfällen von 'prompten' Myonen aus Z und W Zerfällen. Das einzige Merkmal, das Myonen aus diesen beiden Quellen unterscheidet, ist der Stoßparameter. Aufgrund der Lebensdauer des Taus von $\tau_\tau = 0.29 \cdot 10^{-12}$ s beträgt die Zerfallslänge $c\tau_\tau = 87,1 \cdot 10^{-6}$ m.

Die Güte der Klassifizierung eines Myons als 'promptes' Myon oder Myon aus einem Tau-Zerfall ist direkt verknüpft mit der Auflösung des Stoßparameters. Um sie zu bestimmen, werden Myonen aus dem Prozess $Z \rightarrow \mu\mu$ verwandt, da hier der erwartete Stoßparameter $IP(\mu_{\text{prompt}}) = 0$ mm beträgt. In Abbildung (4.15) ist die Verteilung des transversalen Stoßparameters von Myonen zu sehen, links für $Z \rightarrow \tau\tau$ -, rechts für $Z \rightarrow \mu\mu$ -Events.

Die Breite dieser Verteilung kann als Auflösungsvermögen interpretiert werden, aus dem Fit ergibt sich ein Wert von

$$\sigma(IP) = (17,5 \pm 0,14)\text{mm}$$

Weitere Eigenschaften des Fits sind in Tabelle (4.7) aufgelistet.

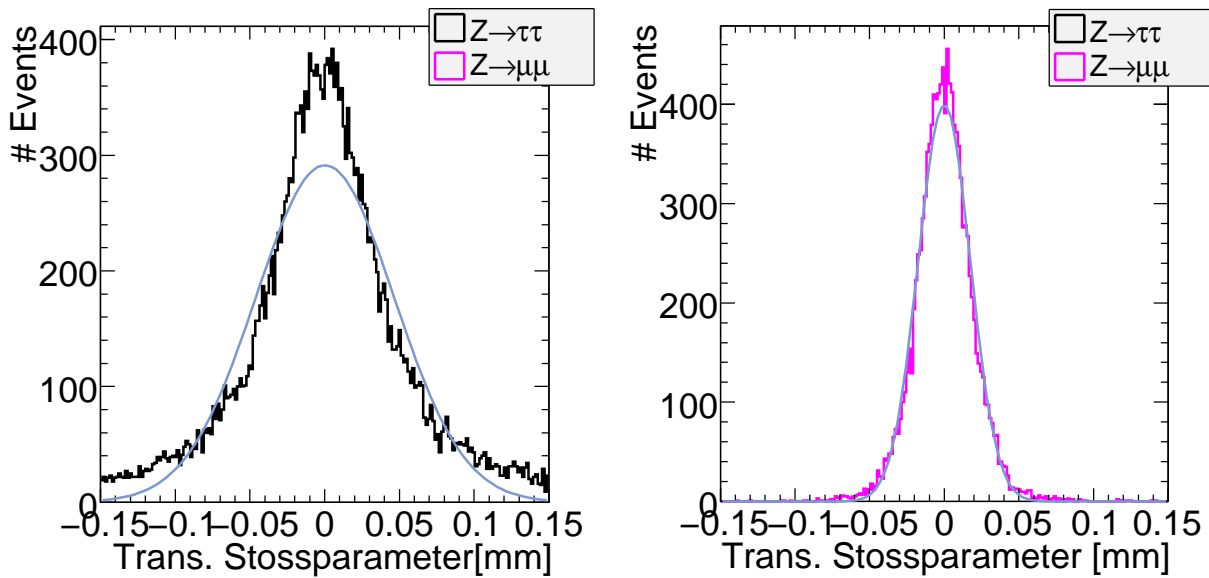
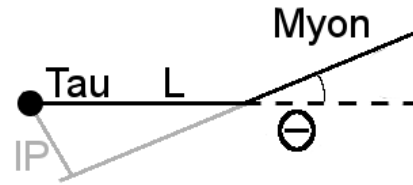


Abbildung 4.15: Verteilung des transversalen Stoßparameters in $Z \rightarrow \tau\tau$ - (links) und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen (rechts). Im linken Teil der Abbildung ist zu sehen, dass weite Ausläufer im Vergleich zu einer Gaußverteilung existieren. Im rechten Teil hingegen sind die Unterschiede zwischen Verteilung und Gaußfit sehr gering. Ursache hierfür ist, dass die Myonen am Primärvertex erzeugt werden (der Stoßparameter null beträgt) und die Verteilung auflösungsbedingt verbreitert ist.

	Wert	Fehler	Rel. Fehler
Höhe	532	6.56	1,23%
Position	$-16 \cdot 10^{-3}$ mm	$162 \cdot 10^{-3}$ mm	976%
Breite	17,5 mm	0,14 mm	0,817%

Tabelle 4.7: Fitergebnisse des Gaußfits in Abbildung (4.15)

Abbildung 4.16: Vereinfachte Skizze des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$. Nachdem das τ die Strecke L zurückgelegt hat, zerfällt das neben einem ν_τ erzeugte virtuelle W -Boson (beide nicht eingezeichnet) in ein Myon und ein Myonneutrino (letzteres wurde ebenfalls unterdrückt). Der Winkel zwischen der ursprünglichen Flugrichtung des Taus und der Richtung des Myons wird mit θ bezeichnet.



Der Stoßparameter des Myons wird durch den Transversalimpuls des Taus in zweierlei Hinsicht beeinflusst.

- **Zerfallslänge des Tau-Leptons**

Die vom τ vor seinem Zerfall im Laborsystem zurückgelegte Strecke beträgt

$$L_\tau = \gamma\beta c\tau_\tau$$

wächst demnach linear mit der Energie des Tau-Leptons an. Entsprechend wird bei hochenergetischen Taus ein größerer Stoßparameter der beim Zerfall entstehenden Myonen erwarten.

- **Winkel des Myons**

In Abbildung (4.16) ist der Zerfall des Taus in ein Myon skizziert. Der Stoßparameter (in Abb. (4.16) mit IP gekennzeichnet) ist demnach gegeben durch

$$IP = L \cdot \sin(\theta)$$

Im Ruhesystem des Taus ist die Richtung des emittierten Myons isotrop über alle Raumrichtungen verteilt. Im Laborsystem hingegen ist das Tau geboostet, und das Myon wird bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert. Der kinematisch maximal mögliche Winkel θ wird mit wachsender Energie des Tau-Leptons kleiner, sodass der Stoßparameter im Mittel sinken sollte.

Abbildung (4.17) zeigt transversalen Stoßparameter und Signifikanz des Stoßparameters für drei verschiedene Intervalle des Transversalimpulses.

Die leichte Verschiebung des Stoßparameters zu größeren Werten bei kleinerem Transversalimpuls deutet darauf hin, dass die Kollimierung der Zerfallsprodukte des Taus eine stärkere Abhängigkeit besitzt als das Anwachsen der Zerfallslänge, zumindest in der hier betrachteten Größenordnung. Die Invarianz der Signifikanz des Stoßparameters unter Variation des Transversalimpulses lässt zusammen mit obiger Beobachtung darauf schließen, dass der individuelle Fehler eines Stoßparameters mit dem gemessenen Stoßparameter anwächst.

In Abbildung (4.18) ist die Auswirkung des Schnittes auf die Isolationsvariable dargestellt. Der Großteil der nach dem Schnitt verbleibenden QCD-Ereignisse befindet sich bei kleinen Signifikanzen, sodass ein moderater Schnitt diese Ereignisse weiter unterdrückt.

Abbildung (4.19) zeigt die Verteilung der Signifikanz des Stoßparameters nach dem Schnitt auf die Anzahl der geladenen Objekte und die Gesamtzahl der Objekte im Jet des Tau-Kandidaten.

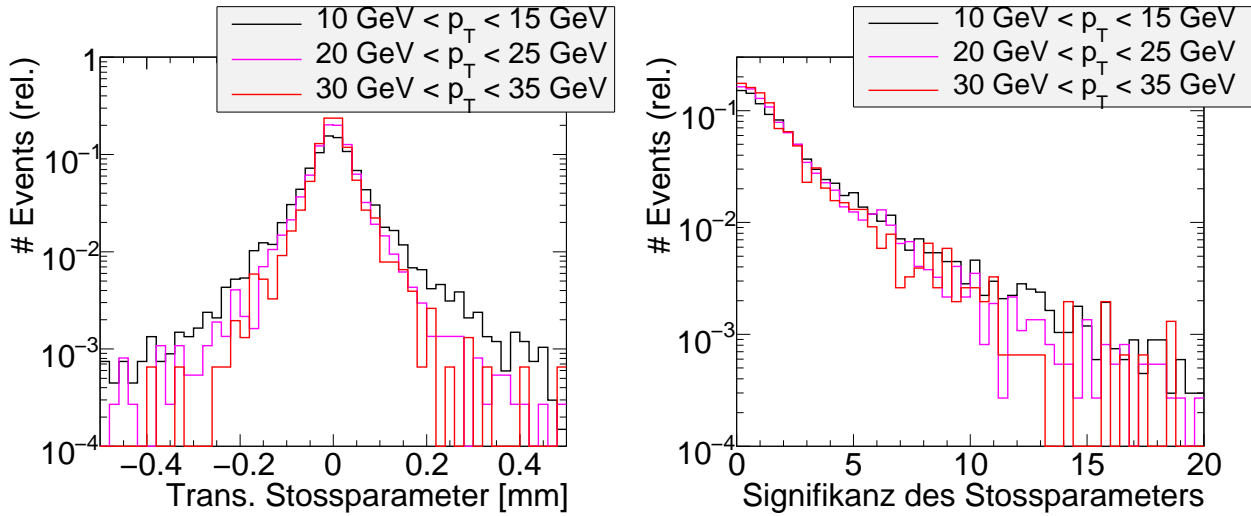


Abbildung 4.17: Transversaler Stoßparameter und Signifikanz des Stoßparameters für verschiedene Transverallimpulse des Tau-Kandidaten in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Events. Es ist zu erkennen, dass der Stoßparameter für kleinere Impulse zu größeren Werten tendiert, die Signifikanz hingegen jedoch nahezu invariant ist. Weitere Erklärungen s. Text.

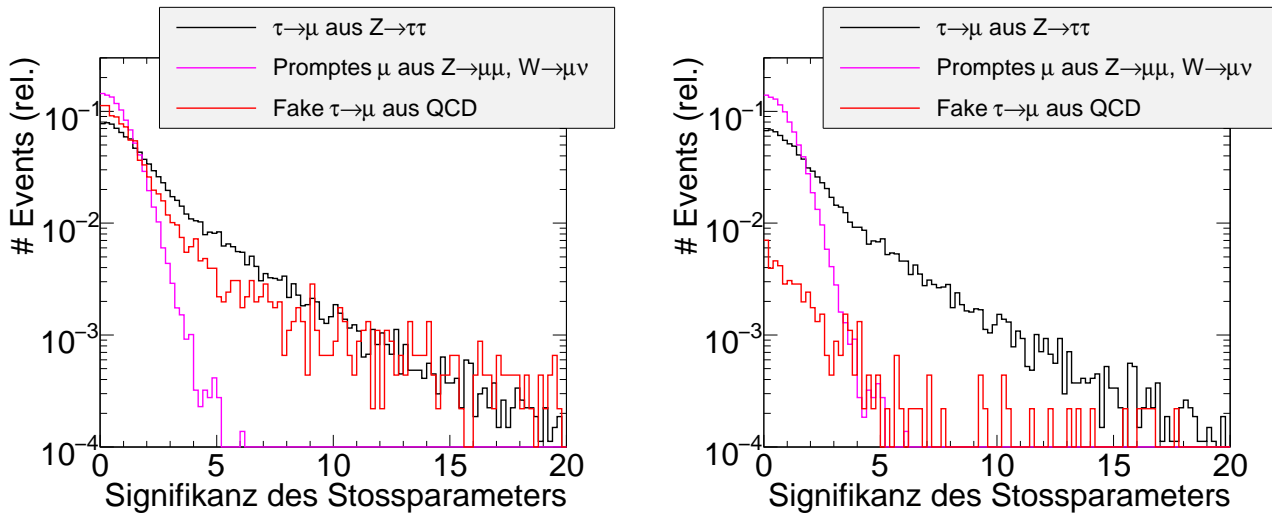


Abbildung 4.18: Signifikanz des Stoßparameters vor (links) und nach (rechts) Schnitt auf die Isolationsvariable.

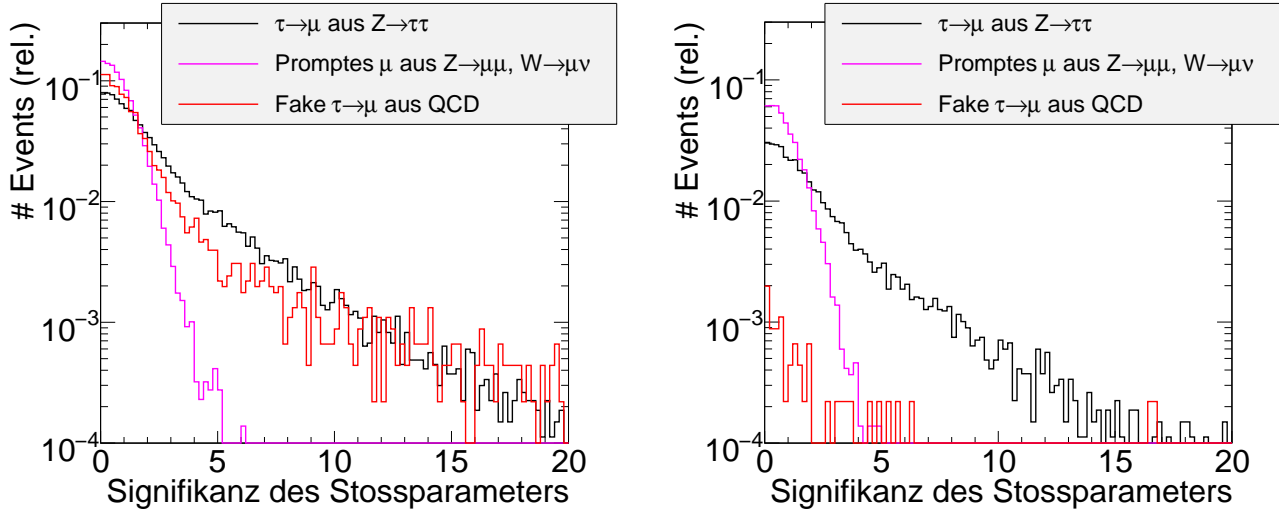


Abbildung 4.19: Signifikanz des Stoßparameters vor (links) und nach (rechts) Schnitt auf Gesamtzahl NEFO und Zahl der geladenen Eflow-Objekte NChargedEFO.

Im Vergleich zur resultierenden Verteilung nach dem Schnitt auf die Isolation fällt auf, dass QCD-Ereignisse hier noch stärker unterdrückt sind, auf Kosten des Signals, wie es in Tabelle (4.6) schon angedeutet wurde.

4.2.4 Ergebnis

Performance in ausgewählten Umgebungen

Um die Performance des Algorithmus zu bestimmen, wird der Schnitt auf die Signifikanz des Stoßparameters (in Abb. (4.18) rechts) bei fixiertem Isolationsschnitt variiert. Für jeden Schnitt wird die Anzahl der verbleibenden Ereignisse für Signal ($\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Kandidaten aus $Z \rightarrow \tau\tau$) und Untergrund (entweder QCD oder Kandidaten für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ aus $Z \rightarrow \mu\mu$, $W \rightarrow \mu\nu_\mu$) berechnet, woraus Signal- und Untergrundeffizienz (ϵ_{Sig} und ϵ_{Bg}) sowie Unterdrückung resultieren. Sie werden bestimmt gemäß:

$$\epsilon_{\text{Sig}} = \frac{\# \text{ wahre } \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau \text{ Zerfälle, rekonstruiert als } \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau}{\# \text{ wahre } \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau \text{ Zerfälle}} \quad (4.1)$$

$$\epsilon_{\text{Bg}}^\mu = \frac{\# \text{ als } \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau \text{ rekonstruiert}}{\# \text{ Myonen}} \quad (4.2)$$

$$\mathfrak{R}^\mu = \frac{1 - \epsilon_{\text{Bg}}^\mu}{\epsilon_{\text{Bg}}^\mu} \quad (4.3)$$

$$\epsilon_{\text{Bg}}^{\text{QCD}} = \frac{\# \text{ Als } \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau \text{ rekonstruiert}}{\# \text{ Jets}} \quad (4.4)$$

$$\mathfrak{R}^{\text{QCD}} = \frac{1 - \epsilon_{\text{Bg}}^{\text{QCD}}}{\epsilon_{\text{Bg}}^{\text{QCD}}} \quad (4.5)$$

(a) $Z \rightarrow \tau\tau$			
$Z \rightarrow \tau\tau$			
	# wahre $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Zerfälle		48745
# wahre $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Zerfälle, rekonstruiert als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$		26789 (55%)	
	Nach Isolationsschnitt		23008 (47%)
(b) $Z \rightarrow \mu\mu$ und $W \rightarrow \mu\nu_\mu$		(c) QCD	
$Z \rightarrow \mu\mu, W \rightarrow \mu\nu_\mu$		QCD	
	# Myonen		30209
# als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruiert		21783 (72%)	
	Nach Isolationsschnitt		20908 (69%)
	# Jets		4134391
# als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruiert		4573 (0,1 %)	
	Nach Isolationsschnitt		265 ($6 \cdot 10^{-3}\%$)

Tabelle 4.8: Anzahl der rekonstruierten $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Ereignisse und prompten Myonen bzw. Jets in den verwendeten Samples zur Bestimmung der Signal- und Untergrundeﬃzienzen.

Die Unterdrückung wird für prompte Myonen und Jets getrennt berechnet. Im Falle der Myonen werden die $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow \mu\mu$ und $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ Samples verwendet, für die Jets das $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample zusammen mit den Dijet-Samples. In Tabelle (4.8) sind die Zahlen der rekonstruierten $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Kandidaten vor und nach dem Schnitt auf die Isolation für Signal-, Myon- und QCD-Ereignisse aufgelistet. Die entsprechenden Zahlen bei variierendem Schnitt auf die Signifikanz des Stoßparameters sind im Anhang A.2 zu finden.

Um den Fehler der Eﬃzienzen und damit den Fehler der Unterdrückung zu bestimmen, wird angenommen, dass die Selektion der Ereignisse als Bernoulli-Experiment aufgefasst werden kann:

$$\bar{N}_{\text{Signal}} = p \cdot N_0 \quad \bar{N}_{\text{Untergrund}} = (1 - p) \cdot N_0$$

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis als Signal eingestuft wird, wird durch

$$\hat{p} = \frac{N_{\text{Signal}}}{N_0}$$

abgeschätzt und entspricht der Gesamteﬃzienz von Signal bzw. Untergrund. Der Fehler auf p resultiert aus Gaußscher Fehlerfortpflanzung und dem Binomialfehler auf die erwartete Anzahl an Signalereignissen:

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{\Delta N_{\text{Signal}}}{N_0} \\ &= \frac{\sqrt{N_0 \cdot p \cdot (1 - p)}}{N_0} = \sqrt{\frac{p \cdot (1 - p)}{N_0^2}} \\ \Delta \mathfrak{R} &= \Delta \left(\frac{1}{\epsilon} - 1 \right) \\ &= \frac{1}{\epsilon^2} \Delta \epsilon \end{aligned}$$

In Abbildung (4.20) und (4.21) ist die Performance bzgl. der Diskriminierung zwischen 'prompten' und nicht-'prompten' Myonen bzw. Jets dargestellt. Im linken Teil ist die Abhängigkeit zwischen Unterdrückung und Eﬃzienz bei Verwendung der Isolationsvariable zu sehen, der rechte Teil

zeigt die zugrunde liegende Verteilung der Signifikanz des Stoßparameters. Die in den Plots verwendete Effizienz ist das Produkt der Effizienzen aus dem Schnitt auf die Isolation, auf die Signifikanz des Stoßparameters *und* dem Anteil der wahren $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Prozesse, die auch als solche rekonstruiert wurden. Der letzte Faktor verringert die erreichte Effizienz um einen Faktor 2 (s. Abbildung (4.6)) und ist bedingt durch die Konusgröße des Jetalgorithmus, sowie den Schnitt auf die Mindestenergie der Jets. Eine von diesen beiden Größen unabhängige Performance ist in Abbildung (4.22) gezeigt und basiert (im Falle der Unterdrückung von prompten Myonen) lediglich auf dem Schnitt in der Signifikanz des Stoßparameters.

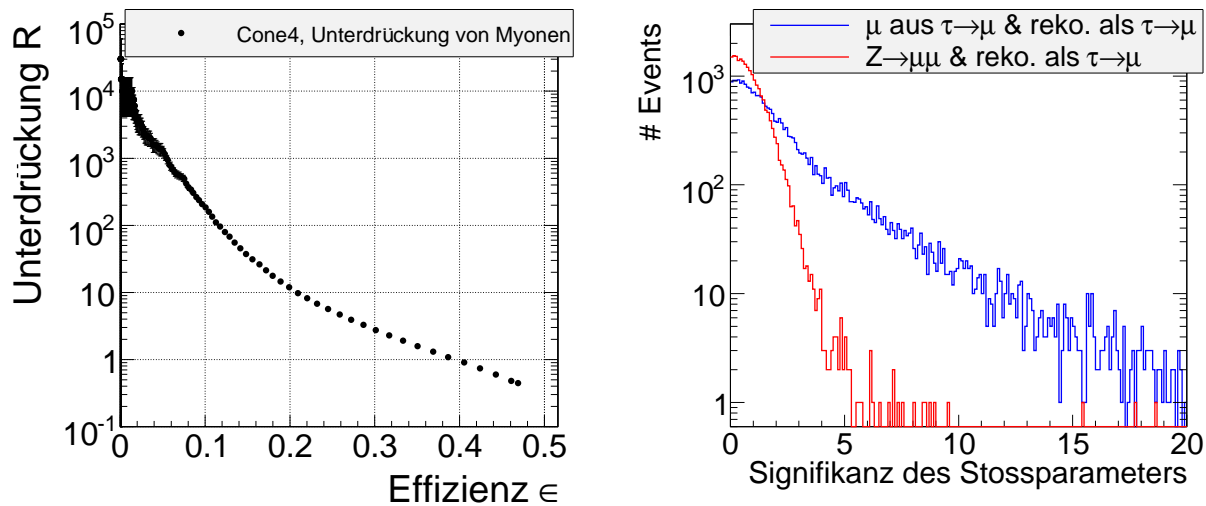


Abbildung 4.20: Unterdrückung gegen Effizienz für eine Mischung aus $Z \rightarrow \tau\tau$ -, $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ -Ereignissen unter Verwendung des Cone4-Algorithmus. Der im linken Teil der Abbildung gezeigte Graph entsteht durch sukzessives Anheben des Schnittes auf die Signifikanz des Stoßparameters im rechten Teil der Abbildung.

Verbesserungsmöglichkeiten

Das im letzten Abschnitt gezeigte Ergebnis bietet zwei wesentliche Verbesserungsansätze. In der momentanen Implementierung wird der Algorithmus der physikalischen Situation nicht gerecht. Der Zerfall

$$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$$

erzeugt lediglich eine Spur im inneren Detektor und Hits in den Myonenkammern. Die hier produzierten Myonen sind aufgrund der zusätzlichen Neutrinos deutlich niederenergetischer als das Mutterteilchen. In dem zum Zeitpunkt der Erstellung der Arbeit existierenden Algorithmus jedoch basiert die Suche nach solchen Myonen auf Cone4-Jets, die eine Mindestenergie von 7 GeV besitzen, und deren Konstituenten durch den eFlow-Rec-Algorithmus rekonstruiert wurden²³.

Ein Schritt zu einer physikalischeren Lösung wäre die Entkopplung des Matchings von *PanTau* und eine direkte Verwendung von Myonen, ohne die bereits rekonstruierten Myonen in Eflow-Jets wieder zu entdecken. Diese Verbesserung sollte das Problem der 'verlorenen' Myonen beheben, die

²³In der verwendeten eFlow-Rec-Version wurden Myonen nicht explizit gehandhabt, sie wurden als Elektronen oder Pionen interpretiert

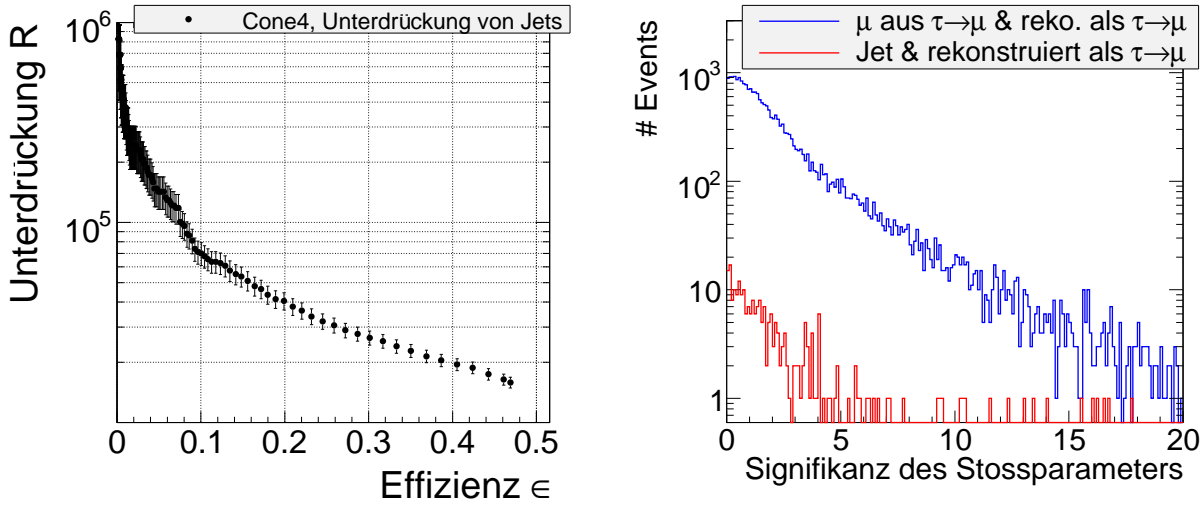


Abbildung 4.21: Unterdrückung gegen Effizienz für eine Mischung aus $Z \rightarrow \tau\tau$ und QCD-Ereignissen unter Verwendung des Cone4-Algorithmus.

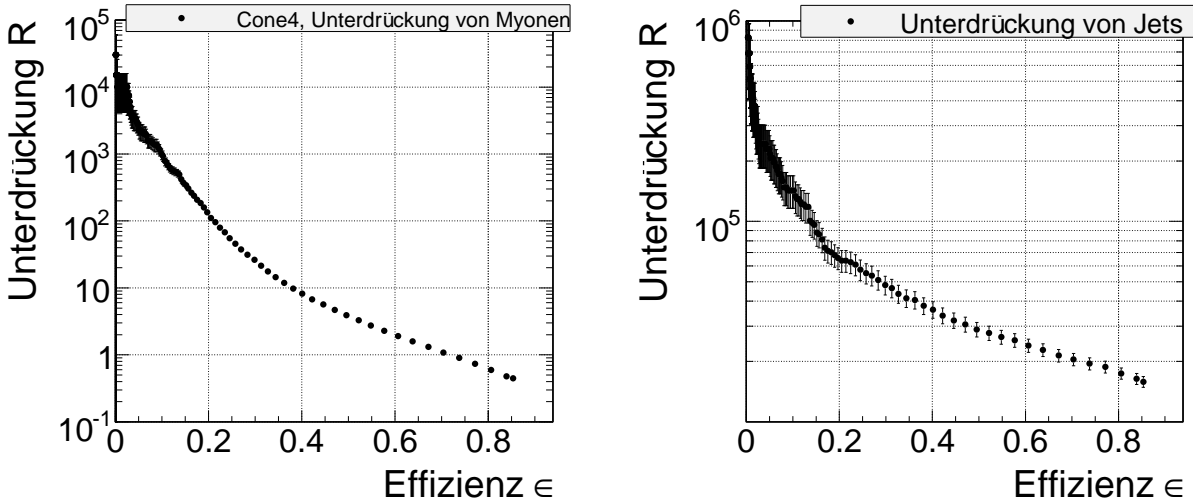


Abbildung 4.22: Performance des Schnittes auf die Signifikanz des Stoßparameters. Im Vergleich zu Abbildung (4.20) ist dieser Plot unabhängig von dem in *PanTau* verwendeten Jet-Algorithmus, da hier nur die als $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ rekonstruierten $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Prozesse zur Bestimmung der Effizienz verwendet wurden.

sich in Jets mit weiteren geladenen Eflow-Objekten befanden.

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung liegt in der Abhängigkeit der Performance von der Auflösung des Stoßparameters.

Es wurde untersucht, wie sich Effizienz und Unterdrückung unter einer simulierten Variation der Auflösung des Stoßparameters ändern. Hierzu wurde die Verteilung des transversalen Stoßparameters für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse und für $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ -Ereignisse gefittet. Im ersten Fall wurde als Fitfunktion eine Summe aus einer Gaußverteilung (um Auflösungseffekten gerecht zu werden) und einer abklingenden e -Funktion (die die endliche Lebensdauer des Taus berücksichtigt) angenommen, für die prompten Myonen hingegen nur eine Gaußverteilung. Es wird zuerst die Verteilung der prompten Myonen gefittet, der hier erhaltene Wert für die Breite der Gauß'schen Verteilung wird dann als fixierter Parameter im Fit der Myonen aus Taus verwendet:

$$f_{\text{prompt } \mu}(x, A, \sigma_\mu) = A \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_\mu^2}\right) \quad (4.6)$$

$$f_{\mu \text{ aus } \tau}(x, B, C, S_\tau) = B \cdot \exp\left(-\frac{x}{2\sigma_\mu^2}\right) + C \cdot \exp(-S_\tau \cdot x) \quad (4.7)$$

Die Position der Gaußverteilungen wurde auf 0 mm festgelegt, zum Einen weil dies der erwartete Wert ist, zum Anderen weil der Fit zur Bestimmung der Auflösung des Stoßparameters einen Zentralwert lieferte, der mit 0 mm verträglich war. Der Fit der Verteilung ist in Abbildung (4.23) zu sehen, die Fitparameter sind in Tabelle (4.9) aufgelistet.

(a) Fit der prompten Myonen			(b) Fit der Myonen aus $Z \rightarrow \tau\tau$		
Parameter	Wert	Fehler	Parameter	Wert	Fehler
A	513.5	5.9	B	149.7	9.6
σ_μ	19.95 μm	0.14 μm	C	263.3	8.9
			S_τ	19.6	0.33

Tabelle 4.9: Parameter der Fits an Myonen aus $Z \rightarrow \mu\mu$, $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$.

Um eine bessere bzw. schlechtere Auflösung des Stoßparameters zu simulieren, werden nun mehrere Kopien von Gl. (4.6) und (4.7) erstellt, wobei für jede Kopie ein anderer Wert für σ_μ fixiert wurde. Zwei solcher Verteilungen sind in Abbildung (4.24) zu sehen. Diese Funktionen werden nun als Wahrscheinlichkeitsverteilungen aufgefasst und es werden jeweils N_k Ereignisse aus ihnen gezogen, wobei N_k die Anzahl an Ereignissen ist, die in der ursprünglichen Verteilung des transversalen Stoßparameters vorlag. Der Übergang von Wahrscheinlichkeitsverteilung zur tatsächlich erhaltenen, diskreten Verteilung ist in Abbildung (4.25) beispielhaft dargestellt.

In Abb. (4.25) wurde aus einer weiteren Wahrscheinlichkeitsverteilung gezogen, zusätzlich neben den oben beschriebenen Verteilungen. Dabei handelt es sich um eine konstante Verteilung auf dem Intervall $[0; 1]$, aus der jeweils $10^{-3} \cdot N_k$ Ereignisse gezogen wurden, um die vereinzelt Einträge bei großen Stoßparametern zu simulieren, welche durch die Gaußverteilung alleine nicht korrekt modelliert wurden.

Einem letzten Schritt werden aus den auf diese Weise erhaltenen Verteilungen für den transversalen Stoßparameter Effizienz und Unterdrückung berechnet, wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben,

Abbildung 4.23: Fit einer Summe von Gaußverteilung und abfallender e-Funktion an Myonen aus Tau-Zerfällen und Fit einer Gaußverteilung an prompte Myonen. Die Kurven im Bereich kleiner Stoßparameter werden gut beschrieben. Für große Stoßparameter ergeben sich durch die vereinzelt Ereignisse Abweichungen vom Fit.

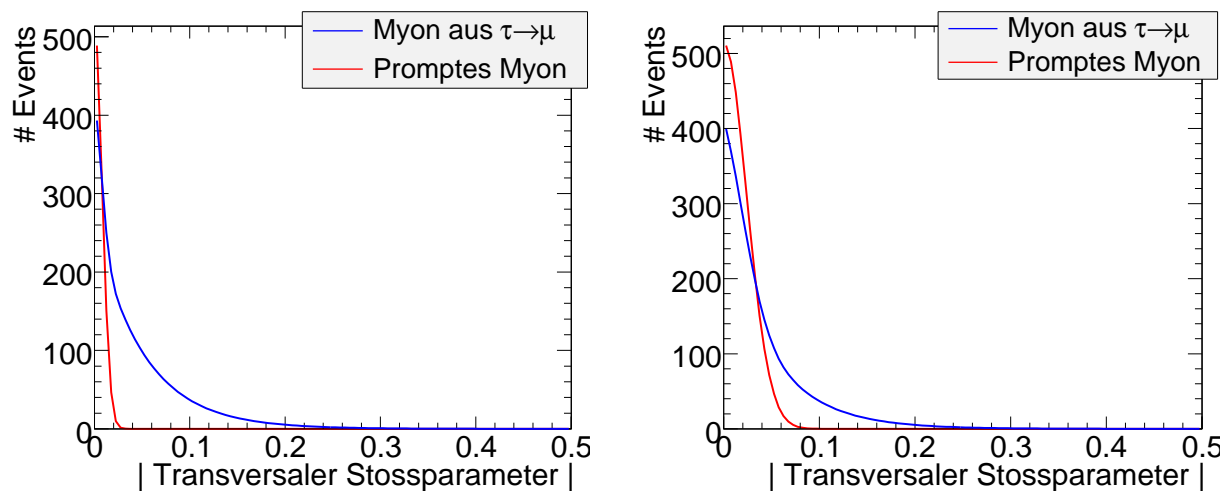
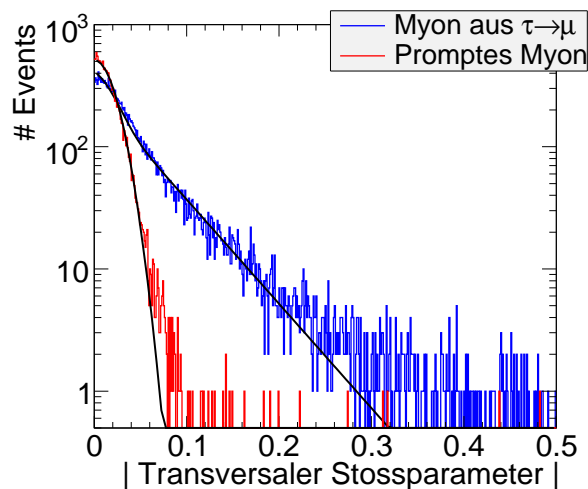


Abbildung 4.24: Wahrscheinlichkeitsverteilungen für simulierte Auflösungen von $0.43\sigma_\mu$ (links) und $1,3\sigma_\mu$ (rechts)

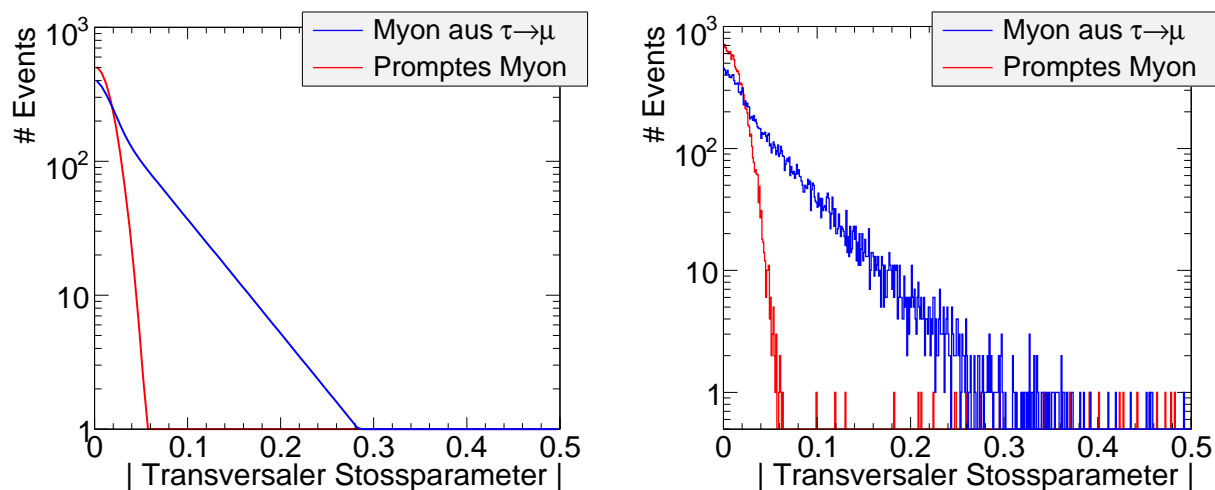


Abbildung 4.25: Resultierendes Spektrum des Betrages des transversalen Stoßparameters (rechts) mit zu Grunde liegender Wahrscheinlichkeitsverteilung (links).

s. Abbildung (4.26). Das Plateau, das mit besserer Auflösung immer ausgeprägter wird und teilweise Stufen aufzeigt, resultiert aus dem Zusammenspiel zwischen der Gauß'schen und konstanten Verteilung im Falle der prompten Myonen. Da die Verteilung der Myonen aus Taus nur wenig von der simulierten Auflösung abhängt, wird der gesamte Gaußbeitrag (mit besser werdender Auflösung) bei immer höheren Signaleffizienzen unterdrückt, sodass zur Berechnung der Untergrundeffizienz lediglich die vereinzelt Ereignisse aus der konstanten Verteilung zur Verfügung stehen, die für die diskreten Sprünge in der Unterdrückung verantwortlich sind.

Um schließlich die Abhängigkeit von Unterdrückung und Effizienz von der Stoßparameterauflösung zu erhalten, wird zum Einen die Unterdrückung bei festgehaltener Effizienz, zum Anderen die Effizienz bei festgehaltener Unterdrückung gegen die Breite der Gaußverteilung σ_μ aufgetragen. Die beiden Graphen sind in Abb. (4.27) zu sehen.

Die einzelnen Wahrscheinlichkeitsverteilungen und die daraus generierten Verteilungen sind in Anhang A.3 zu finden.

Sowohl Unterdrückung als auch Effizienz zeigen eine überproportionale Abhängigkeit von der Auflösung, aufgrund des exponentiellen Verhaltens der beiden Verteilungen für prompte Myonen und Myonen aus τ -Zerfällen.

4.3 Zusammenfassung

Es wurde versucht, den Zerfall

$$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$$

zu identifizieren. Dafür werden die Spuren der rekonstruierten Myonen des Events mit den Spuren der geladenen Eflow-Objekte verglichen. Handelt es sich um ein und dieselbe Spur, so wird angenommen, dass es sich bei dem zugewiesenen efo um ein Myon handelt. Die so rekonstruierten Myonen werden über ein Isolationskriterium von QCD-Ereignissen getrennt, die Trennung gegen prompte Myonen erfolgt über einen Schnitt in der Signifikanz des Stoßparameters.

Die Rekonstruktion der Myonen wird durch die Verwendung eines Jetalgorithmus erschwert, dass es

Abbildung 4.26: Vergleich der Unterdrückung gegen Effizienz Kurven für verschiedene simulierte Auflösungen. Erläuterungen s. Text.

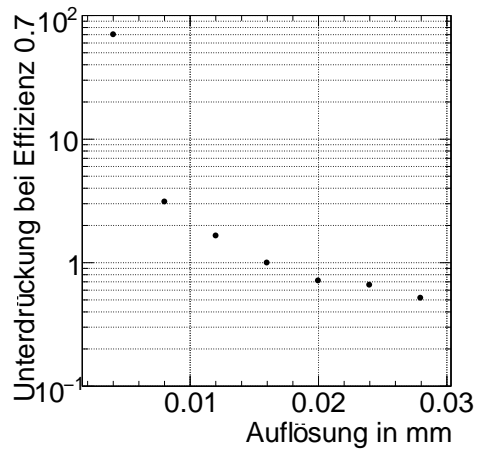
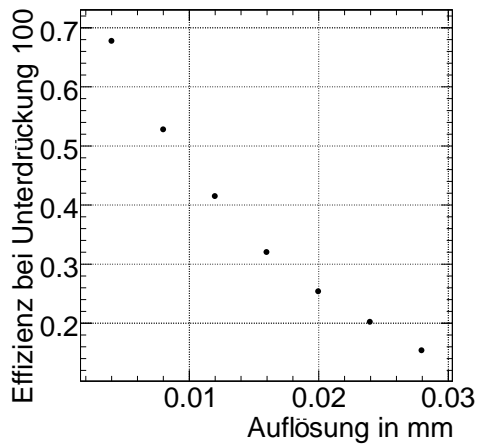
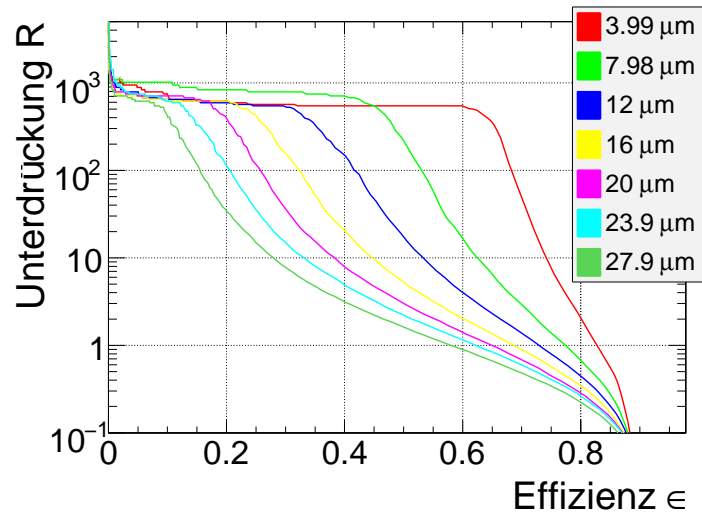


Abbildung 4.27: Verhalten der Unterdrückung (links) und Effizienz (rechts) bei variabler Auflösung und fixierter Effizienz bzw. Unterdrückung.

trotzdem gelingt, Myonen aus Tauzerfällen von prompten Myonen zu trennen, ist vielversprechend. Die Effizienz der Methode hängt essentiell vom erreichbaren Auflösungsvermögen des Stoßparameters ab.

Im Rahmen der Studie ist die Identifikation von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ mit einer Effizienz von 40%²⁴ möglich, bei einer Unterdrückung prompter Myonen von 10 (entsprechend 90%-iger Sicherheit).

²⁴Der Einfluss des Jetalgorithmus ist hierbei vernachlässigt. Wird er mit einbezogen, so halbiert sich die Effizienz aufgrund der in Jets verlorenen Myonen, wie im Text dargelegt.

Kapitel 5

Analyse der nicht-hadronischen Zerfallskanäle des Prozesses

$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ im SU3-Szenario

In diesem Kapitel wird die von Carolin Zendler durchgeführte Analyse [31] des Prozesses

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$$

auf leptonisch zerfallende τ -Leptonen erweitert. Die Erweiterung beinhaltet demnach die Zerfallskaskade

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell \ell' \nu_\ell \nu_{\ell'} \nu_\tau \nu_\tau$$

als rein-leptonischen Kanal und die Zerfallskette

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell \tau_{\text{had}} \nu_\ell \nu_\tau \nu_\tau$$

(wobei τ_{had} für die Zerfallsprodukte eines hadronisch zerfallenden τ bedeutet) als semi-leptonischen Kanal.

Ziel der Analyse ist es, den Endpunkt der Verteilung der invarianten Masse des Ditau-Systems zu bestimmen, der die Massen der supersymmetrischen Teilchen $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\tau}_1$ und $\tilde{\chi}_1^0$ in Verbindung setzt [31, S. 31]:

$$m_{\tau\tau}^{\text{max}} = \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}_1}^2)(m_{\tilde{\tau}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\tau}_1}}}$$

Es werden dieselben mit ATLFast rekonstruierten Datensätze für Signal und Untergrund benutzt wie in der oben erwähnten Analyse für den rein hadronischen Kanal, ebenso bedient sich diese Analyse des in [31] beschriebenen Vorgehens zur Extraktion des Endpunktes.

5.1 Untergründe und Selektion des Signals

Aufgrund der Tatsache, dass der untersuchte Prozess einen deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt aufweist als andere Reaktionen, die jedoch im Detektor eine ähnliche Signatur hinterlassen wie der untersuchte Signalprozess, ist es notwendig bestimmte Ereignisse des gesamten Datensatzes zu selektieren. Diese Selektion erfolgt im Rahmen der hier vorgestellten Analyse schnittbasiert (eindimensionale Schnitte) und hat das Ziel sowohl Untergrund aus Standardmodellprozessen als auch Untergrund von anderen supersymmetrischen Prozessen zu unterdrücken.

Die angewendeten Schnitte und Kombinationen zur Reduktion des Untergrundes können prinzipiell in zwei Kategorien unterteilt werden:

- Kinematische Schnitte

Diese Schnitte grenzen die Kinematik des Ereignisses ein, indem z.B. ein Mindestwert für fehlende Transversalenergie oder eine bestimmte Jetmultiplizität und -härte verlangt wird.

- Kombinatorische Schnitte

Die kombinatorischen Schnitte bestehen zum Einen aus dem Schnitt auf die Anzahl der Leptonen (in diesem Fall Elektronen oder Myonen) die im Signalprozess erwartet wird, zum Anderen aus der *opposite sign minus same sign* (OS-SS) Kombination, auf die im Unterabschnitt 5.1.2 näher eingegangen wird.

Da einige der kinematischen Größen (z.B. der Winkel zwischen den beiden Leptonen im Signal) nur sinnvoll berechnet werden können, wenn es genau zwei Leptonen gibt, wird dieser Schnitt vor allen anderen ausgeführt.

Der Signalprozess ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

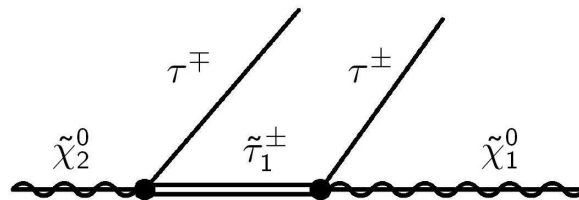


Abbildung 5.1: Feynmangraph der untersuchten Reaktion

5.1.1 Untergründe

Untergrund aus Prozessen des Standardmodells

Als Standardmodelluntergrund wurden folgende Prozesse betrachtet:

- $t\bar{t}$:

Dieser Prozess kann in allen der drei möglichen Zerfallsmodi

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} \underbrace{W^+W^-}_{\substack{\text{(a)} \hookrightarrow \ell^+ \ell'^- \nu_\ell \bar{\nu}_{\ell'} \\ \text{(b)} \hookrightarrow \ell \nu_\ell q \bar{q}' \\ \text{(c)} \hookrightarrow q \bar{q}' q'' \bar{q}'''}}$$

eine Signatur im Detektor hinterlassen, die der des Signals entspricht. Aufgrund der beiden b -Quarks und eventueller *initial state* und / oder *final state radiation* kann dieser Prozess eine hohe Jetmultiplizität erzeugen, hierzu kommen noch bis zu vier weitere Jets, sollten beide W -Bosonen hadronisch zerfallen (c) und die Jets vom Detektor aufgelöst werden. Der hadronische Modus kann 'echte' fehlende Transversalenergie durch semileptonische Zerfälle von Jetkonstituenten¹ erzeugen, weiter kann E_T^{miss} durch eine Fehlvermessung der Jetenergie zustande kommen. Sollte nicht der rein hadronische Kanal vorliegen ((a) oder (b)), so ist aufgrund der bis zu zwei Neutrinos echte fehlende Transversalenergie vorhanden. Weiter können Jets aus hadronischen W -Zerfällen als hadronische τ -Leptonen fehlidentifiziert werden². Neben *fakes* kann dieser Prozess durch entsprechende W -Zerfälle auch die im Signal verlangten Leptonenkombinationen erzeugen (durch die in (a) gezeigte Zerfallskette).

- Z +Jets:

Es werden alle möglichen leptonischen Zerfallskanäle simuliert, sowie der Zerfall in ein Neutrinopaar:

$$Z \rightarrow \begin{pmatrix} e^+ e^- \\ \mu^+ \mu^- \\ \tau^+ \tau^- \\ \nu \bar{\nu} \end{pmatrix}$$

Auch dieser Prozess kann durch Fehlvermessung der Jetenergie bzw. durch $Z \rightarrow \nu\nu$ oder $Z \rightarrow \tau\tau$ eine E_T^{miss} -Signatur erzeugen. Beim Zerfall in e^- , μ^- oder τ^- -Paare produziert dieser Prozess ebenfalls die im Signal vorhandenen Leptonen.

- **Multijet:**

In diesem Datensatz wurden Ereignisse mit 3 bis 5 Jets von variabler Härte in vier Bins simuliert:

1. 200 – 500 GeV
2. 500 – 1000 GeV
3. 1000 – 2000 GeV
4. > 2000 GeV

¹Z.B. semileptonische Zerfälle von B -Mesonen

² b -Jets besitzen einen sehr viel größeren Stoßparameter, anhand derer sie von τ -Jets getrennt werden können

Prozess	Anzahl Events	Wirkungs- querschnitt [pb]	Skalierungs- faktor
<hr/>			
$t\bar{t} \rightarrow \ell \nu_\ell \ell' \nu_{\ell'}$	$153 \cdot 10^3$		
0 Jets	$45 \cdot 10^3$	24, 8	5, 58
1 Jet	$35 \cdot 10^3$	13, 7	3, 90
2 Jets	$42 \cdot 10^3$	4, 79	1, 14
3 Jets	$31 \cdot 10^3$	1, 71	0, 56
<hr/>			
$t\bar{t} \rightarrow \ell \nu_\ell q \bar{q}$	$141 \cdot 10^3$		
0 Jets	$38 \cdot 10^3$	99, 2	26, 0
1 Jet	$30 \cdot 10^3$	54, 4	18, 2
2 Jets	$42 \cdot 10^3$	19, 2	4, 56
3 Jets	$31 \cdot 10^3$	6, 86	2, 24
<hr/>			
$t\bar{t} \rightarrow \ell \nu_\ell q \bar{q}$	$192 \cdot 10^3$		
0 Jets	$67 \cdot 10^3$	99, 3	14, 9
1 Jet	$52 \cdot 10^3$	54, 4	10, 4
2 Jets	$42 \cdot 10^3$	19, 2	4, 55
3 Jets	$31 \cdot 10^3$	6, 82	2, 23

Tabelle 5.1: Verwendete Datensätze zur Simulation des $t\bar{t}$ -Untergrundes.

Auch wenn Ereignisse dieses Typs eine erhöhte Jetmultiplizität aufweisen, enthalten sie keine weiteren Merkmale, die sie SUSY-Ereignissen ähneln lassen. Dies kann höchstens durch Elektron- Myon- oder Tau-*fakes* erreicht werden. Da im rein-leptonischen Kanal Myonen verlangt werden, werden *fakes* allerhöchstens im semi-leptonischen Kanal eine Rolle spielen, da die Wahrscheinlichkeit für eine Myon-Fehlidentifikation sehr gering ist. Fehlvermessung der Jetenergie kann auch hier zu fehlender Transversalenergie führen.

Es muss erwähnt werden, dass Prozesse dieser Art an einem Proton-Proton-Collider einen (im Vergleich zu interessierenden Ereignissen) extrem hohen Wirkungsquerschnitt haben, sodass die statistische Unsicherheit in diesem Datensatz bei Extrapolation der Ereignisse auf die untersuchte integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} derart groß ist, dass über diesen Untergrund mit sehr großen Fehlern behaftet sind.

- **W +Jets:**

Es wurden Ereignisse mit 2 bis 5 zusätzlichen Jets simuliert. Wie bei den anderen Datensätzen kann fehlende Transversalenergie zum Einen durch Fehlvermessung der Jets, als auch durch ein Neutrino erzeugt werden. Im letzteren Fall stellt dieser Prozess auch ein Lepton zur Verfügung, sodass bei einer Fehlidentifikation eines Jets (als hadronisches Tau) die Signatur des semi-leptonischen Kanals vorliegt. Aufgrund technischer Umstände³ war es nicht möglich, das Subsample mit 4 zusätzlichen Jets zu berücksichtigen. Allerdings scheint dies keinen gravierenden Einfluss auf das Ergebnis zu haben, da der gesamte W +Jets-Datensatz keine Ereignisse enthält, die alle Selektionskriterien erfüllen (sowohl im semi- als auch im rein leptonischen Kanal.). Davon ausgehend ist es unwahrscheinlich, dass sehr viele Ereignisse des

³Das Subsample wurde vor einer erneuten Durchführung der Analyse zur Erstellung formatierter Plots gelöscht.

Prozess	Anzahl Events	Wirkungsquerschnitt [pb]	Skalierungsfaktor
<hr/>			
$Z \rightarrow e^+ e^- + \text{Jets}$	$123 \cdot 10^3$		
1 Jets	$27 \cdot 10^3$	122	45,0
2 Jet	$50 \cdot 10^3$	30,2	6,04
3 Jets	$20 \cdot 10^3$	5,81	2,99
4 Jets	$23 \cdot 10^3$	1,14	0,50
5 Jets	$2,5 \cdot 10^3$	0,25	0,98
<hr/>			
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{Jets}$	$123 \cdot 10^3$		
1 Jets	$27 \cdot 10^3$	122	45,1
2 Jet	$50 \cdot 10^3$	30,0	6,00
3 Jets	$20 \cdot 10^3$	5,91	2,99
4 Jets	$23 \cdot 10^3$	1,14	0,50
5 Jets	$2,5 \cdot 10^3$	0,25	0,98
<hr/>			
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^- + \text{Jets}$	$123 \cdot 10^3$		
1 Jets	$27 \cdot 10^3$	122	45,0
2 Jet	$50 \cdot 10^3$	30,0	6,00
3 Jets	$20 \cdot 10^3$	5,93	3,01
4 Jets	$23 \cdot 10^3$	1,14	0,50
5 Jets	$2,5 \cdot 10^3$	0,25	1,00
<hr/>			
$Z \rightarrow \nu \nu + \text{Jets}$	$162 \cdot 10^3$		
1 Jets	$58 \cdot 10^3$	122	122
2 Jet	$52 \cdot 10^3$	30,0	32,2
3 Jets	$45 \cdot 10^3$	5,93	7,49
4 Jets	$2 \cdot 10^3$	1,14	3,37
5 Jets	$5,4 \cdot 10^3$	0,25	2,53

Tabelle 5.2: Verwendete Datensätze zur Simulation des Z -Untergrundes.

Prozess	Anzahl Events	Wirkungs- querschnitt [pb]	Skalierungs- faktor
<i>W</i> + Jets	$235 \cdot 10^3$		
2 Jets	$140 \cdot 10^3$	71,0	5,09
3 Jets	$91 \cdot 10^3$	38,5	4,24
5 Jets	$3,6 \cdot 10^3$	3,60	10,0
<i>Wbb</i> +Jets	$130 \cdot 10^3$		
0 Jets	$40 \cdot 10^3$	1,84	0,46
1 Jet	$40 \cdot 10^3$	2,03	0,51
2 Jets	$40 \cdot 10^3$	0,83	0,21
3 Jets	$10 \cdot 10^3$	0,30	0,30

Tabelle 5.3: Verwendete Datensätze zur Simulation des *W*- und *Wbb*-Untergrundes.

Prozess	Anzahl Events	Wirkungs- querschnitt [pb]	Skalierungs- faktor
Multijet 0,1 – 0,2 TeV	$50 \cdot 10^3$		
3 Jets	$25 \cdot 10^3$	$373 \cdot 10^3$	$149 \cdot 10^3$
4 Jets	$13 \cdot 10^3$	$52,2 \cdot 10^3$	$40,2 \cdot 10^3$
5 Jets	$12 \cdot 10^3$	$7,9 \cdot 10^3$	$6,63 \cdot 10^3$
Multijet 0,2 – 0,5 TeV	$45 \cdot 10^3$		
3 Jets	$20 \cdot 10^3$	$24,2 \cdot 10^3$	$11,9 \cdot 10^3$
4 Jets	$13 \cdot 10^3$	$9,26 \cdot 10^3$	$7,32 \cdot 10^3$
5 Jets	$12 \cdot 10^3$	$2,92 \cdot 10^3$	$2,51 \cdot 10^3$
Multijet 0,5 – 1,0 TeV	$44 \cdot 10^3$		
3 Jets	$14 \cdot 10^3$	231	162
4 Jets	$13 \cdot 10^3$	156	118
5 Jets	$17 \cdot 10^3$	98	55,6
Multijet 1,0 – 2,0 TeV	$41 \cdot 10^3$		
3 Jets	$13 \cdot 10^3$	4,01	3,10
4 Jets	$12 \cdot 10^3$	3,16	2,61
5 Jets	$16 \cdot 10^3$	2,47	1,51
Multijet > 2,0 TeV	$22,5 \cdot 10^3$		
3 Jets	$14 \cdot 10^3$	$24,2 \cdot 10^{-3}$	$17,5 \cdot 10^{-3}$
4 Jets	$4,5 \cdot 10^3$	$17,5 \cdot 10^{-3}$	$38,1 \cdot 10^{-3}$
5 Jets	$3,9 \cdot 10^3$	$13,8 \cdot 10^{-3}$	$35,0 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.4: Verwendete Datensätze zur Simulation des Multijet-Untergrundes.

4-Jet-Subsamples am Ende der Selektion vorhanden wären.

- **Wbb +Jets:**

Unter Berücksichtigung von keinem bis 3 zusätzlichen Jets weist dieser Datensatz die gleiche Signatur auf, wie der W +Jets-Datensatz, zuzüglich zweier b -Jets.

Eine Zusammenfassung der einzelnen Datensätze, Anzahl der generierten Ereignisse und resultierender Skalierungsfaktor für Extrapolation auf $L_{\text{int}} = 10 \text{ fb}^{-1}$ ist in den Tabellen (5.1) bis (5.4) zu finden.

Untergrund aus supersymmetrischen Prozessen

In der vorgestellten Analyse wird ein Signal-Datensatz verwendet, der innerhalb des ausgewählten Parameterpunktes in mSUGRA alle möglichen supersymmetrischen Prozesse berücksichtigt, er ist demnach kein 'reiner' Signaldatensatz, selbst wenn er nur supersymmetrische Prozesse beinhaltet. Aufgrund dieser Tatsache ist es nötig, den untersuchten Prozess auch von supersymmetrischen Ereignissen zu trennen. Dies geschieht in den letzten beiden Schritten der Selektion, zum Einen durch einen Schnitt auf den Abstand ΔR der beiden Leptonen die zu $m_{\tau\tau}$ beitragen (auf den in Kapitel 5.1.3 näher eingegangen wird), zum Anderen durch eine Kombination mehrerer Klassen von Ereignissen. Letzteres wird im nächsten Abschnitt für die beiden untersuchten Kanäle erläutert.

Eine Übersicht über die verwendeten Datensätze für Signalereignisse ist in Tabelle (5.5) zu finden.

Prozess	Anzahl Events	Wirkungs- querschnitt [pb]	Skalierungs- faktor
Signal			
SU3-Sample	$480 \cdot 10^3$	27,68	0,577
Kalibrationssamples			
$m(\tilde{\chi}_1^0)$ geändert	$960 \cdot 10^3$	27,68	0,288
$m(\tilde{\chi}_2^0)$ geändert	$960 \cdot 10^3$	27,68	0,288
$m(\tilde{\tau}_1)$ geändert	$960 \cdot 10^3$	27,68	0,288
$m(\tilde{\tau}_1) = 160 \text{ GeV}$	$950 \cdot 10^3$	27,68	0,291

Tabelle 5.5: Eigenschaften der verschiedenen Signal-Samples. Neben dem eigentlichen SU3-Sample wurden weitere 'Kalibrationssamples' verwendet, deren Zweck in Kapitel (5.2) erläutert wird. Der angegebene Wirkungsquerschnitt beinhaltet *next to leading order* Korrekturen [32].

5.1.2 Kombinatorischer Schnitt

Der erste kombinatorische Schnitt selektiert Ereignisse, in denen die Anzahl der Leptonen und Taus mit der vom Signal erwarteten Anzahl exakt übereinstimmt, resultierend in den in Tabelle (5.6) aufgelisteten Möglichkeiten.

In Abbildung (5.2) ist zu sehen, wie sich dieser Schnitt in den beiden Kanälen auswirkt. Zunächst werden alle Ereignisse, die die in Tabelle (5.6) aufgeführten Schnitte passieren weiter berücksichtigt, da dies alle möglichen Leptonenzahlen für den Signalarm sind.

Rein-leptonisch		Semi-leptonisch		
N_e	N_μ	N_e	N_μ	N_τ
2	0	1	0	1
1	1	0	1	1
0	2			

Tabelle 5.6: Schnitt auf Leptonenanzahl in den beiden untersuchten Kanälen. N_ℓ ($\ell = e, \mu, \tau$) fasst Teilchen und entsprechendes Antiteilchen zusammen, d.h. $N_\ell = N_{\ell^-} + N_{\ell^+}$. N_τ steht hierbei für ein hadronisch zerfallendes τ

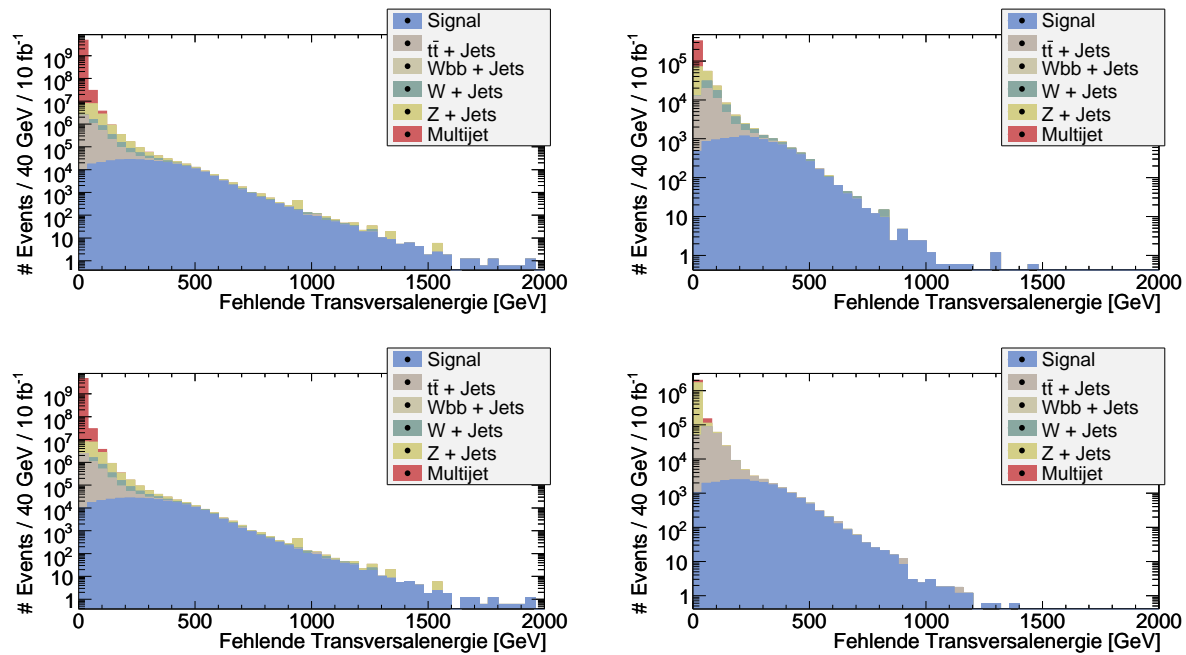


Abbildung 5.2: *Obere / untere Zeile:* semi-leptonischer / rein-leptonischer Kanal.
Linke Spalte: Verteilung der fehlenden Transversalenergie vor allen Schnitten.
Rechte Spalte: Fehlende Transversalenergie nach dem kombinatorischen Schnitt.

Da der betrachtete Signalprozess unter Umständen jedoch nur einen Teil der gesamten Reaktion darstellt, ist es wahrscheinlich, dass die Forderung nach den oben aufgeführten Leptonenkombinationen nicht nur vom gewünschten Prozess, sondern auch von anderen Prozessen (u.a. auch supersymmetrischen Prozessen) erfüllt wird.

Ein Beispiel für einen Standardmodellprozess, der die Leptonenkombination für beide untersuchten Kanäle erfüllen kann, ist der Prozess

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ W^- b\bar{b} \rightarrow (\nu_{\ell'} \ell'^+) (\bar{\nu}_{\ell} \ell^-) b\bar{b},$$

in dem die Ladungen der beiden Leptonen stets unterschiedlich sind, jede der 6 möglichen Flavorkombinationen aufgrund der Leptonuniversalität jedoch (ungefähr) gleich häufig auftritt.

Ein supersymmetrischer Untergrund, der insbesondere im rein leptonischen Kanal unerwünschte Beiträge liefert, ist der Prozess (wobei ℓ entweder e oder μ ist, aber nicht τ)

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm \tilde{\ell}^\mp \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \tilde{\chi}_1^0. \quad (5.1)$$

Anhand dieser Beispiele wird deutlich, dass eine Forderung nach reinen Leptonenzahlen alleine nicht ausreicht, um Untergründe mit ähnlicher Signatur wie die untersuchten Prozesse erfolgreich zu unterdrücken. Die in den folgenden beiden Abschnitten erläuterten Kombinationen werden lediglich am Ende der Analyse angewandt, um die Verteilung der invarianten Ditaumasse zu erhalten. Die kinematischen Schnitte werden auf Verteilungen angewandt, für die *keine* der nachfolgend erklärten Kombinationen ausgeführt wurden. Da sie jedoch zu den kombinatorischen Schnitten gehören, werden sie an dieser Stelle erläutert, sodass sie sich nachher direkt in die Analyse einbinden lassen.

Kombination im rein leptonischen Kanal

Unter der Voraussetzung, dass $N_e + N_\mu = 2$, werden zwei Möglichkeiten betrachtet:

1. Es liegt der Signalprozess mit zwei Leptonen in einem Zweig des Ereignisses vor, in den anderen Zweigen werden keine Leptonen erzeugt. In diesem Fall werden die Leptonen aus dem Signal selektiert, da es sonst keine Leptonen gibt.
2. Es gibt mehrere Zweige im Prozess die zusammen zwei Leptonen enthalten können, aber der Signalprozess tritt nicht auf.

Die geforderte Kombination $N_e + N_\mu = 2$ kann durch 12 verschiedene Leptonenpaare⁴ erzeugt werden. Die Notation ist die Folgende:

$$\begin{pmatrix} \text{Prozess 1} \\ \text{Prozess 2} \\ \dots \end{pmatrix} \rightarrow \text{Leptonenpaar}$$

wobei 'Leptonenpaar' eines der 12 für $N_e + N_\mu = 2$ möglichen Paare bedeutet und 'Prozess' für einen Prozess steht, der das entsprechende Leptonenpaar erzeugen kann. Die Prozesse, die zwei Leptonen erzeugen können, werden wie folgt abgekürzt:

- X^\pm : Teilchen, welches gemäß $X^\pm \rightarrow \ell^\pm x^0$ in alle drei Leptonen zerfallen kann. Der Flavor der Platzhalter X und x sei jeweils so, dass die Leptonenzahlerhaltung gewährleistet ist.

⁴Die 12 Möglichkeiten sind: $e^\pm e^\pm$, $e^\pm e^\mp$, $\mu^\pm \mu^\pm$, $\mu^\pm \mu^\mp$, $e^\pm \mu^\pm$ und $e^\pm \mu^\mp$

- X^0 : Partikel ohne zugewiesene Leptonenzahl, dem der Zerfall in ein Leptonenpaar möglich ist.
- SUSY($\tau\tau$): Untersuchter Prozess mit zwei leptonisch zerfallenden Taus.
- SUSY($\ell\ell$): $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm \tilde{\ell}^\mp \rightarrow \ell^\pm \tilde{\ell}^\mp \tilde{\chi}_1^0$, mit $\ell \neq \tau$
- $2\tilde{\chi}_2^0$: Nach einer Paarproduktion von $\tilde{\chi}_2^0$ können jeweils beide $\tilde{\chi}_2^0$ als SUSY($\tau\tau$) zerfallen, mit jeweils einem leptonischen Tau und einem hadronischen.

Damit ergeben sich 8 Möglichkeiten für *same flavor*-Paare:

$$\begin{pmatrix} \text{SUSY}(\tau\tau) \\ \text{SUSY}(\ell\ell) \\ 2\tilde{\chi}_2^0 \\ X^0 \\ X^\pm X^\mp \end{pmatrix} \rightarrow e^\pm e^\mp \text{ und } \mu^\pm \mu^\mp \qquad \begin{pmatrix} 2\tilde{\chi}_2^0 \end{pmatrix} \rightarrow e^\pm e^\pm \text{ und } \mu^\pm \mu^\pm$$

Und für die 4 Paare gemischten Flavors:

$$\begin{pmatrix} \text{SUSY}(\tau\tau) \\ 2\tilde{\chi}_2^0 \\ X^0 \rightarrow \tau\tau \\ X^\pm X^\mp \end{pmatrix} \rightarrow e^\pm \mu^\mp \qquad \begin{pmatrix} 2\tilde{\chi}_2^0 \end{pmatrix} \rightarrow e^\pm \mu^\pm \qquad (5.2)$$

Da die Ladungen der beiden τ in SUSY($\tau\tau$) und SUSY($\ell\ell$) korreliert sind, kann durch diese Reaktionen alleine nie das Paar $e^\pm \mu^\pm$ erzeugt werden. Aufgrund der Ladungserhaltung ist es auch für Ereignisse des Typs $X^\pm X^\mp$ nicht möglich das $e^\pm \mu^\pm$ -Paar zu erzeugen. Ebenso kann bei korrekter Identifizierung ein Prozess der Art $X^0 \rightarrow \tau\tau$ keine *same sign* Paare erzeugen.

Für Reaktionen des Typs $2\tilde{\chi}_2^0$ hingegen ist dieses Leptonenpaar möglich, indem in beiden Zweigen die Wechselwirkungen gemäß $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau_{\text{had}}^\pm \tilde{\tau}^\mp \rightarrow \tau_{\text{had}}^\pm \tau_{\text{lep}}^\mp \tilde{\chi}_1^0$ ablaufen und eines der leptonischen Taus in ein Elektron, das andere in ein Myon zerfällt.

Aufgrund der Tatsache, dass es sehr viele Prozesse gibt, die *same Flavor*-Paare erzeugen können, werden diese Paare nicht verwandt. Stattdessen werden die vier Paare aus Gleichung (5.2) verwandt, um die gesuchte Kombination für den rein leptonischen Kanal zu bilden:

$$K_{\ell\ell} : N(e^\pm \mu^\mp) - N(e^\pm \mu^\pm) \qquad (5.3)$$

wobei $N(\ell\ell')$ die Anzahl der Ereignisse mit der Leptonenkombination $\ell\ell'$ meint.

Kombination im semi-leptonischen Kanal

Im semi-leptonischen Kanal wird die Forderung $N_e + N_\mu = N_\tau = 1$ (mit N_τ als Anzahl hadronisch zerfallender Taus) an die Leptonen gestellt. Der Signalprozess kann jedes Leptonenpaar der Art $\ell^\pm \tau^\mp$, ($\ell = e, \mu$) erzeugen, wohingegen *same sign* Paare $\ell^\pm \tau^\pm$, ($\ell = e, \mu$) aus Prozessen stammen, in denen das Elektron oder der Taujet entweder gefälscht oder nicht rekonstruiert wurden (z.B. können die Paare $e^\pm \tau^\pm$ und $\mu^\pm \tau^\pm$ in Reaktionen Art $2\tilde{\chi}_2^0$, wenn zwei der vier Leptonen nicht

richtig rekonstruiert werden).

Daher ist die Kombination im semi-leptonischen Kanal

$$K_{\text{lh}} : e^\pm \tau^\mp + \mu^\pm \tau^\mp - e^\pm \tau^\pm - \mu^\pm \tau^\pm \quad (5.4)$$

Die kombinatorischen Schnitte unterdrücken die Untergründe, in denen die beiden Tau-Leptonen bzw. die Elektronen und Myonen unkorreliert erzeugt werden. Werden z.B. zwei Myonen unkorreliert erzeugt, so sind die vier Möglichkeiten $\mu^\pm \mu^\pm$ und $\mu^\pm \mu^\mp$ gleichwahrscheinlich, resultierend in einer gleichen Anzahl von OS und SS Ereignisse in einem hinreichend großen Datensatz. Sind die Myonen hingegen korreliert, z.B. stammen sie beide aus einem Z -Zerfall, so haben sie stets unterschiedliche Ladung, es treten nur die beiden Kombinationen $\mu^\pm \mu^\mp$ auf. Anhand dieses Beispiels ist ersichtlich, dass die Kombination $K_{\text{bsp}} = \mu^\pm \mu^\mp - \mu^\pm \mu^\pm$ bei Datensätzen mit entsprechender Größe keine (wenig) Ereignisse aus Untergrundprozessen mit unkorrelierten Myonen enthält.

5.1.3 Kinematische Schnitte

In diesem Abschnitt wird anhand des semi-leptonischen Kanals erläutert, wie die Selektion des Signals durchgeführt wurde. Die Methode und das Vorgehen sind in beiden Kanälen identisch, allerdings ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Natur der Kanäle leicht unterschiedliche Schnittwerte und z.T. auch andere Variablen. Die entsprechenden Plots für den rein leptonischen Kanal finden sich in Anhang B.1.

Die erste Variable, die eine typische Signatur für das SU3-Szenario aufgrund des neutralen LSPs ist, ist fehlende Transversalenergie (E_T^{miss}). Die E_T^{miss} -Verteilung (logarithmisch aufgetragen) nach dem Schnitt auf die reine Anzahl der Leptonen findet sich in Abbildung (5.3).

Es ist zu erkennen, dass durch einen sehr harten Schnitt bei ≈ 300 GeV das Verhältnis von Signal- zu Wurzel der Untergrundereignisse (S/\sqrt{B}) maximiert werden könnte. Allerdings würde dabei mehr als die Hälfte des Signals verloren gehen, sodass in Anbetracht der Tatsache, dass es weitere, zwischen Signal und Untergrund diskriminierende Variablen gibt, ein etwas weicherer Schnitt von 200 GeV gewählt wurde.

Neben hoher fehlender Transversalenergie ist eine erhöhte Anzahl (harter) Jets kennzeichnend für supersymmetrische Reaktionen. In den Abbildungen (5.4) bis (5.7) sind die Schnitte auf die Transversalimpulse der vier härtesten Jets illustriert. Durch diese Schnitte wird implizit verlangt, dass in Frage kommende Ereignisse mindestens vier Jets haben $N_{\text{Jets}} \geq 4$.

Die bisherigen Schnitte (zusammengefasst in Tabelle (5.7)) dienen dazu, Untergrund aus dem Standardmodell zu reduzieren. Sie wurden auf alle Ereignisse angewandt, in denen die Anzahl der Leptonen der Bedingung

$$N_e + N_\mu = N_\tau = 1 \quad \text{semi-leptonischer Kanal} \quad (N_e + N_\mu = 2 \quad \text{rein leptonischer Kanal})$$

genühten.

Nun werden die gefilterten Ereignisse auf das in ihnen vorkommende Leptonenpaar untersucht und eine Einteilung in eine der beiden Kategorien 'entgegengesetzt geladen' (OS) und 'gleich geladen' (SS) vorgenommen. In beiden Fällen wird der Abstand ΔR der beiden Leptonen in der η - φ -Ebene

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}$$

berechnet. Die resultierende Verteilung ist in Abbildung (5.8) zu sehen.

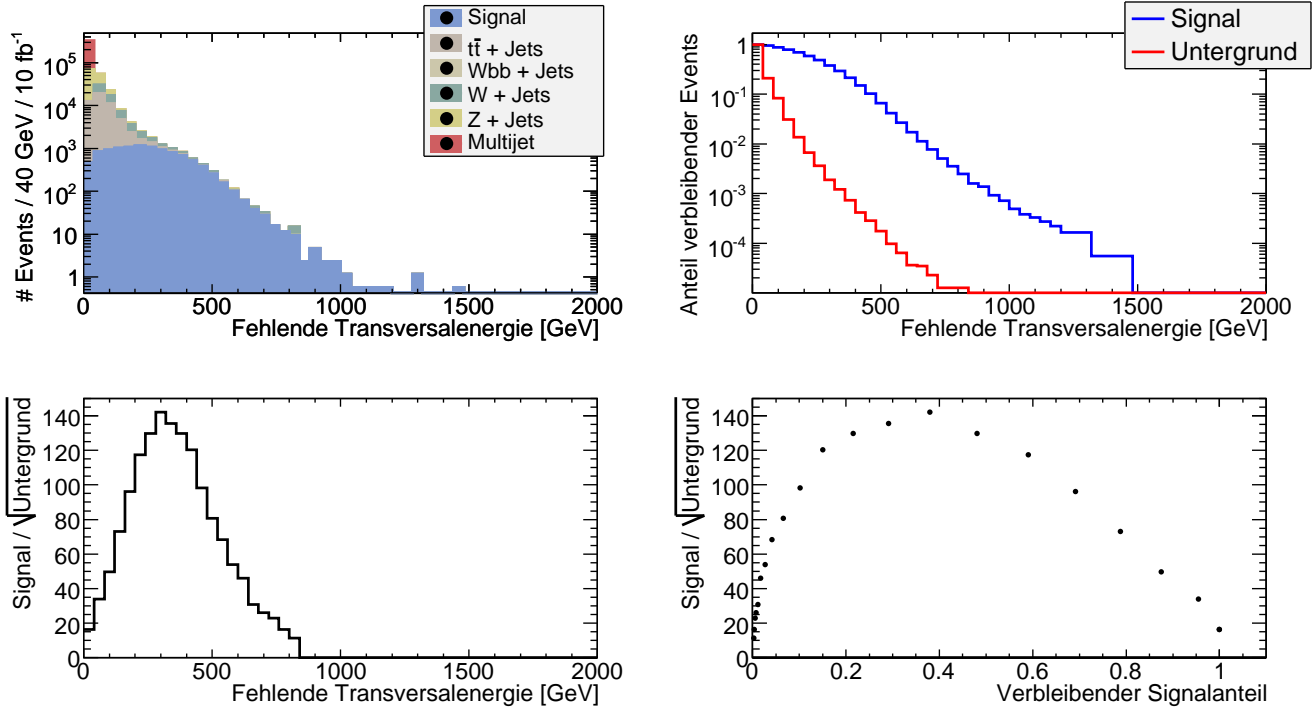


Abbildung 5.3: Analyse der E_T^{miss} -Verteilung zur Optimierung des Schnittwertes. Aufgrund des hohen Verlustes im Signal wurde *nicht* der Schnittwert mit maximalen $\text{Signal}/\sqrt{\text{Untergrund}}$ -Verhältnis gewählt, s. Text.

Leptonenpaare mit entgegengesetzter Ladung weisen tendenziell kleinere Werte für ΔR auf, das aufgrund der Tatsache, dass sie häufig aus derselben Zerfallskaskade kommen, erwartet wird. OS -Paare mit großem ΔR deuten darauf hin, dass die Leptonen aus zwei verschiedenen Zweigen des Ereignisses selektiert wurden, wie es z.B. bei Ereignissen des Typs $2\tilde{\chi}_2^0$ vorkommen kann. In Abb. (5.8) ist zu beachten, dass das 'Signal' dort die Menge der OS -Leptonenpaare ist und der Untergrund die der SS -Paare, da letztere nicht durch die untersuchte Reaktion erzeugt werden können. Allerdings kann sich hinter einem OS -Paar auch ein Leptonenpaar aus einem Ereignis des Typs $2\tilde{\chi}_2^0$ verbergen, welches zwar aus einem Ereignis des Signalprozesses stammt, in dem jedoch das Paar falsch gebildet wurde. Daher wird der Schnitt nicht derart gewählt, dass S/\sqrt{B} maximiert wird, sondern auf $\Delta R < 2,5$ (rein leptonic: $\Delta R < 3$) gesetzt, sodass S/\sqrt{B} möglichst nicht verringert wird und zugleich wenige OS -Paare unterdrückt werden.

Nach der Aufteilung in OS - und SS -Paare wird jedes Paar entsprechend des Flavors weiter aufgeteilt; entweder das Paar besitzt zwei Leptonen gleichen Flavors (SF) oder zwei Leptonen unterschiedlichen Flavors (OF).

Wurden alle Ereignisse in die verschiedenen Kategorien eingeteilt, wird die Kombination $K_{\ell h}$ (bzw. $K_{\ell\ell}$) gebildet und die invariante Ditaumasse aufgetragen. (s. Abb. (5.9)), der entsprechende Plot zum reinleptonischen Kanal befindet sich in Anhang B.1 in Abbildung (B.6).

Die *same sign*-Verteilung enthält überwiegend Ereignisse aus dem Signal-Datensatz, in dem die beiden Taus falsch selektiert wurden (wie es anhand von Gleichung (5.2) erwartet wird; nur Prozesse der Art $2\tilde{\chi}_2^0$ tragen zur SS -Verteilung bei).

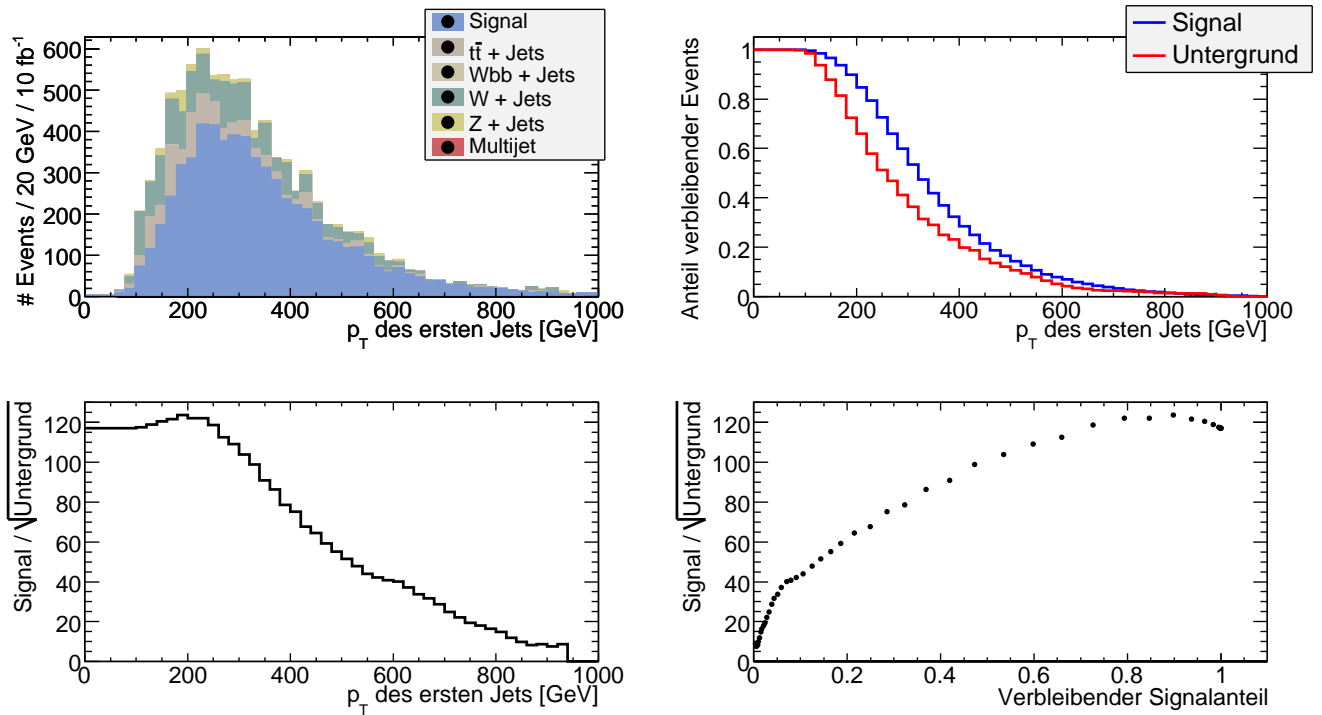


Abbildung 5.4: Transversalimpuls des härtesten Jets, der optimale und tatsächlich gewählte Schnittwert beträgt 190 GeV

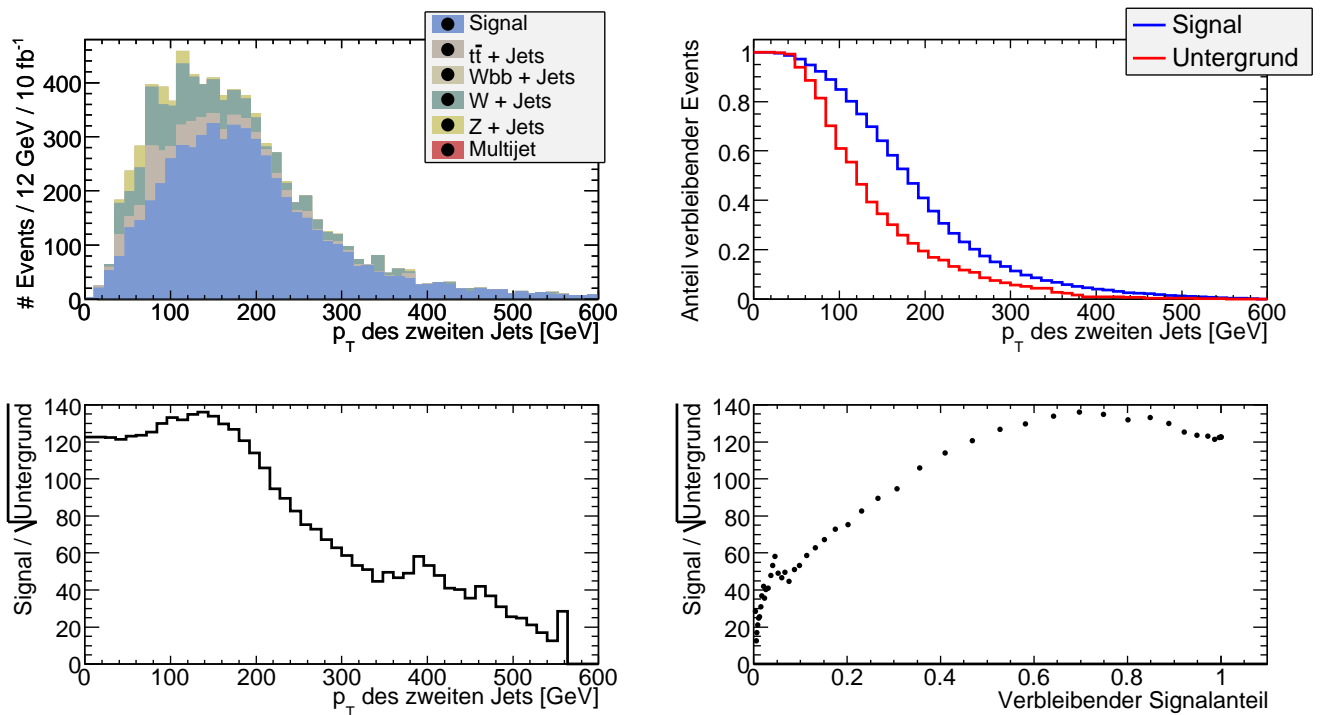


Abbildung 5.5: Analyse der p_T -Werte des zweithärtesten Jets. Es wird verlangt, dass $p_T(2. \text{Jet}) > 130$ GeV

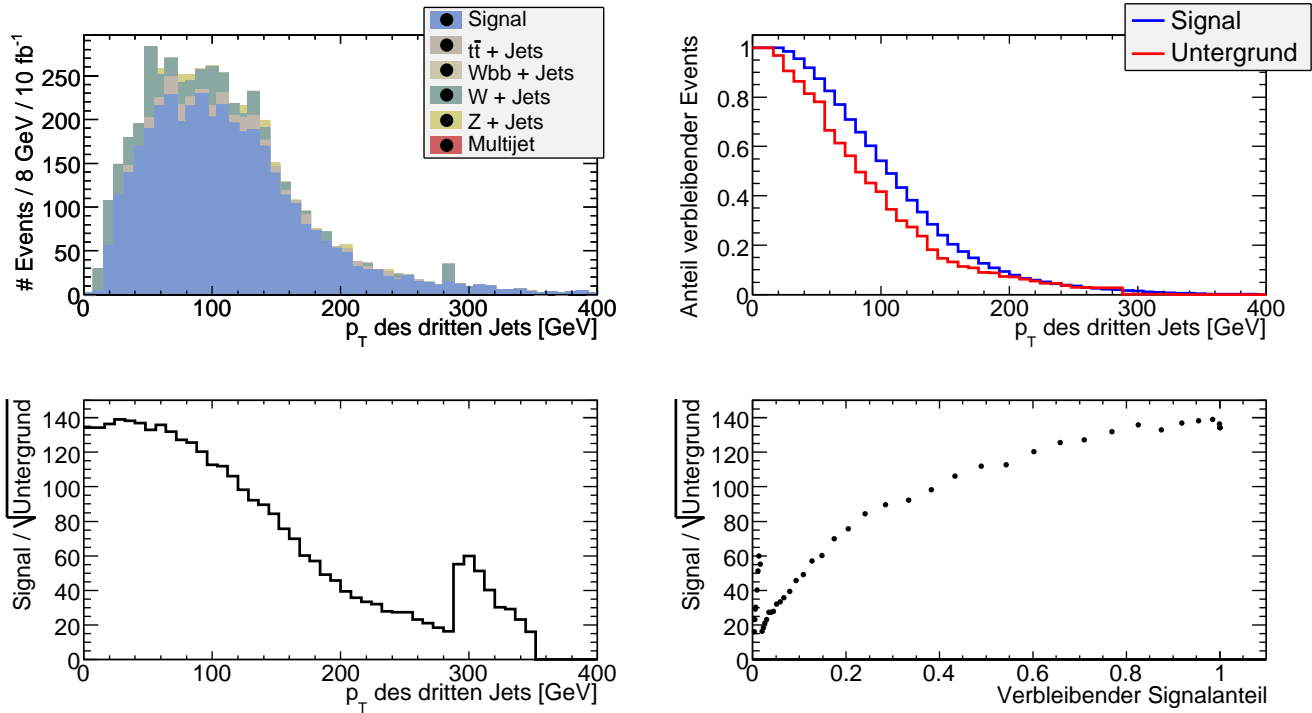


Abbildung 5.6: Verteilung der Transversalimpulse des drittärtesten Jets. $p_T(3. \text{ Jet}) > 60$ GeV liefert das optimale S/\sqrt{B} -Verhältnis.

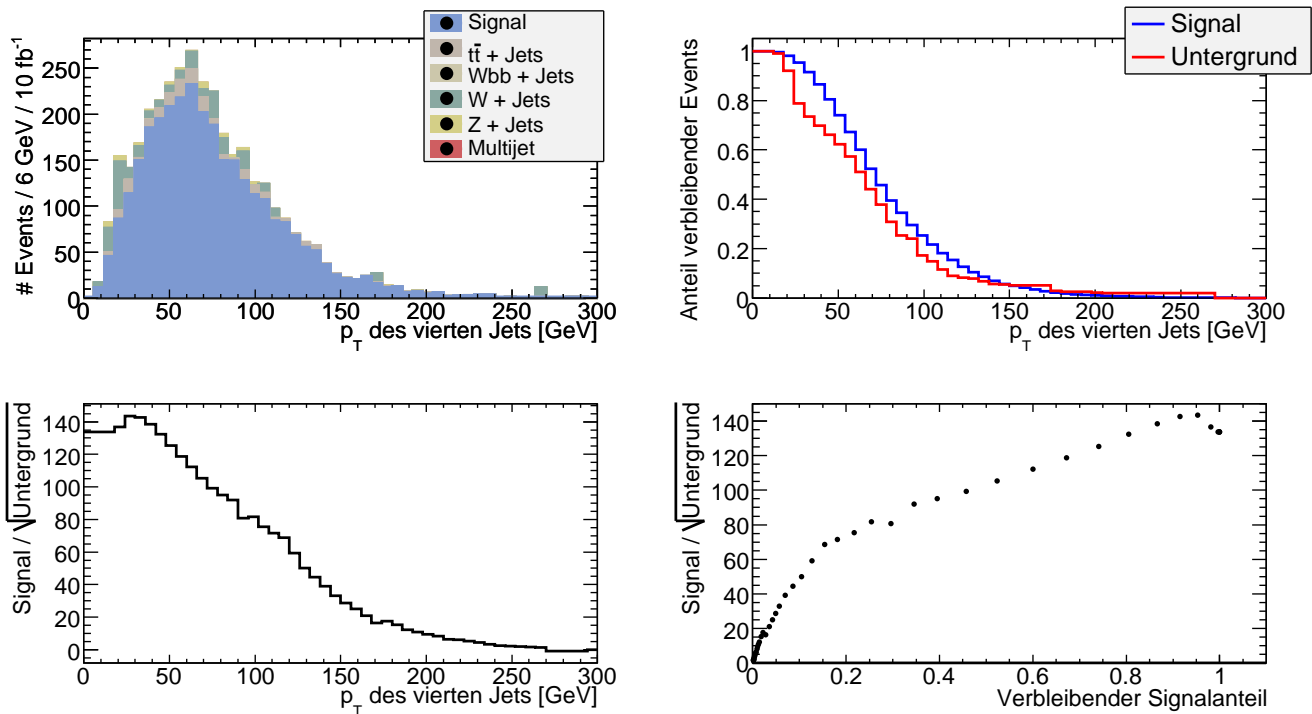


Abbildung 5.7: In der p_T -Verteilung des vierthärtesten Jets erweist sich 40 GeV als bester Schnitt.

Semi-leptonischer Kanal		Rein leptonischer Kanal	
Variable	Wert	Variable	Wert
'Anzahl'	$N_e + N_\mu = 2$	'Anzahl'	$N_e + N_\mu = N_\tau = 1$
E_T^{miss}	$> 220 \text{ GeV}$	E_T^{miss}	$> 200 \text{ GeV}$
$p_T(1. \text{ Jet})$	$> 120 \text{ GeV}$	$p_T(1. \text{ Jet})$	$> 190 \text{ GeV}$
$p_T(2. \text{ Jet})$	$> 110 \text{ GeV}$	$p_T(2. \text{ Jet})$	$> 130 \text{ GeV}$
N_{Jets}	> 3	$p_T(3. \text{ Jet})$	$> 60 \text{ GeV}$
		$p_T(4. \text{ Jet})$	$> 40 \text{ GeV}$
		(N_{Jets})	(> 3)

Tabelle 5.7: Zusammenfassung der Schnitte zur Reduzierung des Untergrundes aus SM-Prozessen.

Der Fehler der Kombination $OS (OF) - SS (OF)$ für den rein leptonischen Kanal wird wie folgt berechnet. Es wird angenommen, dass es sich bei

$$K_{\ell\ell} = e^+ \mu^- + e^- \mu^+ - e^+ \mu^+ - e^- \mu^-$$

um eine Multinomialverteilung handelt, entsprechend einer Wahrscheinlichkeit ϵ_i für jeden Summanden:

$$\begin{aligned} \langle N_x \rangle &= N_{\text{OS-SS}} \cdot \epsilon_x \\ x &\in \{e^+ \mu^-, e^- \mu^+, e^+ \mu^+, e^- \mu^-\} \equiv \{a, b, c, d\} \end{aligned}$$

Der Fehler auf $\langle N(x) \rangle$ ist gegeben durch

$$\sigma_x = \sqrt{N_{\text{OS-SS}} \epsilon_x \cdot (1 - \epsilon_x)} \quad (5.5)$$

Gemäß Fehlerfortpflanzung[11, S. 59] ergibt sich für den Fehler auf $K_{\ell\ell}$:

$$\begin{aligned} \sigma^2(K_{\ell\ell}) &= \sigma_a^2 + \sigma_b^2 + \sigma_c^2 + \sigma_d^2 \\ &\quad + 2\text{cov}(N_a, N_b) - 2\text{cov}(N_a, N_c) - 2\text{cov}(N_a, N_d) \\ &\quad - 2\text{cov}(N_b, N_c) - 2\text{cov}(N_b, N_d) + 2\text{cov}(N_c, N_d) \\ \text{cov}(N_x, N_y) &= -N_{\text{OS-SS}} \cdot \epsilon_x \cdot \epsilon_y \end{aligned}$$

Einsetzen von σ_x und $\text{cov}(N_x, N_y)$ ergibt nach elementaren Umformungen

$$\sigma^2(K_{\ell\ell}) = 4N_{\text{OS-SS}} \cdot [(\epsilon_a + \epsilon_b) - (\epsilon_a + \epsilon_b)^2] \quad (5.6)$$

Die Summe $\epsilon_a + \epsilon_b$ entspricht der Wahrscheinlichkeit für ein OS -Paar, demnach kann Gl. (5.6) vereinfacht werden zu

$$\sigma^2(K_{\ell\ell}) = 4N \cdot \epsilon_{\text{OS}} \cdot (1 - \epsilon_{\text{OS}})$$

Weiterhin wird für die *opposite flavor*-Paare eine Poissonverteilung angenommen, als Schätzer für die Wahrscheinlichkeit, hierin ein OS -Paar gefunden zu haben, ist dann mit der Anzahl aller Ereignisse N_0 :

$$\epsilon_{\text{OS}} = \frac{N_{\text{OS}}}{N_0}.$$

Die in $K_{\ell\ell}$ auftretende Differenz $e^+ \mu^- + e^- \mu^+ - e^+ \mu^+ - e^- \mu^-$ kann zu

$$N_{\text{OS-SS}} = \epsilon_{\text{OS}} \cdot N_0 - (\epsilon_{\text{OS}} - 1) \cdot N_0 = (2\epsilon_{\text{OS}} - 1) \cdot N_0$$

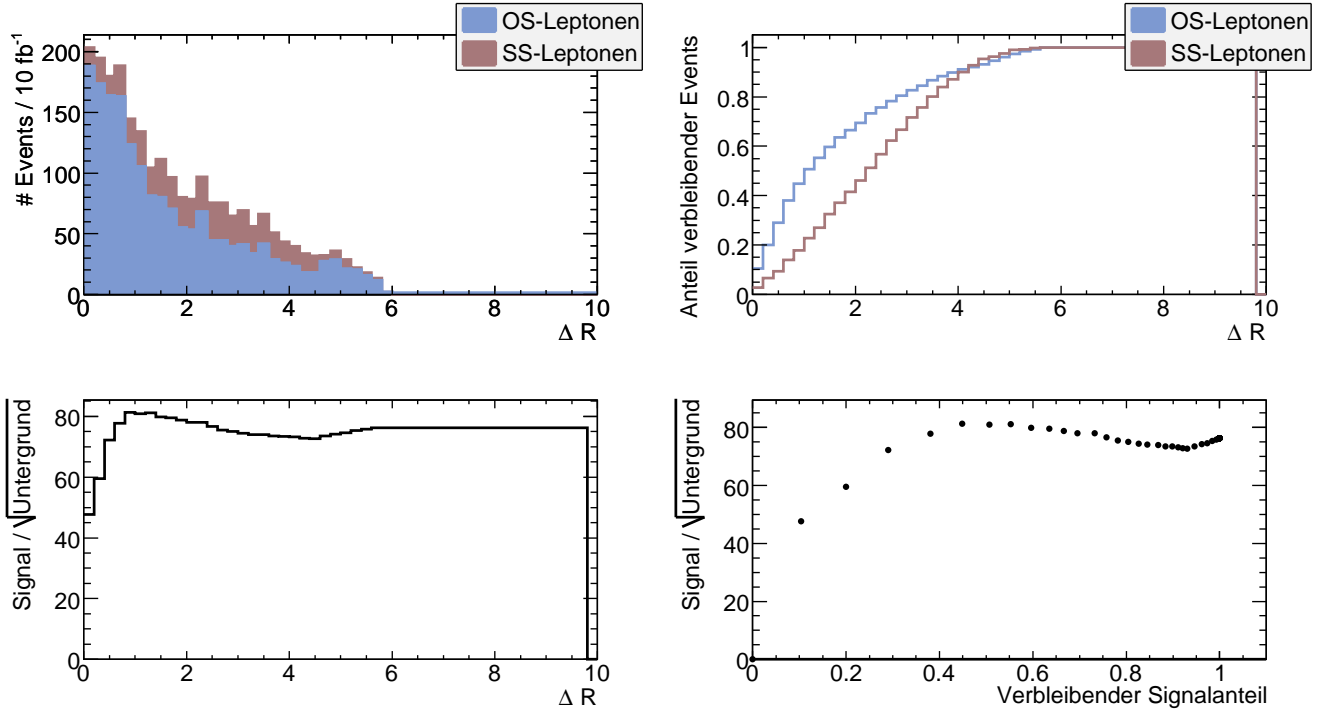


Abbildung 5.8: Vergleich der ΔR -Verteilung von entgegengesetzt geladenen (OS) und gleichgeladenen (SS) Leptonen. Auch hier wird nicht der Wert mit optimalem S/\sqrt{B} -Verhältnis gewählt, s. Text.

abgeschätzt werden, resultierend in einem Fehler von

$$\sigma^2(N_{OS-SS}) = N_{OS-SS} \cdot (2\epsilon_{OS-SS} - 1)^2$$

Der gesamte statistische Fehler ist aufgrund der Unabhängigkeit der OF und $OS-SS$ Ziehungen die Summe der Quadrate der Einzelfehler:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{stat}} &= \sigma^2(N_{OS-SS}) + \sigma^2(K_{\ell\ell}) \\ &= 4N_{OS-SS}\epsilon_{OS}(1 - \epsilon_{OS}) + N_{OS-SS} \cdot (2\epsilon_{OS} - 1)^2 \\ &= N_{OS-SS} \end{aligned}$$

Die Berechnung des Fehlers im semi-leptonischen Kanal erfolgt analog, mit folgenden Änderungen:

- Innerhalb aller Ereignisse sind die Paare des Typs $\ell\tau$, mit $\ell = e, \mu$ poissonverteilt, dementsprechend bezieht sich ϵ_{OS} in diesem Fall auf die Wahrscheinlichkeit, innerhalb aller $\ell\tau$ -Paare ein OS -Paar zu finden.
- Analog zum rein leptonischen Kanal wird angenommen, dass es sich bei $K_{\ell\text{th}}$ um eine Multinomialverteilung handelt, mit:

$$\begin{aligned} \langle N_x \rangle &= \epsilon_x \cdot N_{OS-SS} \\ x &\in \{e^+\tau^-, e^-\tau^+, \mu^+\tau^-, \mu^-\tau^+, e^+\tau^+, e^-\tau^-, \mu^+\tau^+, \mu^-\tau^-, \} \\ &\equiv \{a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2, d_1, d_2\} \end{aligned}$$

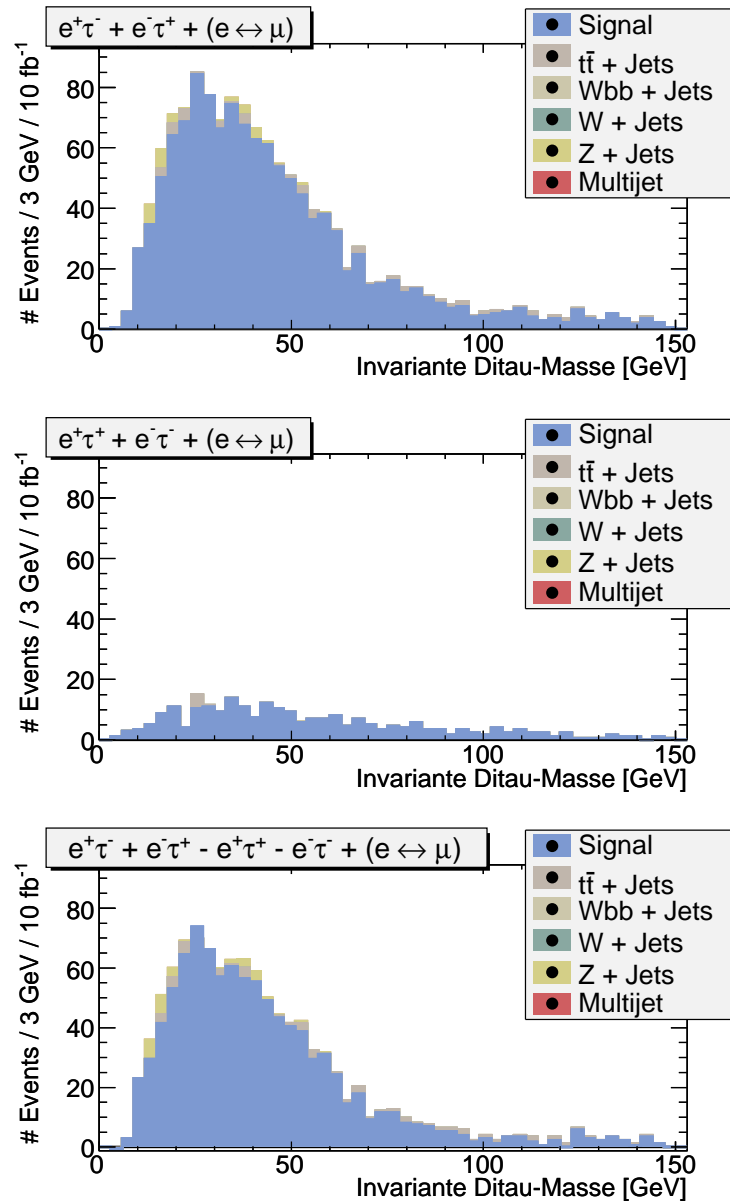


Abbildung 5.9: Resultierendes $m_{\tau\tau}$ -Spektrum nach allen Schnitten.

Oben: Ereignisse, die positiv zur Kombination $K_{\ell h}$ (5.4) beitragen.

Mitte: Ereignisse, die in dem Zusammenhang negatives Gewicht haben.

Unten: Verteilung nach Bilden der Kombination $K_{\ell h}$ (5.4)

- Die Berechnung des Fehlers erfolgt nun unter Berücksichtigung der zusätzlichen Terme wie oben für den rein leptonen Kanal beschrieben, nach einer längeren Reihe von Umformungen folgt

$$\begin{aligned}\sigma^2(K_{\ell h}) &= 4N_{\text{OS-SS}} \cdot (a_1 + a_2 + b_1 + b_2 - a_1^2 - a_2^2 - b_1^2 - b_2^2 \\ &\quad - 2a_1a_2 - 2a_1b_1 - 2a_1b_2 - 2a_2b_1 - 2a_2b_2 - 2b_1b_2) \\ &= 4N_{\text{OS-SS}} \cdot ((a_1 + a_2 + b_1 + b_2) - (a_1 + a_2 + b_1 + b_2)^2) \\ &= 4N_{\text{OS-SS}} \cdot (\epsilon_{\text{OS}} - \epsilon_{\text{OS}}^2)\end{aligned}$$

d.h. der Fehler wird durch die weitere Aufteilung in e^- - und μ^- - τ -Paare nicht beeinflusst.

- Ebenso ergibt sich der gesamte statistische Fehler im semi-leptonischen Kanal zu

$$\sigma_{\text{stat}} = N$$

Eine abschließende Übersicht über die nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse der betrachteten Prozess ist in Tabelle (5.8) zu sehen.

Events nach Schnitt auf...	Verbleibende Events in Sample...						Signaleffizienz in 10^{-3}
	$t\bar{t}$	Multi-Jet	Wbb	Z + Jets	W + Jets	SU3	
Keine Cuts	4e+06	4.7e+09	5e+04	1.4e+07	1.1e+06	2.8e+05	1000
$N_e + N_\mu = N_\tau = 1$	4.5e+04	2.6e+05	275	8.7e+04	2.4e+04	1.1e+04	$37,9 \pm 0,37$
MET > 200GeV	864	0	4.4	266	1660	6203	$22,4 \pm 0,28$
$p_T(1.\text{Jet}) > 190\text{GeV}$	567	0	3.1	215	1183	5417	$19,6 \pm 0,26$
$p_T(2.\text{Jet}) > 130\text{GeV}$	207	0	1.3	57	556	3831	$13,8 \pm 0,22$
$p_T(3.\text{Jet}) > 60\text{GeV}$	182	0	1.3	51	292	3058	$11,0 \pm 0,20$
$p_T(4.\text{Jet}) > 40\text{GeV}$	144	0	1.1	35	163	2511	$9,1 \pm 0,18$
$\Delta R < 2.5$	84	0	0.71	28	86	1538	$5,5 \pm 0,14$

Tabelle 5.8: Entwicklung der Eventzahlen mit den einzelnen Schnitten im gemischten Kanal

5.2 Extraktion des Endpunktes im $m_{\tau\tau}$ -Spektrum

5.2.1 Vorgehen

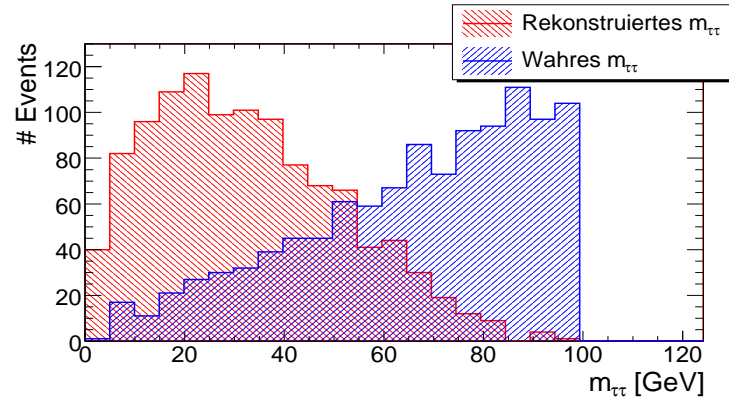
Wie anhand der Verteilungen in den Abbildungen (5.9) und (B.6) zu erkennen ist, ist der Endpunkt des Spektrums nicht ohne weiteres zu bestimmen, da sich die Verteilung asymptotisch der x-Achse nähert. Auch wenn das $m_{\tau\tau}^{\text{max}}$ -Spektrum *ursprünglich* eine Dreiecksform besitzt, wie es aus den sukzessiven Zweikörperzerfällen über das skalare $\tilde{\tau}_1$ erwartet wird, so geht diese Form aufgrund der nicht messbaren Neutrinos verloren. Ein Vergleich des Spektrums vor und nach dem Zerfall der beiden Taus aus dem untersuchten Prozess ist in Abbildung (5.10) dargestellt.

Anstatt zu versuchen, den Endpunkt *direkt* aus der Verteilung zu bestimmen, wird wie folgt vorgegangen (s. [31]).

1. Finde eine Funktion, die den Verlauf des Spektrums, insbesondere das Maximum und die rechte Flanke gut beschreibt. Die gewählte Funktion lautet

$$f(x, p_0, p_1, p_2) = \frac{p_0}{2} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2p_2^2} \cdot (\ln x - p_1)^2\right) \quad (5.7)$$

Abbildung 5.10: Spektrum der invarianten Ditaumasse vor (blau) und nach (rot) Zerfall der Tau-Leptonen. Beide Verteilungen basieren auf *Truth*-Informationen.



2. Erstelle mehrere *Kalibrations-Datensätze*, die mit dem eigentlichen SU3-Datensatz identisch sind, bis auf den Unterschied, dass in jedem der Datensätze eine Masse, die zum Endpunkt des Spektrums beiträgt, leicht variiert wurde. Daraus ergibt sich jeweils ein anderer Endpunkt, der sich in einer geänderten Form des $m_{\tau\tau}$ -Spektrums äußert. In dieser Analyse wurden 14 solcher Datensätze verwandt, eine Auflistung der Datensätze ist in Tabelle (5.9) zu finden.
3. Wende die Selektion auf jeden der Kalibrations-Datensätze an und fitte die Funktion (5.7) und bestimme den *Wendepunkt* des Fits. Der Wendepunkt berechnet sich nach zweimaligen Ableiten der Gleichung (5.7) nach x und anschließendem Nullsetzen zu [31]

$$x_{\text{Wende}} = \exp \left(p_1 - \frac{p_2^2}{2} \cdot \left(3 \mp \sqrt{1 + \frac{4}{p_2^2}} \right) \right),$$

wobei das '–' als Vorzeichen der Wurzel verwendet wird, da der rechte Wendepunkt von Interesse ist. Der Fehler auf den Wendepunkt ist durch

$$\begin{aligned} \sigma^2(x_{\text{Wende}}) = & + (\Delta p_1 \cdot x_{\text{Wende}})^2 \\ & + \left(\Delta p_2 \cdot x_{\text{Wende}} \cdot \left[-3p_2 + \sqrt{p_2^2 + 4 - \frac{2}{\sqrt{p_2^2 + 4}}} \right] \right)^2 \\ & + 2\text{cov}(p_1, p_2) \cdot x_{\text{Wende}}^2 \cdot \left(-3p_2 + \sqrt{p_2^2 + 4 - \frac{2}{\sqrt{p_2^2 + 4}}} \right) \end{aligned}$$

gegeben [31].

4. Trage den berechneten Endpunkt $m_{\tau\tau}^{\text{max}}$ und gemessenen Wendepunkt $m_{\tau\tau}^{\text{Wende}}$ in ein $m_{\tau\tau}^{\text{max}} - m_{\tau\tau}^{\text{Wende}}$ -Diagramm ein und erhalte einen Zusammenhang zwischen Endpunkt und Wendepunkt.
5. Berechne den Wendepunkt des SU3-Datensatzes und verwende den Zusammenhang zwischen $m_{\tau\tau}^{\text{max}}$ und $m_{\tau\tau}^{\text{Wende}}$, um den gesuchten Endpunkt zu erhalten.

5.2.2 Kalibrations-Datensätze

In diesem Abschnitt wird exemplarisch an einem der Kalibrations-Datensätze für den semileptonischen Kanal demonstriert, wie bei der Analyse vorgegangen wurde. Wie eingangs erwähnt, ist

(a) Datensätze mit geänderten $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen		(b) Datensätze mit geänderten $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen		(c) Datensätze mit geänderten $\tilde{\tau}_1$ -Massen	
$m(\tilde{\chi}_1^0)$ in GeV	Endpunkt $m_{\tau\tau}^{\max}$ in GeV	$m(\tilde{\chi}_2^0)$ in GeV	Endpunkt $m_{\tau\tau}^{\max}$ in GeV	$m(\tilde{\tau}_1)$ in GeV	Endpunkt $m_{\tau\tau}^{\max}$ in GeV
78	136	179	60	130	74
98	121	199	80	140	91
128	83	239	115	160	102
138	63	259	130	190	65
				200	71
				210	50

Tabelle 5.9: Verwendete Kalibrations-Datensätze. 'Endpunkt' meint hierin den berechneten, maximal möglichen Wert für $m_{\tau\tau}$

das Vorgehen sowohl für den rein- und semileptonischen, als auch für alle Kalibrations-Datensätze gleich. Die Graphiken und Tabellen für die komplette Kalibration der beiden Kanäle ist in Anhang B.1 zu finden.

Der Fit *sollte* das Maximum und die rechte Flanke beschreiben, während kleine Werte von $m_{\tau\tau}$ nicht für den Fit verwendet werden sollten, da diese von niederenergetischen Taus kommen, deren Messung mit großen Unsicherheiten verbunden ist. In den hier untersuchten Kanälen jedoch treten im Vergleich zum rein hadronischen Kanal ein (im semi-leptonischen Kanal) (bzw. zwei im rein leptonischen Kanal) zusätzliche Neutrinos auf, welche den Detektor unregistriert verlassen, sodass das gesamte $m_{\tau\tau}$ -Spektrum zu kleineren Werten verschoben wird. Insbesondere im rein leptonischen Kanal ergibt sich aufgrund der dort geringeren Statistik und des dadurch bedingten größeren Binnings das Problem, dass das Maximum bereits das ca. 4.-5. Bin ist, sodass der Fit niederenergetische Taus miteinbeziehen *muss*, wenn er das Maximum beschreiben soll. Im semi-leptonischen Kanal ist das Problem aufgrund des Vorhandenseins von nur einem Neutrino und der größeren Statistik weniger dramatisch.

Weiter ist beim Fit zu beachten, dass die Spitze des Spektrums in den verschiedenen Kalibrations-Datensätzen um bis zu mehrere GeV gegenüber dem 'originalen' SU3-Datensatz verschoben sein kann, sodass ein fixierter Bereich für den Fit nicht optimal ist.

Um also einerseits stets das Maximum in den Fit einzuschließen, andererseits jedoch kleine $m_{\tau\tau}$ -Werte aus dem Fit auszuschließen, falls die Lage der Spitze dies erlaubt, wurde der Fitbereich jedes einzelnen Datensatzes wie folgt (Bins werden mit i bezeichnet, die Einträge eines Bins mit $N(i)$) festgelegt:

- Finde das Bin i_{\max} mit der maximalen Anzahl an Einträgen $N(i_{\max})$
- Definiere zwei Größen f_ℓ und f_r , wobei f_ℓ den Beginn des Fits festlegt, f_r das Ende des Fits und beide Variablen im Intervall $[0; 1]$ liegen.
- Um den Beginn des Fits zu bestimmen, suche vom ersten Bin beginnend aus das erste Bin i_ℓ , für das die Gleichung

$$N(i_\ell) \geq f_\ell \cdot N(i_{\max})$$

gilt. Dieses Bin ist das erste für den Fit verwendete Bin.

- Das Ende des Fits wird analog bestimmt, es ist von Bin i_{\max} startend das erste Bin i_r , welches

$$N(i_r) \leq f_r \cdot N(i_{\max})$$

erfüllt.

Die Ermittlung der 'optimalen' Werte für f_ℓ und f_r geschieht per 'trial and error' mit Blick auf die graphische Plausibilität des Fits, d.h. neben der Konvergenz des Fits sollte ein Maximum im Fit vorhanden sein und die gefittete Funktion sollte grob zur Verteilung passen⁵. Weiter werden aufgrund der Anforderungen an die Fitfunktion (gute Beschreibung des Maximums und der rechten Flanke) nur folgende Werte für f_ℓ und f_r in Betracht gezogen:

$$0.5 < f_\ell < 0.8 \quad (a)$$

$$0.05 < f_r < 0.2 \quad (b)$$

Bedingung (a) ergibt sich zum Einen daraus, dass kleine $m_{\tau\tau}$ -Werte nicht berücksichtigt werden sollten ($f_\ell = 0$ z.B. würde erzwingen den Fit immer im ersten Bin starten zu lassen), zum Anderen aus der Forderung, dass die Spitze im Fit enthalten sein sollte. Prinzipiell ist die Spitze per definitionem ($f_\ell \leq 1$) im Fit enthalten, allerdings wird sie, sollte sie z.B. das Startbin des Fits sein, nicht notwendigerweise als Spitze erkannt.

Bedingung (b) trägt dafür Sorge, dass die komplette Flanke im Fit enthalten ist, die weiten Ausläufer, in denen die Statistik nicht mehr ausreichend ist, jedoch nicht mehr.

Die ermittelten Werte von f_ℓ und f_r für die beiden Kanäle sind in Tabelle (5.10) eingetragen; in Abbildung (5.11) ist der Fit an ein Kalibrations-Datensatz mit drei unterschiedlichen Wertepaaren für f_ℓ und f_r illustriert.

Kanal	f_ℓ	f_r
semi-leptonisch	0.56	0.14
rein-leptonisch	0.65	0.07

Tabelle 5.10: Verwendete Werte für f_ℓ und f_r in den Kanälen

Durch Abbildung (5.11) ist ersichtlich, dass es für die tatsächlichen Fitgrenzen prinzipiell keinen Unterschied machen muss, wenn einer der beiden f -Werte verändert wird, da es z.B. ein 'Loch' in der Verteilung gibt (vgl. Ende des Fits in Abb. (5.11) links & Mitte). Weiterhin wird an diesem Beispiel deutlich, dass der Fitbereich um das Maximum herum sensitiv auf weite Ausläufer sein kann (Abb. (5.11) Mitte & rechts).

Bevor der Fit durchgeführt wird, werden in allen Kalibrations-Datensätzen Signal- und Untergrundereignissen zusammengefasst, sodass sich in den folgenden Abbildungen nur eine Kurve ergibt, die die Summe aus Signal- und Untergrundereignissen ist. Die Fehler der einzelnen Verteilungen wurden entsprechend fortgepflanzt. Im SU3-Datensatz wurden ebenfalls alle Ereignisse addiert, der Fehler der einzelnen Bins mit Einträgen $N(i)$ wurde jedoch auf $\sqrt{N(i)}$ gesetzt, da es sich hierbei später um echte Daten handeln wird, deren wirkliche Zusammensetzung aus Untergrund und Signal unbekannt ist.

⁵Bei der Durchführung stellte sich heraus, dass die Konvergenz des Fits nicht impliziert, dass der Fit die Form des Spektrums beschreibt.

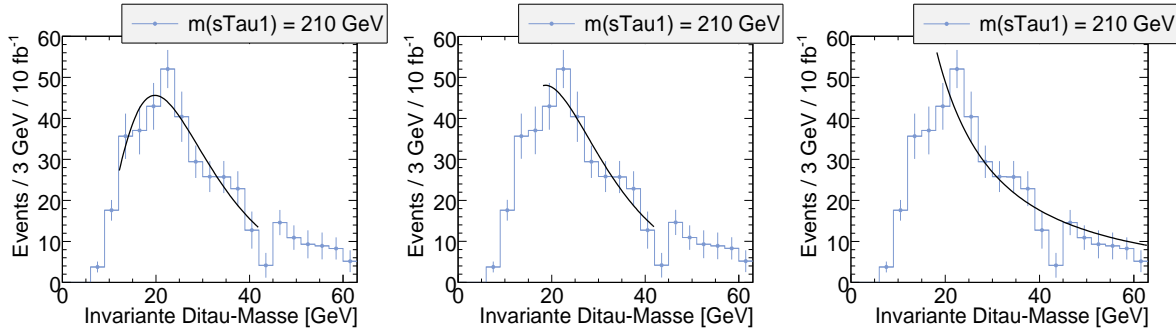


Abbildung 5.11: Exemplarischer Fit für verschiedene Werte für f_ℓ und f_r im semileptonischen Kanal.

Links: $f_\ell = 0,56$ $f_r = 0,14$ (in Kalibration verwendet)

Mitte: $f_\ell = 0,8$ $f_r = 0,2$

Rechts: $f_\ell = 0,8$ $f_r = 0,05$

Kanal	Endpunkt in GeV	χ^2/DoF	Steigung a	Achsenabschnitt b in GeV	Kovarianz $\text{cov}(a, b)$ in GeV
$\ell\ell$	98.5 ± 6.95	19.5 / 12	0.234 ± 0.0139	5.18 ± 1.17	-0.0155
ℓh	94.3 ± 3.75	15.4 / 12	0.317 ± 0.00928	11.2 ± 0.823	-0.00738

Tabelle 5.11: Ergebnisse des Geradenfits im rein ($\ell\ell$) und semi (ℓh) leptonischen Kanal

Anhand der in Tabelle (5.10) aufgeführten Randwerte für den Fit wurde die Kalibration durchgeführt, eine graphische und tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse für beide Kanäle befindet sich in Anhang B.2 und B.3. Im semileptonischen Kanal ergibt sich die Kalibrationsgerade im rechten Teil der Abbildung (5.12). Die Ausgleichsgerade ergibt sich durch einen erneuten fehlergewichteten Fit der Funktion

$$m_{\tau\tau}^{\text{Wende}} = a \cdot m_{\tau\tau}^{\text{max}} + b,$$

der alle Datenpunkte umfasst. Es resultieren die Ergebnisse in Tabelle (5.11).

Der Fehler auf den Endpunkt wurde nach

$$\sigma^2(m_{\tau\tau}^{\text{max}}) = \frac{1}{b^2} \cdot \sigma^2(m_{\tau\tau}^{\text{Wende}}) + \frac{1}{b^2} \sigma^2(a) + \frac{a - m_{\tau\tau}^{\text{Wende}}}{b^2} \cdot \sigma^2(b) + 2\text{cov}(a, b) \cdot \frac{m_{\tau\tau}^{\text{Wende}} - a}{b^3}$$

berechnet[31]. Beide Werte stimmen innerhalb einer Standardabweichung mit dem für SU3 theoretisch berechnetem Endpunkt von 98 GeV überein. Für weitere Details zu den Fits in den einzelnen Kalibrations-Datensätzen wird auf die Tabellen B.2 (rein leptonisch) und B.6 (semi-leptonisch) in Anhang B.2 bzw. B.3 verwiesen.

Der oben auf den Endpunkt angegebene Fehler ist lediglich statistischer Natur. Um einen Teil des systematischen Fehlers abzuschätzen, werden die Parameter f_ℓ und f_r , welche den Fitbereich bestimmen in einem Intervall um ihren für die Kalibration verwendeten Wert herum unabhängig voneinander variiert. Für jedes dieser neuen Paare wird dann die Kalibration erneut ausgeführt, die Kalibrationsgerade erstellt und ein Endpunkt bestimmt. In Abbildung (5.13) ist die Abhängigkeit des Endpunktes von f_ℓ und f_r in den beiden Kanälen zu sehen.

Unter Beachtung der z-Achse in Abb. (5.13), links, ist zu erkennen, dass der Endpunkt bis auf eine Änderung von ≈ 3 GeV ($\approx 3,2\%$) nicht von der Variation des Endpunktes betroffen ist. Anders

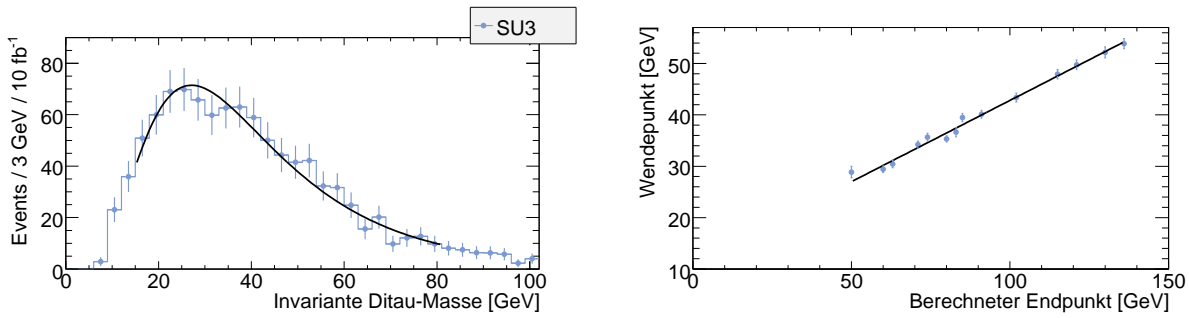
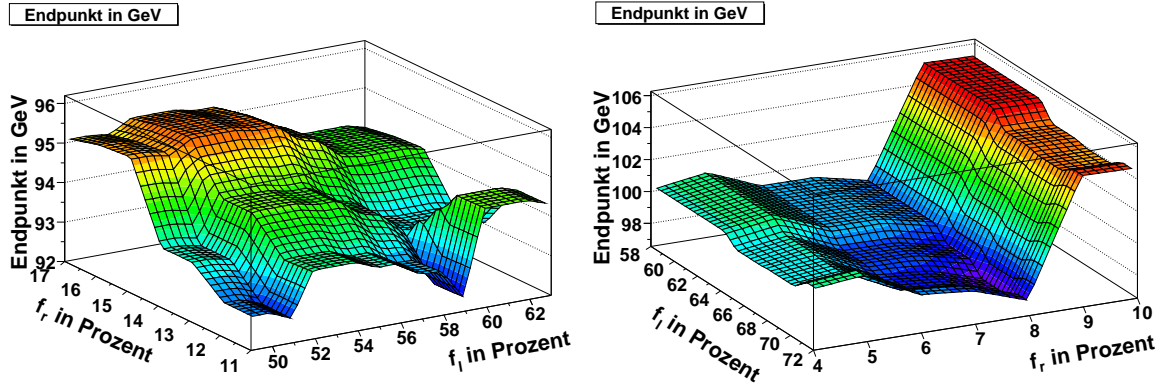


Abbildung 5.12: Fit des SU3-Spektrums im semileptonischen Kanal und Kalibrationsgerade

Abbildung 5.13: Endpunkt des SU3-Datensatzes in Abhängigkeit von f_ℓ und f_r .

Links: semi leptonischer Kanal *Rechts:* rein leptonischer Kanal

hingegen ist die Situation im rein leptonischen Kanal; hier ist zu erkennen, dass der Endpunkt nahezu invariant unter Veränderung von f_ℓ ist, jedoch starke Abhängigkeit von f_r zeigt. Abbildung (5.14) zeigt das SU3-Spektrum der invarianten Ditaue-Masse nach Applikation aller Schnitte und Summation aller Ereignisse mit durchgeführtem Fit, im oberen Teil für $(f_\ell; f_r) = (0,65; 0,08)$, im unteren Teil für $(f_\ell; f_r) = (0,65; 0,09)$.

Hierin wird erkenntlich, wie der Sprung im Endpunkt des rein leptonischen Kanals bei Erhöhung von f_r von 0,08 auf 0,65 zustande kommt. Durch das Zusammenspiel von einem Bin (i_m) mit (unglücklicherweise) sehr wenigen Einträgen (7,5) bei ≈ 55 GeV und den Bins mit mehreren Einträgen direkt dahinter wird bei einer kleinen Variation von f_r ein erheblicher Teil des Spektrums für den Fit verfügbar, sodass sich seine Form sprunghaft ändert. Während der Fit mit $f_r = 0,09$ bei besagtem Bin mit 7,5 Einträgen (8,7% des Maximums, das 85,5 Einträge besitzt) endet, wird das Ende des Fits mit $f_r = 0,08$ erst im Bin mit 4,5 Einträgen (5,3%) gefunden. Dieser Umstand erklärt auch den extrem schlechten Wert für χ^2/DoF des in der Analyse verwendeten Fits, da dieser das Bin mit $4,5 \pm 2,1$ Einträgen beinhaltet und das mit einem Beitrag von $\left(\frac{N(i_m) - f(i_m)}{\sigma(i_m)}\right)^2 = 16$ ungefähr ein Drittel des gesamten χ^2/DoF von 51/15 ausmacht.

Als Abschätzung für den durch die Fitprozedur erzeugten systematischen Fehler wird die Streuung jener Endpunkte verwendet, die durch Variation der Start- und Endparameter f_l und f_r des Fits erhalten wurden (s. Tabellen (B.8) und B.3 sowie (B.4) und B.2).

Folglich ergibt sich

$$\Delta m_{\tau\tau}^{\text{lh}}(\text{syst.}) = 0,87 \text{ GeV} \quad \Delta m_{\tau\tau}^{\text{ll}}(\text{syst.}) = 2,7 \text{ GeV}$$

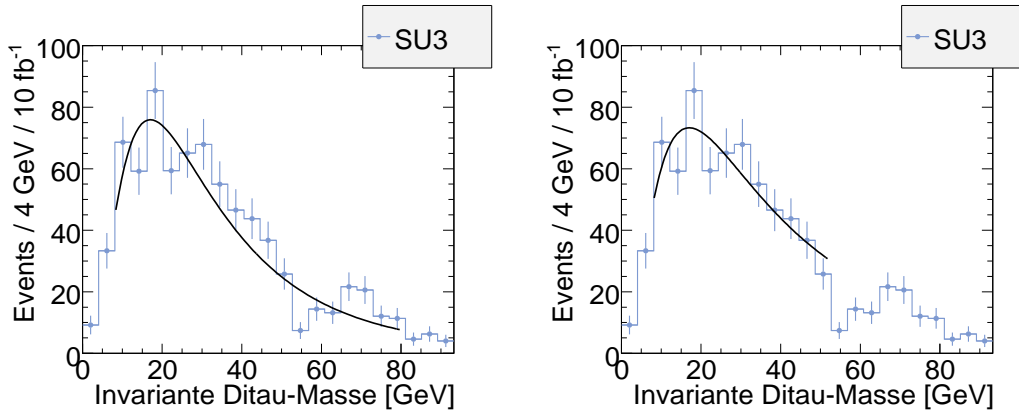


Abbildung 5.14: Fit des SU3-Spektrums im rein leptonischen Kanal.

Links: $f_\ell = 0,65$, $f_r = 0,08$ (s.Tab. 5.10)

Rechts: $f_\ell = 0,65$, $f_r = 0,09$

5.3 Verbesserung der Genauigkeit

Die Analyse bietet einige Ansatzpunkte für Verbesserungen, die an dieser Stelle kurz aufgelistet werden.

- **Statistik:**

Ein Schwachpunkt der Analyse ist die vorhandene Statistik. Um der experimentellen Situation gerecht zu werden, wären Monte Carlo Samples mit einem Umfang entsprechend der untersuchten integrierten Luminosität ideal. In diesem Fall würde keine statistische Unsicherheit durch Skalieren der Events hervorgerufen werden. Letzteres sorgt insbesondere in den Multijet-Samples dafür, dass Abschätzungen des Untergrundes nur sehr ungenau vorgenommen werden können.

- **Kombinatorik & Schnittselektion**

Die kinematischen Schnitte in der Analyse wurden *vor* dem Bilden der am Ende ausschlaggebenden Kombination $K_{\ell\ell}$ bzw. $K_{\ell h}$ angewandt. Die Analyse könnte durch eine Untersuchung der Unterschiede zwischen Schnitten auf Verteilungen *vor* und *nach* Bilden der entsprechenden Kombination u. U. verbessert werden, da es a priori nicht feststeht, dass die Verteilungen in beiden Fällen für Signal und Untergrund identisch sind.

- **Systematik:**

Ein dritter Punkt ist die Nichtberücksichtigung der Auswirkungen der *jet energy scale* auf die Schnitte und somit auf die $m_{\tau\tau}$ -Verteilung sowie den Wendepunkt des Fits. Viele der in der Selektion verwendeten Schnitte (E_T^{miss} , $p_T(\text{Jet})$) basieren auf der korrekten Messung der Jetenergie, sodass ein Fehler in dieser Messung die resultierende $m_{\tau\tau}$ -Verteilung verändern kann. Wird z.B. für einen Jet eine *größere* Energie gemessen, als er tatsächlich besitzt, so werden *mehr* Ereignisse die Schnitte auf $p_T(\text{Jet})$ passieren. Ebenso wird sich der für E_T^{miss} gemessene Wert ändern. Beide Effekte zusammen resultieren in einer veränderten Verteilung der invarianten Ditau-Masse mit neuem Fit-Wendepunkt. Eine Abschätzung der Variation des Ergebnisses mit einer Variation der *jet energy scale* von $\pm 5\%$ wird für eine Schwerpunktenergie von 10 TeV und einer Datenmenge von 1 fb^{-1} wird in der Referenz [40] zu finden

sein. Das vorläufige Ergebnis unter den genannten Bedingungen ist eine Variation von bis zu $\pm \mathcal{O}(10\text{GeV})$. Da sich die Angabe auf 1 fb^{-1} an 10 TeV Daten bezieht handelt es sich im Hinblick auf die hier vorliegende Analyse (14 TeV und 10 fb^{-1}) um eine eher konservative Abschätzung, da die *jet energy scale* mit wachsender Datenmenge besser bestimmt werden kann.

- **Implementierung der Identifikation leptonischer Tau-Zerfälle:**

Eine interessante Anwendung des in Kapitel 4.2 vorgestellten Algorithmus wäre die Anwendung auf die hier vorgestellte Analyse, da sie die im Event vorhandenen Myonen ohne Überprüfung ihres Ursprungs verwendet. Die Analyse profitiert von einer Diskriminierung zwischen prompten Myonen und Myonen aus Taus, da hierdurch der Untergrund aus

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}W\mu\nu_\mu$$

reduziert werden kann. $t\bar{t}$ -Ereignisse sind der dominante Untergrund zum hier untersuchten Signal.

5.4 Zusammenfassung

Die in [31] vorgestellte Analyse des Prozesses

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$$

wurde auf den semi- und rein leptonischen Kanal erweitert. Der Untergrund aus Standardmodellprozessen und supersymmetrischen Ereignissen wurde schnittbasiert und durch Bilden einer *opposite sign opposite flavor minus same sign opposite flavor*-Kombination reduziert. Die Ergebnisse für den Endpunkt der Verteilung der invarianten Ditaumasse in den beiden Kanälen sind mit

$$m_{\tau\tau}^{\text{lh}} = (94,3 \pm 3,8^{\text{stat.}} \pm 0,9^{\text{sys.}}) \text{ GeV} \quad m_{\tau\tau}^{\text{ll}} = (98,5 \pm 7,0^{\text{stat.}} \pm 2,7^{\text{sys.}}) \text{ GeV}$$

konsistent mit dem theoretisch erwarteten Wert von $98,3\text{ GeV}$ [23, S. 1619].

Zusammen mit dem Ergebnis aus dem rein hadronischen Kanal[31]

$$m_{\tau\tau}^{\text{hh}} = (105 \pm 4^{\text{stat.}} \pm 4,5^{\text{sys.}}) \text{ GeV}$$

kann das Ergebnis⁶ zu

$$m_{\tau\tau}^{\text{Kombination}} = (99,2 \pm 4,1^{\text{stat.}} \pm \mathcal{O}(5)^{\text{sys.}}) \text{ GeV}$$

kombiniert werden. Der systematische Fehler wird hier nur sehr grob abgeschätzt, da er in beiden Analysen unterschiedlich untersucht wurde.

⁶Durch Bilden des Fehlergewichteten Mittelwertes

Anhang A

Weitere Plots zu PanTau

A.1 Plots zur Rekonstruktion der Myonen

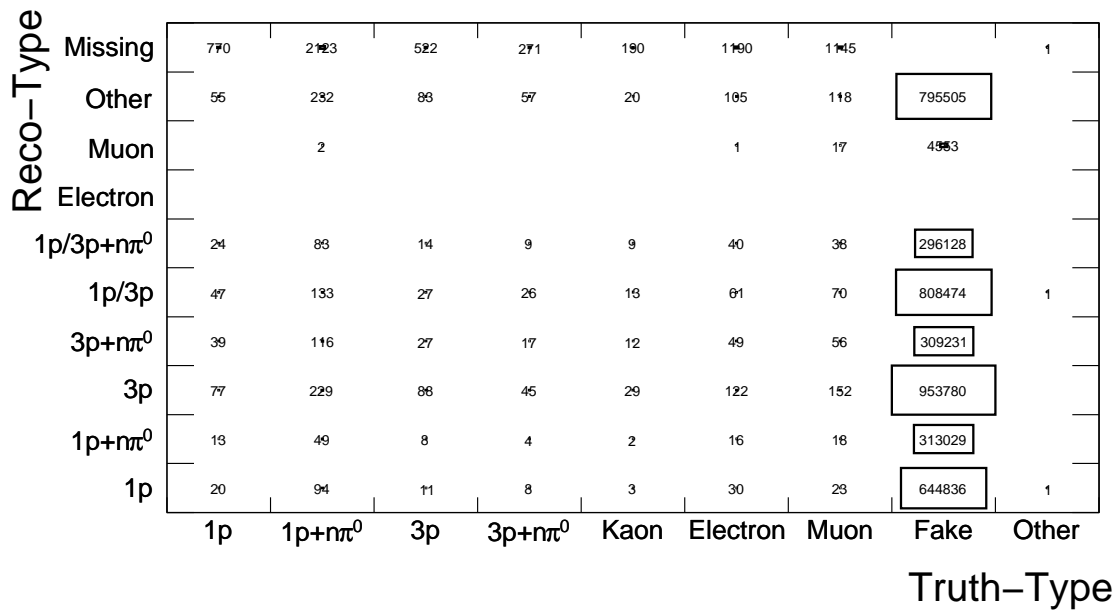


Abbildung A.1: Migrationshistogramm für Zwei-Jet-Ereignisse mit absoluten Zahlen.

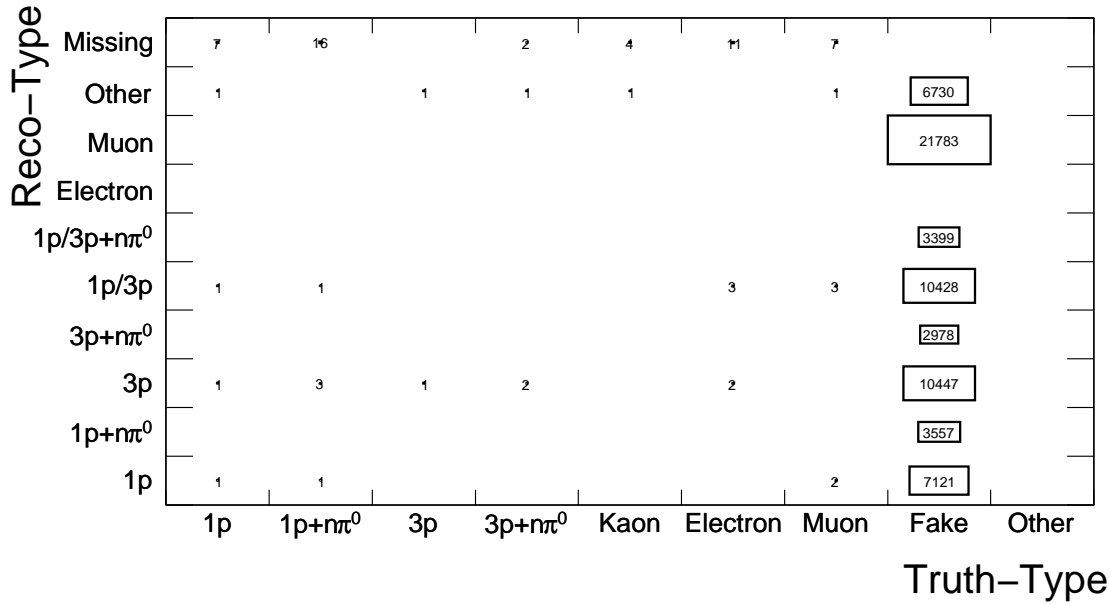


Abbildung A.2: Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse (Angaben in absoluten Zahlen). Nicht alle Einträge der *fake*-Spalte sind prompte Myonen aus den angegebenen Zerfällen, es kann sich um Jets aus ISR & FSR sowie um Rauschen im Kalorimeter handeln, welches fälschlicherweise als Signal interpretiert wurde und als *efo* aufgefasst wurde.

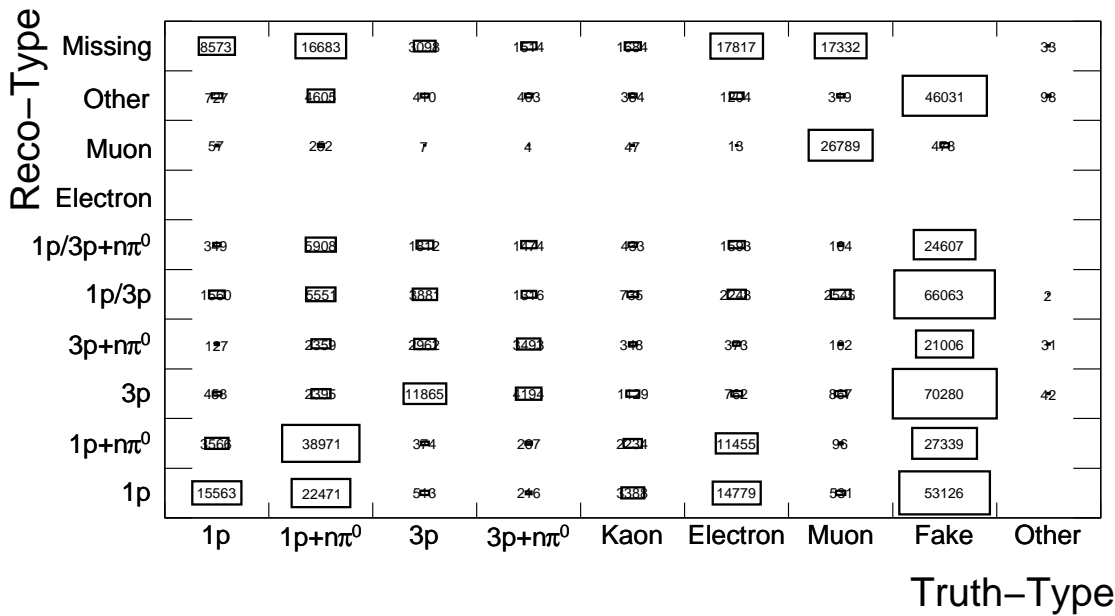


Abbildung A.3: Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse (absolute Zahlen). Ähnlich wie in A.2 erläutert, beinhaltet hier die *muon*-Spalte lediglich Myonen aus Tauzerfällen. Weitere Myonen des Samples können in Jets produziert werden, sodass die Gesamtzahl der Myonen des Samples größer ist als die Anzahl der Prozesse $\tau \rightarrow \mu\nu\mu\nu\tau$.

A.2 Tabellen zu Performance Plots

IP/ Δ IP	Ereignisse		Ereignisse		Unterdrückung
	$Z \rightarrow \tau\tau$	Anteil	$Z \rightarrow \mu\mu, W \rightarrow \mu\nu_\mu$	Anteil	
0.0	22859	0.469 ± 0.002	20906	0.692 ± 0.003	0 ± 0.01
0.2	21588	0.443 ± 0.002	18932	0.627 ± 0.003	1 ± 0.01
0.4	19765	0.405 ± 0.002	15877	0.526 ± 0.003	1 ± 0.01
0.6	17984	0.369 ± 0.002	13053	0.432 ± 0.003	1 ± 0.02
0.8	16244	0.333 ± 0.002	10403	0.344 ± 0.003	2 ± 0.02
1.0	14680	0.301 ± 0.002	8083	0.268 ± 0.003	3 ± 0.04
1.2	13270	0.272 ± 0.002	6136	0.203 ± 0.002	4 ± 0.06
1.4	11946	0.245 ± 0.002	4543	0.150 ± 0.002	6 ± 0.09
1.6	10741	0.220 ± 0.002	3285	0.109 ± 0.002	8 ± 0.15
1.8	9704	0.199 ± 0.002	2336	0.077 ± 0.002	12 ± 0.26
2.0	8759	0.180 ± 0.002	1619	0.054 ± 0.001	18 ± 0.45
2.2	7999	0.164 ± 0.002	1106	0.037 ± 0.001	26 ± 0.81
2.4	7222	0.148 ± 0.002	786	0.026 ± 0.001	37 ± 1.35
2.6	6564	0.135 ± 0.002	537	0.018 ± 0.001	55 ± 2.41
2.8	6009	0.123 ± 0.001	376	0.012 ± 0.001	79 ± 4.12
3.0	5494	0.113 ± 0.001	270	0.009 ± 0.001	111 ± 6.78
3.4	4699	0.096 ± 0.001	145	0.005 ± 0.000	207 ± 17.26
3.8	4067	0.083 ± 0.001	88	0.003 ± 0.000	342 ± 36.54
4.2	3568	0.073 ± 0.001	58	0.002 ± 0.000	520 ± 68.32
4.6	3113	0.064 ± 0.001	48	0.002 ± 0.000	628 ± 90.77
5.0	2729	0.056 ± 0.001	32	0.001 ± 0.000	943 ± 166.79
6.0	1970	0.040 ± 0.001	19	0.001 ± 0.000	1589 ± 364.64
7.0	1445	0.030 ± 0.001	14	0.000 ± 0.000	2157 ± 576.56
8.4	957	0.020 ± 0.001	8	0.000 ± 0.000	3775 ± 1334.89
10.6	507	0.010 ± 0.000	3	0.000 ± 0.000	10069 ± 5813.44
13.0	255	0.005 ± 0.000	3	0.000 ± 0.000	10069 ± 5813.44
15.6	124	0.003 ± 0.000	2	0.000 ± 0.000	15104 ± 10680.14
18.0	42	0.001 ± 0.000	1	0.000 ± 0.000	30208 ± 30208.50
18.8	20	0.000 ± 0.000	0	0.000 ± 0.000	0 ± 0.00

Tabelle A.1: Ergebnisse des Schnittes in der Signifikanz des Stoßparameters zur Berechnung der Unterdrückung prompter Myonen. Der Übersicht halber ist nicht jeder Schnitt aufgelistet. Die zur Erstellung der zugehörigen Plots verwendete Schrittweite ist 0,2

IP/ Δ IP	Ereignisse		Ereignisse		Unterdrückung
	$Z \rightarrow \tau\tau$	Anteil	$Z \rightarrow \mu\mu, W \rightarrow \mu\nu_\mu$	Anteil	
0.0	22859	0.469 ± 0.002	261	0.000 ± 0.000	15840 ± 980.48
0.2	21588	0.443 ± 0.002	237	0.000 ± 0.000	17444 ± 1133.12
0.4	19765	0.405 ± 0.002	212	0.000 ± 0.000	19501 ± 1339.36
0.6	17984	0.369 ± 0.002	193	0.000 ± 0.000	21421 ± 1541.93
0.8	16244	0.333 ± 0.002	172	0.000 ± 0.000	24036 ± 1832.78
1.0	14680	0.301 ± 0.002	156	0.000 ± 0.000	26502 ± 2121.86
1.2	13270	0.272 ± 0.002	143	0.000 ± 0.000	28911 ± 2417.69
1.4	11946	0.245 ± 0.002	129	0.000 ± 0.000	32049 ± 2821.76
1.6	10741	0.220 ± 0.002	114	0.000 ± 0.000	36266 ± 3396.63
1.8	9704	0.199 ± 0.002	102	0.000 ± 0.000	40532 ± 4013.34
2.0	8759	0.180 ± 0.002	95	0.000 ± 0.000	43519 ± 4465.00
2.2	7999	0.164 ± 0.002	86	0.000 ± 0.000	48073 ± 5183.93
2.4	7222	0.148 ± 0.002	77	0.000 ± 0.000	53692 ± 6118.87
2.6	6564	0.135 ± 0.002	72	0.000 ± 0.000	57421 ± 6767.20
2.8	6009	0.123 ± 0.001	66	0.000 ± 0.000	62641 ± 7710.67
3.0	5494	0.113 ± 0.001	65	0.000 ± 0.000	63605 ± 7889.29
3.4	4699	0.096 ± 0.001	58	0.000 ± 0.000	71282 ± 9359.80
3.8	4067	0.083 ± 0.001	47	0.000 ± 0.000	87965 ± 12831.05
4.2	3568	0.073 ± 0.001	35	0.000 ± 0.000	118124 ± 19966.76
4.6	3113	0.064 ± 0.001	33	0.000 ± 0.000	125284 ± 21809.16
5.0	2729	0.056 ± 0.001	29	0.000 ± 0.000	142564 ± 26473.60
6.0	1970	0.040 ± 0.001	24	0.000 ± 0.000	172265 ± 35163.61
7.0	1445	0.030 ± 0.001	20	0.000 ± 0.000	206719 ± 46223.78
8.0	1072	0.022 ± 0.001	17	0.000 ± 0.000	243198 ± 58984.41
9.4	719	0.015 ± 0.001	16	0.000 ± 0.000	258398 ± 64599.73
9.6	678	0.014 ± 0.001	14	0.000 ± 0.000	295313 ± 78925.76
10.4	544	0.011 ± 0.000	13	0.000 ± 0.000	318029 ± 88205.53
10.6	507	0.010 ± 0.000	11	0.000 ± 0.000	375853 ± 113324.01
11.8	377	0.008 ± 0.000	10	0.000 ± 0.000	413438 ± 130740.76
12.6	289	0.006 ± 0.000	9	0.000 ± 0.000	459376 ± 153125.43
13.2	240	0.005 ± 0.000	8	0.000 ± 0.000	516798 ± 182715.82
13.6	217	0.004 ± 0.000	7	0.000 ± 0.000	590626 ± 223235.94
14.2	185	0.004 ± 0.000	6	0.000 ± 0.000	689064 ± 281309.47
15.8	113	0.002 ± 0.000	5	0.000 ± 0.000	826877 ± 369790.95
16.2	92	0.002 ± 0.000	4	0.000 ± 0.000	1033597 ± 516798.62
16.4	87	0.002 ± 0.000	3	0.000 ± 0.000	1378129 ± 795663.63
16.8	73	0.001 ± 0.000	2	0.000 ± 0.000	2067195 ± 1461727.60
17.0	62	0.001 ± 0.000	1	0.000 ± 0.000	4134390 ± 4134390.50
18.0	42	0.001 ± 0.000	0	0.000 ± 0.000	0 ± 0.00

Tabelle A.2: Ergebnisse des Schnittes in der Signifikanz des Stoßparameters zur Berechnung der Unterdrückung von QCD-Jets. Es ist nicht jeder Schnitt aufgelistet.

A.3 Plots zur Simulation variierender Auflösung

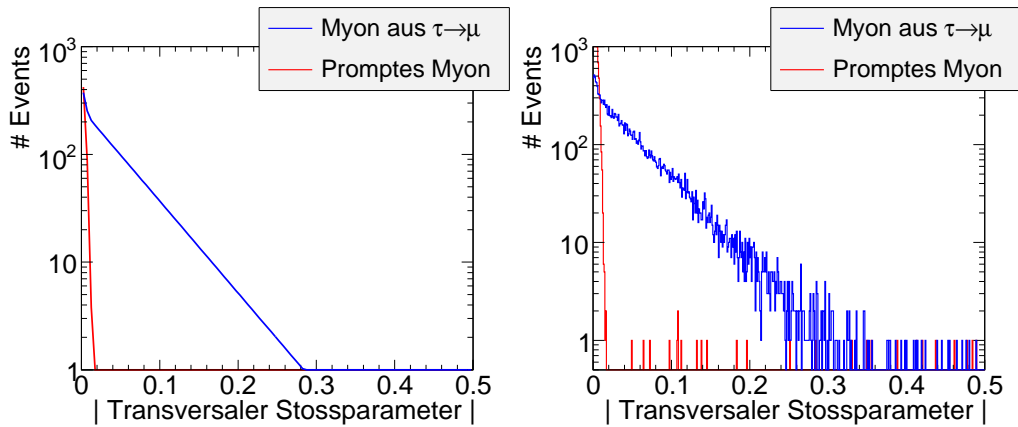


Abbildung A.4: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $3,99 \mu\text{m}$

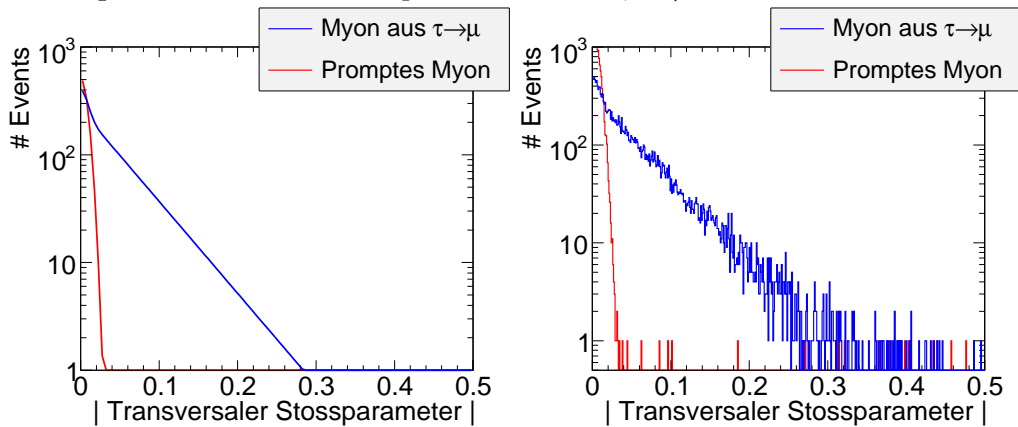


Abbildung A.5: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $7,98 \mu\text{m}$

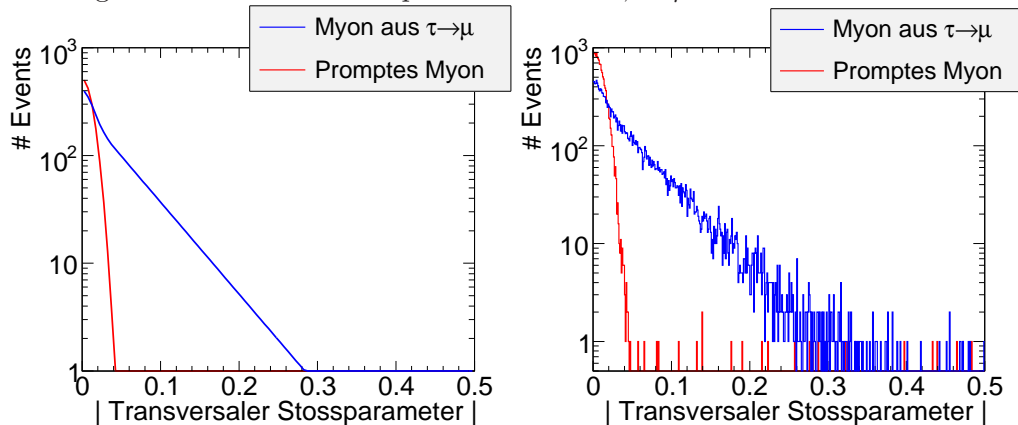


Abbildung A.6: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $12 \mu\text{m}$

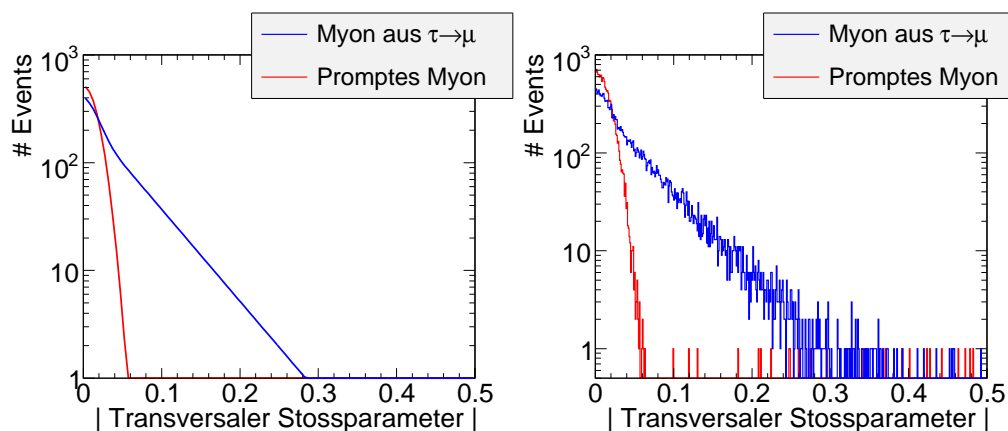


Abbildung A.7: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $16 \mu\text{m}$

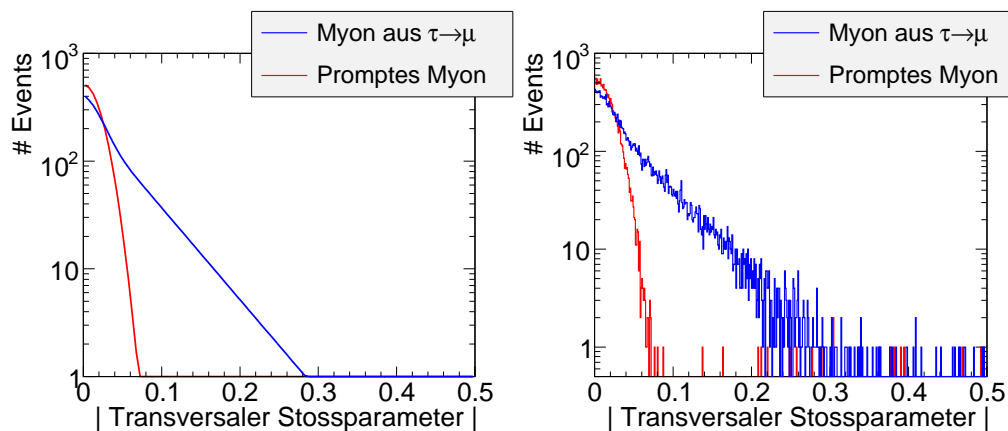


Abbildung A.8: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $20 \mu\text{m}$

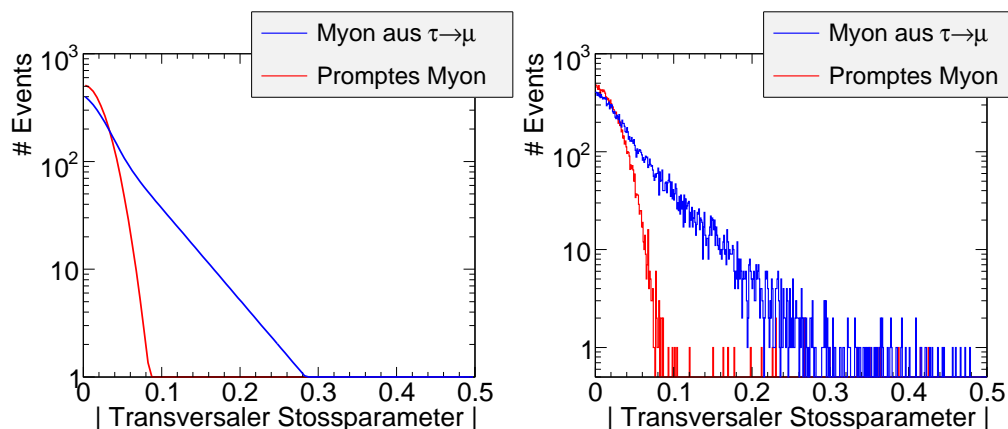


Abbildung A.9: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $23,9 \mu\text{m}$

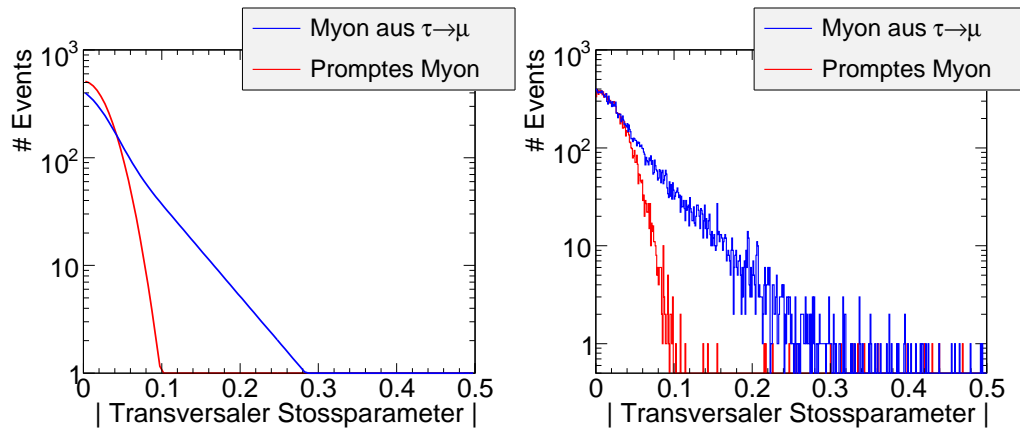


Abbildung A.10: Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von 27,9 μm

Anhang B

Kalibration der Analyse und Selektion im rein leptonischen Kanal

B.1 Selektion des Signals im reinleptonischen Kanal

Dieser Anhang enthält die zu den in Kapitel 5.1 aufgeführten analogen Plots zur Selektion im rein leptonischen Kanal. Es sei nochmals erwähnt, dass das Vorgehen in beiden Kanälen identisch ist, sodass hier lediglich die Plots aufgeführt werden, welche zur Bestimmung der Schnittvariablen und der optimalen Schnittwerte benutzt wurden.

Events nach Schnitt auf...	Verbleibende Events in Sample...						Signaleffizienz in 10^{-3}
	$t\bar{t}$	Multi-Jet	Wbb	Z + Jets	W + Jets	SU3	
Keine Cuts	4e+06	4.7e+09	5e+04	1.4e+07	1.1e+06	2.8e+05	1000
$N_e + N_\mu = 2$	2.1e+05	3.8e+05	664	1.6e+06	1067	2.2e+04	80 ± 0.50
MET > 250GeV	1384	3.1	3.1	221	45	9566	35 ± 0.34
$p_T(1.\text{Jet}) > 120\text{GeV}$	1325	3.1	2.6	221	45	9426	34 ± 0.34
$p_T(2.\text{Jet}) > 110\text{GeV}$	595	3.1	1	62	21	7436	27 ± 0.30
$N_{\text{Jets}} > 3$	564	3.1	1	44	21	6784	25 ± 0.29
$\Delta R < 3$	339	3.1	0.42	40	0	5009	18 ± 0.25

Tabelle B.1: Entwicklung der Eventzahlen mit den einzelnen Schnitten im rein leptonischen Kanal

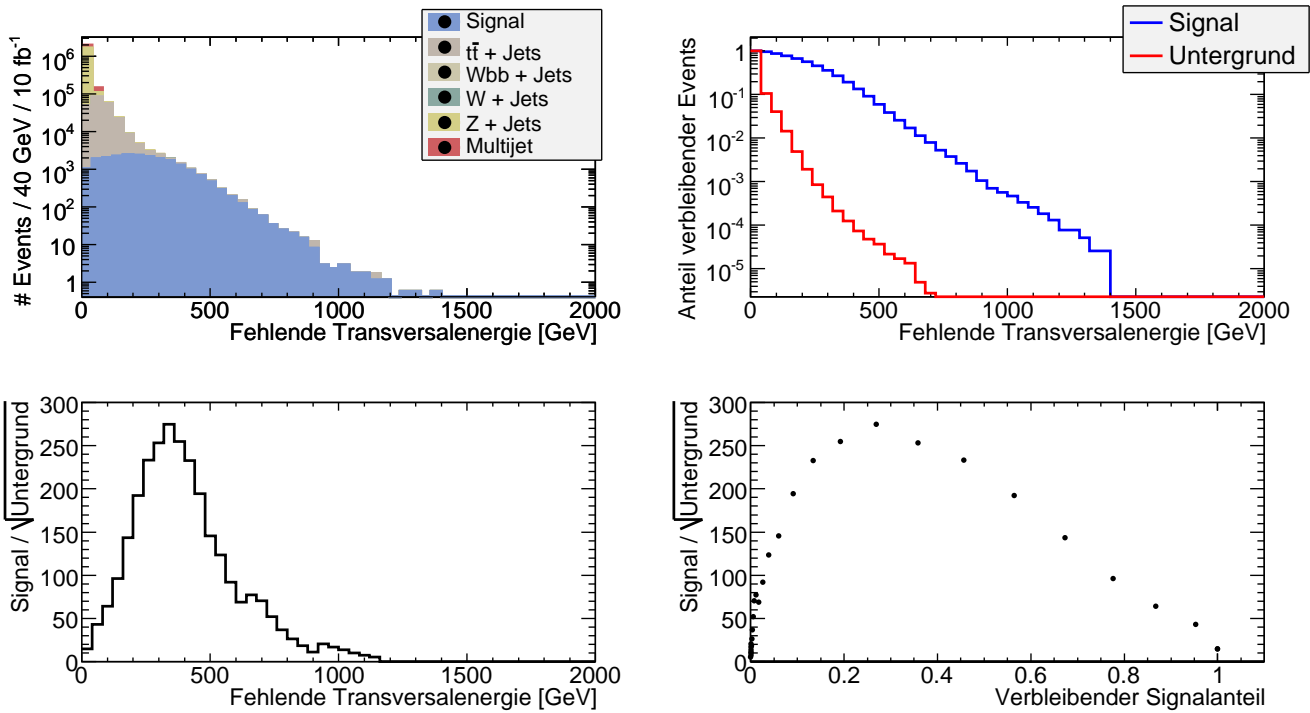


Abbildung B.1: E_T^{miss} -Verteilung nach der Forderung $N_e + N_\mu = 2$. Wie auch im semi-leptonischen Kanal wird hier darauf verzichtet, S/\sqrt{B} zu maximieren, da in diesem Falle über 70% des Signals verloren gehen würde. Der gewählte Schnitt ist $E_T^{\text{miss}} > 220$ GeV

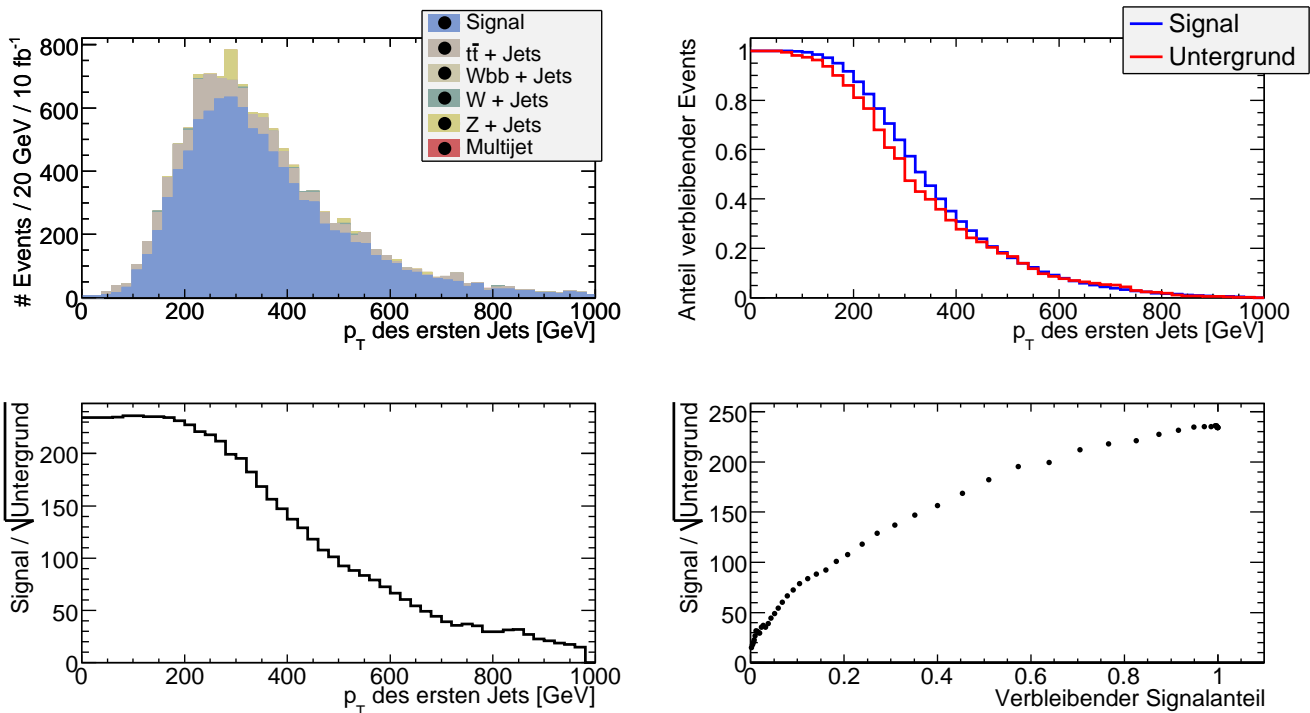


Abbildung B.2: Transversalimpuls des härtesten Jets. Es wird verlangt, dass $p_T(1. \text{ Jet}) > 120$ GeV

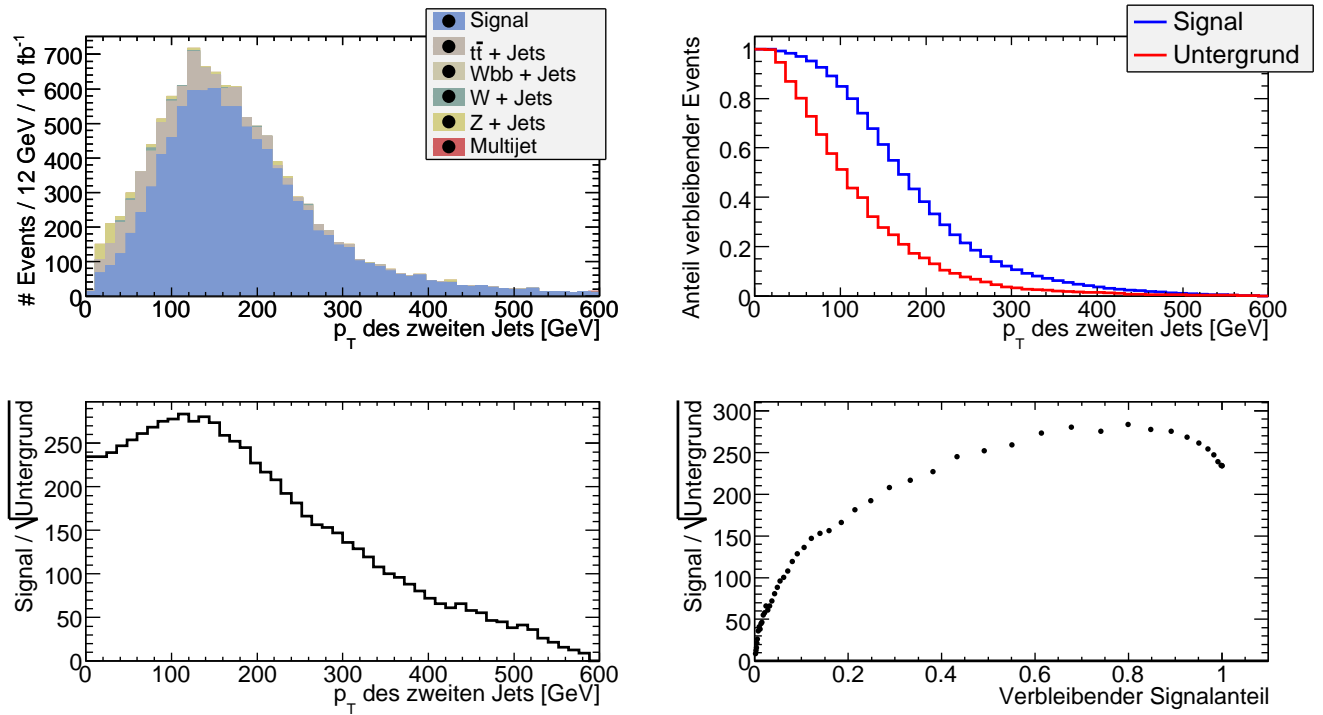


Abbildung B.3: Für den Transversalimpuls des zweithärtesten Jets ergibt sich $p_T(2. \text{ Jet}) > 110 \text{ GeV}$ als guter Wert.

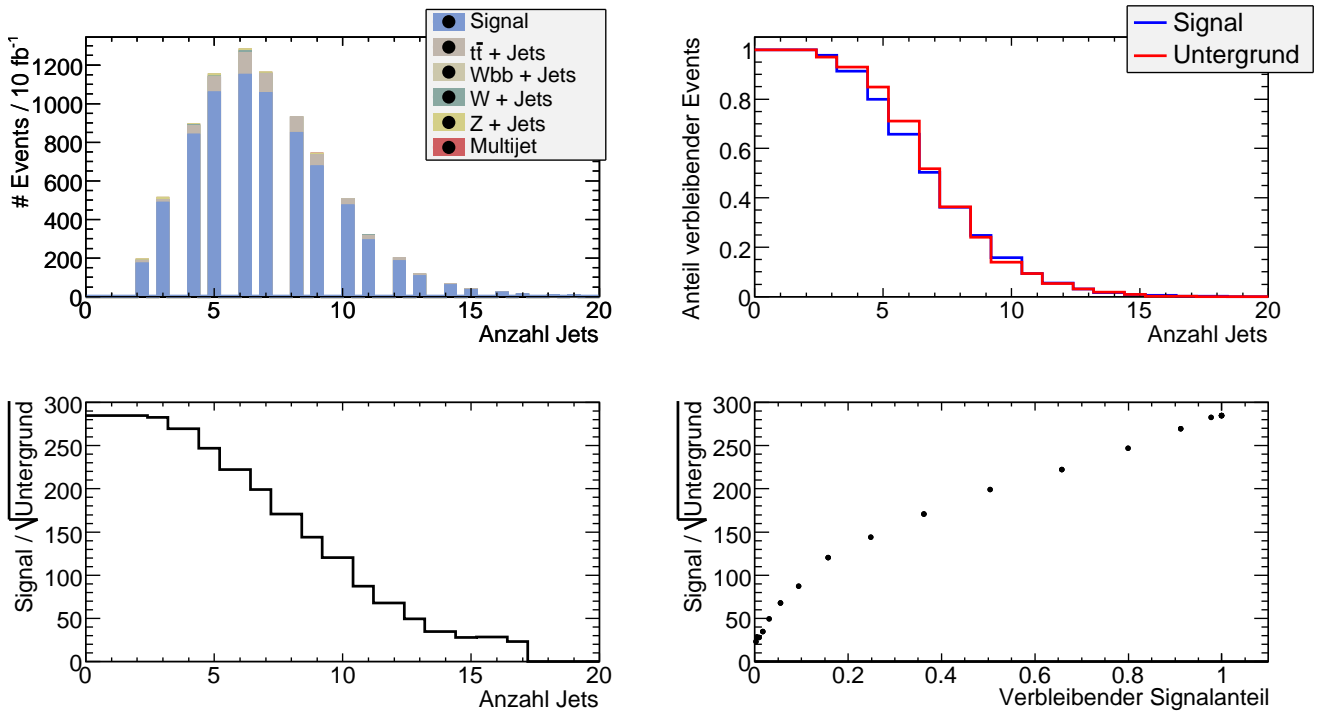


Abbildung B.4: Anzahl der Jets. Ein Schnitt in dieser Variablen trägt zwar nicht merklich zur Erhöhung von S/\sqrt{B} bei, allerdings wird mit den bisherigen Schnitten im rein hadronischen Kanal lediglich $N_{\text{Jets}} \geq 2$ gefordert.

B.2 Kalibration im reinleptonischen Kanal

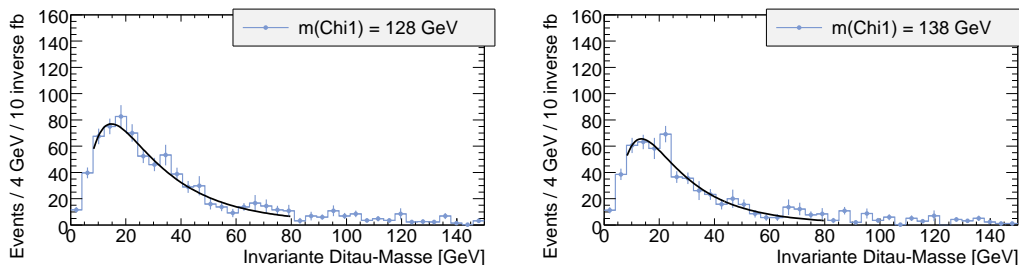


Abbildung B.7: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen

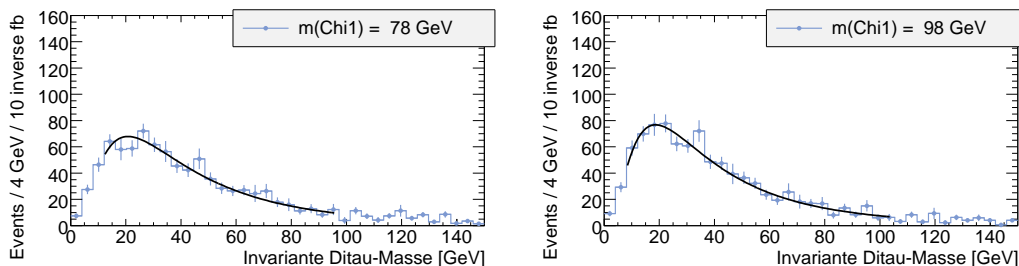


Abbildung B.8: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen

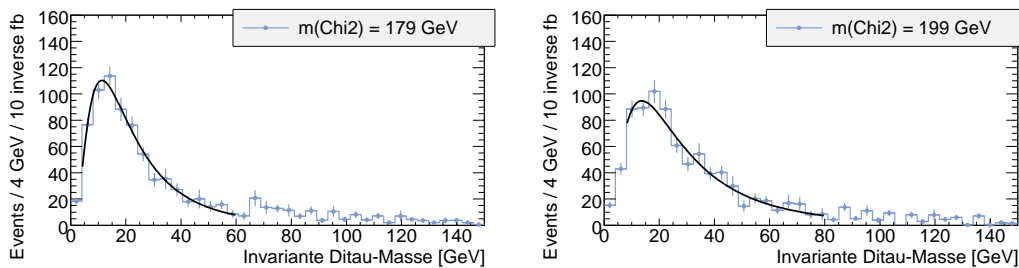


Abbildung B.9: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen

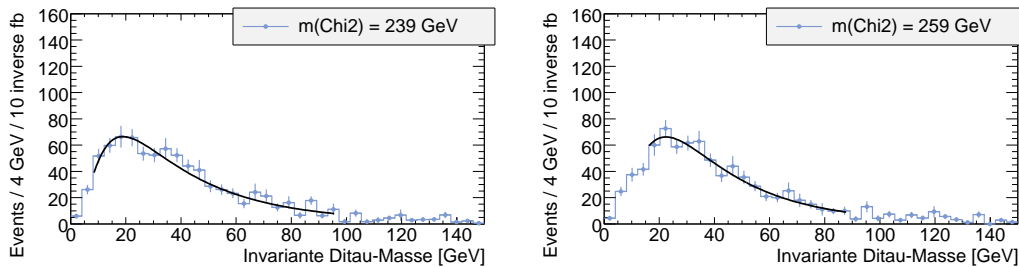


Abbildung B.10: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen

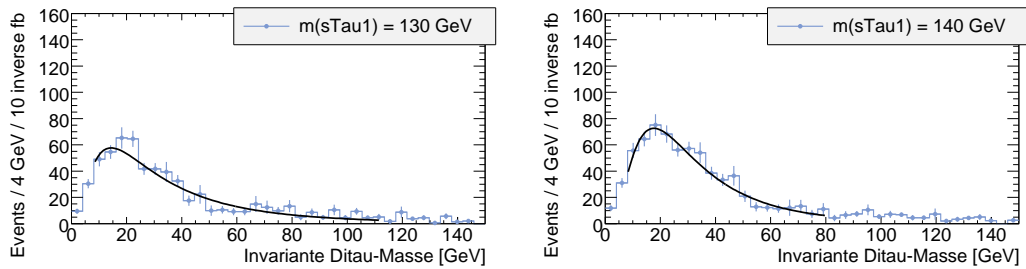
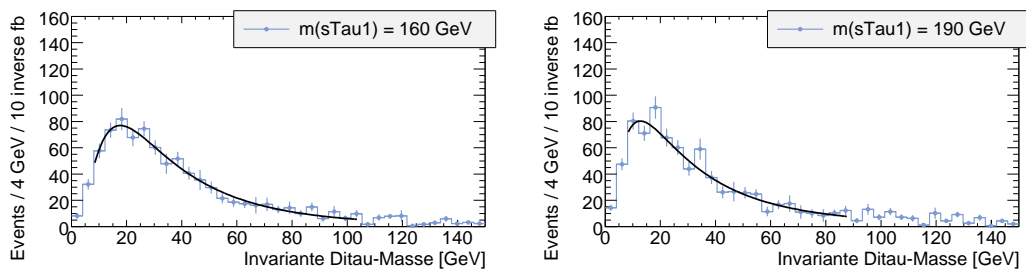
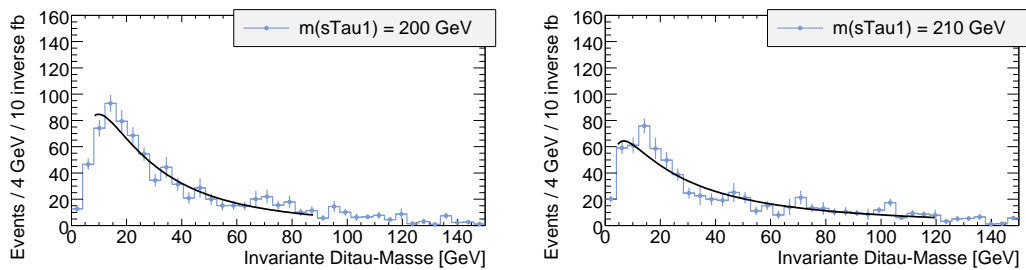
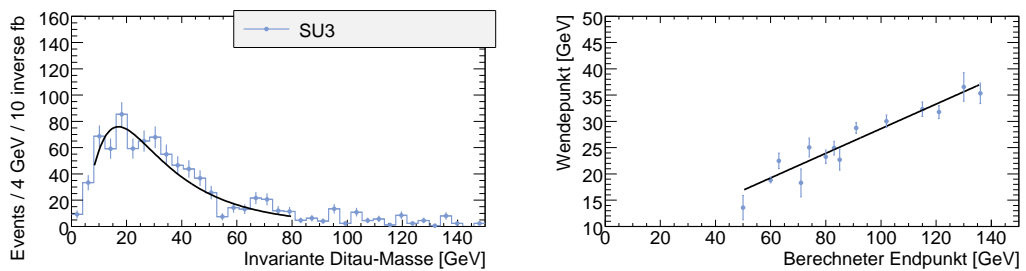
Abbildung B.11: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ MassenAbbildung B.12: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ MassenAbbildung B.13: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen

Abbildung B.14: Fit des SU3-Spektrums (links) und Kalibrationsgerade (rechts)

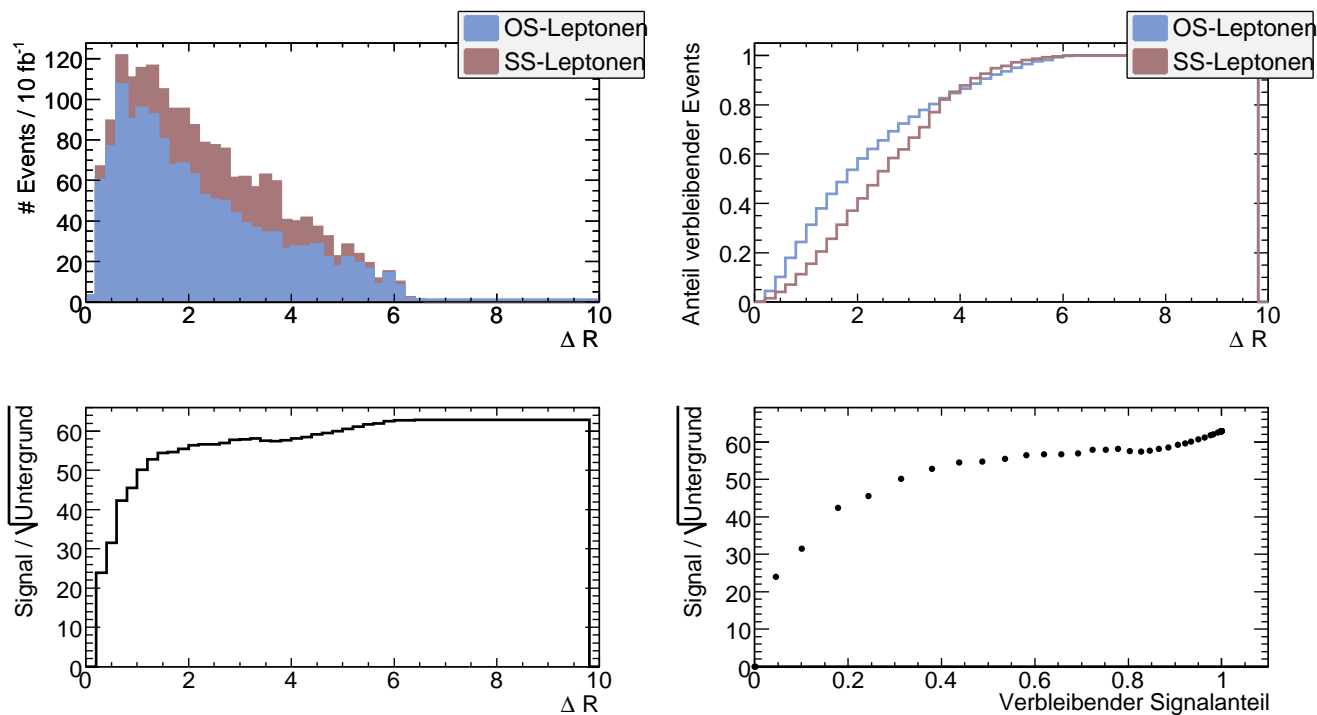


Abbildung B.5: Analog zum semi-leptonischen Kanal wird durch einen Schnitt in ΔR versucht, Ereignisse zu unterdrücken, in denen die beiden gewählten Leptonen aus unterschiedlichen Zweigen stammen (große ΔR -Werte) oder gleiche Ladung haben (*SS*-Leptonen)

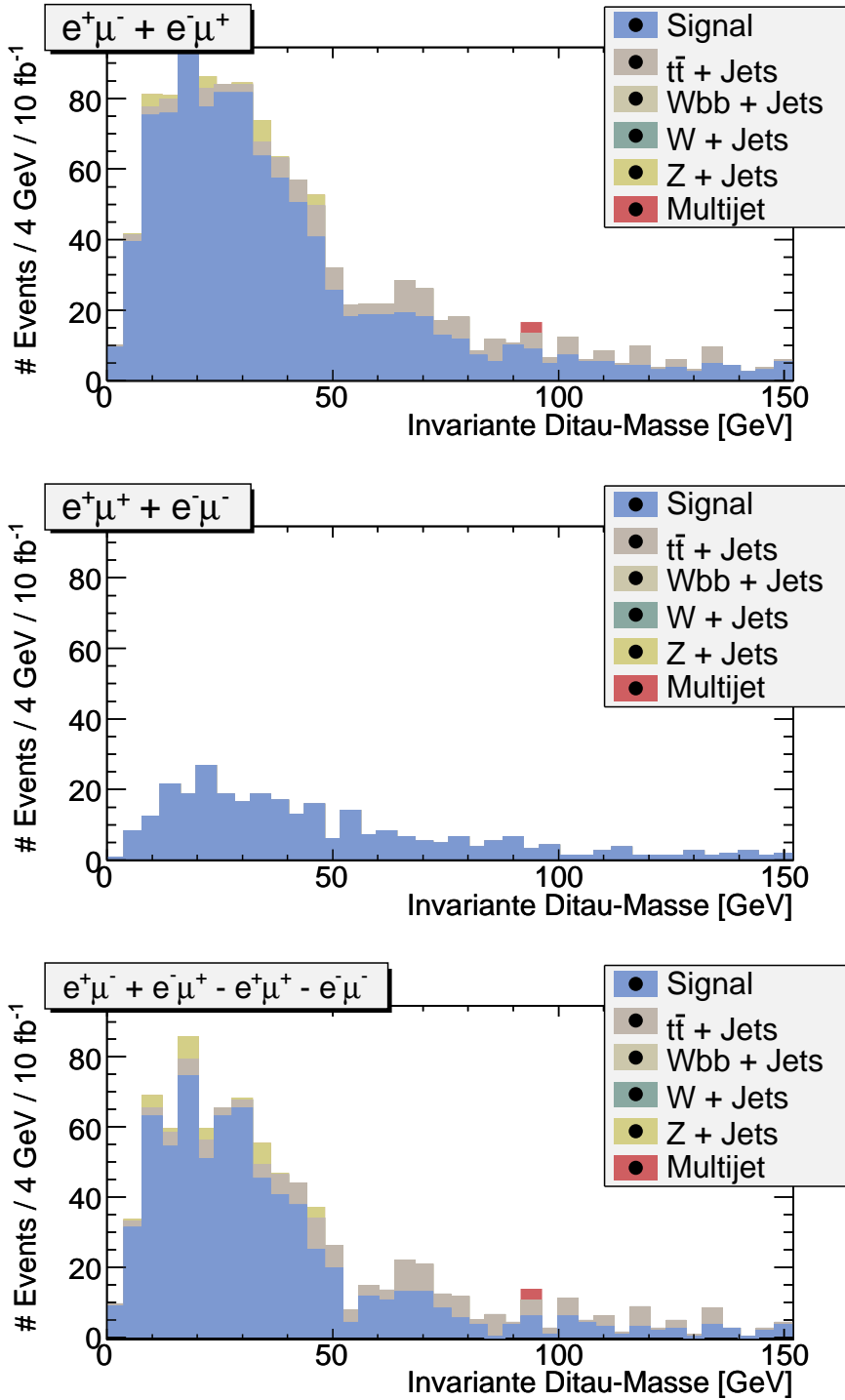


Abbildung B.6: Resultierendes $m_{\tau\tau}$ -Spektrum nach allen Schnitten.

Oben: Ereignisse mit positivem Beitrag zu $K_{\ell\ell}$ (Gl.5.2) beitragen.

Mitte: Ereignisse mit negativem Gewicht in $K_{\ell\ell}$.

Unten: Verteilung nach Bilden der Kombination $K_{\ell\ell}$

Sample	Fitbereich in GeV	Wendepunkt in GeV	χ^2/DoF	p_1	p_2	p_3
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 78 \text{ GeV}$	12-96	35.3 ± 1.93	13.5 / 18	$1.9\text{e}+03 \pm 79.2$	3.63 ± 0.0368	0.773 ± 0.049
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 98 \text{ GeV}$	8-104	31.8 ± 1.22	16.5 / 21	$1.94\text{e}+03 \pm 71.7$	3.53 ± 0.0307	0.777 ± 0.0333
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 128 \text{ GeV}$	8-80	24.9 ± 1.3	16.4 / 15	$1.52\text{e}+03 \pm 70.3$	3.27 ± 0.0371	0.758 ± 0.0482
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 138 \text{ GeV}$	8-80	22.5 ± 1.46	21.2 / 15	$1.15\text{e}+03 \pm 64.2$	3.13 ± 0.0402	0.729 ± 0.056
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 179 \text{ GeV}$	4-60	18.8 ± 0.525	9.45 / 11	$1.63\text{e}+03 \pm 64.1$	2.95 ± 0.0319	0.725 ± 0.03
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 199 \text{ GeV}$	8-80	23.3 ± 1.28	19.8 / 15	$1.75\text{e}+03 \pm 73.1$	3.22 ± 0.034	0.781 ± 0.0463
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 239 \text{ GeV}$	8-96	32.3 ± 1.38	23.6 / 19	$1.71\text{e}+03 \pm 70.8$	3.56 ± 0.0364	0.783 ± 0.0394
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 259 \text{ GeV}$	16-88	36.5 ± 2.7	8.7 / 15	$1.88\text{e}+03 \pm 86.1$	3.58 ± 0.0391	0.684 ± 0.0607
$m(\tilde{\tau}) = 130 \text{ GeV}$	8-112	25 ± 1.78	39.7 / 23	$1.17\text{e}+03 \pm 61.7$	3.35 ± 0.0429	0.826 ± 0.0571
$m(\tilde{\tau}) = 140 \text{ GeV}$	8-80	28.7 ± 1.03	11.5 / 15	$1.62\text{e}+03 \pm 70.9$	3.33 ± 0.0323	0.679 ± 0.0361
$m(\tilde{\tau}) = 160 \text{ GeV}$	8-104	30 ± 1.17	16.1 / 21	$1.83\text{e}+03 \pm 72.2$	3.46 ± 0.0307	0.768 ± 0.0345
$m(\tilde{\tau}) = 190 \text{ GeV}$	8-88	22.7 ± 1.98	20.8 / 17	$1.52\text{e}+03 \pm 69.8$	3.34 ± 0.0456	0.892 ± 0.0663
$m(\tilde{\tau}) = 200 \text{ GeV}$	8-88	18.3 ± 2.66	32 / 17	$1.38\text{e}+03 \pm 65.3$	3.3 ± 0.0584	1.01 ± 0.0947
$m(\tilde{\tau}) = 210 \text{ GeV}$	4-120	13.6 ± 2.31	56.2 / 26	$1.04\text{e}+03 \pm 46.4$	3.66 ± 0.114	1.33 ± 0.105
SU3	8-80	28.3 ± 1.58	51.1 / 15	$1.68\text{e}+03 \pm 95.9$	3.35 ± 0.0372	0.721 ± 0.0513

Tabelle B.2: Ergebnisse der Fits der Kalibrationsdatensätze (rein leptonischer Kanal). Die angegebenen Parameter p_1, p_2, p_3 sind die in der Fitfunktion auftretenden Parameter: $f(x; p_1, p_2, p_3) = \frac{p_1}{x} \cdot \exp -\frac{1}{2p_3^2} (\ln(x) - p_2)^2$

Endpunkt in GeV	χ^2/DoF	Steigung	Achsenabschnitt in GeV	Kovarianz in GeV
98.5 ± 6.95	19.5 / 12	0.234 ± 0.0139	5.18 ± 1.17	-0.0155

Tabelle B.3: Ergebnisse des Geradenfits im rein leptonischem Kanal

Variation des resultierenden Endpunktes und seines Fehlers bei Variation des Fit-Bereiches.

Fitbereich in Prozent	Endpunkt in GeV	Δ Endpunkt in GeV	χ^2/DoF
58-4	100.2	6.975	19.57 / 12
58-5	100.7	6.885	20.68 / 12
58-6	99.34	7.161	22.98 / 12
58-7	99.33	7.137	21.01 / 12
58-8	98.6	7.216	28.66 / 12
58-9	105.4	9.816	30.33 / 12
58-10	105.3	9.814	29.98 / 12
59-4	100.2	6.975	19.57 / 12
59-5	100.7	6.885	20.68 / 12
59-6	99.34	7.161	22.98 / 12
59-7	99.33	7.137	21.01 / 12
59-8	98.6	7.216	28.66 / 12
59-9	105.4	9.816	30.33 / 12
59-10	105.3	9.814	29.98 / 12
60-4	100.2	6.975	19.57 / 12
60-5	100.7	6.885	20.68 / 12
60-6	99.34	7.161	22.98 / 12
60-7	99.33	7.137	21.01 / 12
60-8	98.6	7.216	28.66 / 12
60-9	105.4	9.816	30.33 / 12
60-10	105.3	9.814	29.98 / 12
61-4	100.2	6.975	19.57 / 12
61-5	100.7	6.885	20.68 / 12
61-6	99.34	7.161	22.98 / 12
61-7	99.33	7.137	21.01 / 12
61-8	98.6	7.216	28.66 / 12
61-9	105.4	9.816	30.33 / 12
61-10	105.3	9.814	29.98 / 12
62-4	100.2	6.975	19.57 / 12
62-5	100.7	6.885	20.68 / 12
62-6	99.34	7.161	22.98 / 12
62-7	99.33	7.137	21.01 / 12
62-8	98.6	7.216	28.66 / 12
62-9	105.4	9.816	30.33 / 12
62-10	105.3	9.814	29.98 / 12
63-4	100.2	6.975	19.57 / 12
63-5	100.7	6.885	20.68 / 12

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle der letzten Seite

Fitbereich in Prozent	Endpunkt in GeV	Δ Endpunkt in GeV	χ^2/DoF
63-6	99.34	7.161	22.98 / 12
63-7	99.33	7.137	21.01 / 12
63-8	98.6	7.216	28.66 / 12
63-9	105.4	9.816	30.33 / 12
63-10	105.3	9.814	29.98 / 12
64-4	100.2	6.975	19.57 / 12
64-5	100.7	6.885	20.68 / 12
64-6	99.34	7.161	22.98 / 12
64-7	99.33	7.137	21.01 / 12
64-8	98.6	7.216	28.66 / 12
64-9	105.4	9.816	30.33 / 12
64-10	105.3	9.814	29.98 / 12
65-4	99.53	6.833	18.54 / 12
65-5	100	6.748	19.68 / 12
65-6	98.53	6.967	21.51 / 12
65-7	98.5	6.952	19.5 / 12
65-8	97.75	7.017	27.03 / 12
65-9	104.3	9.544	28.76 / 12
65-10	104.3	9.537	28.37 / 12
66-4	99.53	6.833	18.54 / 12
66-5	100	6.748	19.68 / 12
66-6	98.53	6.967	21.51 / 12
66-7	98.5	6.952	19.5 / 12
66-8	97.75	7.017	27.03 / 12
66-9	104.3	9.544	28.76 / 12
66-10	104.3	9.537	28.37 / 12
67-4	99.53	6.833	18.54 / 12
67-5	100	6.748	19.68 / 12
67-6	98.53	6.967	21.51 / 12
67-7	98.5	6.952	19.5 / 12
67-8	97.75	7.017	27.03 / 12
67-9	104.3	9.544	28.76 / 12
67-10	104.3	9.537	28.37 / 12
68-4	99.59	6.804	20.62 / 12
68-5	99.93	6.834	21.73 / 12
68-6	98.31	7.158	23.35 / 12
68-7	98.02	7.341	18.18 / 12
68-8	96.98	7.657	23.55 / 12
68-9	104.2	10.48	24.52 / 12
68-10	104.1	10.49	24.05 / 12
69-4	99.59	6.804	20.62 / 12

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle der letzten Seite

Fitbereich in Prozent	Endpunkt in GeV	Δ Endpunkt in GeV	χ^2/DoF
69-5	99.93	6.834	21.73 / 12
69-6	98.31	7.158	23.35 / 12
69-7	98.02	7.341	18.18 / 12
69-8	96.98	7.657	23.55 / 12
69-9	104.2	10.48	24.52 / 12
69-10	104.1	10.49	24.05 / 12
70-4	99.59	6.804	20.62 / 12
70-5	99.93	6.834	21.73 / 12
70-6	98.31	7.158	23.35 / 12
70-7	98.02	7.341	18.18 / 12
70-8	96.98	7.657	23.55 / 12
70-9	104.2	10.48	24.52 / 12
70-10	104.1	10.49	24.05 / 12
71-4	100.3	6.912	19.43 / 12
71-5	100.6	6.948	20.66 / 12
71-6	98.87	7.258	22.64 / 12
71-7	98.57	7.448	17.52 / 12
71-8	97.44	7.762	23.03 / 12
71-9	104.7	10.62	24.03 / 12
71-10	104.6	10.62	23.56 / 12
72-4	100.3	6.912	19.43 / 12
72-5	100.6	6.948	20.66 / 12
72-6	98.87	7.258	22.64 / 12
72-7	98.57	7.448	17.52 / 12
72-8	97.44	7.762	23.03 / 12
72-9	104.7	10.62	24.03 / 12
72-10	104.6	10.62	23.56 / 12

Tabelle B.4: Variation des resultierenden Endpunktes und seines Fehlers bei Variation des Fit-Bereiches. Die erste Spalte gibt an, welchen Prozentteil des Maximums das Startbin (bzw. Endbin) des Fits hat (s.a. Erläuterungen in Kapitel 5). Die Spalte χ^2/DoF bezieht sich auf den Geradenfit im Kalibrationsgraphen Wendepunkt vs. Endpunkt.

# Messungen	Mittelwert in GeV	Gewichteter Mittelwert in GeV	1σ in GeV	Mittlerer Fehler in GeV
105	100.8	100.4	2.684	0.2619

Tabelle B.5: Zusammenfassung der Analyse der Systematik (rein leptonisch). # Messungen gibt an, wieviele verschiedene Fitbereiche getestet wurden, die übrigen Spalten beziehen sich jeweils auf die Menge der dabei extrahierten Endpunkte. Die Wichtung des gewichteten Mittelwerts ist das inverse Quadrat des Fehlers.

B.3 Kalibration im semileptonischen Kanal

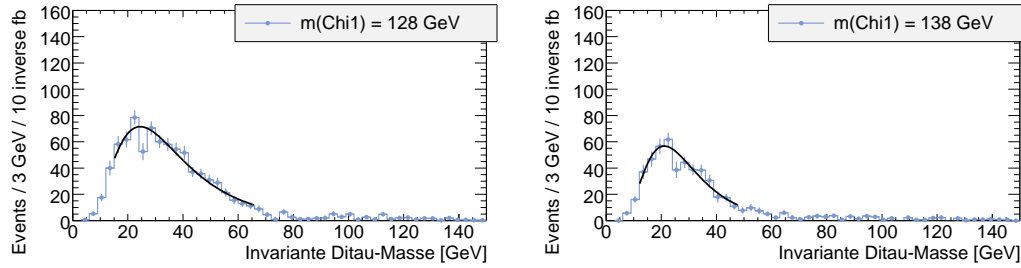


Abbildung B.15: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen

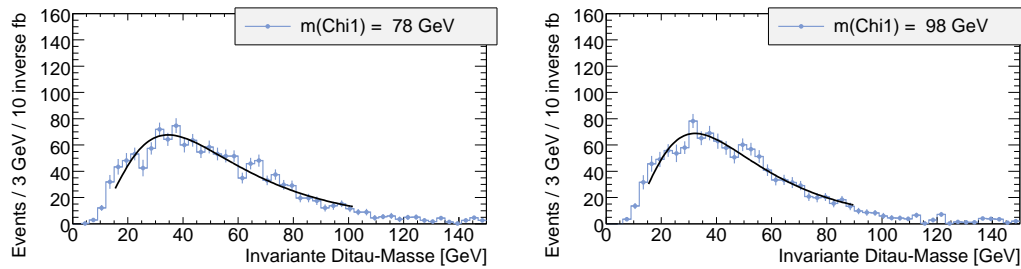


Abbildung B.16: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen

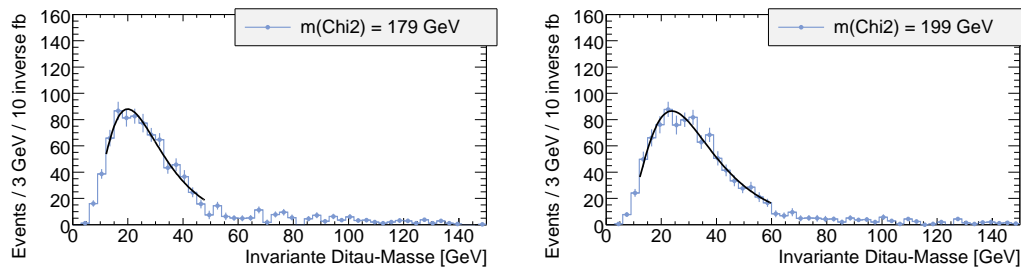


Abbildung B.17: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen

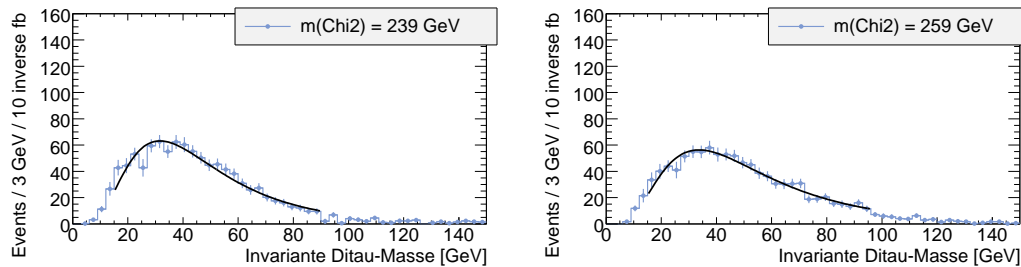


Abbildung B.18: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen

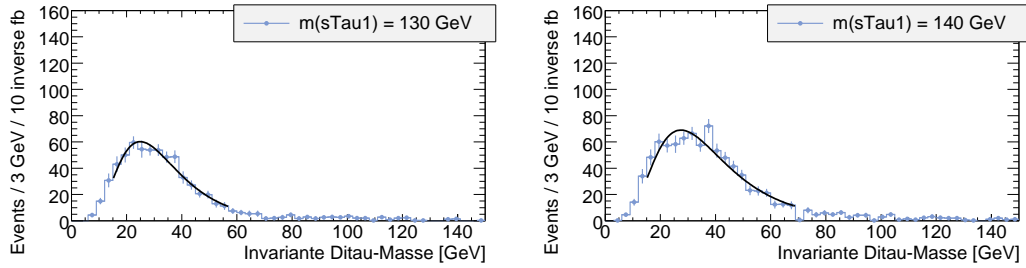
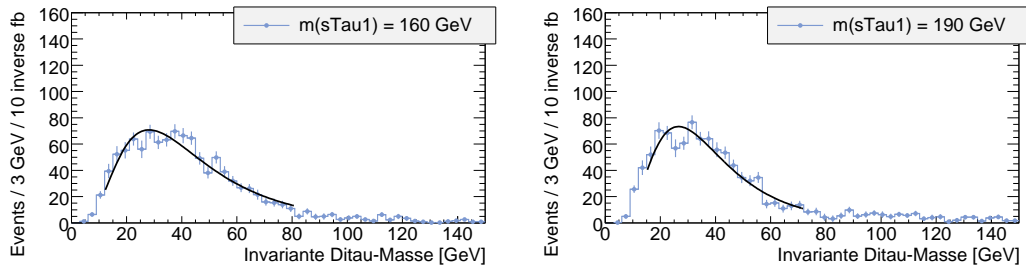
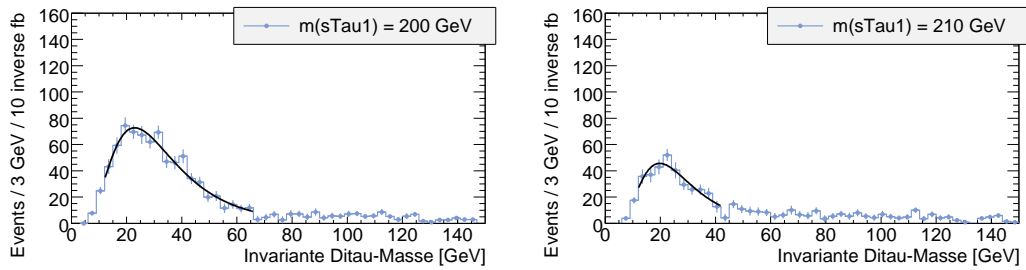
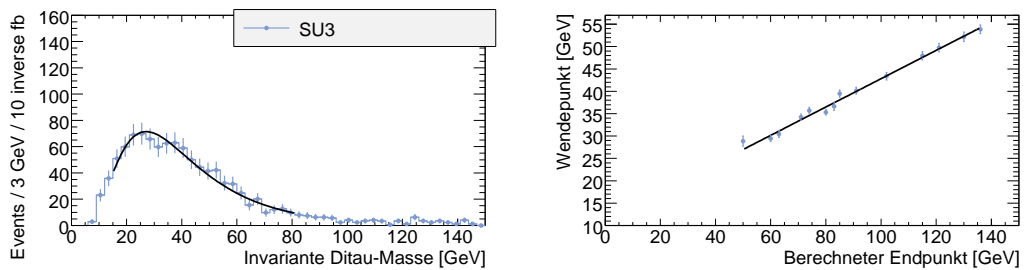
Abbildung B.19: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ MassenAbbildung B.20: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ MassenAbbildung B.21: Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen

Abbildung B.22: Fit des SU3-Spektrums (links) und Kalibrationsgerade (rechts)

Sample	Fitbereich in GeV	Wendepunkt in GeV	χ^2/DoF	p_1	p_2	p_3
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 78 \text{ GeV}$	15-102	53.9 ± 0.975	46.7 / 26	$2.79\text{e}+03 \pm 72.8$	3.9 ± 0.0175	0.595 ± 0.021
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 98 \text{ GeV}$	15-90	49.8 ± 0.928	27 / 22	$2.62\text{e}+03 \pm 74$	3.81 ± 0.0184	0.577 ± 0.0228
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 128 \text{ GeV}$	15-66	36.6 ± 0.893	17.9 / 14	$2.01\text{e}+03 \pm 69$	3.47 ± 0.0197	0.522 ± 0.0264
$m(\tilde{\chi}_1^0) = 138 \text{ GeV}$	12-48	30.5 ± 0.747	11.1 / 9	$1.33\text{e}+03 \pm 62.6$	3.26 ± 0.0241	0.462 ± 0.0293
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 179 \text{ GeV}$	12-48	29.4 ± 0.637	9.82 / 9	$1.99\text{e}+03 \pm 71.4$	3.24 ± 0.0206	0.497 ± 0.0274
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 199 \text{ GeV}$	12-60	35.3 ± 0.613	10.5 / 13	$2.34\text{e}+03 \pm 73.6$	3.43 ± 0.0176	0.505 ± 0.0208
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 239 \text{ GeV}$	15-90	47.9 ± 0.915	20.4 / 22	$2.32\text{e}+03 \pm 70.5$	3.75 ± 0.0169	0.542 ± 0.0209
$m(\tilde{\chi}_2^0) = 259 \text{ GeV}$	15-96	52.2 ± 1.06	14.6 / 24	$2.25\text{e}+03 \pm 67.3$	3.86 ± 0.0199	0.586 ± 0.0246
$m(\tilde{\tau}) = 130 \text{ GeV}$	15-57	35.7 ± 0.756	7.21 / 11	$1.66\text{e}+03 \pm 66$	3.42 ± 0.0198	0.446 ± 0.026
$m(\tilde{\tau}) = 140 \text{ GeV}$	15-69	40.1 ± 0.763	25.3 / 15	$2.13\text{e}+03 \pm 72.5$	3.54 ± 0.0172	0.481 ± 0.022
$m(\tilde{\tau}) = 160 \text{ GeV}$	12-81	43.4 ± 0.848	31.5 / 20	$2.35\text{e}+03 \pm 69.1$	3.67 ± 0.0185	0.574 ± 0.0219
$m(\tilde{\tau}) = 190 \text{ GeV}$	15-72	39.5 ± 0.813	36.5 / 16	$2.22\text{e}+03 \pm 73.4$	3.54 ± 0.018	0.508 ± 0.023
$m(\tilde{\tau}) = 200 \text{ GeV}$	12-66	34.2 ± 0.71	16 / 15	$1.91\text{e}+03 \pm 66.5$	3.4 ± 0.0196	0.517 ± 0.0226
$m(\tilde{\tau}) = 210 \text{ GeV}$	12-42	28.9 ± 1.13	7.78 / 7	$1.01\text{e}+03 \pm 63.2$	3.21 ± 0.0446	0.48 ± 0.0579
SU3	15-81	41 ± 1.16	10.6 / 19	$2.24\text{e}+03 \pm 102$	3.59 ± 0.024	0.545 ± 0.0295

Tabelle B.6: Ergebnisse der Fits der Kalibrationsdatensätze (semi leptonischer Kanal). Die angegebenen Parameter p_1, p_2, p_3 sind die in der Fitfunktion auftretenden Parameter: $f(x; p_1, p_2, p_3) = \frac{p_1}{x} \cdot \exp -\frac{1}{2p_3^2} (\ln(x) - p_2)^2$

Endpunkt in GeV	χ^2/DoF	Steigung	Achsenabschnitt in GeV	Kovarianz in GeV
94.3 ± 3.75	15.4 / 12	0.317 ± 0.00928	11.2 ± 0.823	-0.00738

Tabelle B.7: Ergebnisse des Geradenfits im rein leptonischen Kanal

Variation des resultierenden Endpunktes und seines Fehlers bei Variation des Fit-Bereiches.

Fitbereich in Prozent	Endpunkt in GeV	Δ Endpunkt in GeV	χ^2 /DoF
49-11	92.82	3.314	6.442 / 12
49-12	92.82	3.33	6.26 / 12
49-13	93.46	3.159	13.35 / 12
49-14	93.46	3.159	13.35 / 12
49-15	95.38	3.574	13.65 / 12
49-16	95.31	3.569	14.06 / 12
49-17	95.1	3.547	13.38 / 12
50-11	92.82	3.314	6.442 / 12
50-12	92.82	3.33	6.26 / 12
50-13	93.46	3.159	13.35 / 12
50-14	93.46	3.159	13.35 / 12
50-15	95.38	3.574	13.65 / 12
50-16	95.31	3.569	14.06 / 12
50-17	95.1	3.547	13.38 / 12
51-11	92.58	3.326	4.69 / 12
51-12	92.6	3.342	4.705 / 12
51-13	93.35	3.162	12.44 / 12
51-14	93.35	3.162	12.44 / 12
51-15	95.29	3.577	12.94 / 12
51-16	95.21	3.572	13.32 / 12
51-17	95.03	3.549	13.06 / 12
52-11	93.7	3.96	5.232 / 12
52-12	93.65	3.972	5.245 / 12
52-13	94.45	3.754	13.64 / 12
52-14	94.45	3.754	13.64 / 12
52-15	95.61	4.176	14.12 / 12
52-16	95.53	4.171	14.49 / 12
52-17	95.35	4.143	14.22 / 12
53-11	93.7	3.96	5.232 / 12
53-12	93.65	3.972	5.245 / 12
53-13	94.45	3.754	13.64 / 12
53-14	94.45	3.754	13.64 / 12
53-15	95.61	4.176	14.12 / 12
53-16	95.53	4.171	14.49 / 12
53-17	95.35	4.143	14.22 / 12
54-11	93.7	3.96	5.232 / 12
54-12	93.65	3.972	5.245 / 12

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle der letzten Seite

Fitbereich in Prozent	Endpunkt in GeV	Δ Endpunkt in GeV	χ^2/DoF
54-13	94.45	3.754	13.64 / 12
54-14	94.45	3.754	13.64 / 12
54-15	95.61	4.176	14.12 / 12
54-16	95.53	4.171	14.49 / 12
54-17	95.35	4.143	14.22 / 12
55-11	93.48	3.961	6.596 / 12
55-12	93.42	3.972	6.574 / 12
55-13	94.33	3.746	15.44 / 12
55-14	94.33	3.746	15.44 / 12
55-15	95.5	4.177	16.16 / 12
55-16	95.42	4.171	16.5 / 12
55-17	95.24	4.143	16.18 / 12
56-11	93.48	3.961	6.596 / 12
56-12	93.42	3.972	6.574 / 12
56-13	94.33	3.746	15.44 / 12
56-14	94.33	3.746	15.44 / 12
56-15	95.5	4.177	16.16 / 12
56-16	95.42	4.171	16.5 / 12
56-17	95.24	4.143	16.18 / 12
57-11	93.11	3.937	6.51 / 12
57-12	93.04	3.947	6.4 / 12
57-13	93.9	3.738	13.55 / 12
57-14	93.9	3.738	13.55 / 12
57-15	95.06	4.167	14.19 / 12
57-16	95	4.163	14.51 / 12
57-17	94.8	4.133	13.95 / 12
58-11	93.08	3.932	6.537 / 12
58-12	93.02	3.942	6.418 / 12
58-13	93.76	3.713	13.49 / 12
58-14	93.76	3.713	13.49 / 12
58-15	94.92	4.139	14.15 / 12
58-16	94.85	4.135	14.43 / 12
58-17	94.64	4.103	13.7 / 12
59-11	92.33	3.784	7.12 / 12
59-12	92.3	3.801	7.073 / 12
59-13	93.29	3.629	13.51 / 12
59-14	93.29	3.629	13.51 / 12
59-15	94.43	4.037	13.74 / 12
59-16	94.37	4.033	13.91 / 12
59-17	94.24	4.014	13.65 / 12
60-11	94.47	10.01	3.062 / 12

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle der letzten Seite

Fitbereich in Prozent	Endpunkt in GeV	Δ Endpunkt in GeV	χ^2/DoF
60-12	94.45	10.29	3.062 / 12
60-13	93.2	3.649	12.81 / 12
60-14	93.2	3.649	12.81 / 12
60-15	94.35	4.058	13.03 / 12
60-16	94.29	4.055	13.19 / 12
60-17	94.15	4.036	12.94 / 12
61-11	94.47	10.01	3.062 / 12
61-12	94.45	10.29	3.062 / 12
61-13	93.2	3.649	12.81 / 12
61-14	93.2	3.649	12.81 / 12
61-15	94.35	4.058	13.03 / 12
61-16	94.29	4.055	13.19 / 12
61-17	94.15	4.036	12.94 / 12
62-11	94.47	10.01	3.062 / 12
62-12	94.45	10.29	3.062 / 12
62-13	93.2	3.649	12.81 / 12
62-14	93.2	3.649	12.81 / 12
62-15	94.35	4.058	13.03 / 12
62-16	94.29	4.055	13.19 / 12
62-17	94.15	4.036	12.94 / 12
63-11	94.29	9.943	4.389 / 12
63-12	94.28	10.23	4.292 / 12
63-13	93.08	3.631	13.84 / 12
63-14	93.08	3.631	13.84 / 12
63-15	94.22	4.038	14.06 / 12
63-16	94.16	4.034	14.18 / 12
63-17	94.02	4.015	13.81 / 12

Tabelle B.8: Variation des resultierenden Endpunktes und seines Fehlers bei Variation des Fit-Bereiches. Die erste Spalte gibt an, welchen Prozentteil des Maximums das Startbin (bzw. Endbin) des Fits hat (s.a. Erläuterungen in Kapitel 5). Die Spalte χ^2/DoF bezieht sich auf den Geradenfit im Kalibrationsgraphen Wendepunkt vs. Endpunkt.

# Messungen	Mittelwert in GeV	Gewichteter Mittelwert in GeV	1σ in GeV	Mittlerer Fehler in GeV
105	94.17	94.16	0.8763	0.08552

Tabelle B.9: Zusammenfassung der Analyse der Systematik (semi leptonisch). # Messungen gibt an, wieviele verschiedene Fitbereiche getestet wurden, die übrigen Spalten beziehen sich jeweils auf die Menge der dabei extrahierten Endpunkte. Die Wichtung des gewichteten Mittelwerts ist das inverse Quadrat des Fehlers.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynmangraphen der Tau-Zerfälle	18
2.2	Korrektur der Higgsmasse	19
2.3	Laufende Kopplungskonstanten	20
2.4	Laufende Massen	24
3.1	Beschleuniger =komplex des CERN	28
3.2	ATLAS-Detektor	30
3.3	Innerer Detektor	31
3.4	Kalorimeter	33
3.5	Myonensystem	34
4.1	Auflösung der Spurkammern und des Kalorimeters	39
4.2	E/p für 2 – GeV Pionen	41
4.3	Diagramm zur Datenverarbeitung in <i>PanTau</i>	45
4.4	Zwei-Jet-Migrationshistogramm	48
4.5	Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \mu\mu$ und $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ -Ereignisse	48
4.6	Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse	49
4.7	Anzahl geladener Eflow-Objekte pro Tau-Jet für die <i>Cone4</i> und <i>Cone05</i> -Algorithmen	54
4.8	p_T -Spektrum der Myonen mit und ohne Match (<i>Cone02</i>)	55
4.9	p_T -Spektrum der Myonen mit und ohne Match (<i>Cone05</i>)	56
4.10	Isolation der als Myonen rekonstruierten Tau-Kandidaten	57
4.11	p_T -Verteilungen der verwendeten Datensätze	58
4.12	Isolation der als Myon rekonstruierten Tau-Kandidaten für $20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV}$	59
4.13	Effizienz gegen Unterdrückung: QCD	59
4.14	Anzahl geladener und aller Eflow-Objekte pro Tau-Kandidat	61
4.15	Transversaler Stoßparameter	62
4.16	Skizze des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	63
4.17	p_T -Abhängigkeit des transversalen Stoßparameters	64
4.18	Signifikanz des Stoßparameters, Schnitt auf Isolation	64
4.19	Signifikanz des Stoßparameters, Schnitt auf Anzahl der Objekte im Jet	65
4.20	Unterdrückung gegen Effizienz für die $Z \rightarrow \tau\tau$ -, $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ -Datensätze	67
4.21	Effizienz gegen Unterdrückung für $Z \rightarrow \tau\tau$ - und QCD-Ereignisse	68
4.22	Effizienz gegen Unterdrückung, ohne Einbeziehung der Rekonstruktionseffizienz	68
4.23	Fits an den transversalen Stoßparameter	70
4.24	Wahrscheinlichkeitsverteilungen für verschiedene simulierte Auflösungen	70
4.25	Spektrum des Betrages des transversalen Stoßparameters	71

4.26	Vergleich der Performance für verschiedene simulierte Auflösungen	72
4.27	Effizienz und Unterdrückung gegen Auflösungsvermögen	72
5.1	Feynmangraph der untersuchten Reaktion	76
5.2	Fehlende Transversalenergie nach Schnitten auf die Leptonenzahl	82
5.3	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf die fehlende Transversalenergie	86
5.4	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf den Transversalimpuls des härtesten Jets	87
5.5	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf die Transversalimpuls des zweiten Jets	87
5.6	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf den Transversalimpuls des dritten Jets	88
5.7	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf den Transversalimpuls des vierten Jets	88
5.8	ΔR -Verteilung von <i>same</i> und <i>opposite sign</i> Leptonen	90
5.9	$m_{\tau\tau}$ -Spektrum nach allen Schnitten	91
5.10	Invariante Ditau-Masse vor und nach Zerfall der Tau-Leptonen	93
5.11	Fit für verschiedene Start- und Endpunkte des Fits	96
5.12	Fit des SU3-Spektrums im semileptonischen Kanal und Kalibrationsgerade	97
5.13	Endpunkt in Abhängigkeit des Fitbereichs	97
5.14	Fit des SU3-Spektrums im rein leptonischen Kanal	98
A.1	Migrationshistogramm für Zwei-Jet-Ereignisse mit absoluten Zahlen.	101
A.2	Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse (absolute Zahlen)	102
A.3	Migrationshistogramm für $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse (absolute Zahlen)	102
A.4	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $3,99 \mu\text{m}$	105
A.5	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $7,98 \mu\text{m}$	105
A.6	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $12 \mu\text{m}$	105
A.7	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $16 \mu\text{m}$	106
A.8	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $20 \mu\text{m}$	106
A.9	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $23,9 \mu\text{m}$	106
A.10	Wahrscheinlichkeitsverteilung (links) und die danach generierte Verteilung für eine Auflösung des transversalen Stoßparameters von $27,9 \mu\text{m}$	107
B.1	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf MET im rein leptonischen Kanal	110
B.2	Transversalimpuls des härtesten Jets. Es wird verlangt, dass $p_T(1. \text{ Jet}) > 120 \text{ GeV}$	110
B.3	Transversalimpuls des zweithärtesten Jets	111
B.4	Plots zur Bestimmung des Schnittes auf die Anzahl der Jets im rein leptonischen Kanal	111
B.7	Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen	112
B.8	Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen	112
B.9	Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen	112
B.10	Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen	112
B.11	Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen	113
B.12	Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen	113

B.13 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen 113

B.14 Fit des SU3-Spektrums (links) und Kalibrationsgerade (rechts) 113

B.5 ΔR -Verteilung der OS und SS -Leptonen im rein leptonischen Kanal 114

B.6 $m_{\tau\tau}$ -Spektrum nach allen Schnitten im rein leptonischen Kanal 115

B.15 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen 120

B.16 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_1^0$ Massen 120

B.17 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen 120

B.18 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\chi}_2^0$ Massen 120

B.19 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen 121

B.20 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen 121

B.21 Fit an SU3-Punkt mit veränderten $\tilde{\tau}$ Massen 121

B.22 Fit des SU3-Spektrums (links) und Kalibrationsgerade (rechts) 121

Tabellenverzeichnis

2.1	Fermionischer Teilcheninhalt des SM	11
2.2	Bosonischer Teilcheninhalt des SM	11
2.3	Teilchen und Wechselwirkungen	13
2.4	Eigenschaften der Wechselwirkungen	13
2.5	Eigenschaften des Tau-Leptons	17
2.6	Verzweigungsverhältnisse des Tau-Leptons	18
2.7	Teilcheninhalt des MSSM	22
2.8	Parameter des SU3-Punktes	25
2.9	Massen für den SU3-Punkt	25
4.1	Verwendete Datensätze für <i>PanTau</i>	46
4.2	Performance des Myonen-Matchings bei Verwendung des Cone4 -Algorithmus im Sample $Z \rightarrow \tau\tau$	50
4.3	Performance des Myonen-Matchings bei Verwendung des Cone4 -Algorithmus im Sample $Z \rightarrow \tau\tau$	52
4.4	Performance des Myonen-Matchings bei Verwendung verschieden großer Konen.	53
4.5	Effizienz und Unterdrückung für ausgewählte Werte der Isolation	60
4.6	Vergleich zwischen Schnitten auf Isolation und Anzahl der Objekte im Jet	61
4.7	Fitergebnisse für Gaußfit an Transversalen Stoßparameter	62
4.8	Anzahl an Myonen und Jets in den Datensätzen	66
4.9	Parameter der Fits an Myonen aus $Z \rightarrow \mu\mu$, $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$	69
5.1	Verwendete Datensätze zur Simulation des $t\bar{t}$ -Untergrundes.	78
5.2	Verwendete Datensätze zur Simulation des Z -Untergrundes.	79
5.3	Verwendete Datensätze zur Simulation des W - und Wbb -Untergrundes.	80
5.4	Verwendete Datensätze zur Simulation des Multijet-Untergrundes.	80
5.5	Verwendete Signaldatensätze	81
5.6	Schnitte auf die Leptonenzahl	82
5.7	Zusammenfassung der Schnitte gegen SM-Prozesse	89
5.8	Entwicklung der Eventzahlen mit den einzelnen Schnitten im gemischten Kanal	92
5.9	Endpunkt der $m_{\tau\tau}$ -Verteilung in den verwendeten Datensätzen	94
5.10	Verwendete Werte für f_ℓ und f_r in den Kanälen	95
5.11	Ergebnisse des Geradenfits im rein ($\ell\ell$) und semi (ℓh) leptonischen Kanal	96
A.1	Ergebnisse des Schnittes in der Signifikanz des Stoßparameters zur Berechnung der Unterdrückung prompter Myonen	103

A.2	Ergebnisse des Schnittes in der Signifikanz des Stoßparameters zur Berechnung der Unterdrückung von QCD-Jets.	104
B.1	Entwicklung der Eventzahlen mit den einzelnen Schnitten im rein leptonischen Kanal	109
B.2	Ergebnisse der Fits der Kalibrationsdatensätze im rein leptonischen Kanal	116
B.3	Ergebnisse des Geradenfits im rein leptonischen Kanal	116
B.4	Variation des resultierenden Endpunktes und seines Fehlers bei Variation des Fit-Bereiches (rein leptonisch	119
B.5	Zusammenfassung der Analyse der Systematik (rein leptonisch)	119
B.6	Ergebnisse der Fits der Kalibrationsdatensätze im semi leptonischen Kanal	122
B.7	Ergebnisse des Geradenfits im rein leptonischen Kanal	122
B.8	Variation des resultierenden Endpunktes und seines Fehlers bei Variation des Fit-Bereiches	125
B.9	Zusammenfassung der Analyse der Systematik (semi leptonisch)	125

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group (2008)
Particle Data Booklet
<http://pdg.web.cern.ch/pdg/>
- [2] Willis E. Lamb Jr. (1955)
Finestructure of the hydrogen atom
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1955/lamb-lecture.pdf,
Stand 13.10.2009
- [3] M. L. Perl et al. (1975)
Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation
Phys. Rev. Lett. 35, 1489 - 1492
http://prola.aps.org/abstract/PRL/v35/i22/p1489_1
- [4] Francis Halzen, Alan D. Martin (1984)
Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics
John Wiley & Sons, 1984
- [5] C.S. Wu (1957)
Experimental Test of Parity Conservation in β -Decay
http://prola.aps.org/abstract/PR/v105/i4/p1413_1 Stand: 19.10.2009
- [6] David Griffith (1987)
Introduction to Elementary Particles
John Wiley & Sons, 1987
- [7] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder (1995)
An Introduction to Quantum Field Theory
Westview Press, 1995
- [8] Ian Aitchison (2007)
Supersymmetry in Particle Physics - An Elementary Introduction
Cambridge University Press, 2007
- [9] Manuel Drees (1996)
An Introduction to Supersymmetry
arXiv:hep-ph/9611409
- [10] Stephen P. Martin (2008)
A Supersymmetry Primer

arXiv:hep-ph/9709356

- [11] R. J. Barlow (1989)
Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences
John Wiley & Sons, 1989
- [12] LHC Technical Design Report
<https://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>, Stand: 15.10.2009
- [13] Communication Group (2006)
LHC - the guide
<http://public.web.cern.ch/public/en/Research/AccelComplex-en.html>, Stand, 15.10.2009
- [14] Cern Document Server
The CERN accelerator complex
<http://cdsweb.cern.ch/record/979035>, Stand: 22.10.2009
- [15] Cern Document Server
Computer generated image of the whole ATLAS detector
<http://cdsweb.cern.ch/record/1095924>, Stand: 22.10.2009
- [16] Cern Document Server
Computer generated image of the ATLAS inner detector
<http://cdsweb.cern.ch/record/1095926>, Stand: 22.10.2009
- [17] Cern Document Server
omputer Generated image of the ATLAS calorimeter
<http://cdsweb.cern.ch/record/1095927>, Stand: 22.10.2009
- [18] Cern Document Server
Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem
<http://cdsweb.cern.ch/record/1095929>, Stand: 22.10.2009
- [19] The name CERN
<http://public.web.cern.ch/public/en/About/Name-en.html>, Stand: 22.10.2009
- [20] <http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/index.html>, Stand: 13.10.2009
- [21] http://cms.web.cern.ch/cms/Physics/index_public.html, Stand: 13.10.2009
- [22] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Physics/Physics-en.html>, Stand: 13.10.2009
- [23] The ATLAS Collaboration (2008)
Expected Performance of the ATLAS-Experiment
CERN-OPEN-2008-020
- [24] K. Jakobs
<http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de/main/index.php?page=der-detektor>,
Stand: 19.10.2009

- [25] ATLAS Collaboration (1997)
Inner Detector Technical Design Report
CERN-LHCC-97-016
- [26] <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/ATLAS-en.html> Stand: 12.10.2009
- [27] <http://rkb.home.cern.ch/rkb/PH14pp/node1.html> Stand: 12.10.2009
- [28] The ATLAS Collaboration (1999)
ATLAS Detector and Physics performance, TDR 14 (s. 166-168)
ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14
- [29] Elzbieta Richter-Was (1998)
ATLFAST2 - a fast simulation package for ATLAS
ATL-PHYS-98-131
- [30] CERN Application Software Group (1993)
GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup
W5013 (1993)
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/pdfdir/geant.pdf> (Stand: 27.10.2009)
- [31] K. Desch, T. Nattermann, P. Wienemann, C. Zender (26.03.08)
“Measuring the endpoint of the di-tau mass spectrum in Neutralino2 decays with the ATLAS
detector at the LHC“
ATL-PHYS-INT-2008-008
- [32] T. Nattermann (2008)
Studie zu Effekten der Tau-Polarisation in Neutralino2-Zerfällen mit dem ATLAS-Experiment
<http://lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/thesis.php> (21.08.09)
- [33] S. Lai, A. Kaczmarek (2008)
Reconstruction and Identification of Hadronic Tau Decays in ATLAS
arxiv:0809.5144v2
- [34] Mark Hodgkinson, Dan Tovey, Rob Duxfield (2007)
Energy Flow Reconstruction with the eflowRec Combined Reconstruction Software in Athena
12.0.6
ATL-COM-PHYS-2007-082
- [35] <https://atlas-wiki1.physik.uni-bonn.de/mediawiki/index.php/GroupAreaTagsPantau14511>
(Stand 09.10.2009)
- [36] K. Desch, S. Fleischmann, C. Limbach, R. Prabhu, P. Wienemann
Tau Reconstruction with EflowRec Objects
<http://indico.cern.ch/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=49973> (Stand
09.10.2009)
- [37] Gavin Salam (2008)
Jets (CTEQ MCNet School)
<http://conference.ippm.dur.ac.uk/conferenceOtherViews.py?view=ippm&confId=156> (Stand
27.10.2009)

- [38] R. Prabhu
Dissertation, in Arbeit.
- [39] K. Desch, C. Limbach, T. Nattermann, P. Wienemann, C. Zender
Supersymmetry with tau final states in early data
<http://indico.cern.ch/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=49973> (Stand
09.10.2009)
- [40] K. Desch, C. Limbach, T. Nattermann, P. Wienemann, C. Zender
Endpoint of the $m_{\tau\tau}$ -spectrum from $\tilde{\chi}_2^0$ decays with 10 TeV data
In Arbeit