
Optimierung der Identifikation von
Tau–Leptonen in supersymmetrischen
Prozessen mit der schnellen
Detektorsimulation Delphes

Bachelorarbeit in Physik
von
Daniel Schmeier

angefertigt am
Physikalischen Institut der Universität Bonn

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

August 2010

*“What happens if a big asteroid hits Earth?
Judging from realistic simulations involving a
sledge hammer and a common laboratory frog,
we can assume it will be pretty bad.”*
– Dave Barry, 1947

Erstgutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
Zweitgutachter: Dr. Jürgen Kroseberg

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Hintergrund	2
2.1	Modelle der Teilchenphysik	2
2.1.1	Standardmodell	2
2.1.2	Supersymmetrische Erweiterung	2
2.2	Tau–Leptonen	4
2.2.1	Eigenschaften	4
2.2.2	Taus in supersymmetrischen Prozessen	4
2.2.3	Taus auf Detektorniveau	5
2.3	Simulationsstudien	6
2.3.1	Funktion der Ereignis–Generierung	6
2.3.2	Detektorsimulation	6
2.4	DELPHES – eine schnelle Detektorsimulation	7
2.4.1	Grundlagen	7
2.4.2	Simulierter Detektoraufbau	8
2.4.3	Jet–Rekonstruktion	9
3	Tau–Identifikation in DELPHES	10
3.1	Erster Vergleich mit der vollen Simulation	10
3.2	Standard Tau–Identifikation	11
3.3	Veränderung allgemeiner Parameter	12
3.4	Neues Identifikationsverfahren	14
3.4.1	Identifikationsgrößen	14
3.4.2	Likelihood–Ratio–Verfahren	20
3.5	Effizienzvergleich mit der neuen Tau–Identifikation	22
4	Analyse des $\tilde{\chi}_2^0$–Zerfalls mit DELPHES	24
4.1	Massenendpunkt im $\tilde{\chi}_2^0$ –Zerfall	25
4.2	Kalibrierung der Untergrundfilter	26
4.3	Massenendpunktbestimmung durch Wendepunktberechnung	27
4.4	Vergleich zwischen neuer und alter Tau–ID	28
5	Fazit	29
A	Verwendete Datensätze für Tau–Signal und Untergrund	31
B	Korrelationen der Identifikationsvariablen	32
C	Energieauflösung in DELPHES	36
D	Herleitung der invarianten Masse im $\tilde{\chi}_2^0$–Zerfall	37
E	Erweiterte ATLAS Detector Card	39
	Literaturverzeichnis	43
	Danksagungen	44

1 Einleitung

In der Teilchenphysik beschäftigt man sich mit der Suche nach den fundamentalen Bausteinen unserer Welt. In einer 2500-jährigen Entstehungsgeschichte hat sich aus den ersten Atommodellen Demokrits ein ausgearbeitetes Standardmodell der Elementarteilchen entwickelt, dessen theoretische Prognosen in sehr guter Übereinstimmung mit den bisherigen experimentellen Beobachtungen stehen. Trotz dessen existieren immer noch Phänomene in unserer Natur, die das Standardmodell nicht erklären kann. Ein Beispiel hierfür ist der sehr große Anteil schwerer und weder elektromagnetisch noch stark wechselwirkender Masse im Universum. Diese Phänomene deuten auf eine notwendige Erweiterung des bestehenden Modells hin, wie sie beispielsweise die Supersymmetrie liefert. Die von ihr vorhergesagte Verdopplung der Teilchenzahl könnte mit Hilfe eleganter Symmetrieargumente viele der bisher nicht erklärbaren Probleme lösen. Der technologische Fortschritt in den letzten Jahren wird in naher Zukunft in Kollisionsexperimenten eine genauere Untersuchung auf supersymmetrische Phänomene hin ermöglichen, was aufgrund der dafür notwendigen Energieskalen bisher nicht möglich war.

Zur Vorbereitung dieser Untersuchungen müssen die durchzuführenden Analysen auf Basis computergenerierter Daten und simulierten Detektoren durchgeführt werden, um die notwendigen Ansprüche an das reale Experiment im Vorfeld formulieren und die dort zu erwartenden Ergebnisse bereits studieren zu können. Das in dieser Arbeit verwendete supersymmetrische Modell MSUGRA sagt für einen bestimmten Punkt im Parameterraum Zerfälle mit Tau-Leptonen im Endzustand voraus, deren Analyse eine Studie der Ruhemassen supersymmetrischer Teilchen ermöglicht. Da Tau-Leptonen jedoch aufgrund ihrer hohen Masse zerfallen, bevor sie den Detektor erreichen, müssen die beim Tau-Zerfall entstehenden Jets aus den Kalorimeterzellen des Detektors rekonstruiert und Tau-Jets gegenüber anderen Jets aus hadronisierten Gluonen und Quarks identifiziert werden.

In dieser Arbeit wird die Tau-Identifikation in der schnellen Detektorsimulation DELPHES analysiert und erweitert. Es werden die Schwächen des bereits in DELPHES implementierten Identifikationsverfahrens aufgezeigt, Verbesserungen eingebaut und gezeigt, dass das neue Verfahren im besseren Einklang mit der vollen Simulation steht, wie es das Ziel einer schnellen Simulation ist. Schließlich wird die erweiterte Tau-Identifikation verwendet, um einen supersymmetrischen Prozess mit Taus im Endzustand zu analysieren. Dabei soll gezeigt werden, wie sich die implementierten Verbesserungen positiv auf das Resultat der Analyse auswirken.

2 Hintergrund

2.1 Modelle der Teilchenphysik

2.1.1 Standardmodell

Die zum heutigen Zeitpunkt etablierte und mit experimentellen Befunden am besten verträgliche Theorie der Elementarteilchen ist das Standardmodell der Teilchenphysik, in welchem Teilchen in zwei Klassen aufgeteilt werden:

Fermionen besitzen halbzahligen Spin und bilden die Grundbausteine unserer Materie. Sie teilen sich in zwei Gruppen mit je drei Familien auf: *Leptonen*, zu denen Elektronen e , Myonen μ und Taus τ sowie je ein zugehöriges Neutrino ν_e, ν_μ, ν_τ zählen, unterliegen der elektroschwachen Wechselwirkung. *Quarks*, welche man als up u , down d , top t , bottom b , strange s und charm c bezeichnet, sind zusätzlich durch die starke Wechselwirkung gebunden und treten nur in Form von Mesonen ($q\bar{q}$), oder Hadronen (qqq) bzw. ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) auf.

Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin. Zu ihnen zählen die Austauscheteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen: Elektromagnetismus (Photonen, γ), starke Wechselwirkung (Gluonen, g) und schwache Wechselwirkung (W^\pm - und Z -Bosonen). Die Gravitation nimmt als vierte fundamentale Wechselwirkung eine besondere Rolle ein, da zu ihr bisher noch keine konsistente quantentheoretische Beschreibung gefunden werden konnte. Zu den Bosonen zählt auch das postulierte Higgs-Teilchen, welches der Erzeugung der Masse von Quarks, Leptonen und der W^\pm/Z -Bosonen dient, bisher jedoch ebenfalls nicht experimentell gefunden werden konnte.

2.1.2 Supersymmetrische Erweiterung

Grundlagen und Nomenklatur Obgleich das Standardmodell bisher vielen experimentellen Anforderungen gerecht werden konnte, kann es nicht sämtliche bisher gemachten Beobachtungen unserer Natur und theoretischen Problemstellungen akzeptabel beantworten. Einige dieser Probleme können durch die Theorie der Supersymmetrie (kurz SUSY) gelöst werden. Die Supersymmetrie postuliert für jedes Fermion im Standardmodell ein bosonisches Partnerteilchen und umgekehrt, wobei die entsprechenden Superpartner gleiche Eigenschaften haben sollen. Die supersymmetrischen Partner der Leptonen und Quarks bekommen den Namen des Teilchens mit dem Präfix s - (selectron, sbottom, ...), die der Bosonen den Namen mit dem Suffix $-ino$ (Photino, Wino, Higgsino, ...), während man die entsprechenden Formelsymbole der einzelnen Teilchen durch eine Tilde über den Namen (\tilde{e} : selectron, ...) kennzeichnet.

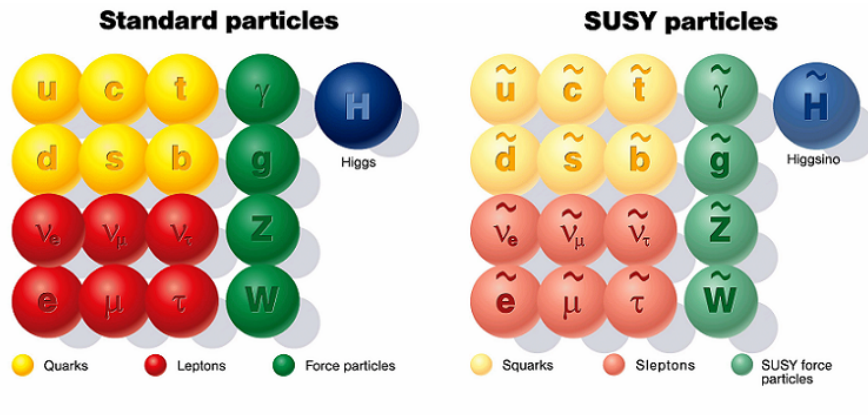


Abbildung 1: Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik und die supersymmetrische Erweiterung ([11])

Parameter in SUSY Zur Supersymmetrie haben sich verschiedene Teilgebiete entwickelt, da die Theorie zwar mit unbekanntem Parametern wie Massen und Wechselwirkungskopplungen arbeitet, diese jedoch nicht bestimmen kann; in verschiedenen Modellen werden daher aus unterschiedliche Annahmen weitere Abhängigkeiten der Parameter abgeleitet und die daraus entstehenden Folgen detaillierter untersucht.

In dieser Arbeit wird als zu Grunde liegendes Modell das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) betrachtet: Dieses ist eine der einfachsten theoretischen Erweiterungen des Standardmodells zu einem supersymmetrischen Modell mit Hilfe eines zusätzlichen Higgs-Dubletts. Es geht von der Erhaltung der R-Parität aus, einer multiplikativen Quantenzahl, welche für Standardmodellteilchen $+1$, für SUSY-Teilchen -1 beträgt¹. Aus ihr folgt, dass SUSY-Teilchen nur in Paaren erzeugt werden können und sie auch nur in wieder mindestens ein supersymmetrisches Teilchen zerfallen können. Das leichteste supersymmetrische Teilchen (kurz: LSP) ist somit stabil. Dieses Modell benötigt 105 zu bestimmende Parameter, deren Zahl durch weitere Annahmen verringert werden kann. Es muss außerdem zusätzlich noch eine Symmetriebrechung berücksichtigt werden, die den SUSY-Teilchen eine höhere Masse zuordnet als ihren Standardmodell-Partnern. Dies folgt aus der Tatsache, dass supersymmetrische Teilchen bisher nicht beobachtet wurden und demzufolge ihre Masse oberhalb der bisher experimentell zugänglichen Skalen einzuordnen sein muss. Beides wird in der in dieser Arbeit verwendeten Theorie der minimalen Supergravitation (mSUGRA) berücksichtigt, in der die Symmetriebrechung in einem „Hidden Sector“ geschieht und mittels Gravitation auf den beobachtbaren Sektor übertragen wird. mSUGRA postuliert außerdem für hohe Energien eine starke Vereinheitlichung vieler Parameter, was die Anzahl unabhängiger Parameter auf fünf reduziert, deren mögliche Werte von der ATLAS-Kollaboration für eine einfachere Untersuchung in sechs verschiedene Bereiche SU1 bis SU6 aufgeteilt wurden. Für diese Arbeit wird der Parameterpunkt SU3 ausgewählt, da bei ihm die erwarteten SUSY-Massen sehr niedrig liegen und somit eine experimentelle Bestätigung in näherer Zukunft am wahrscheinlichsten ist.

Motivation der Theorie Die hieraus resultierende Erweiterung des Standardmodells würde folgende Probleme lösen:

1. Die äußeren Bereiche von Galaxien haben eine höhere Winkelgeschwindigkeit, als es die Keplerschen Gesetze für die beobachtete Masse zulassen. Dies lässt darauf schließen, dass es zusätzliche, so genannte *Dunkle Materie* gibt, welche keiner elektromagnetischen und starken Wechselwirkung unterliegt und deshalb nicht beobachtet werden kann, sich aber aufgrund von Masse gravitativ auf die Rotationsbewegung der Randbereiche auswirkt. Im Standardmodell sind Neutrinos die einzigen Teilchen, die weder elektromagnetisch noch stark wechselwirken und auf der Zeitskala von Galaxien-Lebensdauern stabil sind. Sie können jedoch als nahezu masselose Teilchen nicht für die notwendigen Gravitationseffekte verantwortlich sein. Da das LSP in MSSM stabil und ungeladen ist und seine Masse in der Größenordnung von 100 GeV einzuordnen ist, könnte es für die beobachteten gravitativen Einflüsse verantwortlich sein.
2. Man vermutet, dass im Grenzfall hoher Energien die Kopplungskonstanten der verschiedenen Wechselwirkungen zusammentreffen und sich die zugehörigen Grundkräfte ab sehr hohen und experimentell unerreichbaren Energieschwellen vereinheitlichen. Die Extrapolation der experimentell zugänglichen Energieabhängigkeiten der Kopplungskonstanten weist jedoch keinen Schnittpunkt für elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung auf, was einer Vereinheitlichung widerspricht. Eine Verdopplung der Teilchenzahl im Standardmodell würde eine Veränderung des Verlaufs der Kopplungskonstanten nach sich ziehen, sodass sich im Grenzfall hoher Energien ein Schnittpunkt ergibt (s. Abb. 2).
3. Untersucht man die Higgs-Masse theoretisch, so ergeben sich in den Schleifenkorrekturen quadratische und damit nicht renormalisierbare Divergenzen. Diese heben sich jedoch exakt auf, wenn es zu jedem bosonischen Term einen fermionischen mit gleichen Eigenschaften gibt, wie es die Supersymmetrie voraussagt.

¹Formale Definition: $R = (-1)^{3(B-L)+2s}$, B und L sind die Baryonen- und Leptonenzahl, s die Spinquantenzahl

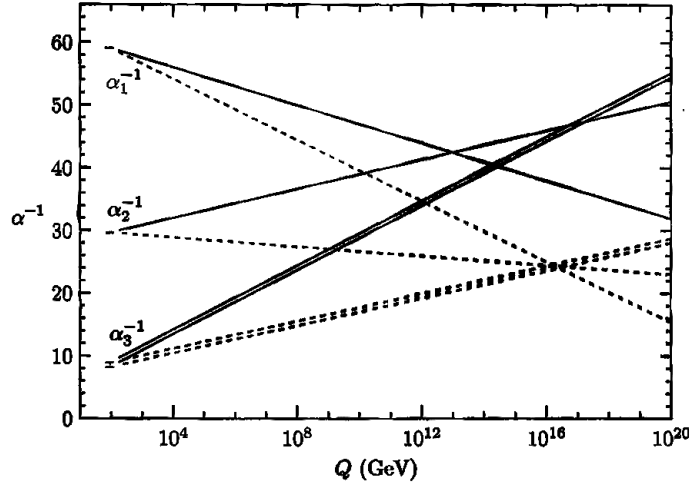


Abbildung 2: Entwicklung der Kopplungskonstanten im Grenzfall hoher Energien für das Standardmodell (durchgezogene Linie) und für das supersymmetrische Modell (gestrichelte Linie). Die supersymmetrische Erweiterung könnte die erwartete Vereinigung der Konstanten liefern. ([14])

2.2 Tau–Leptonen

Im SU3–Parameterpunkt spielen Tau–Leptonen, im Folgenden kurz Taus² genannt, eine wichtige Rolle, da sie sehr häufig als Produkte in SUSY–Zerfällen auftreten. Aus diesem Grund werden die physikalischen und messtechnischen Gegebenheiten in den folgenden Abschnitten näher untersucht:

2.2.1 Eigenschaften

Taus gehören der dritten Leptonenfamilie an und sind Elektronen und Myonen sehr ähnlich. Im Vergleich zu Elektronen mit 511 keV und Myonen mit 106 MeV besitzen sie mit 1.78 GeV die höchste Masse und besitzen daher nur eine kurze Lebensdauer bei einer zurückgelegten Wegstrecke von typischerweise 90 μm , nach der sie durch verschiedene Kanäle zerfallen können (s. Tabelle 1). Man unterscheidet zwischen leptonischen Zerfällen, bei denen das Tau in ein leichteres Elektron oder Myon zerfällt, und hadronischen Zerfällen, zu denen hauptsächlich Zerfälle in Pionen und Kaonen gehören. In allen Zerfällen kommt ein Tau–Neutrino vor, bei leptonischen Zerfällen zusätzlich das zum entsprechenden Lepton gehörende Antineutrino. Zu 35% zerfällt das Tau in ein leichteres Lepton, während Zerfälle in Hadronen mit etwa 65%iger Wahrscheinlichkeit auftreten (50% Zerfälle in ein geladenes und 15% in drei geladene Teilchen). Zerfälle in mehr als drei geladene Teilchen kommen sehr selten vor, sodass sie im Folgenden vernachlässigt werden.

2.2.2 Taus in supersymmetrischen Prozessen

Für die Analyse supersymmetrischer Ereignisse in SU3 spielen Taus und deren Nachweis eine wichtige Rolle. In dieser Parameterkonfiguration stellt das leichteste Neutralino, kurz $\tilde{\chi}_1^0$, mit 118 GeV Masse das LSP dar, welches aufgrund der Erhaltung der R–Parität nicht mehr weiter zerfallen kann. Bei diesem Teilchen handelt es sich um einen Masseneigenzustand der quantenmechanischen Superposition aus den beiden Winos, dem Photino, dem Zino und dem Higgsino–Dublett: Diese supersymmetrischen Partner von W^- , Z^- , γ^- und Higgsbosonen liegen wegen der Symmetriebrechung innerhalb von SUSY als physikalische Masseneigenzustände in Mischzuständen vor, von denen vier ungeladen (welche man als Neutralinos $\tilde{\chi}_{1\dots 4}^0$ bezeichnet) und zwei geladen sind

²Wenn in dieser Arbeit von Taus oder τ^- die Rede ist, wird auf Antitau τ^+ gleichermaßen Bezug genommen. Gleiches gilt für Elektronen und Myonen.

	Zerfallsprodukte	Häufigkeit
Leptonisch	$\nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	17.9 %
	$\nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$	17.4 %
Hadronisch	$\nu_\tau \pi^-$	10.9 %
	1 Spur $\nu_\tau \pi^- \pi^0$	25.5 %
	$\nu_\tau \pi^- 2\pi^0$	9.3 %
	$\nu_\tau \pi^- n\pi^0$	1.1 % $n > 2$
3 Spuren	$\nu_\tau \pi^- \pi^\pm \pi^\mp$	9.0 %
	$\nu_\tau \pi^- \pi^\pm \pi^\mp \pi^0$	4.5 %
	$\nu_\tau \pi^- \pi^\pm \pi^\mp n\pi^0$	0.1 % $n > 1$
5 Spuren	$\nu_\tau \pi^- 2\pi^\pm 2\pi^\mp n\pi^0$	0.1 % $n \geq 0$
Sonstige		4.3 %

Tabelle 1: Die häufigsten Zerfälle des Tau-Leptons ([8]). In etwa $1/3$ der Zerfälle geht das Tau in ein anderes Lepton über, in $2/3$ der Fälle zerfällt es in Hadronen, hauptsächlich geladene und ungeladene Pionen, wobei meist nur ein geladenes Teilchen entsteht. Unter „Sonstiges“ fallen größtenteils Zerfälle mit Kaonen.

(welche man Charginos $\tilde{\chi}^\pm$ nennt). Ziel dieser Arbeit soll die erfolgreiche Analyse des folgenden Prozesses sein:

$$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tau^- \tilde{\tau}^+ \longrightarrow \tau^- \tau^+ \tilde{\chi}_1^0 \quad (1)$$

Die typische Lebensdauer von instabilen SUSY-Teilchen ist so kurz, dass sie zerfallen, ohne in Kontakt mit dem Detektor getreten zu sein. Das LSP hingegen ist ungeladen und unterliegt nur der schwachen Wechselwirkung, verlässt also ähnlich den Neutrinos ungemessen den Detektor. Daher können von den genannten Teilchen bei diesem Signalprozess im Detektor nur die beiden Taus gemessen und daraus die Eigenschaften von $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$ und $\tilde{\tau}^+$ abgeleitet werden. Dafür ist es wichtig, die Eigenschaften der Taus mit dem Detektor bestmöglich zu bestimmen.

2.2.3 Taus auf Detektorniveau

Während man Elektronen und Myonen direkt im Detektor nachweisen kann, gibt es bei Taus keine direkte Messmöglichkeit, da sie aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer nach der Kollision im Beschleuniger zerfallen bevor sie den Detektor erreichen. Die analytische Aufgabe besteht dann darin, die ursprünglichen Eigenschaften des Taus bestmöglich aus den Eigenschaften der Tochterteilchen zu *rekonstruieren*. Die Zerfallsprodukte fasst man unter dem Begriff *Jet* zusammen, und nennt daher das aus den sichtbaren Zerfallsprodukten des Tau-Leptons rekonstruierte Objekt *Tau-Jet*. Bei der Rekonstruktion und Identifikation von Tau-Jets steht man jedoch vor mehreren Problemen:

- An jedem Zerfall des Taus ist ein Tau-Neutrino beteiligt, welches Detektoren wie ATLAS oder CMS ungemessen verlässt, wodurch die exakten Energie- und Impulsinformation verloren geht. Es können also grundsätzlich nur die Eigenschaften der *sichtbaren* Tau-Komponenten, nicht jedoch des physikalischen Ursprungs-Taus rekonstruiert werden. Diese Problematik spielt bei der Analyse eines supersymmetrischen Prozesses eine wichtige Rolle, da die invariante Masse zweier Taus aus einer SUSY-Zerfallskette benötigt wird, diese jedoch wegen der fehlenden Neutrinoenergien nicht exakt bestimmt werden kann.
- Aus Elektronen und Myonen von leptonischen Tau-Zerfällen lassen sich die zu Grunde liegenden Taus nur äußerst schwer wieder rekonstruieren: Zum Einen erschwert die Existenz von nun zwei Neutrinos die Energierekonstruktion noch mehr als in hadronischen Zerfällen, zum Anderen ist es sehr schwierig, zu unterscheiden, ob ein detektiertes Elektron oder Myon

ursprünglich aus einem Tau oder einem anderen Prozess entstanden ist. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit nur hadronische Zerfälle betrachtet.

- Die geladenen und ungeladenen Pionen aus hadronischen Tau-Zerfällen können auch bei Hadronisierungsprozessen von Quarks und Gluonen entstehen: Aufgrund des quantenchromodynamischen Confinements können erzeugte Quarks und Gluonen nicht frei existieren, sondern hadronisieren, meistens zu π -Mesonen. Die so entstehenden Jets bezeichnet man als *QCD-Jets* und sie sehen in einigen Fällen den Jets aus hadronischen Tau-Zerfällen sehr ähnlich. Nach der Jet-Rekonstruktion ist es eine wichtige Aufgabe, mithilfe verschiedener Unterscheidungskriterien Tau-Jets zu *identifizieren* und dabei möglichst wenige fälschlicherweise als Tau-Jet identifizierte QCD-Jets zu erhalten. Die Verbesserung des Tau-Identifikations-Prozesses speziell in der Detektorsimulation DELPHES ist der Kern dieser Arbeit.

2.3 Simulationsstudien

Eine Vorbereitung auf die Analyse teilchenphysikalischer Prozesse in Kollisionsexperimenten benötigt die Verwendung von Detektorsimulationen. Im Folgenden soll daher erläutert werden, welche Informationen ein simulierter Detektor liefert und wie er in seinen Grundzügen funktioniert, wobei das Augenmerk auf die in dieser Arbeit verbesserte Simulation DELPHES gerichtet werden soll.

2.3.1 Funktion der Ereignis-Generierung

Zur experimentellen Untersuchung einer neuen Theorie wie der Supersymmetrie ist es notwendig, zuvor die aus der Theorie folgenden Ereignisse zu simulieren und die Antwort eines Detektors zu studieren, um bereits im Voraus die für eine erfolgreiche Messung notwendigen Bedingungen zu bestimmen sowie Erwartungen an die zu erhaltenden Daten im realen Experiment stellen zu können. Außerdem können bereits durchgeführte Messungen mit Standardmodell-Vorhersagen der zu überprüfenden Theorie verglichen werden. Zu diesem Zweck werden Monte-Carlo-Generatoren wie PYTHIA[15] und HERWIG[16] verwendet, welche die bei einer Proton-Proton-Kollision entstehenden Teilchen mit entsprechender statistischer Häufigkeit simulieren und deren kinematische Eigenschaften im Endzustand mit möglichst hoher Genauigkeit berechnen. Die Ereignis-Generierung erlaubt es daher, die Eigenschaften theoretisch erwarteter Ereignisse genauer zu untersuchen.

2.3.2 Detektorsimulation

Der Generator liefert die aus dem Ereignis entstehenden Teilchen sowie deren kinematische Eigenschaften. Ein realer Detektor misst diese jedoch nicht perfekt, da im Detektormaterial verschiedene sekundäre Effekte auftreten, die zu einer Verschmierung der gemessenen Eigenschaften und zu verringerten Effizienzen bei der Rekonstruktion von Objekten führen und aufgrund endlicher Größen einzelner Detektorkomponenten eine intrinsische Maximalauflösung besitzen. Die Bestimmung der Auswirkungen dieser Effekte auf das Messresultat ist die Aufgabe einer Detektorsimulation: Sie soll möglichst realistisch die idealen theoretischen Werte des Monte-Carlo-Generators auf reale experimentelle Ergebnisse umrechnen. Dies geschieht im Fall einer möglichst detailgetreuen Simulation so, dass die Trajektorie jedes Teilchens sowie alle im Detektor auftretenden Phänomene simuliert und berechnet werden, wie die Wechselwirkungen mit den Materialien der einzelnen Detektortypen und die Ablenkung der Teilchenbahnen durch elektromagnetische Felder. Außerdem wird ein detaillierter Algorithmus zur Rekonstruktion verschiedener Jettypen benötigt, welcher möglichst ähnlich der im realen Experiment verwendeten Routine arbeitet. Die Implementierung all dieser zu berücksichtigenden Phänomene ist zwar notwendig, wenn eine detaillierte Studie der Auswirkungen des Detektors auf die zu untersuchenden neuen Ereignisse erwünscht ist, hat jedoch den Nachteil, dass diese *volle Detektorsimulation* für ein typisches LHC-Ereignis eine Rechenzeit von 10 bis 15 Minuten pro Ereignis benötigt. Analysen, wie sie am Ende dieser Arbeit dargestellt werden, benötigen jedoch für eine ausreichend gute Statistik eine hohe Menge an Daten. So werden

für diese Arbeit SU3-Datensätze mit insgesamt 1 Mio. Ereignissen verwendet. Die volle Simulation einer solch hohen Zahl an Ereignissen ist äußerst rechenaufwändig und daher problematisch.

Für eine Verarbeitung solcher Datenmengen ist eine *schnelle Detektorsimulation* mit einer vereinfachten Handhabung der oben beschriebenen Detektoreffekte vorteilhaft: In diesem Fall wird das Ergebnis der Detektor-Simulation direkt auf Basis der Generatordateien berechnet, ohne eine detaillierte Berechnung der Teilchenbahnen und Wechselwirkungen im Detektor. Auf Basis bekannter realer Eigenschaften des zu simulierenden Detektors wie Messgenauigkeiten und Rekonstruktionseffizienzen wird die Detektorantwort parametrisiert. Hierbei liegt das Ziel in einer möglichst guten Reproduktion der Ergebnisse der vollen Simulation. Die Vereinfachung der Simulation führt zu einer starken Verkürzung der Rechenzeit, welche eine Datenmenge wie die obige schneller berechnen lässt. Man nimmt jedoch eine idealisiertere Darstellung des Messergebnisses in Kauf, welche vom Resultat des realen Detektors abweichen kann.

2.4 DELPHES – eine schnelle Detektorsimulation

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Verbesserung des Tau-Identifikations-Prozesses in der schnellen Detektorsimulation DELPHES. Im Folgenden sollen einige grundsätzliche Information zu diesem Programm genannt werden. Während der Anfertigung dieser Arbeit ist von den Entwicklern eine neue DELPHES-Version veröffentlicht worden. Die im Folgenden genannten Eigenschaften beziehen sich, falls nicht anders erwähnt, auf die aktuelle Version v1.9. In dieser Version wurde auch schlussendlich die erweiterte Tau-Identifikation implementiert. Zum Verständnis einiger im Folgenden verwendeten Parameter vorab einige Bezeichnungshinweise:

- $p_T := \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ist der transversale Impuls (senkrecht zur Strahlachse). Der exakte longitudinale Impuls der Partonen der im Experiment kollidierenden Hadronen ist nicht bekannt, die Summe der transversalen Komponenten ist nahezu 0, sodass bei der Analyse der entstehenden Teilchen nur der transversale Impulsanteil berücksichtigt wird, da deren Summe ebenfalls idealerweise 0 betragen sollte.
- $\eta := -\ln \tan \theta/2$, genannt *Pseudorapidität*, ist eine im Zusammenhang mit Detektoren in Kollisionsexperimenten häufig verwendete Darstellung des Winkels θ zur Strahlachse. Sie bietet den Vorteil, dass Abstände $\Delta\eta$ invariant unter Lorentz-Boosts in Strahlrichtung sind und somit eine einheitliche Beschreibung der Geometrie für alle Bezugssysteme mit gleichem p_T möglich ist. $\eta = 0$ entspricht einem Winkel θ von 90° ; je höher η betragsmäßig wird, umso kleiner wird der Winkel zur Strahlachse.
- $\Delta R := \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ ist die üblicherweise verwendete Größe zur Bezeichnung von Abständen zweier Objekte in der η - ϕ -Ebene.

2.4.1 Grundlagen

DELPHES bietet alle rudimentären Funktionen einer schnellen Detektorsimulation: Es simuliert die Spurbildung im Magnetfeld und die Energiedeposition sichtbarer Teilchen in elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter bestimmter Geometrien, verschmiert Energie- und Impulsmessung gemäß bekannter Detektorungenauigkeiten, berechnet die Isolation von Photonen, Elektronen und Myonen, rekonstruiert Jets, markiert sie als b - und τ -Jets und berechnet fehlende Energien und Impulse. Dabei werden verschiedene Detektortypen implementiert, welche in Kap. 2.4.2 näher erläutert sind. Der Detektor ist in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Abschnitte (so genannte *Zellen*) aufgeteilt, deren Verteilung symmetrisch bzgl. $\pm\eta$ ist und für gegebenes η eine gleichmäßige Granularität in ϕ besitzt. DELPHES versucht durch die vereinfachte Geometrie einen möglichst allgemeinen Fall eines Detektors in einem Beschleunigerexperiment zu simulieren. Spezifische Eigenschaften eines konkreten Detektors wie z.B. ATLAS oder CMS lassen sich durch *Detector Cards* implementieren: In diesen stehen alle detektorspezifischen Parameter, die DELPHES für seine Simulation verwenden soll. Beispiele hierfür sind der Verschmierungsgrad und Granularität der einzelnen Detektorkomponenten, die Einstellungen der Magnetfelder, Effizienzen in der Spurrekonstruktion sowie energetische

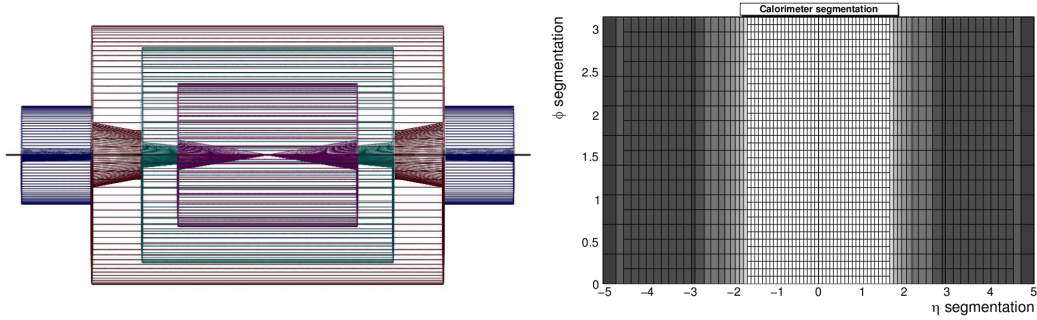


Abbildung 3: *Graphische Darstellung der in DELPHES standardmäßig implementierten Detektorgeometrie. Links: Profil der Detektorgeometrie: lila – TRACKER, grün – ECAL/HCAL + Endkappen, rot – MYON, blau – FCAL. Rechts: η - ϕ -Granularität der Kalorimeter ([3])*

Minimalschwellen für die Identifikation einzelner Objekte. In Anhang E kann der gesamte Parametersatz der Detector Card sowie die Standardeinstellungen für ATLAS eingesehen werden.

2.4.2 Simulierter Detektoraufbau

DELPHES verwaltet verschiedene Komponenten eines üblichen Detektors, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen³. Es wird stets eine volle Azimuthalabdeckung von $[-\pi, \pi]$ angenommen und zudem keine Abhängigkeit der Detektoreigenschaften vom Abstand zum Kollisionsspunkt definiert.

TRACKER: Dieser Teil dient der Rekonstruktion von Spuren und deckt einen Bereich von $\eta = [-2.5, 2.5]$ ab. Geladene sichtbare Teilchen hinterlassen mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % eine Spur, die beispielsweise für die Ladungsrekonstruktion von Jets benötigt wird. Der minimale transversale Impuls einer Spur muss für eine erfolgreiche Registrierung mindestens 0.9 GeV betragen.

ECAL und HCAL: Die Energien sichtbarer Teilchen (außer Myonen) werden in elektromagnetische (ECAL) bzw. hadronische (HCAL) Kalorimeter deponiert, welche in einen Bereich für den inneren Detektor mit $\eta_1 = [-1.7, 1.7]$ sowie einen Endkappenbereich mit $1.7 \leq |\eta_2| \leq 3.2$ aufgeteilt sind. Nach Deposition aller Teilchenenergien wird eine gaußförmige Verschmierung individuell auf jede Zelle angewandt. Die Breite der Kurve ist folgendermaßen festgelegt:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + (C)^2} \quad (2)$$

S : Statistischer Faktor

N : Rauschfaktor

C : Konstanter Faktor

Eine Energieverschmierung über mehrere Zellen hinweg ist nicht implementiert, genauso wenig wie die Aufteilung von Energien für Teilchen, die sich am Grenzbereich zweier Zellen entlangbewegen. Die Unterscheidung in Endkappen und inneren Detektor ermöglicht eine separate Einstellung der Energieauflösung dieser beiden Detektorkomponenten. HCAL und ECAL werden zu gemeinsamen Objekten, genannt *Tower*, zusammengefasst und gleichermaßen verwaltet. Die Aufteilung in elektromagnetische und hadronische Energiekomponenten wird für jeden Teilchentyp gleichermaßen gehandhabt und ist in Tabelle 2 aufgelistet.

³Die aufgeführte Zahlenwerte wie Effizienzen und η -Abdeckungen entsprechen den Standardeinstellungen der ATLAS-Detector Card, welche jedoch individuell eingestellt werden können.

Teilchen	elektromagnetischer Anteil	hadronischer Anteil
e		
γ	100.0 %	0 %
π^0		
K^0		
Λ^0	30 %	70 %
ν		
μ	0 %	0 %
Sonstiges	0 %	100 %

Tabelle 2: In DELPHES definierte Energieaufteilung in elektromagnetische und hadronische Komponente für verschiedene sichtbare Teilchen

MYON: Die Registrierung von Myonen mit einem minimalen Transversalimpuls von $p_T \geq 10$ GeV geschieht im Abdeckungsgebiet von $\eta = [-2.7, 2.7]$. Sie deponieren weder in HCAL noch in ECAL Energie, noch werden sie hinter diesen Kalorimetern von zusätzlichen magnetischen Feldern abgelenkt. Bei der Impulsmessung wird ebenfalls durch eine gaußförmige Verschmierung einer Ungenauigkeit simuliert.

FCAL: Gemäß der Geometrie eines realen Detektors simuliert auch DELPHES einen speziellen Vorwärtsdetektor, der den für ECAL und HCAL fehlenden Raumwinkelbereich $4.9 \leq |\eta| \leq 3.2$ abdecken soll. Er besitzt üblicherweise eine niedrigere Energieauflösung als HCAL und ECAL.

2.4.3 Jet-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion von Jets geschieht auf Basis der Einträge in den Kalorimeterzellen. DELPHES stellt sechs verschiedene Algorithmen zur Verfügung, deren Auswahl in der Detector Card geschieht. Sie verwenden alle vom FASTJET-Paket zur Verfügung gestellten Routinen. Die verwendeten Algorithmen sind:

- CDF Jet-Clusters
- CDF Mid-Point
- Seedless Infrared Safe Cone
- longitudinally invariant k_t jet
- Cambridge/Aachen jet
- Anti k_t jet (Standard⁴)

Sie unterscheiden sich in ihrer Geschwindigkeit und Sensitivität auf verschiedene Spezialfälle (wie z.B. Kolinearität zweier Teilchen in unterschiedlichen Jets). Die Algorithmen benötigen einen Parameter ΔR für die Rekonstruktion der Jets, welcher standardmäßig auf 0.7 eingestellt ist. Auf die rekonstruierten Jets werden schließlich verschiedene Algorithmen angewandt, um b -Jets und τ -Jets zu identifizieren. Nach den Identifikationsprozessen werden diejenigen Jets gespeichert, deren Transversalimpuls oberhalb von 20 GeV liegt, unabhängig davon, ob sie als spezieller Jet identifiziert worden sind oder nicht. Da die Impulsschwelle von τ -Jets bei 10 GeV liegt, muss jedoch nicht notwendigerweise jeder als τ identifizierter Jet auch als gewöhnlicher Jet vorliegen.

⁴In v1.8 ist CDF Jet-Clusters Standard

3 Tau-Identifikation in DELPHES

3.1 Erster Vergleich mit der vollen Simulation

Das Ziel der schnellen Simulation ist stets die bestmögliche Reproduktion der Ergebnisse der vollen, realistischen Simulation. Dieser Vergleich soll nun für die Standard-DELPHES-Identifikation (kurz: ID) mit den Ergebnissen der Tau-ID TAUREC der vollen ATLAS-Simulation durchgeführt werden, um die durchgeführte Erweiterung des Identifikationsverfahrens zu motivieren.

Ein Vergleich muss dabei zwei Dinge gleichzeitig berücksichtigen:

1. Von den tatsächlich auf Generatorebene erzeugten Taus (kurz: *truth Taus*⁵) sollten möglichst viele erfolgreich identifiziert werden. Dies wird in der so genannten *Signaleffizienz* quantitativ berücksichtigt:

$$\text{Signaleffizienz} = \frac{\text{Anzahl rekonstruierter Taus mit truth match}}{\text{Anzahl truth Taus}} \quad (3)$$

Das Attribut „mit truth match“ bedeutet, dass sich in der Umgebung $\Delta R \leq 0.2$ des Tau-Kandidaten ein truth Tau befunden haben muss.

2. Die Anzahl der Fakes, also der falsch identifizierten Taus, sollte möglichst gering sein. Üblicherweise normiert man die Zahl der Fakes auf die Zahl der auf Generatorebene erzeugten Jets — diese Größe ist jedoch in DELPHES nicht verfügbar und konnte aus Zeitgründen nicht bestimmt werden, weswegen im Folgenden eine andere Normierung für die so Genannte *Unterdrückung* gewählt wurde:

$$\text{Untergrundeffizienz} = \frac{\text{Anzahl der rekonstruierten Taus ohne truth match}}{\text{Anzahl an Monte-Carlo-Events}} \quad (4)$$

$$\text{Unterdrückung} = \frac{1 - \text{U.Eff.}}{\text{U.Eff.}} \quad (5)$$

Diese entspricht zwar nicht der standardmäßig verwendeten Quantifizierung der Fake-Rate, erlaubt aber dennoch einen objektiven Vergleich der Reinheit der Daten.

Für den Vergleich werden zugehörige Effizienz-Unterdrückung-Wertepaare gegeneinander aufgetragen. Für TAUREC ergibt sich bei dieser Darstellung eine Kurve, da das verwendete Verfahren einen frei wählbaren Parameter zur Verfügung stellt, mit Hilfe dessen man unterschiedliche Härtegrade des Filters definieren kann, welche schließlich verschiedene Wertepaare für Signaleffizienz und Unterdrückung ergeben. Für das Identifikationsverfahren des Standard-DELPHES ergibt sich hingegen nur ein einzelner Datenpunkt, da es keine Variations-Möglichkeiten für die Härte des Filters gibt.

Der Vergleich wird für verschiedene Impulsbereiche separat durchgeführt, da sich üblicherweise die Identifikationsverfahren in ihrer Qualität für niedrige und hohe Impulse deutlich unterscheiden und für harte Taus bessere Ergebnisse liefern als für weiche. Für die Einteilung nach p_T wird bei matched Taus der Impuls des zugehörigen wahren Taus betrachtet, wohingegen bei Fakes der rekonstruierte Impuls verwendet wird. Verwendet man auch für matched Taus den rekonstruierten Impuls zur Einordnung, werden wegen der Verschmierung der Energie einige rekonstruierte Taus zu einem anderen Bereich gezählt als das zugehörige truth Tau, was die Berechnung der entsprechenden Effizienzen leicht verfälscht (Ein Beispiel wäre ein Tau mit $p_{T, \text{truth}} = 24 \text{ GeV}$, welches mit $p_{T, \text{rek.}} = 26 \text{ GeV}$ rekonstruiert wird). Die gewählte Einteilung erfordert zwar eine unterschiedliche Definition für matched Taus und fake Taus, da für letztere kein entsprechender Impuls eines truth Taus verwendet werden kann, ist aber aus obigem Grund sinnvoll. Zudem werden für den Vergleich nur Taus des inneren Detektors mit $\eta \leq 1.5$ verwendet.

In diesem Abschnitt wird der Vergleich nur für den niedrigsten und höchsten Impulsbereich gezeigt, um einen ersten Eindruck von den Resultaten von DELPHES und dem unterschiedlichen

⁵In dieser Arbeit bezieht sich „truth Taus“ aus den bereits in 2.2.3 genannten Gründen ausschließlich auf hadronisch Zerfallende Taus

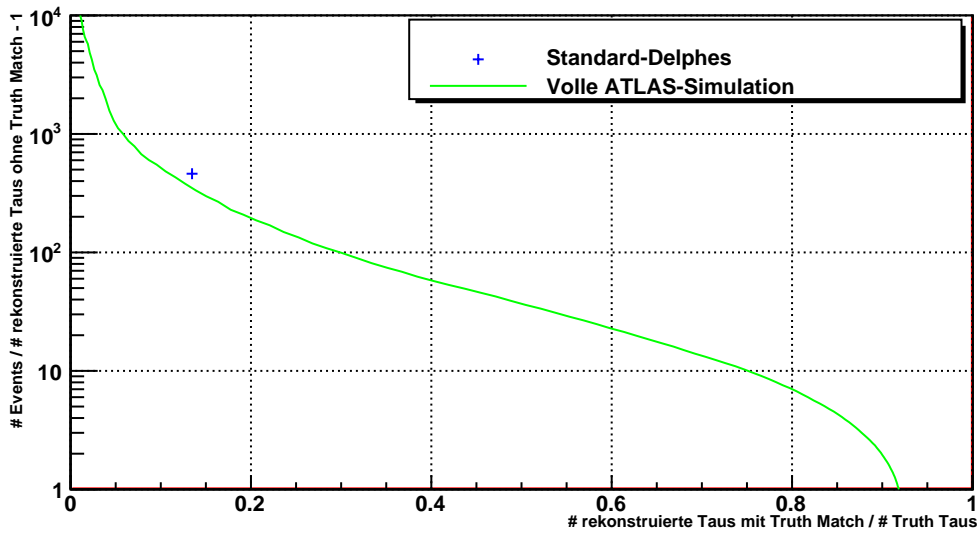


Abbildung 4: Vergleich von Signaleffizienz und Unterdrückung in Standard-DELPHES und TAU-REC. Niedrigster betrachteter Impulsbereich mit $p_T: 10 - 25 \text{ GeV}$, $|\eta| \leq 2.5$

Verhalten für weiche und harte Taus zu zeigen. Die Ergebnisse für die verbleibenden Impulsbereiche werden beim später durchgeführten Vergleich mit der erweiterten Tau-ID in Abschnitt 3.5 aufgeführt.

In Abb. 4 und 5 sind die Signaleffizienz-Unterdrückungs-Wertepaare aufgetragen. Man sieht, dass DELPHES mit seinem Identifikationsverfahren für niedrige Impulse besser ist als die volle Simulation. Für hohe Impulse hingegen ist es schlechter, Außerdem beträgt die Effizienz im niedrigen Impulsbereich etwa 15 % und kann mangels ansprechbarer Parameter nicht erhöht werden. Auch bei hohen Impulsen beträgt die maximale Signaleffizienz 50 %. Dies erschwert Analysen, wie sie am Ende dieser Arbeit dargestellt werden, bei denen hohe Signaleffizienzen benötigt werden.

Zwei Dinge soll die Veränderung der Tau-Identifikation also mit sich bringen:

1. Ein zusätzlicher Parameter sollte es ermöglichen, eine nahezu frei wählbare Signaleffizienz für das Identifikationsverfahren einzustellen, um verschiedenen Anforderungen genügen zu können.
2. Die sich dann ergebende Signaleffizienz-Unterdrückungs-Kurve sollte im Vergleich zum Standard-DELPHES näher an der vollen Simulation liegen, und möglichst über den gesamten Signaleffizienzbereich eine bestmögliche Übereinstimmung mit der TAU-REC-Kurve liefern.

3.2 Standard Tau-Identifikation

Für eine Verbesserung sollte zunächst ein genauerer Blick in das Identifikationsverfahren von DELPHES geworfen werden. In DELPHES wird ein Jet als Tau-Jet identifiziert, sofern er die folgenden Kriterien erfüllt:

1. $|\eta| < |\eta_{\text{TRACKER}} - \eta_{\text{Tau Track Cone}}| = 2.3$
2. Der transversale Impuls p_T muss eine Schwelle von 10 GeV überschreiten
3. Im Konus $\Delta R \leq 0.4$ müssen sich exakt eine oder drei Spuren befinden ⁶

⁶In Version 1.8 durfte nur exakt eine Spur vorhanden sein

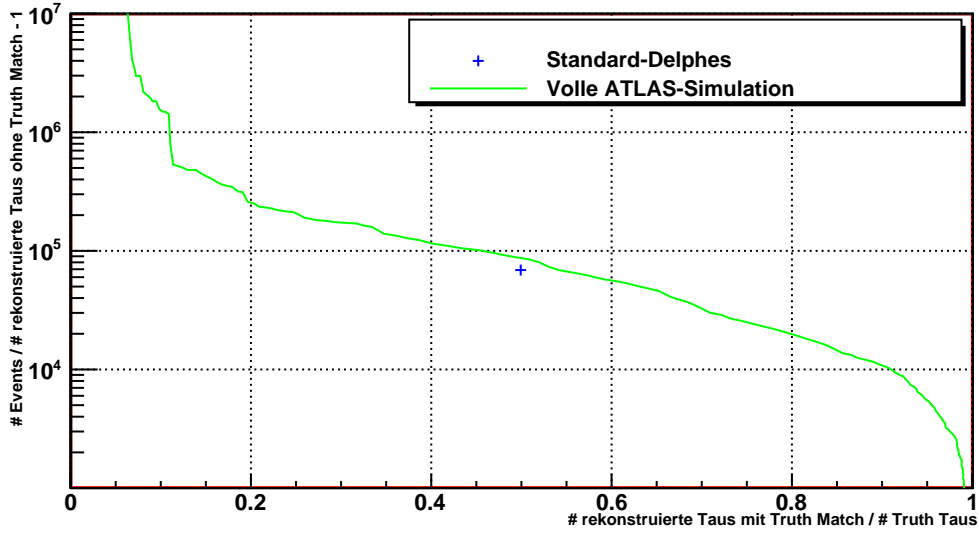


Abbildung 5: Vergleich von Signaleffizienz und Unterdrückung in Standard-DELPHES und TAU-REC. Höchster betrachteter Impulsbereich mit $p_T > 75 \text{ GeV}$, $|\eta| \leq 2.5$

- Die Summe der Energien in den Kalorimeterzellen mit $\Delta R \leq 0.2$ Abstand zum Tau-Kandidaten muss mindestens 95 % der Energie des rekonstruierten Taus entsprechen

Bedingung 1 und 2 wurden in der neuen Identifikation uneingeschränkt übernommen: Ein Minimalimpuls ist notwendig, da bei niedrigeren Impulsen eine realistische Simulation nicht mehr gewährleistet werden kann, weil zusätzliche Detektoreffekte auftreten würden, die DELPHES nicht erfasst. Die Beschränkung auf η begründet sich dadurch, dass der Spur-Such-Konus noch vollständig im TRACKER liegen sollte, damit davon ausgegangen werden kann, dass eine existente Spur des Taus noch im TRACKER registriert werden konnte. Die verbleibenden Bedingungen sind jedoch nicht absolut notwendig für eine Tau-Identifikation und sind in der veränderten ID variiert bzw. gänzlich entfernt worden.

3.3 Veränderung allgemeiner Parameter

Zuerst wurden einige Änderungen an den Standard-Einstellungen von DELPHES vorgenommen, deren Ziel es sein soll, eine möglichst hohe Effizienz bereit zu stellen und DELPHES für das zu implementierende Tau-ID-Verfahren vorzubereiten.

Bedingung der Spurenzahl Die Selektion auf exakt eine oder drei Spuren in DELPHES ist aus folgenden Gründen problematisch:

- DELPHES simuliert eine Spurrekonstruktions-Effizienz von 90 %, d.h. jede zehnte Spur eines geladenen Teilchens wird nicht gezählt. Dieser Parameter ist für den ATLAS-Detektor für $p_T \geq 10 \text{ GeV}$ realistisch abgeschätzt (s. [12]), führt jedoch dazu, dass von allen 1-Spur-Taus 10 % nicht identifiziert werden, weil ihre Spur nicht rekonstruiert wird und sie damit die Identifikationsbedingungen nicht erfüllen, obgleich trotzdem die aus den Kalorimeterzellen rekonstruierten Eigenschaften des Taus ausreichend für eine weitere Analyse sein können.
- 3-Spur-Taus kommen in über 20 % der hadronischen Tau-Zerfälle vor, welche durch die ursprüngliche Rekonstruktionsbedingung von v1.8 überhaupt nicht erfasst worden sind. Die gelockerte Bedingung in v1.9 ist immer noch unzureichend, da die Wahrscheinlichkeit, dass von einem dreispurigen Tau nur zwei oder keine Spur rekonstruiert werden, $10\% \cdot 90\% \cdot 90\%$.

$3 + 10\% \cdot 10\% \cdot 10\% = 24.9\%$ beträgt. Es werden also auch in v1.9 etwa $1/4$ dieser Taus ebenfalls allein aus Gründen der Spurrekonstruktion nicht identifiziert.

- Zusätzlich zu der Effizienz der Spurrekonstruktion kommt die Bedingung, dass geladene Teilchen einen Minimalimpuls von $p_T \geq 0.9 \text{ GeV}$ aufweisen müssen, um als Spur gezählt zu werden. Im Gegensatz zum vorherigen Kriterium lässt sich die Auswirkung dieser Bedingung nicht genau quantitativ ausdrücken, da die Zahl weicher geladener Teilchen vom betrachteten Szenario abhängt, es sollte der Vollständigkeit halber jedoch erwähnt werden, da dieser Effekt ebenfalls eine Verminderung der Signaleffizienz mit sich bringt, wenn ein Schnitt wie in Bedingung 3 angewandt wird.

Insgesamt verliert also Delphes in v1.8 knapp 30%, in v1.9 ungefähr 15% der Taus aus Gründen der Beschränkung auf eine konkrete Anzahl rekonstruierter Spuren und der Spurrekonstruktions-Effizienz plus eine unbekannte Anzahl an Taus, deren Spur(en) aufgrund eines zu niedrigen Transversalimpulses nicht registriert wurden. Trotz der fehlenden Spuren und dem damit verbundenen Fehler auf die Bestimmung der Tau-Ladung, ist es nicht notwendig, diese Taus von vornherein auszufiltern, da in Analysen, in denen die exakte Ladung nicht von Bedeutung ist, jene Taus problemlos verwendet werden können. Da außerdem die aus den Spuren rekonstruierte Ladung dem Tau-Jet in den Ausgabe-Daten mit übergeben wird, kann eine ladungssensitive Analyse auch später noch einen Schnitt auf Taus mit Ladung ± 1 setzen. Aus diesen Gründen wurde die Bedingung an die zugeordneten Spuren gelockert: Ein Jet wird nicht als Tau identifiziert, sofern ihm *mehr als drei Spuren* zugeordnet werden. Die Signaleffizienz sollte durch diese Bedingung nun kaum eingeschränkt sein, da 5-Spur-Zerfälle bei Taus nur mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 0.1% vorkommen. Sie dient aber der Unterdrückung von Untergrund, da beispielsweise QCD-Jets mit hohen Multiplizitäten häufiger auftreten und durch diese Bedingung gefiltert werden. Die Zahl rekonstruierter Fakes wird sich durch diese Lockerung jedoch erhöhen, da QCD-Jets nicht notwendigerweise eine ungerade Ladung und damit ungerade Zahl an Spuren besitzen müssen. Diese werden jetzt nicht mehr gefiltert, sodass eine verbesserte Unterdrückung implementiert werden muss.

Granularität des Kalorimeters In den Standardeinstellungen von DELPHES wird mit einer Kalorimetergranularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.17$ für die inneren bzw. 0.2×0.35 für die äußeren Kalorimeter gerechnet. Daraus folgt eine Auflösung für ΔR von $\Delta R_{\min} \approx 0.2$. Da die im Folgenden berechneten Größen jedoch vom Abstand ΔR der Kalorimeter zum Tau-Kandidaten abhängen, wird hier eine höhere Auflösung benötigt, um die Werte der Identifikationsgrößen nicht zu sehr wegen der Vergrößerung zu verfälschen. Aus diesem Grund wurde die Granularität in jeder Koordinate η und ϕ um 10 erhöht, die Anzahl der Kalorimeterzellen also verhundertfacht. Die damit nun erreichbare Auflösung von $\Delta R_{\min} \approx 7 \times 10^{-4}$ lässt eine bessere Berechnung der in 3.4.1 erläuterten Variablen zu. Eine noch höhere Auflösung wäre zwar prinzipiell möglich, verschlechtert jedoch insgesamt das Ergebnis, da DELPHES keine Verschmierung benachbarter Zellen berücksichtigt und auch keine Energieaufteilung bei Teilchen mit berücksichtigt, deren Trajektorie nahe an der Grenze zweier Zellen verläuft. Die Betrachtung dieser Phänomene ist jedoch mit sinkender Zellengröße umso wichtiger, weswegen die Auflösung nicht beliebig erhöht werden kann.

Konus für die Jet-Rekonstruktion In DELPHES ist der Konus für den Jet-Rekonstruktions-Algorithmus standardmäßig auf 0.7 eingestellt. Dieser ist für eine schnelle Detektorsimulation für die zu untersuchenden supersymmetrischen Ereignisse zu hoch gewählt, da die dort verwendeten schnellen FASTJET-Routinen eine hohe Anfälligkeit auf sich geometrisch überlappende Jets besitzen, wie sie in den auftretenden Eventtopologien häufig vorkommen. Genauere Rekonstruktions-Algorithmen können diese zwar besser trennen, benötigen dafür jedoch eine höhere Rechenzeit, was nicht dem Prinzip der *schnellen* Detektorsimulation entspricht⁷. Ein Vergleich der Ergeb-

⁷Die ATLAS-eigenen Algorithmen verwenden z.B. in der vollen Simulation ein ΔR von 0.7, in der schnellen Simulation jedoch häufig $\Delta R = 0.4$ aus dem oben genannten Gründen der Überlappungs-Anfälligkeit (s. [13])

nisse für 0.4 und 0.7 zeigte wie vermutet eine leicht höhere Effizienz bei $\Delta R = 0.4$ mit höherer Background-Unterdrückung. Daher wurde der entsprechende Parameter angepasst.

Energiedeposition geladener Pionen Einige der implementierten Größen zur Identifikation von Tau-Jets basieren auf der Unterscheidung der elektromagnetischen und hadronischen Energiekomponente eines Jets. Diese folgt aus der Aufteilung der Energiekomponenten für die einzelnen geladenen und ungeladenen Pionen, aus denen der Jet hauptsächlich zusammengesetzt wird. Die Energieaufteilung sichtbarer Teilchen in die verschiedenen Kalorimeter ist in DELPHES gemäß Tab. 2 definiert. Aus ihr folgt, dass geladene Pionen keine Energie elektromagnetisch deponieren und ausschließlich hadronische Schauer bilden. Dies entspricht jedoch nicht der Realität, in der es durchaus zu einem geringen Anteil Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter geben kann. Dieser Anteil ist zwar gegenüber der hadronischen Komponente sehr klein, jedoch existent, und wird benötigt, da ansonsten sämtliche Größen, die die Geometrie der elektromagnetischen Energiedeposition untersuchen, für alle Taus des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ ungewollterweise 0 werden. Der Anteil wurde daher minimal auf 1 % erhöht und dementsprechend auch der hadronische Anteil auf 99 % angepasst.

3.4 Neues Identifikationsverfahren

3.4.1 Identifikationsgrößen

Zur Unterscheidung der Tau-Jets von QCD-Jets benötigt man Größen, welche sich für die verschiedenen Jettypen unterschiedlich verhalten und auf Detektorebene berechnet werden können. Verschiedene Ansätze für solche Identifikationsvariablen wurden bereits von der ATLAS-Kollaboration getestet (siehe u.A. [5], [6] und [7]) und auf ihre Kompatibilität mit DELPHES sowie ihre Rekonstruktionseffektivität hin untersucht, wobei sich der folgende Satz an Größen am besten bewährt hat und für die Implementierung ausgewählt wurde:

Elektromagnetischer Radius

$$R_{EM} = \frac{\sum_i E_{EM,i}^T \cdot \sqrt{(\eta_\tau - \eta_i)^2 + (\phi_\tau - \phi_i)^2}}{\sum_i E_{EM,i}^T} \quad (6)$$

Die Summe läuft dabei über alle elektromagnetischen Kalorimeter im Abstand $\Delta R \leq 0.4$ zum Tau-Kandidaten. Da die elektromagnetische Komponente der Tau-Jets stärker kollimiert ist als die von Untergrund-Jets, ist die Signalverteilung in R_{EM} im Mittel kleiner als die Untergrundverteilung. Die Unterscheidbarkeit von Signal und Untergrund ist für niedrige Impulsbereiche noch sehr gut, für steigende Energien wird sie jedoch schlechter, da Boosts QCD-Jets stärker bündeln, sodass der elektromagnetische Radius sinkt und daher dem der Tau-Jets ähnlicher sieht.

Transversale Energiebreite in Eta

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\sum_i E_i^T \cdot (\eta_\tau - \eta_i)^2}{\sum_i E_i^T}} \quad (7)$$

Hier läuft die Summe über alle Kalorimeterzellen im Abstand $\Delta R \leq 0.4$. Diese Größe nutzt ebenfalls die Kollimation der Tau-Jets gegenüber den Untergrund-Jets aus, weswegen ihre Separation ebenfalls für niedrige Impulsbereiche besser wird.

Anteil hadronischer an gesamter Energie

$$E_{Had}/E = \frac{\sum_i E_{Had,i}^T}{\sum_i E_{Had,i}^T + E_{EM,i}^T} \quad (8)$$

Auch hier läuft die Summe über die Kalorimeterzellen im Abstand $\Delta R \leq 0.4$. Hier wird die Tatsache benutzt, dass QCD-Jets im Mittel einen höheren Relativanteil an ungeladenen Pionen besitzen als Tau-Jets. Da ungeladene Pionen durch $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ihre Energie nahezu ausschließlich in das elektromagnetische Kalorimeter geben, ist ihr hadronischer Anteil im Mittel niedriger als bei Tau-Jets.

Isolation

$$\Delta E_{12}^T = \frac{\sum_j E_{\text{EM},j}^T}{\sum_i E_{\text{EM},i}^T} \quad (9)$$

In diesem Fall läuft die Summe über i wie zuvor über alle Kalorimeterzellen mit Abstand zum Kandidaten von $\Delta R \leq 0.4$, die Summe über j hingegen läuft über die Zellen im Ring $0.1 \leq \Delta R \leq 0.2$. Da Tau-Jets elektromagnetisch stärker kollimiert sind, haben sie im Mittel weniger Energie im betrachteten ΔR -Ring als QCD-Jets.

zugewiesene Spuren

$$N_{\text{Spuren}} = \text{Anzahl der Spuren im Bereich } \Delta R \leq 0.4 \quad (10)$$

Diese Größe nutzt aus, dass in den meisten Fällen die Multiplizitäten der QCD-Jets höher sind als bei Tau-Jets und daher die Zahl der zugewiesenen Spuren ebenfalls größer ist. Sie ist nicht mit der Anzahl der *Spuren des Jets* zu verwechseln, Die vom Jet-Rekonstruktionsalgorithmus bestimmt wird und die bereits im Vorfeld auf ≤ 3 geschnitten wird. Beide Werte sind zwar ähnlich, jedoch nicht identisch.

Treffer im Kalorimeter

$$N = \text{Anzahl der Kalorimeterzellen im Bereich } \Delta R \leq 0.4 \text{ mit } E^T > 200 \text{ MeV} \quad (11)$$

Da bei den Hadronisierungsprozessen durchschnittlich die Zahl der entstehenden Teilchen größer ist als die Zahl der Tochterteilchen eines hadronisch zerfallenden Taus, wird im Mittel die Energie eines QCD-Jets auf mehrere verschiedene Kalorimeter verteilt. Die Anzahl der getroffenen Kalorimeterzellen ist also für QCD-Jets höher als für Tau-Jets. Die Unterscheidbarkeit steigt für höhere Impulsbereiche, da bei höheren Energien eine stärkere Aufteilung in mehrere Tochterteilchen vorliegt und die Separation der beiden Kurven steigt.

Abbildungen 6 bis 9 zeigen die Verteilung der Größen für Signal und Untergrund für verschiedene p_T -Bereiche. Die Korrelationskoeffizienten der Größen sind in Anhang B aufgeführt.

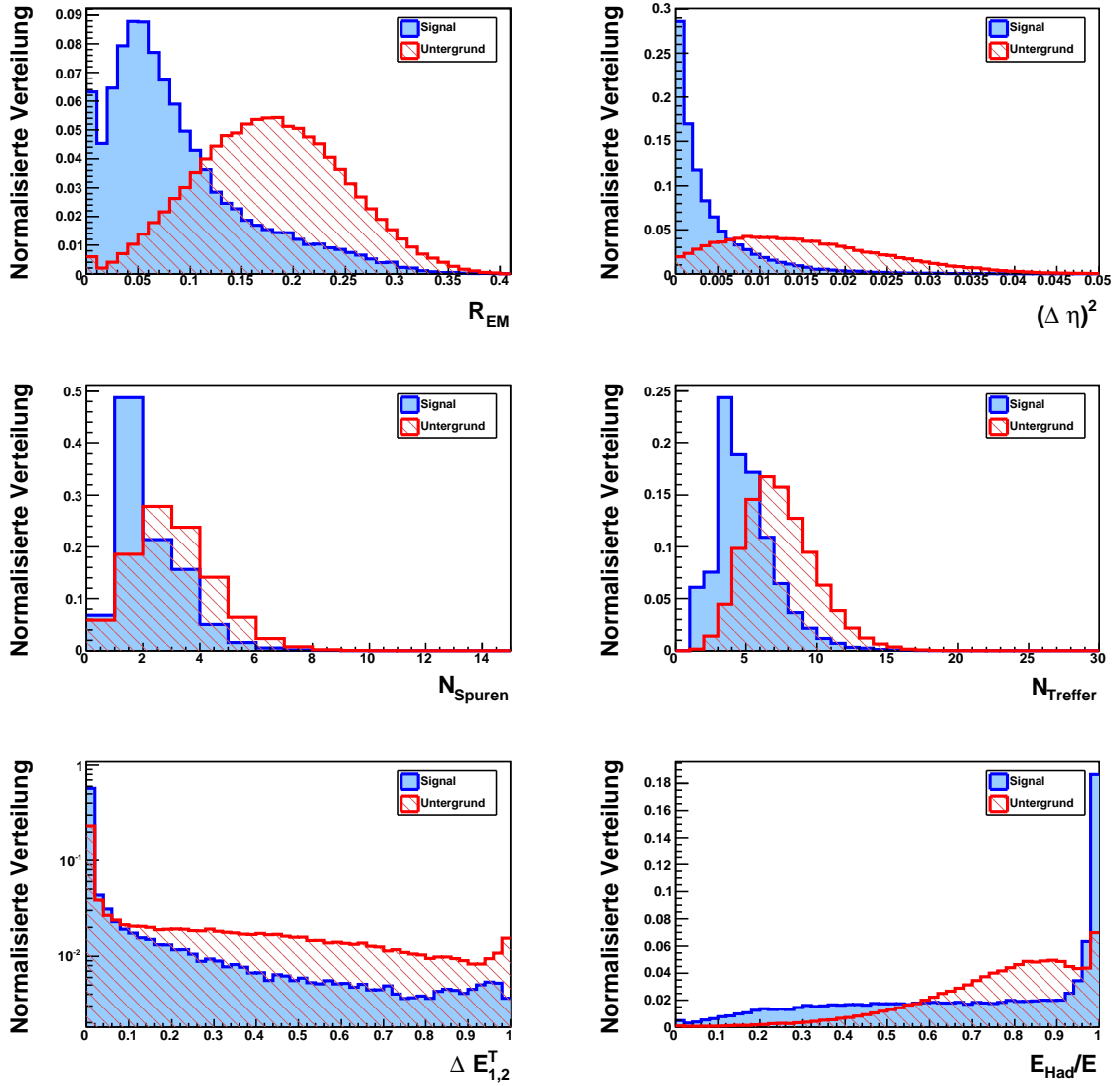


Abbildung 6: Verteilungen der Identifikationsvariablen für Signal- und Untergrundereignisse. $p_T : 10 - 25 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.5$

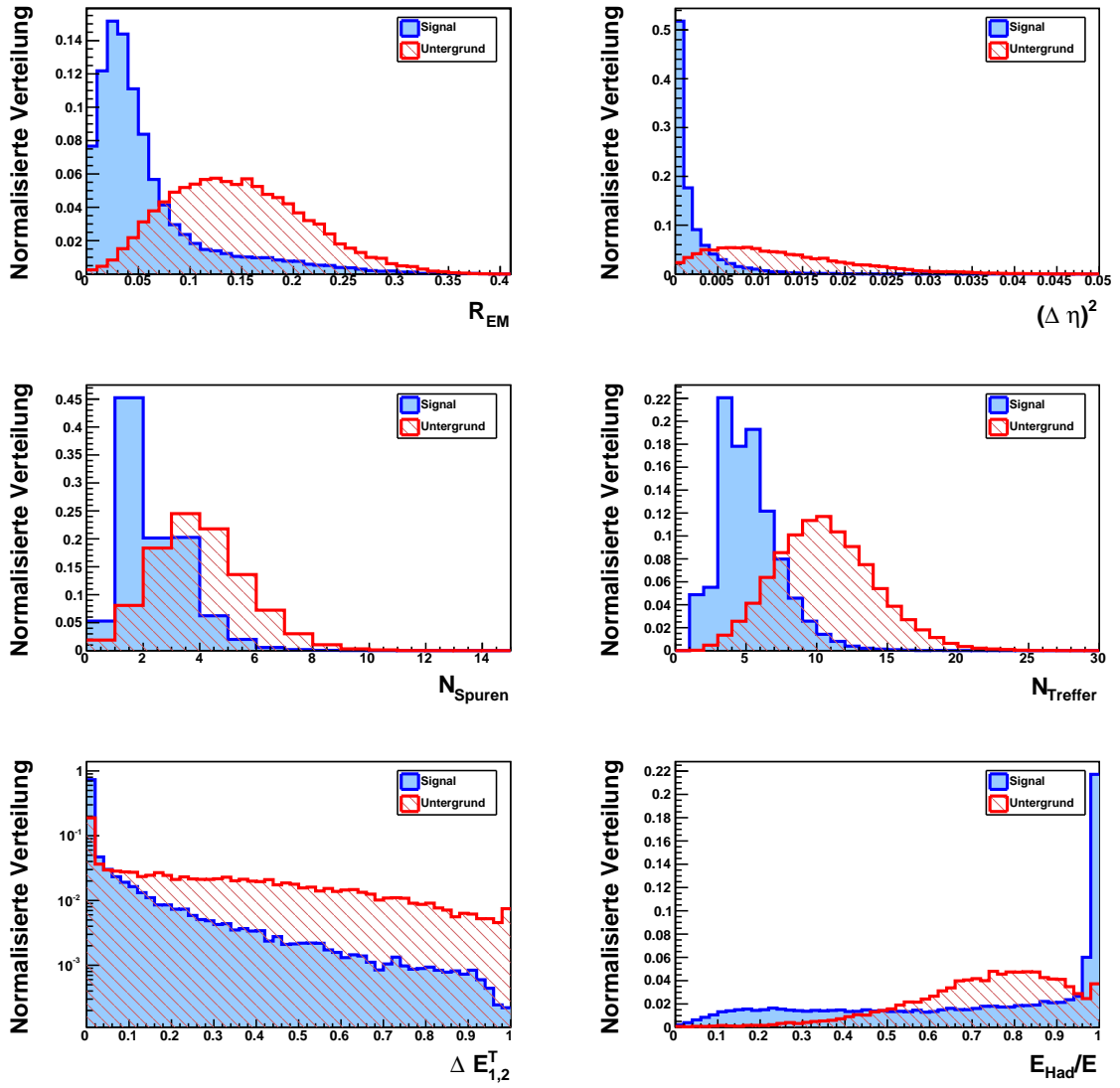


Abbildung 7: Verteilungen der Identifikationsvariablen für Signal- und Untergrundereignisse.
 $p_T : 25 - 50 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.5$

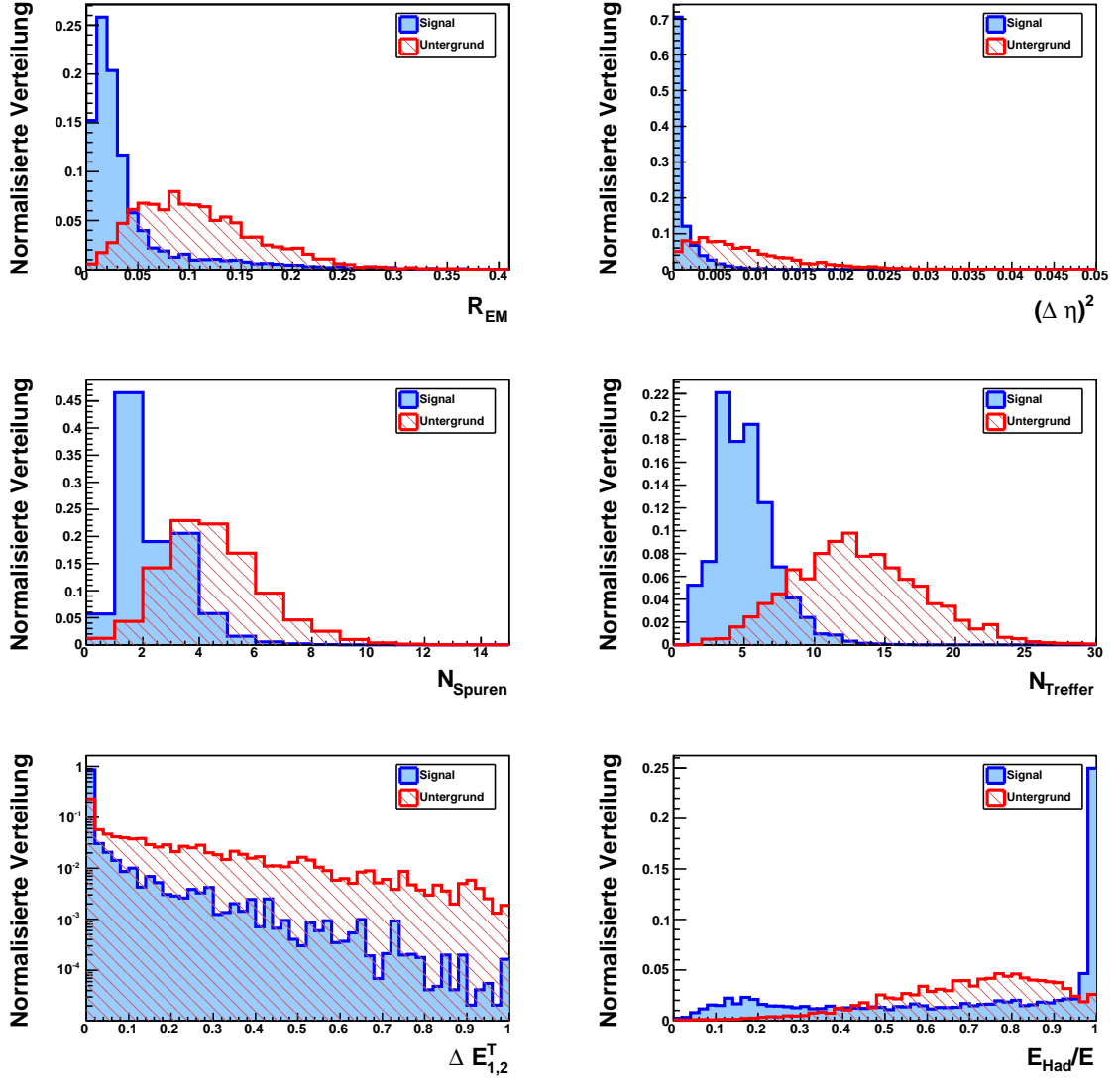


Abbildung 8: Verteilungen der Identifikationsvariablen für Signal- und Untergrundereignisse.
 $p_T : 50 - 75 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.5$

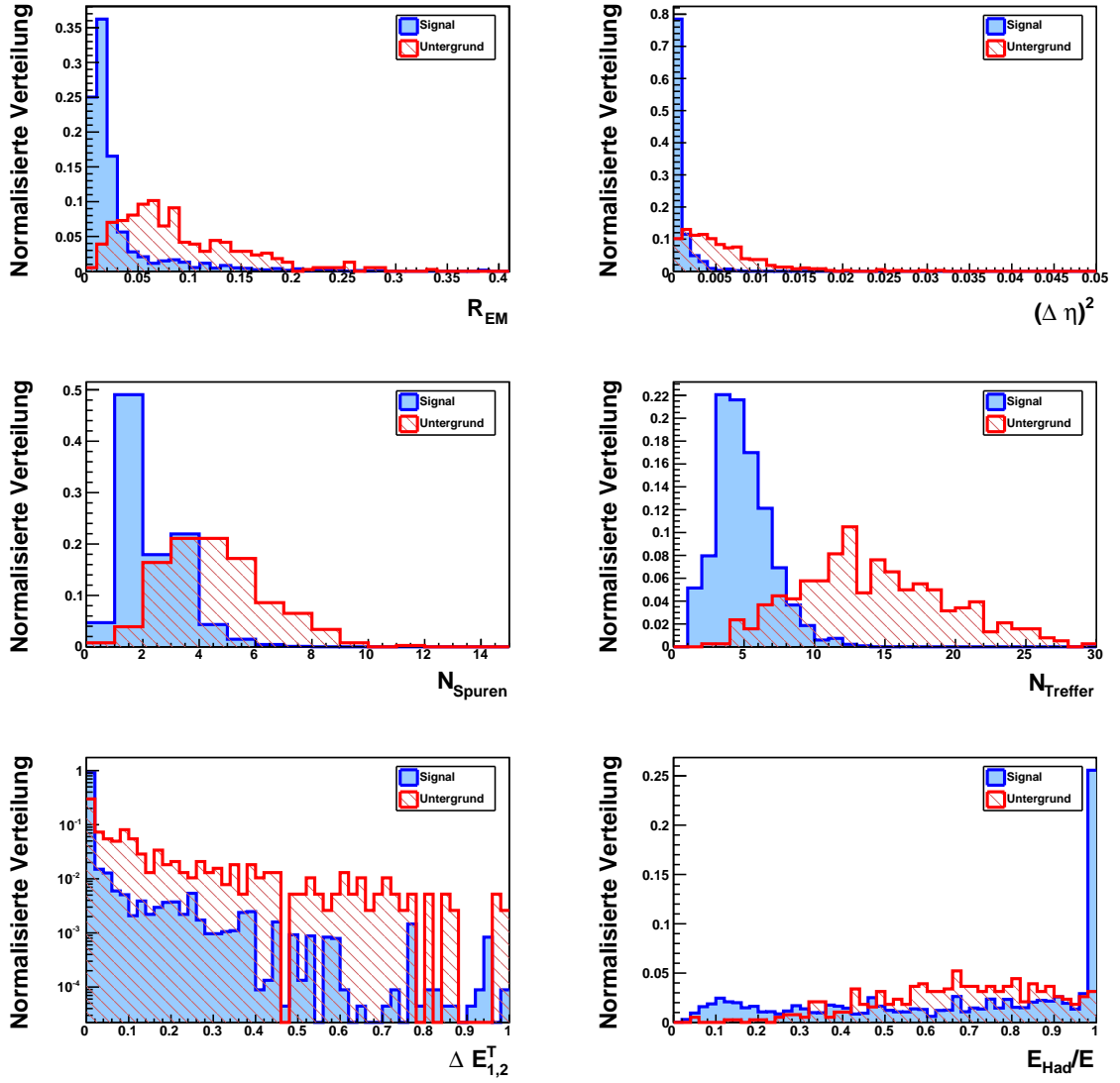


Abbildung 9: Verteilungen der Identifikationsvariablen für Signal- und Untergrundereignisse. $p_T > 75\text{GeV}$, $|\eta| < 1.5$

3.4.2 Likelihood-Ratio-Verfahren

Auf die Werte der zuvor definierten Variablen eines konkreten Tau-Kandidaten muss nun ein Verfahren angewandt werden, welches eine Aussage darüber trifft, ob anhand der Werte der Kandidat als Tau identifiziert wird oder nicht. Für DELPHES wurde das Likelihood-Ratio-Verfahren, im Folgenden kurz *Likelihood-Verfahren*, angewandt, dessen Funktionsweise erläutert werden soll. Die Problemstellung, deren Lösung das Likelihood-Verfahren bieten soll, lässt sich allgemein folgendermaßen formulieren: Es gebe n Variablen $v_1 \dots v_n$, deren Verteilungen sich für *Signal* und *Untergrund* unterscheiden und bekannt sind. Es soll aus den bekannten Verteilungen für Signal und Untergrund für ein zu identifizierendes Ereignis X eine *Teststatistik* berechnet werden, deren Wert sich für Signal und Untergrund möglichst stark unterscheidet, sodass man einen Schwellwert definieren kann, oberhalb dessen man das Ereignis als Signal, unterhalb als Untergrund definiert. Die Likelihood Ratio ist eben eine solche aus mehreren Identifikationsvariablen bestimmte Schwellgröße, die folgendermaßen bestimmt wird:

1. Zuerst müssen die Verteilungen $\phi_1(x_1) \dots \phi_n(x_n)$ der Variablen $v_1 \dots v_n$ für Signal und Untergrund bekannt sein, weswegen man sie für eine möglichst große Zahl bereits identifizierte Signal- und Untergrundereignisse bestimmt. So erhält man n Verteilungen $\phi_{s,i}(x_i)$ für Signalereignisse sowie n Untergrundverteilungen $\phi_{u,i}(x_i)$.
2. Durch Normierung auf ein Integral von 1 erreicht man eine Interpretation der Variablenverteilungen als Wahrscheinlichkeitsdichten $w_{s,i}(x_i)$ und $w_{u,i}(x_i)$, deren Wert unabhängig von der absoluten Zahl der zur Bestimmung verwendeten Ereignisse verwendet ist, sondern nur von deren relativen Verteilung abhängt. Das Finden dieser Wahrscheinlichkeitsdichten bekannter Signal- und Untergrundereignisse und das Erstellen von Referenzverteilungen für die spätere Identifikation unbekannter Ereignisse geschieht als separater Vorbereitungsschritt für eine möglichst große Zahl an Daten.
3. Für ein nun zu identifizierendes Ereignis X bestimmt man die Werte $\vec{x} = (x_i)$ der Variablen v_i .
4. Man bestimmt dann folgende Werte:

$$\mathcal{L}_s(\vec{x}) = \prod_i w_{s,i}(x_i) \quad (12)$$

$$\mathcal{L}_u(\vec{x}) = \prod_i w_{u,i}(x_i) \quad (13)$$

$$\mathcal{L}(\vec{x}) = \frac{\mathcal{L}_s(\vec{x})}{\mathcal{L}_s(\vec{x}) + \mathcal{L}_u(\vec{x})} \quad (14)$$

Letztere Größe wird als *Likelihood Ratio* bezeichnet, und ihre Aussagekraft ist die folgende: Liegt ein Ereignis vor, welches sehr gut als Signal zu identifizieren ist, dann liegen die Werte $w_{s,i}(x_i)$ deutlich höher als die Werte $w_{u,i}(x_i)$. In diesem Fall folgt dann für die Likelihood Ratio

$$\mathcal{L}(\vec{x}_s) = \frac{\mathcal{L}_s(\vec{x}_s)}{\mathcal{L}_s(\vec{x}_s) + \mathcal{L}_u(\vec{x}_s)} \approx \frac{\mathcal{L}_s(\vec{x}_s)}{\mathcal{L}_s(\vec{x}_s)} = 1 \quad (15)$$

Für den Fall eines offensichtlichen Untergrundereignisses ist nach der gleichen Argumentation der Wert für die Likelihood Ratio ungefähr 0. Man definiert nun einen Schwellwert y_{Cut} und identifiziert alle Ereignisse als Signal, deren Wert für die Likelihood Ratio größer als y_{Cut} ist, alles Sonstige als Untergrund. Die Wahl von y_{Cut} ist von der Zielsetzung des Identifikationsprozesses abhängig: Ist er niedrig, so werden mehr Signalereignisse erkannt, dafür jedoch auch mehr Untergrundereignisse fälschlicherweise als Signal identifiziert. Wird er hoch gewählt, so passieren weniger Signalereignisse die strengen Filterkriterien, dafür erhält man ein reineres Signal, da nur wenig Untergrundereignisse einen hohen Wert in der Likelihood Ratio erhalten. Eine Stärke des Likelihood-Verfahrens liegt in der einfachen Möglichkeit, es auf Signaleffizienz oder Unterdrückung zu spezifizieren, indem der

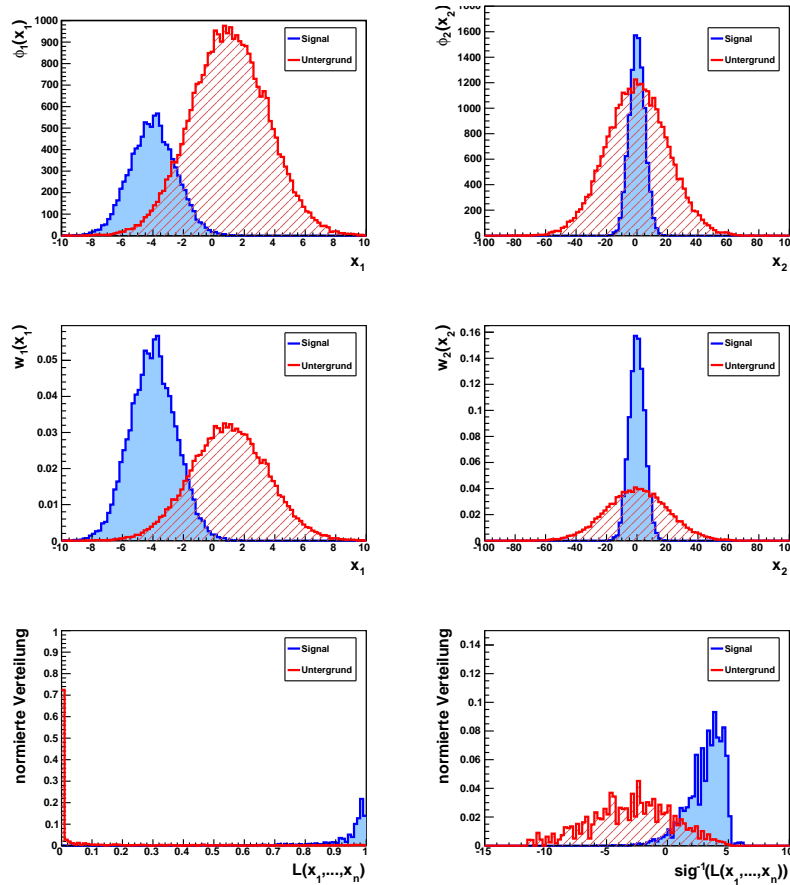


Abbildung 10: Beispielkurven für die Berechnung der Likelihood mit zwei unkorrelierten, gaußförmig verteilten Variablen. Obere Zeile: Absolute Verteilung der Variablen. Zweite Zeile: Normierte Wahrscheinlichkeitsdichte der beiden Variablen. Unten links: Likelihood Ratio für Signal und Untergrund. Unten rechts: Mit Sigmoidalfunktion transformierte Likelihood Ratio.

Wert für y_{Cut} entsprechend gewählt wird. Da sich der Wert der Likelihood Ratio stets im Intervall $[0, 1]$ befindet, und die Verteilung für \mathcal{L} sich sehr um die Punkte 0 und 1 konzentriert, wird sie häufig durch eine Transformation mithilfe der inversen Sigmoidfunktion

$$\text{sig}^{-1}(x) = -\ln\left(\frac{1-x}{x}\right) \quad (16)$$

auf einen Bereich von $[-\infty, \infty]$ gestreckt. Im Folgenden bezieht sich der kurze Begriff *Likelihood* auf die mit der Sigmoid-Funktion transformierte Likelihood Ratio. Das beste Ergebnis liefert dieses Verfahren für einen Satz vollkommen unkorrelierter Größen, welcher im hier verwendeten Gebrauch nicht gegeben ist (zu sehen in Anhang B). In diesem Fall liefert das Likelihood-Verfahren zwar nicht das bestmögliche aber immer noch gute Ergebnisse. Es bietet gegenüber anderen multivariablen Analyseverfahren außerdem den Vorteil, dass der Algorithmus vergleichsweise schnell läuft, was ganz im Sinne einer schnellen Detektorsimulation ist, in der es implementiert wird. Dies und die einfache Möglichkeit der Einstellung des Filtergrades haben zu der Entscheidung geführt, dieses Verfahren für DELPHES zu verwenden.

Für die Implementierung des Likelihood-Verfahrens in DELPHES wurde das von der Umgebung ROOT zur Verfügung gestellte Paket TMVA verwendet, welches bereits hierfür Routinen zur Erstellung der Referenz-Verteilungen und Evaluation unbekannter Ereignisse zur Verfügung stellt.

Da in DELPHES bereits im Vorfeld ROOT integriert war, stellte dies keinen gravierenden Eingriff in den Aufbau von DELPHES dar, sondern erforderte lediglich die Verwendung weniger zusätzlicher Kopffdateien.

3.5 Effizienzvergleich mit der neuen Tau-Identifikation

Der in Abschnitt 3.1 durchgeführte Vergleich wird nun um die Ergebnisse der neuen Tau-Identifikation erweitert und auch für die mittleren p_T -Bereiche durchgeführt, die in 3.1 ausgelassen wurden. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 11 bis 14 dargestellt. Es lassen sich folgende Beobachtungen machen: DELPHES liefert für den niedrigsten Impulsbereich von 10–25 GeV ein Ergebnis oberhalb der vollen Simulation, für alle höheren Bereiche liegt das Ergebnis jedoch unterhalb. Dies lässt sich auf die von DELPHES verwendete Kollimationsbedingung der Taus zurückführen, welche für niedrige Impulse sehr gute, für hohe jedoch eher schlechtere Ergebnisse liefert. Die neue Tau-Identifikation liegt mit ihren Ergebnissen bei der vom Standard-DELPHES vorgegebenen Signaleffizienz stets absolut betrachtet näher an der vollen Simulation. Über die gesamten Signaleffizienz-Bereiche betrachtet liegt sie zumeist unterhalb der TAUREC-Kurve mit einigen Ausnahmen in den höheren p_T -Bereichen, in denen abschnittsweise Kurvenbereiche oberhalb der vollen Simulation liegen. Die zumeist schlechteren Werte für die Unterdrückung, insbesondere bei niedrigen Impulsbereichen, ist folgendermaßen begründbar:

- TAUREC benutzt für seine Tau-Identifikation nicht nur auf Kalorimeter- sondern auch auf Spurbasis berechnete Unterscheidungsgrößen, welche DELPHES nicht bereit stellt und die deshalb für das hier erarbeitete Identifikationsverfahren nicht verwendet werden können. Die höhere Zahl an Variablen ermöglicht TAUREC somit eine differenziertere Untersuchung der Eigenschaften und kann daher in niedrigen Impulsbereichen bessere Filter gegen Fakes definieren.
- Einige der in DELPHES benutzten Vereinfachungen des Detektors verändern die Unterscheidungskraft des gewählten Variablenatzes: Die fehlende Energieverschmierung über mehrere Zellen hinweg sowie die stark simplifizierte Energieaufteilung geladener und ungeladener Pionen wirken sich beispielsweise negativ auf sämtliche energiebasierenden Größen wie den elektromagnetischen Radius aus. Zudem sind die Kalorimeterzellen nicht longitudinal segmentiert, obwohl ihre Eigenschaften im realen ATLAS-Detektor vom Longitudinal-Abstand zum Kollisionszentrum abhängen.
- Vergleicht man die rekonstruierte Energie der matched Tau-Jets mit der sichtbaren Energiekomponente des zugehörigen truth Taus, so überschätzt DELPHES im Mittel die Energie, zu sehen in Anhang C. Es kann also vermutet werden, dass in einigen Fällen den Tau-Jets zusätzliche, falsche Kalorimeterzellen zugeordnet werden, was ebenfalls einen verfälschenden Effekt auf die kalorimeterbasierenden Unterscheidungsvariablen ausübt.

Trotz des verbleibenden Unterschieds im Vergleich mit der vollen Simulation zeigt sich jedoch deutlich eine Verbesserung gegenüber der alten Tau-Identifikation von DELPHES: Es besteht nun eine nahezu freie Wahl der gewünschten Signaleffizienz, welche global betrachtet den Ergebnissen der vollen Simulation ähnlich ist, und lokal im Vergleich zur alten Tau-Identifikation in DELPHES in besserer Übereinstimmung mit der vollen Simulation steht.

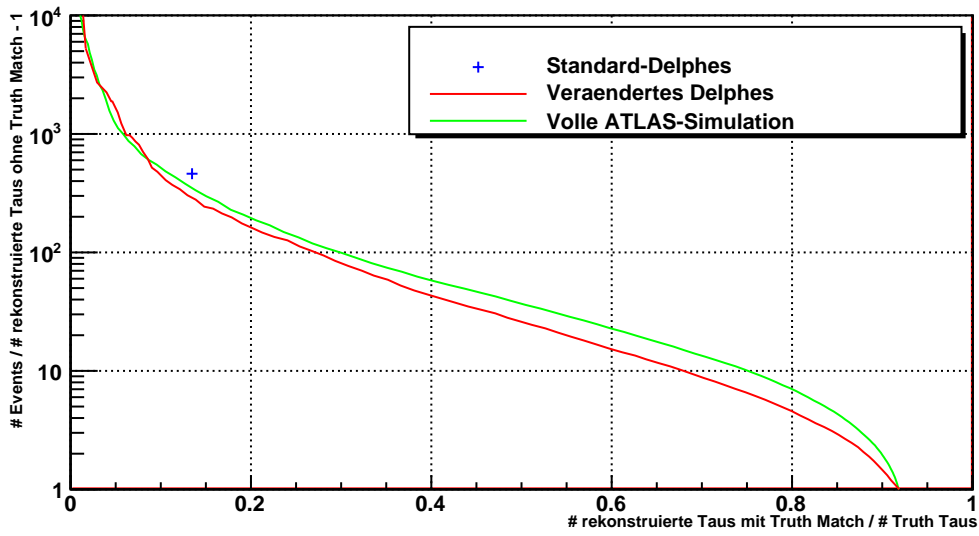


Abbildung 11: Vergleich von Signaleffizienz und Unterdrückung in DELPHES und der vollen ATLAS-Simulation.
 $p_T : 10 - 25 \text{ GeV}, |\eta| \leq 2.5$

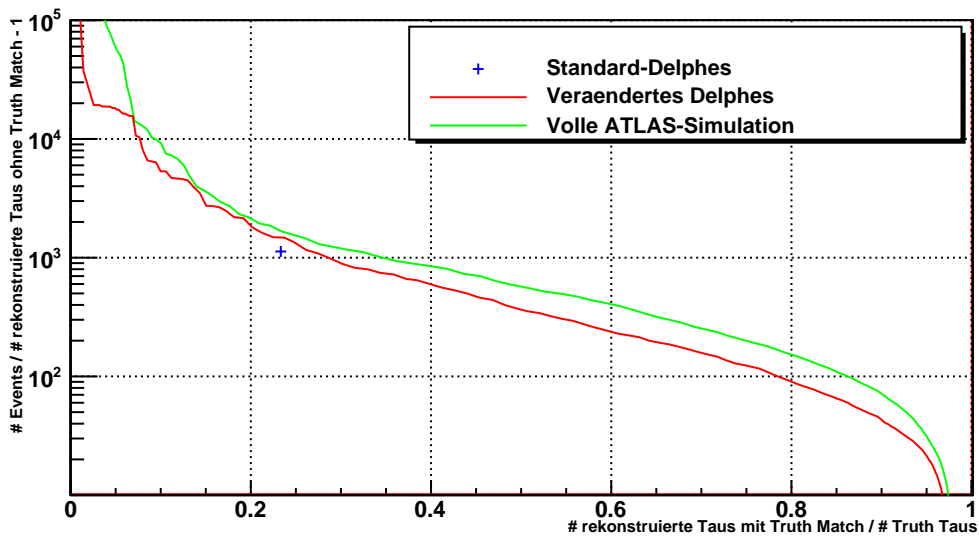


Abbildung 12: Vergleich von Signaleffizienz und Unterdrückung in DELPHES und der vollen ATLAS-Simulation.
 $p_T : 25 - 50 \text{ GeV}, |\eta| \leq 2.5$

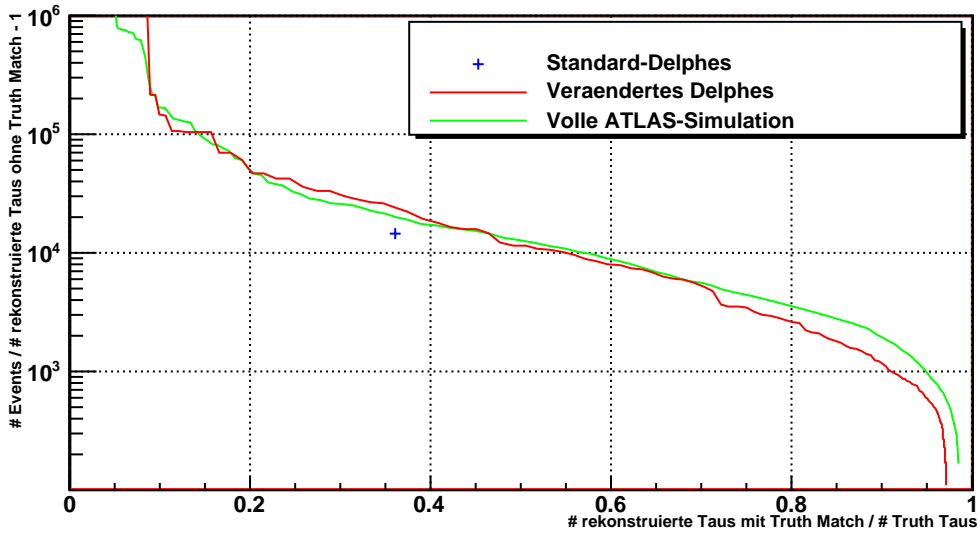


Abbildung 13: Vergleich von Signaleffizienz und Unterdrückung in DELPHES und der vollen ATLAS-Simulation.

$p_T : 50 - 75 \text{ GeV}, |\eta| \leq 2.5$

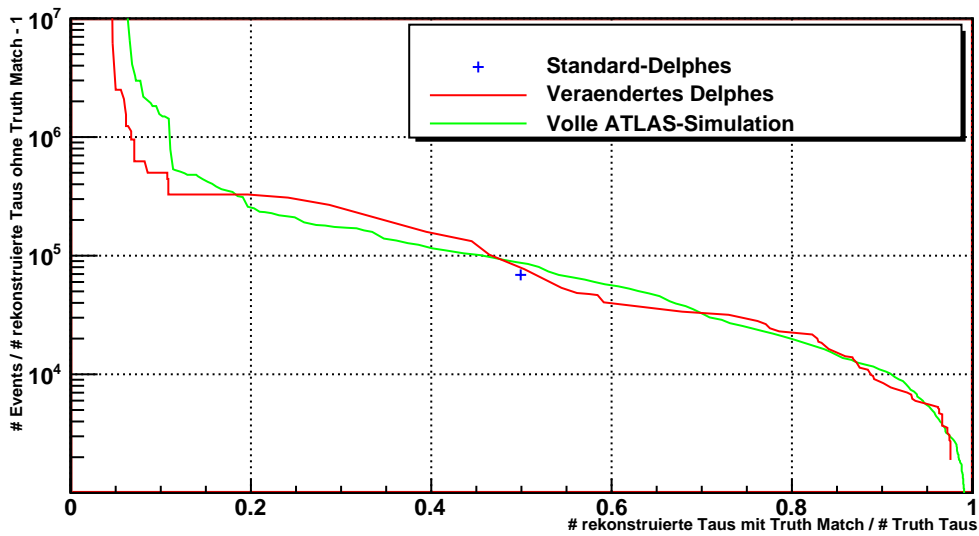


Abbildung 14: Vergleich von Signaleffizienz und Unterdrückung in DELPHES und der vollen ATLAS-Simulation.

$p_T > 75 \text{ GeV}, |\eta| \leq 2.5$

4 Analyse des $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfalls mit DELPHES

Mit DELPHES soll nun eine Detektorsimulation auf SU3-Daten durchgeführt und das Ergebnis analysiert werden. Dabei soll gezeigt werden, dass die neue Tau-ID gegenüber dem Standard-DELPHES bessere Ergebnisse liefert

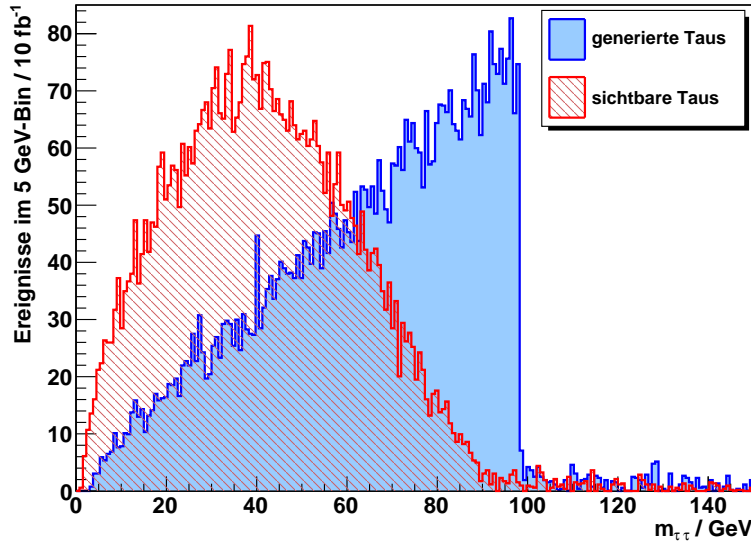


Abbildung 15: Verteilung der invarianten Masse der beiden Taus im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall. Die Verteilung der generierten Truth Taus ist nahezu linear und bricht abrupt bei 98 GeV ab, während sich für die sichtbaren hadronischen Tochterteilchen eine verschmierte Verteilung ergibt, deren Endpunkt jedoch auch ungefähr dem der wahren Taus entspricht.

4.1 Massenendpunkt im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall

Untersucht wird der $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall, bei dem die Massen der an diesem Prozess teilnehmenden SUSY-Teilchen $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\tau}$ durch die im Zerfall entstehenden Taus bestimmt werden können.

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^\pm \tilde{\tau}^\mp \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp \tilde{\chi}_1^0 \quad (17)$$

Da supersymmetrische Teilchen für den Detektor nicht sichtbar sind, können nur Eigenschaften untersucht werden, die unter Zuhilfenahme kinematischer Abhängigkeiten aus den beiden detektierbaren Taus ermittelt werden können. Eine Möglichkeit ist die Analyse der invarianten Masse der beiden Taus:

$$m_{\tau_1\tau_2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (18)$$

$$\stackrel{!}{=} \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2)(m_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\tau}}^2}} (1 - \cos \theta) \quad (19)$$

Hierbei bezeichnet θ den Winkel zwischen den beiden Taus. Eine Herleitung von Formel (19) befindet sich in Anhang D. Die Verteilung der invarianten Masse der beiden Taus des $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfalls liefert also Informationen über die Massen der drei beteiligten SUSY-Teilchen, weshalb sie näher untersucht werden sollte.

Das invariante Massenspektrum der beiden Taus aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall zeigt einen linear ansteigenden Verlauf, der beim Maximum für $\theta = \pi$ abrupt abbricht. Dieser Endpunkt ist, eingesetzt in Gleichung (19), eine Größe die nur von SUSY-Massen abhängt, weswegen seine Bestimmung Ziel der folgenden Analyse ist. Anhand des Massenspektrums der beiden wahren Taus ließe sich der Endpunkt leicht bestimmen. Leider zeigt das real gemessene Massenspektrum eine von der idealen Dreieckskurve abweichende Form: Da Taus nicht direkt sondern nur ihre hadronischen Tochterteilchen detektiert werden, verliert man stets die kinematischen Informationen der beiden bei den Tau-Zerfällen frei verendenden Neutrinos, die den Detektor ungehindert verlassen. Dies

führt zu einer Verschiebung und Verschmierung des invarianten Massenspektrums aufgrund der fehlenden Neutrinoenergien und -impulse, wobei jedoch der Endpunkt stets erhalten bleibt und daher bestimmbar ist.

Das im Folgenden erläuterte und verwendete Verfahren sowie die dafür notwendigen Einstellungen für eine optimale Unterdrückung von Untergrundereignissen wurden in einer ausführlichen Studie in [1] mit der ATLAS-eigenen schnellen Detektorsimulation ATLFAST untersucht. Die dort untersuchten Optimalwerte der Parameter sowie die berechneten Eichkurven wurden hier aus Zeitgründen ohne weitere Überprüfung übernommen und ohne zusätzliche Validierung für die Analyse mit DELPHES verwendet.

4.2 Kalibrierung der Untergrundfilter

Für die Analyse wurden SU3-Datensätze verwendet, welche neben der zu untersuchenden Signalkette noch eine Fülle an anderen Prozessen beinhalten, in denen zwei Taus entstehen und die bestmöglich herausgefiltert werden sollen, um das Spektrum nicht zu sehr zu verfälschen. Die Motivation der dafür notwendigen Schritte wird im Folgenden kurz erläutert:

Standardmodell-Untergrund Auch ohne supersymmetrische Erweiterung existieren im Standardmodell Zerfälle, in denen zwei Taus entstehen, beispielsweise bei $Z \rightarrow \tau\tau$. Supersymmetrische Ereignisse zeichnen sich von diesen durch einen hohen Anteil an fehlender Transversalenergie aus, da keines der am Prozess teilnehmenden supersymmetrischen Teilchen mit dem Detektormaterial wechselwirkt und insbesondere das LSP nach der Zerfallskette den Detektor ungemessen verlässt. Solche Energie-Verlust-Prozesse treten im Standardmodell nur bei den ausschließlich schwach wechselwirkenden Neutrinos auf, welche jedoch üblicherweise weniger Energie tragen als supersymmetrische Teilchen. Ein Filter auf hohe fehlende Transversalenergie filtert also einen großen Anteil an Standardmodell-Prozessen heraus.

Des Weiteren verursacht die hohe Masse der supersymmetrischen Teilchen eine hohe Energie bei den erzeugten Standardmodell-Teilchen, sodass häufiger harte Jets entstehen als in reinen Standardmodell-Prozessen. Eine Bedingung auf mehrere Jets hoher Transversalimpulse bietet also zusätzlich einen weiteren guten Filter gegen Standardmodell-Ereignisse.

Kombinatorischer Untergrund Selbst eine vollständige Filterung von Standardmodell-Prozessen bedeutet nicht, dass eine Registrierung zweier Taus darauf schließen lässt, dass diese aus dem gleichen Signalprozess stammen. So können zwei unabhängige $\tilde{\chi}_2^0$ entstanden sein, und je ein Tau aus jedem Prozess nicht gemessen worden sein — in diesem Fall könnte man die beiden verbleibenden Taus fälschlicherweise einer $\tilde{\chi}_2^0$ -Signalkette zuordnen. Außerdem existieren andere Zerfälle supersymmetrischer Teilchen in Taus, wie beispielsweise der Zerfall des Charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm \tilde{\nu}_\tau$) oder eines anderen Neutralinos ($\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \nu_\tau \tau^\mp \tilde{\chi}_1^\pm$), bei denen mehrere Taus fälschlicherweise als zusammengehörig identifiziert werden können, oder zu einem Tau aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall gezählt werden, bei dem das eigentlich zugehörige Tau des Zerfalls nicht rekonstruiert wurde. Neben jenen Fehlkombinationen können auch beliebige Kombinationen mit einem falsch identifizierten QCD-Jet zu einem Untergrundereignis führen. Solche würden unerwünschte Werte für die invariante Masse ergeben und das Spektrum verfälschen.

Man kann jedoch auch diese Fehlkombinationen aus dem Spektrum weitestgehend entfernen: Aus der Ladungserhaltung folgt für die Zerfallskette des $\tilde{\chi}_2^0$, dass die beiden Taus entgegengesetzte Ladung haben müssen. Ein Filter auf nur entgegengesetzt geladene Tau-Paare (kurz: OS für *opposite sign*) würde einige der falschen Kombinationen herausfiltern. Da die Ladungsverteilung der beiden Taus falscher Kombinationen jedoch statistisch unabhängig ist, kommt sie im Mittel gleichermaßen häufig für gleich- und verschieden geladene Taus vor. Eine Subtraktion des Spektrums für gleich geladene Tau-Paare (SS, *same sign*) vom OS-Spektrum entfernt also im Mittel alle falschen Kombinationen zweier in der Ladung unkorrelierter Taus und Tau-Fakes. Es existieren zwar auch Untergrundereignisse, in denen ausschließlich zwei Taus entgegengesetzter Ladung auftreten ($\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow 2\nu_\tau \tau^\pm \tau^\mp \tilde{\chi}_1^0$), und die durch das OS-SS-Verfahren nicht heraussubtrahiert wer-

den, diese stellen jedoch nur einen geringen Anteil an falschen Signalen dar und können daher vernachlässigt werden.

Insgesamt wurden also für die folgende Untersuchung des Massenspektrums nur Ereignisse zugelassen, die die folgenden Kriterien erfüllen:

- Exakt zwei rekonstruierte Taus mit Abstand $\Delta R \leq 0.2$
- Fehlende Transversalenergie > 230 GeV
- Mindestens vier Jets mit einem transversalen Impuls > 40 GeV
- Davon mindestens drei Jets mit einem transversalen Impuls > 50 GeV
- Davon mindestens ein Jet mit einem transversalen Impuls > 220 GeV

Von diesen Ereignissen wird dann schließlich zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds das Spektrum gleichgeladener Taus von dem Spektrum entgegengesetzt geladener Taus subtrahiert.

4.3 Massenendpunktbestimmung durch Wendepunktberechnung

Das Problem besteht nun darin, aus dem verschmierten Spektrum der *sichtbaren* Taus den tatsächlichen Massenendpunkt zu bestimmen. Das in [1] ausgearbeitete Verfahren basiert auf dem Fit einer logarithmischen Normalverteilung wie in Gl. (20) an das Massenspektrum der rekonstruierten Tau-Jets. Diese Funktion hat sich als äußerst robust gegen niedrige Statistik und Variation des Binnings sowie des Fitbereichs bewährt, und ist deshalb für die Approximation eines solchen Spektrums gut geeignet. Von dieser Funktion bestimmt man daraufhin den Wendepunkt und benutzt die in [1] und [4] aufgeführte Eichkurve, um diesen Punkt in den Endpunkt der Verteilung umzurechnen. Zusammenfassend lauten die notwendigen Gleichungen für die Analyse samt Fehler wie folgt (m stets in GeV angegeben):

$$f(m) = \frac{p_0}{m} \cdot e^{-\frac{1}{2p_2^2}(\ln(m)-p_1)^2} \quad (20)$$

$$m_{\text{WP}} = e^{-\frac{1}{2}p_2^2 \left(3 - \sqrt{1 + \frac{4}{p_2^2}}\right) + p_1} \quad (21)$$

$$\Delta m_{\text{WP}} = \sqrt{(m_{\text{WP}} \cdot \Delta p_1)^2 + (m_{\text{WP}} \cdot k(p_2)^2 \cdot \Delta p_2)^2 + 2m_{\text{WP}}^2 \cdot k(p_2) \cdot \text{cov}(p_1, p_2)}$$

$$k(p_2) := -3p_2 + \sqrt{p_2^2 + 4} - \frac{2}{\sqrt{p_2^2 + 4}}$$

$$m_{\tau\tau, \text{max}} = \frac{m_{\text{WP}}}{b} - \frac{a}{b} \quad (22)$$

$$\Delta m_{\tau\tau, \text{max}} = \sqrt{\left(\frac{1}{b} \Delta m_{\text{WP}}\right)^2 + \left(\frac{1}{b} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{a - m_{\text{WP}}}{b^2} \Delta b\right)^2 + 2\text{cov}(a, b) \frac{a - m_{\text{WP}}}{b^3}}$$

$$a = 15 \pm 2 \text{ GeV}$$

$$b = 0.47 \pm 0.02$$

$$\text{cov}(a, b) = -0.0342 \text{ GeV}$$

Der Fit von $f(m)$ sowie die Berechnung der Fehler auf die Parameter p_1, p_2 und deren Kovarianz wird durch die ROOT-Fitroutine MINUIT durchgeführt. Hierbei wird für jeden Wert $N(m_{\tau\tau})$ im Bin $m_{\tau\tau}$ der statistische Fehler $\sqrt{N(m_{\tau\tau})}$ angenommen. Die Eichgerade (22) wurde auf Basis verschiedener Samples mit unterschiedlichen $m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$ und $m_{\tilde{\tau}}$ bestimmt und ist in [1] und [4] näher beschrieben.

	Standard-ID	Erweiterte ID
p_0 / GeV	380 ± 60	2000 ± 100
p_1	4.14 ± 0.05	3.97 ± 0.02
p_2	0.34 ± 0.03	0.38 ± 0.02
$\text{cov}(p_1, p_2)$	-0.000763	-0.0000870
Wendepunkt	74.7 ± 8.1	62 ± 3
Endpunkt	127 ± 17	102 ± 7

Tabelle 3: Wertetabelle für die Fits der logarithmischen Normalverteilung (20) und daraus folgende Ergebnisse. Die neue Tau-Identifikation liefert einen sowohl genaueres als auch besser mit dem Theoriewert von 98 GeV zu vereinbarendes Ergebnis für den Massenendpunkt als die Standard-Version von DELPHES

4.4 Vergleich zwischen neuer und alter Tau-ID

Die zuvor beschriebene Analyse soll nun mit DELPHES und alter sowie neuer Tau-ID durchgeführt und deren Ergebnisse verglichen werden. Für das Likelihood-Identifikationsverfahren kann die Stärke des Tau-Filters frei gewählt werden. Da das OS-SS-Verfahren von sich aus schon gut Fakes aus den Ereignissen herausfiltert, ist es hier also lohnenswert, den Filter recht niedrig zu wählen, damit zum Einen möglichst viel Signalereignisse registriert werden und zum Anderen genügend Fakes vorhanden sind, um die Annahme der statistischen Gleichverteilung des Untergrunds für das OS-SS-Verfahren zu rechtfertigen. In der Tat zeigt sich, dass eine Subtraktion von gleich geladenen Tau-Paaren das Spektrum besser von Fakes bereinigt als ein hoher Schrittwert auf die Likelihood. TAU_LIKELIHOOD_CUTVALUE wird daher auf -7 eingestellt, was einer Signaleffizienz von knapp 80% entspricht bei einer Untergrundrate von etwas unter 1 Fake pro Ereignis. Die Standard-ID bringt eine Signaleffizienz von etwa 5% bei grob einem Fake auf 100 Ereignisse.

Tabelle 3 zeigt die Werte der Anpassung der logarithmischen Normalverteilung an die beiden Massenspektren sowie die daraus folgenden Werte für Wende- und Massenendpunkt. Man erkennt, dass der geringe Wert für die Signaleffizienz in der Standard-ID mit einem deutlich höheren Fehler auf die Ergebnisse zu Buche schlägt, als beim neuen Likelihood-Identifikationsverfahren. Dies liegt an der schlechteren Statistik der Daten wegen des harten Filters auf Taus. Außerdem liegt in der Standardversion der Theoriewert von 98 GeV erst im 2σ -Bereich des errechneten Wertes, während die erweiterte Identifikation bereits im 1σ -Toleranzbereich mit dem erwarteten Wert übereinstimmt. Dies folgt aus der besseren Übereinstimmung des neuen Identifikationsverfahrens mit der vollen Simulation: Da das verwendete Wendepunktverfahren mit der schnellen ATLAS-Simulation erarbeitet wurde, welches sich ebenfalls an der vollen Simulation orientiert, funktioniert es für DELPHES ebenfalls besser, wenn die Resultate der Tau-Identifikation denen der vollen Simulation ähneln.

Die neue Tau-Identifikation erlaubt also insgesamt eine bessere Endpunktsanalyse des invarianten Massenspektrums mit dem in [1] erarbeiteten Wendepunktverfahren.

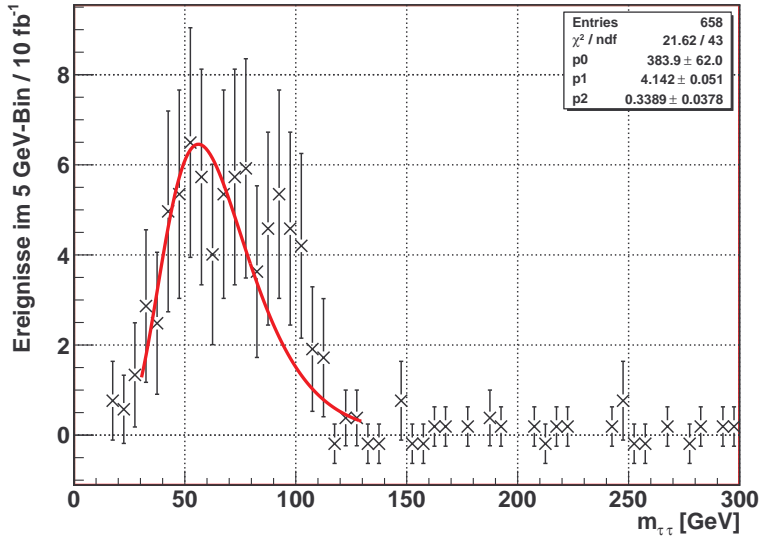


Abbildung 16: Spektrum der invarianten Masseverteilung im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall mit DELPHES und der Standard Tau-Identifikation

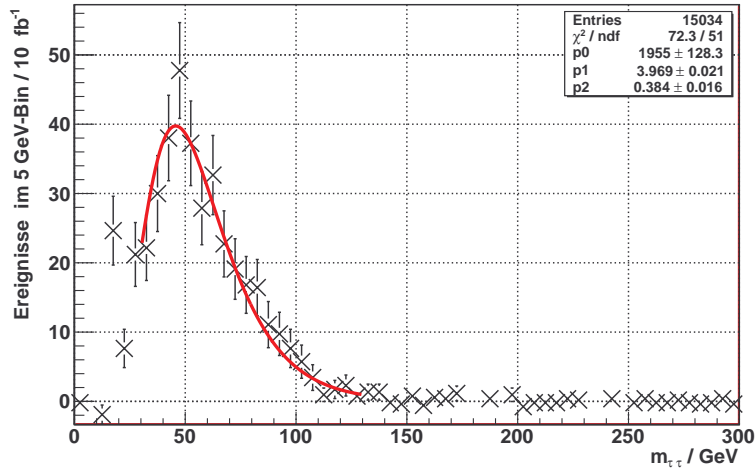


Abbildung 17: Spektrum der invarianten Masseverteilung im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall mit DELPHES und der erweiterten Tau-Identifikation

5 Fazit

In dieser Arbeit wurde die Tau-Identifikation in der schnellen Detektorsimulation DELPHES modifiziert und erweitert, um den Endpunkt der invarianten Massenverteilung der beiden Taus im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall zu untersuchen.

Zu diesem Zweck wurde in DELPHES ein Likelihood-Verfahren implementiert, welches es auf Basis sechs verschiedener Unterscheidungsvariablen ermöglicht, bei einer wählbaren Signaleffizienz eine Unterdrückung gegen Untergrund-Jets zu erhalten, die gut mit den Ergebnissen der vollen ATLAS-Simulation übereinstimmen. Dies liefert insofern eine Verbesserung gegenüber der früheren DELPHES-Tau-Identifikation, als dass zuvor keine Kalibration der erwünschten Signaleffizienz

möglich war und die Ergebnisse des neuen Identifikations-Algorithmus besser mit denen der vollen Simulation übereinstimmen.

Die kurz bemessene Zeit der Bachelorarbeit ließ leider gegen Ende die Analyse einiger zusätzlicher Effekte von DELPHES und des neuen Identifikationsverfahrens nicht mehr zu. So wäre noch ein Vergleich der Signaleffizienz und der Unterdrückung separat für einspurige und dreispurige Taus interessant gewesen, sowie eine differenziertere Betrachtung für mehr Impulsbereiche mit $p_T > 75 \text{ GeV}$, was mangels Daten für diese Arbeit nicht durchgeführt werden konnte. Des Weiteren konnte noch nicht untersucht werden, ob und inwiefern die global getroffenen Veränderungen in DELPHES, d.h. die Verfeinerung der Kalorimeter-Granularität, die Verkleinerung des Konus für die Jet-Rekonstruktion sowie die geänderte Energieaufspaltung für geladene und ungeladene Pionen, Bereiche der Simulation außerhalb des Tau-Sektors beeinflusst.

Mit Hilfe des neuen Identifikationsverfahrens wurde schließlich das sich aus der Simulation ergebende invariante Massenspektrum der beiden Taus im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall für altes und neues Identifikationsverfahren untersucht und verglichen. Dabei wurde sich an der in [1] beschriebene Methode der Massenendpunktsbestimmung durch Berechnung des Wendepunkts orientiert. Der theoretisch erwartete Endpunkt des Spektrums bei 98 GeV konnte vom neuen Algorithmus mit $102 \pm 7 \text{ GeV}$ gut bestätigt werden, während das alte Identifikationsverfahren mit 127 ± 17 eine 2σ -Abweichung aufweist, was auf die bessere Übereinstimmung mit der vollen Simulation sowie der ermöglichten Effizienzerhöhung zurückzuführen war.

Insgesamt konnte also die Performance der Tau-Identifikation in DELPHES in bessere Übereinstimmung mit der vollen Simulation gebracht werden und damit die Ergebnisse von Studien supersymmetrischer Daten mit diesem Programm verbessert werden.

A Verwendete Datensätze für Tau-Signal und Untergrund

Prozess	Anzahl Events N	σ in pb	$\int Ldt$ in $(\text{pb})^{-1}$
Signal			
$Z \rightarrow \tau\tau + 0p$	100,000	674.9	0.15
$Z \rightarrow \tau\tau + 1p$	63,500	133.7	0.48
$A \rightarrow \tau\tau$	100,000	7.5	13.33
Untergrund			
Dijet: $17 \text{ GeV} \leq p_T \leq 35 \text{ GeV}$	75,000	$6.780 \cdot 10^8$	$1.11 \cdot 10^{-7}$
Dijet: $35 \text{ GeV} \leq p_T \leq 70 \text{ GeV}$	75,000	$0.410 \cdot 10^8$	$1.83 \cdot 10^{-6}$
Dijet: $70 \text{ GeV} \leq p_T \leq 140 \text{ GeV}$	50,000	$0.022 \cdot 10^8$	$2.27 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4: *Verwendete Signal- und Untergrundsamples für das Training des Likelihood-Verfahrens und die Berechnung von Signaleffizienz und Unterdrückung. Für die in Abschnitt 3.1 durchgeführten Vergleiche wurden aus Gründen statistischer Unabhängigkeit jeweils eine Hälfte des Samples zum Training und die andere für die Evaluation verwendet; für den weiteren DELPHES-Gebrauch hingegen wurden die vollständigen Samples zum Training verwendet.*

B Korrelationen der Identifikationsvariablen

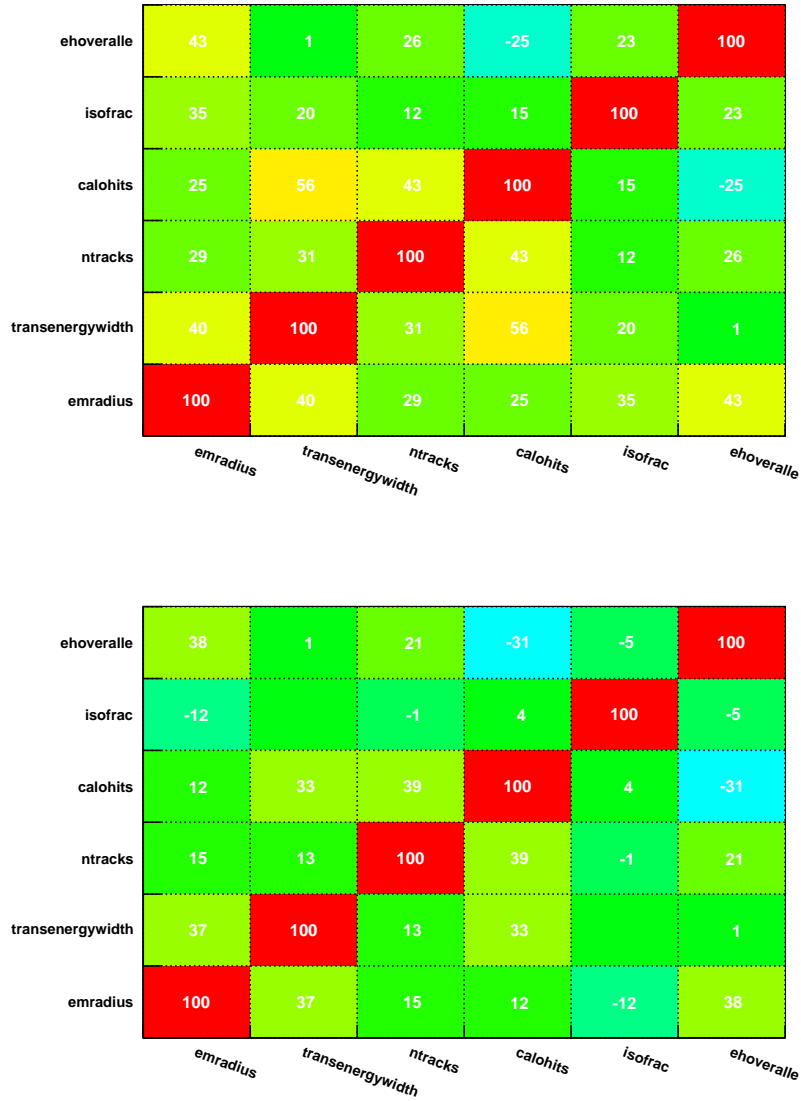


Abbildung 18: Korrelationen der für das Likelihood-Verfahren verwendeten Unterscheidungsvariablen für Signal (oben) und Untergrund (unten). p_T : 10 – 25 GeV

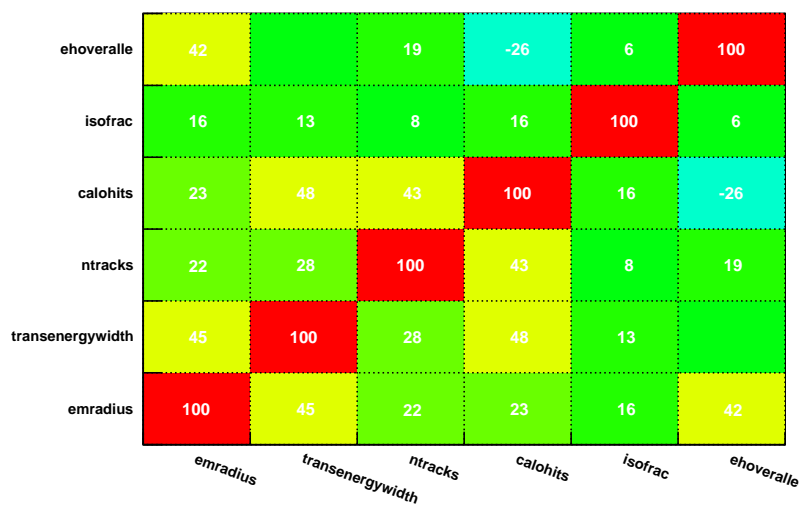
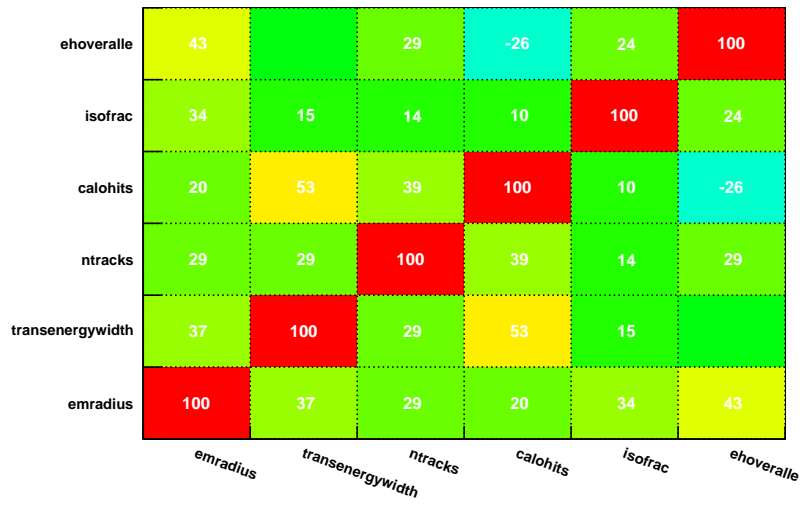


Abbildung 19: Korrelationen der für das Likelihood-Verfahren verwendeten Unterscheidungsvariablen für Signal (oben) und Untergrund (unten). $p_T : 25 - 50 \text{ GeV}$

B KORRELATIONEN DER IDENTIFIKATIONSVARIABLEN

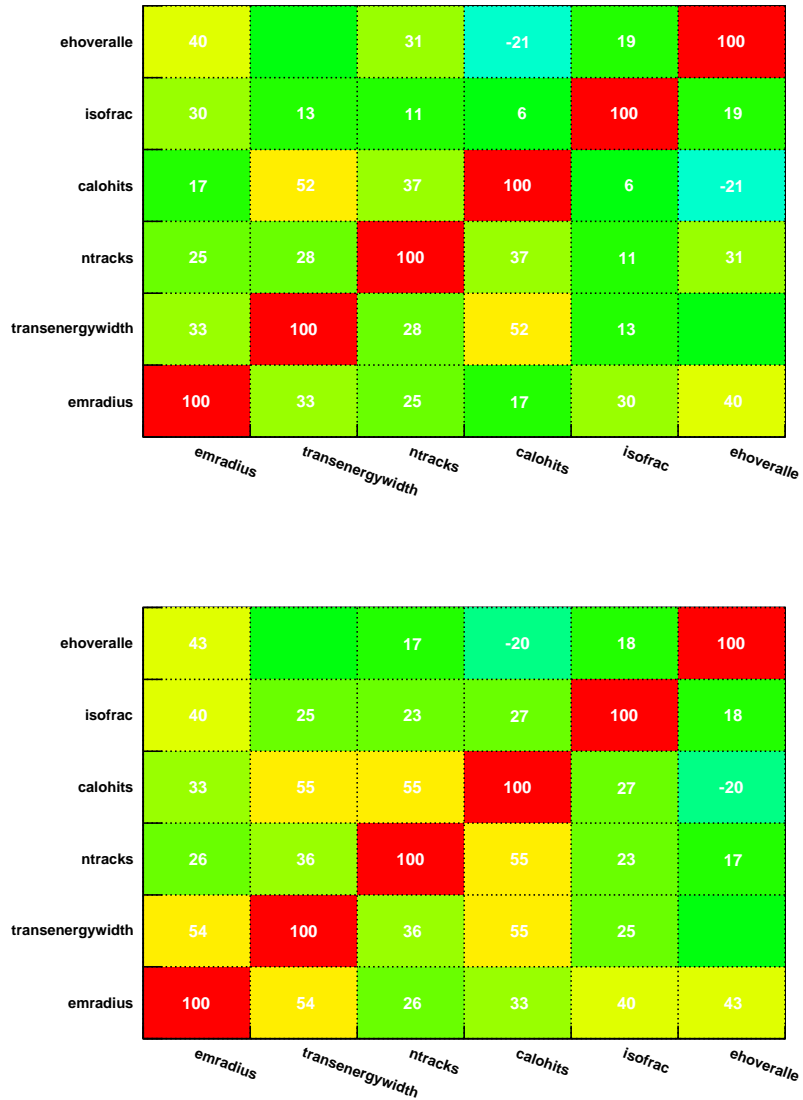


Abbildung 20: Korrelationen der für das Likelihood-Verfahren verwendeten Unterscheidungsvariablen für Signal (oben) und Untergrund (unten). p_T : 50 – 75 GeV

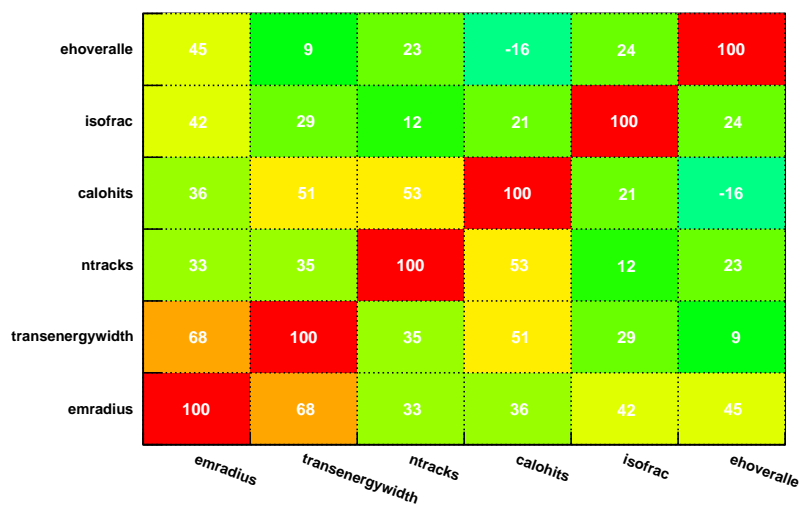
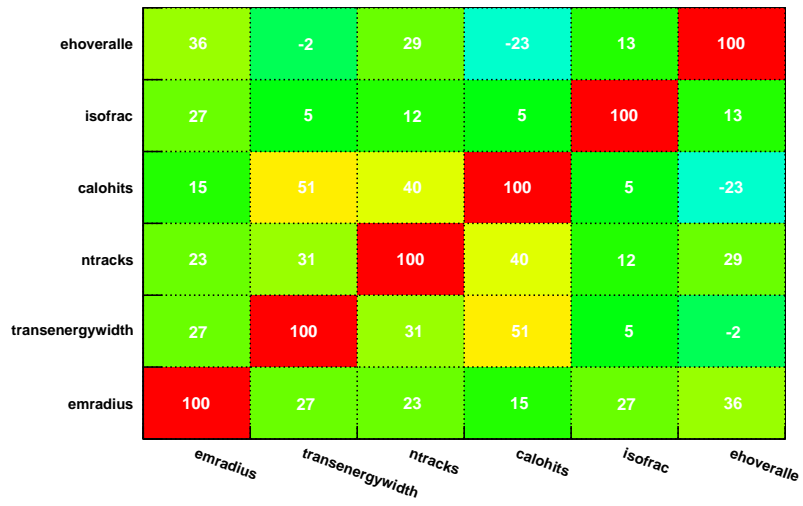


Abbildung 21: Korrelationen der für das Likelihood-Verfahren verwendeten Unterscheidungsvariablen für Signal (oben) und Untergrund (unten). $p_T > 75$ GeV

C Energieauflösung in DELPHES

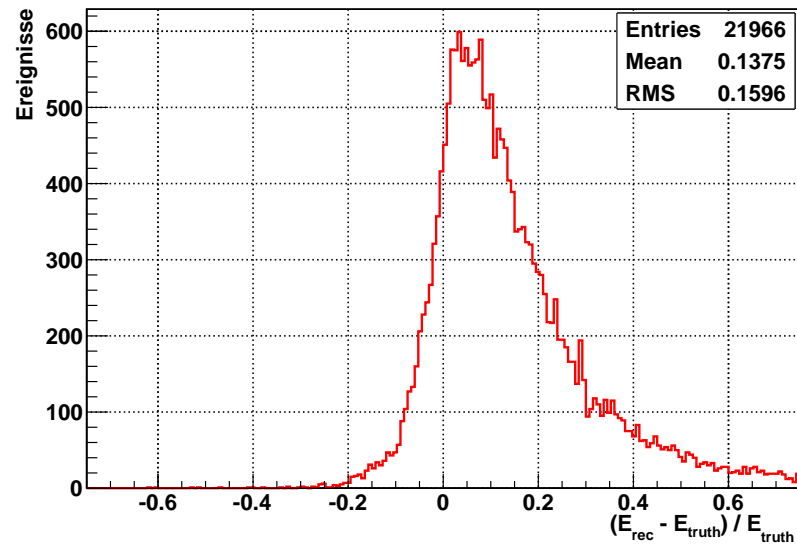


Abbildung 22: Energieunterschied zwischen rekonstruiertem Tau mit truth match und zugehörigen wahren Tau, normiert auf die Energie des wahren Taus. Man erkennt an der Position des Peaks und der Form der Kurve eine deutliche, asymmetrische Überschätzung der Energie.

D Herleitung der invarianten Masse im $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall

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

Man betrachte zuerst das Tau aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall im Ruhesystem des $\tilde{\chi}_2^0$ (welches üblicherweise als *near* bezeichnet wird)

$$\begin{aligned} |\vec{p}_{\tilde{\tau}}|^2 &= E_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 && : E_{\tilde{\tau}} = E_{\tilde{\chi}_2^0} - E_{\tau_n} = m_{\tilde{\chi}_2^0} - E_{\tau_n} \text{ im } \tilde{\chi}_2^0\text{-RS} \\ &= \left(m_{\tilde{\chi}_2^0} - E_{\tau_n} \right)^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 && : E_{\tau_n} \approx |p_{\tau_n}|, \text{ da } m_{\tau_n} \ll m_{\tilde{\tau}} \\ &= \left(m_{\tilde{\chi}_2^0} - |\vec{p}_{\tau_n}| \right)^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 \\ &= m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - 2m_{\tilde{\chi}_2^0} |\vec{p}_{\tau_n}| + |\vec{p}_{\tau_n}|^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 && : |\vec{p}_{\tau_n}|^2 = |\vec{p}_{\tilde{\tau}}|^2, \text{ da im } \tilde{\chi}_2^0\text{-RS } \vec{p}_{\tau_n} = -\vec{p}_{\tilde{\tau}} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow |\vec{p}_{\tau_n}| = \frac{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2}{2m_{\tilde{\chi}_2^0}}$$

Die gleiche Argumentationskette führt man nun für das Tau im $\tilde{\tau}$ -Zerfall, welches als *far* bezeichnet wird, und erhält im Ruhesystem des $\tilde{\tau}$:

$$\Rightarrow |\vec{p}_{\tau_f}| = \frac{m_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{\tau}}}$$

Man muss jedoch für eine konsistente Rechnung den zuvor berechneten Ausdruck für $|\vec{p}_{\tau_n}|$ vom Ruhesystem des $\tilde{\chi}_2^0$ in das des $\tilde{\tau}$ umrechnen. Da $E_{\tau} \approx p_{\tau}$ gilt, folgt

$$\begin{aligned} p'_{\tau} &= E'_{\tau} \\ &= \gamma(p_{\tau} + \beta E_{\tau}) \\ &= \gamma(1 + \beta)p_{\tau} \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet β die relativistische Geschwindigkeit v/c und γ den Boostfaktor $1/\sqrt{1-\beta^2}$. Im Spezialfall einer Transformation vom Ruhesystem eines Mutterteilchens in das Ruhesystem eines Tochterteilchens, bei dem die Ruhemasse des anderen Tochterteilchens vernachlässigbar ist, gilt ⁸

$$\begin{aligned} \gamma(1 + \beta) &= \frac{m_{\text{Mutter}}}{m_{\text{Tochter}}} = \frac{m_{\tilde{\chi}_2^0}}{m_{\tilde{\tau}}} \\ \Rightarrow |\vec{p}_{\tau_n}|' &= \frac{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2}{2m_{\tilde{\tau}}} \end{aligned}$$

Nun kann die invariante Masse der beiden Taus berechnet werden. Dies kann im Spezialfall des $\tilde{\tau}$ -Ruhesystems durchgeführt werden, da in diesem die obigen Größen bereits bestimmt worden sind – da es sich bei der invarianten Masse jedoch um ein Vierervektor-Skalarprodukt handelt, ist es Lorentz-invariant und somit für jedes Bezugssystem gleich:

$$\begin{aligned} m_{\tau\tau}^2 &= (E_{\tau_n} + E_{\tau_f})^2 - (\vec{p}_{\tau_n} + \vec{p}_{\tau_f})^2 \\ &= E_{\tau_n}^2 + 2E_{\tau_n}E_{\tau_f} + E_{\tau_f}^2 - |\vec{p}_{\tau_n}|^2 + 2\vec{p}_{\tau_n} \cdot \vec{p}_{\tau_f} + |\vec{p}_{\tau_f}|^2 \end{aligned}$$

⁸für eine ausführliche Herleitung siehe u.A. [2]

Aus $E_{\tau_i} \gg m_\tau$ folgt $E_i \approx |\vec{p}_{\tau_i}|$ und damit

$$\begin{aligned} &= |\vec{p}_{\tau_n}|^2 + 2|\vec{p}_{\tau_n}||\vec{p}_{\tau_f}| + |\vec{p}_{\tau_f}|^2 - |\vec{p}_{\tau_n}|^2 + 2|\vec{p}_{\tau_n}||\vec{p}_{\tau_f}|\cos\theta + |\vec{p}_{\tau_f}|^2 \\ &= 2|\vec{p}_{\tau_n}||\vec{p}_{\tau_f}|(1 + \cos\theta) \end{aligned}$$

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

E Erweiterte ATLAS Detector Card

Diese Datei ermöglicht es dem Anwender, verschiedene Einstellungen an Detektor- und Simulationskomponenten vorzunehmen. Der rot markierte Abschnitt zeigt die für das erweiterte Tau-Identifikationsverfahren hinzugefügten Parameter.

```
DETECTOR CARD      // DO NOT REMOVE THIS IS A TAG!
# any line containing a dash symbol (#) will be completely ignored, whatever the position of this symbol

# Detector extension, in pseudorapidity units
CEN_max_tracker    2.5           // Maximum tracker coverage
CEN_max_calor_cen  1.7           // central calorimeter coverage
CEN_max_calor_ec   3.2           // end-cap calorimeter coverage
CEN_max_calor_fwd  4.9           // forward calorimeter pseudorapidity coverage
CEN_max_mu         2.7           // muon chambers pseudorapidity coverage

# Energy resolution for electron/photon in central/endcap/fwd/zdc calos
#  $\sigma/E = C + N/E + S/\sqrt{E}$ , E in GeV
ELG_Scen           0.101         // S term for central ECAL
http://arxiv.org/pdf/physics/0608012v1 ;
                                                             jinst8_08_s08003
ELG_Ncen           0.0           // N term
ELG_Ccen           0.0017        // C term
ELG_Sec            0.101         // S term for ECAL endcap
ELG_Nec            0.0           // N term
ELG_Cec            0.0017        // C term
ELG_Sfwd           0.285         // S term for forward FCAL
http://villaoimo.mib.infn.it/ICATPP9th\_2005/Calorimetry/Schram.p.pdf
ELG_Nfwd           0             // N term
ELG_Cfwd           0.035         // C term
ELG_Szdc           0.70          // S term for ZDC
ELG_Nzdc           0.0           // N term
ELG_Czdc           0.08          // C term

# Energy resolution for hadrons in central/endcap/fwd/zdc calos
#  $\sigma/E = C + N/E + S/\sqrt{E}$ , E in GeV
HAD_Scen           0.5205        // S term for central HCAL   http://arxiv.org/pdf/hep-ex/0004009v1
HAD_Ncen           1.59          // N term
HAD_Ccen           0.0302        // C term
HAD_Sec            0.706         // S term for HCAL endcap
HAD_Nec            0             // N term
HAD_Cec            0.05          // C term
HAD_Sfwd           0.942         // S term for FCAL
http://villaoimo.mib.infn.it/ICATPP9th\_2005/Calorimetry/Schram.p.pdf
HAD_Nfwd           0             // N term
HAD_Cfwd           0.075         // C term
HAD_Szdc           1.38          // S term for ZDC
HAD_Nzdc           0             // N term
HAD_Czdc           0.13          // C term

# Time resolution for ZDC/RP220/RP420
ZDC_T_resolution   0             // in s
RP220_T_resolution 0             // in s
RP420_T_resolution 0             // in s

# Muon smearing
MU_SmearPt         0.01          // transverse momentum Pt in GeV

# Tracking efficiencies
TRACK_ptmin        0.9           // minimal pt needed to reach the calorimeter in GeV
TRACK_eff          90            // efficiency associated to the tracking (%)

# Calorimetric towers
TOWER_number       38
TOWER_eta_edges    0.0 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00
                   1.10 1.20 1.30 1.40 1.50 1.60 1.70 1.80 1.90 2.0 2.10 2.20 2.30 2.40
                   2.50 2.60 2.80 3.00 3.20 3.30 3.50 3.70 3.90 4.10 4.30 4.50 4.70 4.90
## list of the edges of each tower in eta for eta>0 assuming a symmetric detector in eta<0
```

E ERWEITERTE ATLAS DETECTOR CARD

```
### the list starts with the lower edge of the most central tower
### the list ends with the higher edged of the most forward tower
### there should be NTOWER+1 values
TOWER_dphi  10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10
10 10 10 10 10 10 20 20 20 10
                20 20 20 20 20 20 20 20

### list of the tower size in phi (in degrees), assuming that all
towers are similar in phi
    for a given eta value
### the list starts with the phi-size of the most central tower (eta=0)
### the list ends with the phi-size of the most forward tower
### there should be NTOWER values
##
#

# Thresholds for reconstructed objects, Pt in GeV
PTCUT_elec      10.0
PTCUT_muon      10.0
PTCUT_jet       20.0
PTCUT_gamma     10.0
PTCUT_taujet    10.0

# Thresholds for reconstructed objects in ZDC, E in GeV
ZDC_gamma_E    20
ZDC_n_E        50

# Charged lepton isolation. Pt and Et in GeV
ISOL_trk_PT     2.0    //minimal pt of tracks for isolation criteria
ISOL_trk_Cone   0.5    //Cone for isolation criteria
ISOL_calor_Cone 0.5    //Cone for isolation criteria
ISOL_calor_ET   0.5    //minimal tower transverse energy for isolation criteria.
ISOL_calor_Grid 3      //Grid size (N x N) for calorimetric isolation

# General jet variable
JET_coneradius  0.7      // generic jet radius ; not for tau's !!!
JET_jetalgo     6        // Jet algorithms: 1 CDFJetClu, 2
MidPoint, 3 SIScone, 4 kt,
                    5 Cambridge/Aachen, 6 antikt
JET_seed        1.0      // minimum seed to start jet reconstruction, in GeV
JET_Eflow       0        // Perfect energy assumed in the tracker coverage

*****
*****Tau Likelihood ID*****
*****
# If you set the following flag to 1, standard Delphes Tau ID will be
replaced by a more complex likelihood method. Since it uses weight
files which have been trained for a specific calorimeter setting, some
of the parameters above will be overwritten

TAU_FLAG_use_likelihoood_id  1    // Set this to 1 if you want to use a likelihood based Tau ID
TAU_likelihoood_cutvalue     0    // This value defines the cut
which distinguishes between taus and other jets. Standard value is set
for a signal efficiency of approximately 50 percent. Changing this to
the left will decrease the number of reconstructed taus but therefore
increases background rejection (changing to the right does vice versa)

# WARNING: Changing the parameters below could end up in strange
results since the weight files were trained with specific settings and
could fail if you change those!

TL_TOWERnumber      379
TL_TOWERetaedges    0 0.01 0.02 0.03 0.04 0.05 0.06 0.07 0.08 0.09 0.10
                   0.11 0.12 0.13 0.14 0.15 0.16 0.17 0.18 0.19 0.20 0.21 0.22 0.23 0.24
```


E ERWEITERTE ATLAS DETECTOR CARD

```
# In case BField propagation allowed
TRACK_radius      115           // radius of the BField coverage, in cm
TRACK_length      351           // half-length of the BField coverage, in cm
TRACK_bfield_x    0             // X component of the BField, in T
TRACK_bfield_y    0             // Y component of the BField, in T
TRACK_bfield_z    2.0          // Z component of the BField, in T

# Very forward detector extension, in pseudorapidity
# if allowed (WARNING: not expected for ATLAS!)
VFD_min_calor_vfd 5.2           // very forward calorimeter (if any) like CASTOR
VFD_max_calor_vfd 6.6
VFD_min_zdc       8.3 // zero-degree neutral calorimeter
VFD_s_zdc         140          // distance of the Zero Degree Calorimeter, from the IP, in [m]

#Hector parameters
RP_220_s          220           // distance of the RP to the IP, in meters
RP_220_x          0.002        // distance of the RP to the beam, in meters
RP_420_s          420           // distance of the RP to the IP, in meters
RP_420_x          0.004        // distance of the RP to the beam, in meters
RP_beam1Card     data/LHCB1IR1.tfs // beam optics file, beam 1
RP_beam2Card     data/LHCB2IR1.tfs // beam optics file, beam 2
RP_IP_name       IP1           // tag for IP in Hector ; 'IP1' for ATLAS
RP_offsetEl_x    0.097        // horizontal separation between both beam, in meters
RP_offsetEl_y    0             // vertical separation between both beam, in meters
RP_offsetEl_s    120           // distance of beam separation point, from IP
RP_cross_x       0             // IP offset in horizontal plane, in micrometers
RP_cross_y       +500          // IP offset in vertical plane, in micrometers
RP_cross_ang_x   142.5         // half-crossing angle in horizontal plane, in microrad
RP_cross_ang_y   0             // half-crossing angle in vertical plane, in microrad

# In case FROG event display allowed
NEvents_Frog     100
# Number of events to process
NEvents          -1           // -1 means 'all'

# input PDG tables
PdgTableFilename data/particle.tbl // table with particle pid,mass,charge,...
```


Literatur

- [1] C. ZENDLER: *Studien zu supersymmetrischen Prozessen mit Taus im Endzustand im ATLAS-Experiment am LHC*
Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg (2007)
- [2] T. NATTERMANN: *Studie zu Effekten der Tau-Polarisation in $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfällen mit dem ATLAS-Experiment*
Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn (2008)
- [3] S. OVYN, X. ROUBY, V. LEMAITRE: DELPHES, *a framework for fast simulation of a generic collider experiment*
arXiv:0903.2225v3 [hep-ph]
- [4] K. DESCH, T. NATTERMANN, P. WIENEMANN, C. ZENDLER: *Measuring the endpoint of the di-tau mass spectrum in $\tilde{\chi}_2^0$ -decays with the ATLAS detector at the LHC*
ATL-PHYS-INT-2008-008, Cern (2008)
- [5] ATLAS-COLLABORATION: *Identification of hadronic τ decays with ATLAS detector*
ATL-COM-PHYS-2007-066, Cern (2007)
- [6] P. BECHTLE, B. GODSZIK, S. LAI: *Cut Based Identification of Hadronic τ Decays*
ATL-PHYS-INT-2009-082, Cern (2009)
- [7] M. HELDMANN, D. CAVALLI: *An Improved τ Identification For The ATLAS Experiment*
ATL-PHYS-INT-2009-082, Cern (2009)
- [8] PARTICLE DATA GROUP
<http://pdg.lbl.gov/>
- [9] A. HOECKER, P. SPECKMAYER, J. STELZER, J. THERHAAG, E. VON TOERNE, H. VOSS: *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*
arXiv:physics/0703039v5 [physics.data-an]
- [10] MATTEO CACCIARI, GAVIN P. SALAM *Dispelling the N^3 myth for the K_t jet-finder*
arXiv:hep-ph/0512210v2 [hep-ph]
- [11] DESY – DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON
<http://www.desy.de/>
- [12] W.H.BELL ON BEHALF OF THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS first results – Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV*
<http://moriond.in2p3.fr/QCD/2010/Proceedings10/Bell.pdf>
- [13] ATLAS TWIKI: *AtlfastValidationGroupJets*
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlfastValidationGroupJets>
- [14] MICHAEL E. PESKIN, DANIEL V. SCHROEDER: *An introduction to Quantum Field Theory*
Westview Press (1995)
- [15] TORBJÖRN SJÖSTRAND, STEPHEN MRENNNA, PETER SKANDS: *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*
arXiv:0710.3820 [hep-ph]
- [16] G.CORCELLA, I.G.KNOWLES, G.MARCHESINI, S.MORETTI, K.ODAGIRI, P.RICHARDSON, M.H.SEYMOUR, B.R.WEBBER: *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*
arXiv:hep-ph/0011363

Danksagungen

Ich möchte an dieser Stelle den Menschen danken, denen ich die erfolgreiche Anfertigung dieser Arbeit in den letzten Monaten zu verdanken habe. Beginnen möchte ich bei Herrn Professor Klaus Desch und seiner ATLAS-Arbeitsgruppe, die mich freundlich aufgenommen und in den letzten Monaten gut betreut haben. Besonders zu erwähnen sind hierbei Sebastian Fleischmann, Till Nattermann und Doktor Peter Wienemann, die mich in nicht einer nahezu unerschöpflichen Geduld auch bei kleinsten Problemen bestmöglich unterstützt haben.

Anschließend danke ich meine Freundin Elena Dercks für die seelische Unterstützung der letzten Monate, insbesondere zu den Zeiten wo mir das Eigenleben des Rechner-Clusters mehrfach graue Haare beschert hat.

Außerdem danke ich Oliver Freyermuth für seine tatkräftige Hilfe bei der finalen Korrektur dieser Arbeit.

Ein letztes Wort des Dankes möchte ich außerdem an die internationale Erfrischungsgetränk-Industrie richten, ohne deren Produkte ich diese Arbeit nicht rechtzeitig hätte fertig stellen können.

Selbstständigkeitserklärung

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

Brühl, den 01. August 2010

Unterschrift