

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Untersuchungen zur Kombinatorik von Jets in Ereignissen mit Top-Paaren sowie zusätzlicher Jets im ATLAS-Experiment am LHC

Diplomarbeit

zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades

Diplom-Physiker

vorgelegt von

Marcus Heinrich

geboren am 13.02.1984 in Sömmerda

CERN-THESIS-2009-154
01/09/2009



Institut für Kern- und Teilchenphysik
der Technischen Universität Dresden

2009

Eingereicht am 13. Juli 2009

1. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner

Kurzdarstellung

Die genaue Vermessung der Eigenschaften des Top-Quarks erlaubt es, Rückschlüsse auf Erweiterungen des Standardmodells zu ziehen. Auf Grund der hohen Masse des Top-Quarks spielt dieses eine wichtige Rolle bei der elektroschwachen Symmetriebrechung, welche Massenterme für elementare Fermionen und Eichbosonen generiert.

Top-Quarks werden am LHC hauptsächlich in Form von $t\bar{t}$ -Paaren erzeugt. In allen Kanälen ist die Kombinatorik durch mehrere gleichartige Teilchen im Endzustand anspruchsvoll und bedarf Algorithmen, welche die korrekten Bestandteile den zerfallenden Top-Quarks zuordnen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Methoden, die auf die Kombinatorik im semileptonischen Fall angewendet werden und vergleicht deren Leistung in der Effizienz-Reinheits-Ebene. Dabei stellt sich heraus, dass mit der Verwendung von Massenkriterien eine signifikant bessere Effizienz und Reinheit erreicht wird als dies mit rein geometrischen Kriterien möglich ist.

Aufbauend auf diesen Methoden werden die Eigenschaften von zusätzlichen Jets untersucht, um den Vergleich mit Messungen der ersten Datenphase zu erweitern.

Der anstehende Wechsel vom ATLASCone-Algorithmus zum AntiKt-Algorithmus zur Rekonstruktion von Jets wird ebenfalls untersucht und ergibt ein weitgehend äquivalentes Verhalten.

Abstract

The detailed measurement of top-quarks allows one to draw conclusions about theories beyond the standard model. Due to its high mass, the top-quark is important for electroweak symmetry breaking, which generates mass terms for fermions and gauge bosons.

Top-quarks at the LHC are mainly produced via $t\bar{t}$ -pairs. The combinatorics of all decay channels is challenging because of multiple similar particles in the final state. Therefore algorithms for the correct reconstruction were developed.

In this thesis the methods to identify the correct combination in a semileptonic sample are compared in the efficiency-purity-plane. The evaluation shows, that the use of mass information allows higher efficiency and purity than pure geometric variables.

For a better use in comparison with first data, the features of additional jets are calculated with the use of these methods. Furthermore the ongoing change from ATLASCone to AntiKt jet algorithms is investigated, showing an equivalent behavior for both algorithms.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	ix
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Teilchenphysik und Standardmodell	5
2.1.1 Geschichte der Teilchenphysik	5
2.1.2 Das Standardmodell	6
2.2 Der Large Hadron Collider	11
2.2.1 Teilchenbeschleuniger	12
3 Das ATLAS-Experiment	17
3.1 Aufbau des Detektors	17
3.2 Das Koordinatensystem von ATLAS	19
3.3 Algorithmen zur Identifikation von Jets	19
3.3.1 Kegel-Jet-Algorithmen	21
3.3.2 Cluster-Jet-Algorithmen	22
3.3.3 Identifikation von b-Jets	24
3.3.4 Jet-Algorithmen für die Rekonstruktion von Top-Paaren	28
3.4 Rekonstruktion von physikalischen Objekten	28
4 Top-Physik	31
4.1 Produktion von Top-Paaren am LHC	31
4.2 Zerfälle von Top-Paaren	33
5 Analyse	37
5.1 Vorbetrachtungen	37
5.1.1 Die Simulation von Ereignissen	37

5.1.2	Die Berechnung der Neutrinokinematik	38
5.1.3	Assoziierung generierter mit rekonstruierten Teilchen	39
5.1.4	Erzeugung eines n-Tupels	41
5.1.5	Effizienz, Reinheit und Fehlidentifikation	43
5.2	Vorstellung der Auswahlkriterien	44
5.2.1	Vorauswahl der Ereignisse	45
5.2.2	χ^2 -Methode	45
5.2.3	Geometrische Methoden	46
5.3	Vergleich der Methoden	49
6	Auswertung und Diskussion	51
6.1	Grundlegende Eigenschaften von Top-Paaren	51
6.1.1	Der Einfluss der Vorselektion	52
6.2	Verhalten der Auswahlmethoden	54
6.3	Verteilungen der zusätzlichen Jets bei maximaler Zahl der Ereignisse . . .	57
6.4	Betrachtung zusätzlicher Jets bei erhöhter Reinheit	63
6.5	Vergleich zwischen Jet-Algorithmen	68
7	Zusammenfassung	71
	Literaturverzeichnis	73

Abbildungsverzeichnis

2.1	Elementarteilchen im Standardmodell [2]	7
2.2	Der LHC mit Strahlführung und Experimenten	12
2.3	Kollision zweier Hadronen	14
2.4	Verteilungsfunktion des Partonimpulses im Proton	15
3.1	Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors	17
3.2	Gestalt der SISCone-Jets	22
3.3	Struktur der Kt-Jets [21]	23
3.4	Form des AntiKt Jet-Algorithmus in der $\eta\phi$ -Ebene. [21]	24
3.5	IP und IP-Signifikanz Verteilung für b -, c - und leichte Jets [12]	26
3.6	Verteilung der Variablen zur SV-Bestimmung [12]	26
3.7	b -Tag-Gewicht aus der Anwendung von SV1 und IP3D [12]	27
3.8	Verteilung der b -Tag-Effizienz	28
3.9	Rekonstruktionseffizienz von $t\bar{t}$ -Ereignissen	29
4.1	Feynman-Graphen für die $t\bar{t}$ -Produktion	31
4.2	Zerfallsmodi für den Zerfall von $t\bar{t}$ [57]	33
4.3	Feynman-Diagramm eines semileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfalls	34
5.1	Abstand zwischen generiertem Parton und rekonstruiertem Jet	40
5.2	Massenverteilung der wahren W -Bosonen und Top-Quarks	41
5.3	normierte χ^2 -Verteilung der wahren und falschen Kombinationen	46
5.4	normierte ΔR -Verteilung von Methode A	47
5.5	normierte ΔR -Verteilung von Methode B	48
5.6	normierte ΔR -Verteilung von Methode C	48
5.7	$p(\varepsilon)$ der verschiedenen Methoden im Vergleich	49
5.8	Vergleich zwischen 5-Jet-Bin und 6-Jet-Bin in der $p\varepsilon$ -Ebene	50
6.1	p_T -Verteilung der Jets nach Standardselektion	51
6.2	Verteilungen von η und ϕ der gemessenen Jets nach Standardselektion . . .	52

6.3	Aufteilung der Jet-Anzahl nach Standardselektion	53
6.4	Vergleich der untersuchten Methoden untereinander	54
6.5	Einfluss der Jet-Multiplizität auf Methode B und χ^2 -Methode, exklusiv . .	55
6.6	Einfluss der Jet-Multiplizität auf Methode B und χ^2 -Methode, inklusiv . .	55
6.7	Vergleich verschiedener p_T -Schnitte	56
6.8	Anzahl zusätzlicher Jets nach Standardselektion	57
6.9	p_T -Verteilung der zusätzlichen Jets für ≥ 5 Jets im Ereignis	59
6.10	Eigenschaften der zusätzlichen Jets für ≥ 5 Jets im Ereignis	60
6.11	Anzahl an Spuren in den zusätzlichen Jets	60
6.12	Verteilung des b-Tag-Gewichts in den zusätzlichen Jets	61
6.13	Abstand zwischen zusätzlichem Jet und nächstem Jet aus dem Top-Zerfall	61
6.14	Abstand zwischen den zusätzlichen Jets und dem rekonstruierten Top-Quark	62
6.15	Flavor des zusätzlichen Jets	62
6.16	Vergleich der χ^2 -Methode bei verschiedenen p_T -Schnitten	63
6.17	Anzahl an zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit, ≥ 5 Jets	64
6.18	p_T -Verteilung der zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit, ≥ 5 Jets	64
6.19	η und ϕ Verteilung der zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit, ≥ 5 Jets . .	65
6.20	Anzahl an Spuren in den zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit	66
6.21	Verteilung des b-Tag-Gewichts in den zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit	66
6.22	Abstand $\Delta R(xj, j)$ bei erhöhter Reinheit	67
6.23	Abstand $\Delta R(xj, t)$ bei erhöhter Reinheit	67
6.24	Flavor des zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit	68
6.25	Vergleich der Jet-Anzahl zwischen ATLASCone und AntiKt	69
6.26	Verhalten der verschiedenen Auswahlmethoden	69
6.27	Verhalten der χ^2 -Methode mit AntiKt-Jets bei verschiedenen p_T -Schnitten	70
6.28	Vergleich der Zahl der Ereignisse nach Standardselektion	70

Tabellenverzeichnis

2.1	Quantenzahlen der Leptonen und Quarks im Standardmodell	9
2.2	Quantenzahlen der Eichbosonen im Standardmodell	9
2.3	Massen der Leptonen, Quarks und Eichbosonen im Standardmodell	10
3.1	Pro und Kontra der Jet-Algorithmen	20
4.1	Wirkungsquerschnitt der $t\bar{t}$ -Produktion	33
4.2	Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall eines Top-Paares [42]	35
5.1	Zur $t\bar{t}$ -Produktion verwendete Versionen der Simulationssoftware [59] . . .	37
6.1	Einfluss der gewählten Schnitte auf die Ereigniszahlen	52
6.2	Einfluss der Standardselektion unter der Verwendung von AntiKt-Jets . . .	68

1 Einleitung

In der Wissenschaft geht es im Wesentlichen nicht um einen komplizierten mathematischen Formalismus oder eine ritualisierte Abfolge von Experimenten. Viel eher liegt ihr eine Art gewitzte Aufrichtigkeit am Herzen, die dem Bedürfnis entspringt, wirklich wissen zu wollen, was zum Teufel eigentlich los ist!

Saul-Paul Sirag

Diese Worte des wissenschaftlichen Beraters mehrerer Hollywoodproduktionen beschreiben, wieso es Menschen gibt, die sich voll und ganz der Wissenschaft verschreiben. Die menschliche Neugier treibt jeden an, der sich in die mathematischen Formalismen hereinfinden will. Das physikalische Wissen, welches in wenigen Theorien zusammengefasst werden kann, soll im Folgenden skizziert werden.

Dabei geht die Spanne von der Allgemeinen Relativitätstheorie ART für die Zusammenhänge im Makroskopischen bis zum Standardmodell SM der Teilchenphysik für die mikroskopische Welt. Beide Theorien liefern erstaunlich gute Übereinstimmung mit den Experimenten und konnten mit der Entwicklung der letzten Jahrzehnte Schritt halten. So konnten mittels der ART die Periheldrehung des Merkurs, der Gravitationslinseneffekt, die gravitative Zeitdilatation und weitere Effekte erklärt werden [56].

Im Standardmodell der Teilchenphysik wird die Beschreibung der starken Kernkraft mittels Quantenchromodynamik QCD und die elektroschwache Theorie zusammengefasst. Mit Hilfe der QCD kann die Massenskala der Hadronen als gebundene Zustände von Quarks sehr gut erklärt werden. Weiterhin verhalten sich Quarks bei geringem Abstand wie freie Teilchen (asymptotische Freiheit) und bei großen Abständen entsteht ein Quark-Antiquark-Paar zwischen den Teilchen. Dies verhindert, dass Quarks einzeln beobachtet werden können (Confinement) [52].

Die elektroschwache Wechselwirkung bildet die Grundlage einer vereinheitlichten Theorie von Quantenelektrodynamik QED und schwacher Wechselwirkung. Die QED beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen und die schwache Wechselwirkung wirkt auf schwach geladene Teilchen. Dazu gehören vor allem die Neutrinos, die nur schwach wechselwirken.

Doch dem Anspruch, alle experimentellen Ergebnisse erklären zu können, kann das SM nicht gerecht werden. Zum Beispiel sind Neutrinos laut dem SM masselos und in der Natur massiv. Ebenso konnte ein wichtiger Bestandteil zum vermuteten Massenmechanismus, das Higgs-Boson [39–41], noch nicht nachgewiesen werden. Auch der fehlende Kandidat für die in der Astronomie benötigte Dunkle Materie macht eine Erweiterung des Standardmodells notwendig.

Mehrere Erweiterungsmöglichkeiten zum SM, wie Theorien über die Einführung einer vierten Generation von Materiefeldern, weiteren Eichbosonen oder einer Symmetrie zwischen Materie- und Wechselwirkungsfeldern (Supersymmetrie, SUSY), werden erforscht. Im Kontext der ATLAS-Kollaboration steht insbesondere die SUSY im Mittelpunkt. Als minimale Version dieser Erweiterung beinhaltet das minimal supersymmetrische Standardmodell MSSM genau einen supersymmetrischen Partner zu jedem bisher entdeckten Elementarteilchen. Der Higgs-Sektor wird durch zwei Higgs-Dupletts erzeugt, so dass sich insgesamt fünf physikalische Higgs-Bosonen manifestieren. Das Top- oder t -Quark aus dem Standardmodell spielt dabei auf Grund seiner hohen Masse und der damit verbundenen starken Kopplung an das Higgs-Feld eine wichtige Rolle. Insbesondere bei der Untersuchung von schweren geladenen Higgs-Bosonen ist das Top-Quark beteiligt. Zum Einen zerfällt dieser Zustand mit hoher Wahrscheinlichkeit in ein t - und ein b -Quark und zum Anderen sind Top-Paar-Zerfälle der Hauptuntergrund für diesen Prozess.

Die Messung des Quark-Spins ist ebenfalls nur am Top-Quark möglich und beruht darauf, dass das Top-Quark eine so hohe Masse hat. Dadurch zerfällt dieses fast ausschließlich in ein reelles W -Boson und ein b -Quark. Weil die mittlere Zerfallsdauer des Top-Quarks $\tau_{\text{top}} \approx 5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ kleiner ist als die Zeitskala zur Hadronisierung $\tau_{\text{had}} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$, wird der Spin des t -Quarks an die Zerfallsprodukte weitergegeben.

Durch die Messung von Top-Zerfällen ist es am LHC möglich, die ersten direkten Berechnungen zu den Beiträgen $|V_{tb}|$, $|V_{ts}|$ und $|V_{td}|$ der CKM-Matrix anzustellen. Damit kann untersucht werden, ob diese Matrix unitär ist oder ob eine weitere Quark-Familie in der Natur existiert.

Am LHC wird auch nach flavor verändernden neutralen Strömen FCNC gesucht. Dabei handelt es sich um den direkten Zerfall eines t -Quarks in ein c - oder u -Quark unter Abstrahlung eines Photons oder Z -Bosons. Diese Prozesse treten im Standardmodell ab der ersten Schleifenordnung auf und sind deshalb stark unterdrückt. Laut den Vorhersagen aus SM- und MSSM-Rechnungen liegt die Nachweisgrenze für diese Zerfälle nicht im Rahmen der Möglichkeiten des LHC. Sollten diese trotzdem gemessen werden, deutet dies auf Erweiterungen des SM hin und erlaubt einen tieferen Einblick in die Mechanismen der elektroschwachen Symmetriebrechung.

Um all diese Messungen zu ermöglichen, ist es zunächst wichtig, das Top-Quark zu identifizieren. In dieser Arbeit werden dafür Methoden untersucht, die den semileptonischen Zerfallskanal von Top-Paaren rekonstruieren. Dieser bietet den besten Kompromiss aus Reinheit und Signalstatistik und liefert deshalb die genauesten Ergebnisse im Vergleich zu den anderen Zerfallskanälen [42]. Im ersten Schritt wird dazu eine schnittbasierte Vorauswahl getroffen, um anschließend mittels geometrischer oder χ^2 Methoden die Reinheit weiter zu erhöhen.

Um die verschiedenen Analyseschritte zu beschreiben, ist die Arbeit in mehrere Teile gegliedert. Im Kapitel 2 werden die Grundlagen der Teilchenphysik und der Physik am LHC erläutert. Kapitel 3 beschreibt den Detektor, mit dem die Eigenschaften der Top-Zerfälle gemessen werden. Im anschließenden Kapitel 4 wird die spezielle Signatur der Zerfälle untersucht, um im Kapitel 5 die Analyse der Ereignisrekonstruktion vorzustellen. Die Ergebnisse dieser Analyse werden im Kapitel 6 zusammengestellt. Zum Abschluss werden die Ergebnisse zusammengefasst.

2 Grundlagen

2.1 Teilchenphysik und Standardmodell

2.1.1 Geschichte der Teilchenphysik

Die Geschichte der Untersuchung von Elementarteilchen, im Sinne von unteilbaren Bestandteilen der Materie, hat einen weiten Weg beschritten. Nachdem der griechische Philosoph Demokrit vor zweitausendvierhundert Jahren vermutete, dass die Materie aus unteilbaren Teilchen - den Atomen - besteht, hat es lange gedauert, bevor diese Ideen experimentell untermauert werden konnten. Erst als Joseph John Thomson im Jahre 1897 das Elektron entdeckte, war das erste bis heute noch unteilbare Elementarteilchen gefunden. Der nächste grundlegende Fund gelang 1903 Ernest Rutherford mit der Entdeckung des Protons, welches jedoch nicht elementar ist. Weiterhin legte Rutherford die Grundlagen zur aktuellen Vorstellung von Atomhülle und Atomkern. Der nächste Entwicklungssprung gelang 1929 Ernest Lawrence mit dem Bau des ersten Zyklotrons. Zur Untersuchung über den Aufbau der Atomkerne werden diese mit Teilchenstrahlen beschossen. Um dabei nicht auf die schwache Intensität der kosmischen Strahlung angewiesen zu sein, konstruierte Lawrence das Zyklotron, welches geladene Teilchen auf kreisähnlichen Bahnen beschleunigen kann. Im Jahre 1932 gab es gleich mehrere bedeutende Entwicklungen. Paul Dirac fand die nach ihm benannte Gleichung und schlussfolgerte aus deren Lösung die Existenz von Antimaterie. Als David Anderson im selben Jahr das Positron entdeckte, war der erste Vertreter der Antimaterie experimentell bestätigt. Weiterhin beobachtete James Chadwick das Neutron. Damit waren alle Bestandteile des Atoms gefunden. Jedes Element lässt sich aus Neutronen, Protonen und Elektronen zusammenbauen.

In den folgenden Jahren wurden viele weitere Erkenntnisse zur Struktur von Atomen gewonnen. Doch in zunehmend genaueren Untersuchungen traten Ungereimtheiten auf. Beispielsweise lieferte die Vermessung der Strukturfunktion Hinweise auf weitere Bestandteile der Nukleonen. Um diese Diskrepanzen detaillierter studieren zu können, entwickelte Donald Glaser 1960 die Blasenkammer. Damit konnten die Spuren von Teilchen sichtbar gemacht werden und Untersuchungen zu Wirkungsquerschnitten, Reaktionsprodukten und

Zerfallsmechanismen wurden durchgeführt. Mit Hilfe dieses neuen Instruments konnte nun ein wahrer Zoo von Teilchen entdeckt werden, der im Widerspruch zur bisherigen Physik stand. Daraufhin postulierte Murray Gell-Mann 1964 weitere Grundbausteine, die Quarks, aus denen die bekannten Teilchen aufgebaut sein sollten. Weil keine freien Quarks gemessen werden können, wurde zusätzlich das als Confinement bezeichnete Prinzip eingeführt. Dieses baut darauf auf, dass Quarks starke Farbladung tragen und besagt, dass in der Natur nur farbneutrale Objekte vorkommen. Der erste Erfolg dieser Idee war die Einordnung der Mesonen und Hadronen in Multipletts [52].

Aus der Analyse von Experimenten mit Hadronen postulierte Richard Feynman 1969 eine weitere Substruktur. Er nannte diese Teilchen Partonen. Die Unstimmigkeiten in der Auswertung von tiefinelastischen Streuquerschnitten von James Bjorken konnten mittels der Partonen erklärt werden. Im Laufe der folgenden Jahre wurden Indizien gefunden, welche die Theorie der Quarks und jene der Partonen in Einklang bringen konnten. Laut dem heutigen Wissensstand ist es zulässig Feynman's Partonen mit den Quarks und Gluonen der Quantenchromodynamik [52] zu identifizieren.

Das Quarkmodell erhielt mittels der Vorhersage des *charm*-Quarks im Jahre 1970 von Sheldon Glashow, John Iliopoulos und Luciano Maiani und dessen Entdeckung 1974 eine weitere Bestätigung. Seitdem die dritte Quarkgeneration, welche 1973 von Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa postuliert wurde, in den Jahren 1977 (*bottom*-Quark) und 1995 (*top*-Quark) am Fermilab entdeckt wurde, gilt die Theorie von elementaren Quarks und Gluonen als geeignete Beschreibung der Natur.

In aktuellen Experimenten an Beschleunigern, wie ATLAS am LHC, sollen bisherige Messungen präzisiert und neue Ergebnisse mit den Vorhersagen der Theorie verglichen werden.

2.1.2 Das Standardmodell

Die Elementarteilchenphysik untersucht die Bestandteile der Materie und die Kräfte zwischen diesen. Das über viele Jahrzehnte gesammelte Wissen vieler Experimente und theoretischer Überlegungen floss in die Entwicklung des Standardmodells SM, welches 1967 von Glashow, Weinberg und Salam [35, 54, 64] formuliert wurde, ein. Seit mittlerweile 45 Jahren sind alle Experimente außer die Neutrinomasse in Einklang mit den Vorhersagen des SM.

Das Standardmodell beschreibt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen der Elementarteilchen in einer vereinheitlichten Theorie. Dabei wird das SM als eine renormierbare Quantenfeldtheorie formuliert, welche eichinvariant unter der Symmetriegruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist. Die $SU(3)_C$ -Gruppe beschreibt die starke und die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ die

elektroschwache Wechselwirkung. Eichinvarianz verlangt dabei nach masselosen Partikeln. Um trotzdem massive Teilchen beschreiben zu können, muss diese Symmetrie gebrochen werden.

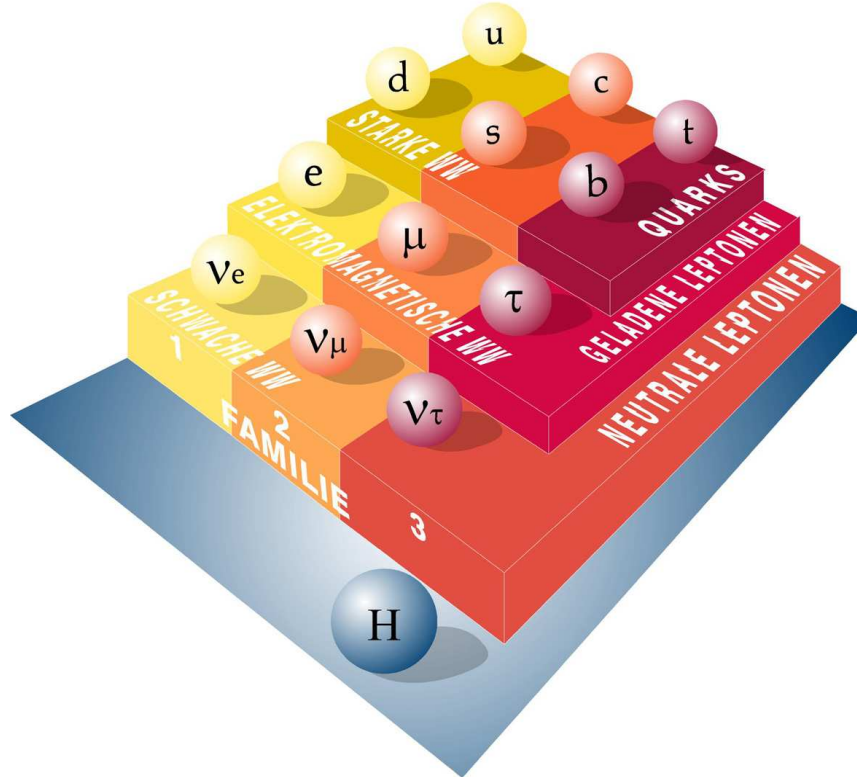


Abbildung 2.1: Elementarteilchen im Standardmodell [2]

Gemäß des Standardmodells besteht die Materie aus punktförmigen Teilchen mit Spin $1/2$ (Fermionen, Abbildung 2.1). Diese existieren in drei Familien von Leptonen und Quarks. Insgesamt gibt es damit 24 fundamentale Teilchen: sechs Leptonen $(\nu_e, e), (\nu_\mu, \mu), (\nu_\tau, \tau)$ und sechs Quarks $(u, d), (c, s), (t, b)$ sowie deren Antiteilchen. Die Leptonen e, μ, τ haben Ladung $Q = -1e$, die Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ sind elektrisch neutral. Die Quarks haben nicht ganzzahlige Ladungszahlen, $+\frac{2}{3}$ für u -, c -, t -Quarks und $-\frac{1}{3}$ für d -, s -, b -Quarks. Nur die Teilchen der ersten Familie sind stabil. Die sichtbare Materie besteht daher aus up- und down-Quarks, welche Protonen und Neutronen bilden, und dem Elektron. Das Elektron-Neutrino ist für Kernumwandlungen wichtig.

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen wird durch die folgenden vier Kräfte beschrieben: Die *elektromagnetische Kraft*, welche zwischen elektrisch geladenen Teilchen auftritt, die *starke Kraft*, wechselwirkend zwischen Quarks, die *schwache Kraft*, welche auf alle Leptonen und Quarks wirkt und die *Gravitation*, welche an den Energie-Impuls-Tensor koppelt. Die Gravitation ist im SM nicht miteinbezogen. Einerseits ist diese auf den betrachteten

Skalen zu schwach, um sichtbare Effekte zu erzeugen, andererseits gibt es theoretische Probleme eine renormierbare Quantenfeldtheorie der Gravitation zu formulieren.

Die drei übrigen Kräfte werden durch Eichbosonen mit Spin 1 vermittelt. Das Eichboson der elektromagnetischen Kraft ist das *Photon* γ , welches an die elektrische Ladung koppelt und masselos ist. Es hat somit eine unendliche Reichweite.

Die Eichbosonen der starken Kraft sind die *Gluonen*. Diese koppeln an die Quantenzahl *Farbe*. Es gibt acht masselose Gluonen, da diese jedoch untereinander wechselwirken, beträgt die Reichweite der starken Kraft nur wenige Femtometer (fm). Ein Quark hat immer genau eine der folgenden drei Farben: rot, grün oder blau. Anti-Quarks tragen die Anti-Farben anti-rot, anti-grün und anti-blau. In der Natur treten immer nur farbneutrale Zustände auf. Zustände mit zwei Quarks werden Mesonen (Quark-Antiquark Paar), jene mit drei Quarks Baryonen, genannt. Zum Beispiel besteht das Proton aus 2 *u*-Quarks sowie einem *d*-Quark und hat eine Nettoladung von $+1e$. Das Neutron ist die Kombination von *u-d-d* und daher elektrisch neutral.

Die schwache Wechselwirkung wird durch die drei Eichbosonen W^+ , W^- und Z vermittelt. Diese Bosonen sind massiv ($m_W = 80.4 \text{ GeV}$, $m_Z = 91.2 \text{ GeV}$) und haben daher eine sehr geringe Reichweite. Die schwache Kraft koppelt an die Quantenzahlen *schwacher Isospin* T_W und *schwache Hyperladung* Y_W . Weiterhin unterscheidet die schwache Kraft zwischen rechts- und linkshändigen Zuständen. Die $W^\pm$ koppeln nur an linkshändige Zustände, Z -Bosonen koppeln an rechts- und linkshändige. Die Elementarteilchen können in Isospinmultipletts angeordnet werden, die linkshändigen Zustände in Dupletts und die rechtshändigen in Singulettts. Weitere Unterteilung geschieht innerhalb der linkshändigen Dupletts in „u-artige“ Zustände mit $T_W^3 = 1/2$ sowie „d-artige“ Zustände mit $T_W^3 = -1/2$. (siehe Tabelle 2.1)

Das Standardmodell ist geprägt durch eine hohe Anzahl von Symmetrien. Beispielsweise unterscheidet die starke Kraft nicht zwischen Protonen und Neutronen oder verschiedenfarbigen Quarks. Genauso differenziert die schwache Kraft nicht zwischen Elektronen und Elektron-Neutrinos. Die zweite und dritte Familie der Quarks und Leptonen verhält sich wie eine Kopie der ersten, nur mit höheren Massen. So hat das Elektron eine Masse von ungefähr 0.5 MeV, das Myon ungefähr die 200fache Elektronmasse und das Tau-Lepton sogar die 3000fache Elektronmasse. Dieses Verhalten ist im Quarksektor ähnlich. Das Top-Quark hat eine um vier bis fünf Größenordnungen höhere Masse als das Up-Quark. Damit ist das *t*-Quark das bisher schwerste Elementarteilchen.

Durch die Definition des SM als renormierbare Quantenfeldtheorie und der Einführung der Quantenzahlen in Tabelle 2.1 kann das Standardmodell durch folgende Lagrangedichte

$i =$	Generation			Quantenzahlen					
	1	2	3	Q	T	T_3	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
Leptonen									
$L_L^i =$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2	1/2 -1/2	1	2	-1/2
$\nu_R^i =$	ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	0	0	0	0	0	0
$e_R^i =$	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	0	0	-1
Quarks									
$Q_L^i =$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2	1/2 -1/2	3	2	1/6
$u_R^i =$	u_R	c_R	t_R	2/3	0	0	3	1	2/3
$d_R^i =$	d_R	s_R	b_R	-1/3	0	0	3	1	-1/3
Higgs-Duplett									
$\phi =$	$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1 0	1/2	1/2 -1/2	1	2	1/2

Tabelle 2.1: Quantenzahlen der Leptonen und Quarks im Standardmodell, Q ist die elektrische Ladung, T und T_3 der schwache Isospin und dessen dritte Komponente

theoretisch beschrieben werden [42]:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_{\text{Materie}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} \quad (2.1)$$

Der erste Summand beschreibt die reine Eichsymmetrie:

$$\mathcal{L}_{\text{Eich}} = \frac{1}{2g_S^2} \text{Sp} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \frac{1}{2g^2} \text{Sp} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} - \frac{1}{4g'^2} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (2.2)$$

Eichbosonen	Quantenzahlen		
	Q	T	T_3
W^+	1	1	1
W^-	-1	1	-1
Z	0	0	0
γ	0	0	0
g	0	0	0

Tabelle 2.2: Quantenzahlen der Eichbosonen im Standardmodell, Q ist die elektrische Ladung, T und T_3 der schwache Isospin und dessen dritte Komponente

2.1. Teilchenphysik und Standardmodell

Fermion	Masse[MeV]	Quark	Masse[MeV]	Eichboson	Masse[MeV]
e	0.511	u	1.5-4.5	W	80399 ± 25
μ	105.7	d	5-8.5	Z	91187.6 ± 2.1
τ	1776.9 ± 0.2	c	1000-1400	γ	0
ν_e	$< 10^{-5}$	s	80-150	g	0
ν_μ	< 0.17	t	173100 ± 1700		
ν_τ	< 15.5	b	4000-4500		

Tabelle 2.3: Massen der Leptonen, Quarks und Eichbosonen im Standardmodell [11, 62, 63]

mit $G^{\mu\nu}$, $W^{\mu\nu}$ und $B^{\mu\nu}$ als Feldstärketensor der starken und schwachen Wechselwirkung sowie der Hyperladung. Dieser Term enthält die kinetische Energie der Eichfelder und deren Selbstwechselwirkung. Als nächster Bestandteil tritt die Lagrangedichte der Materie, gegeben durch

$$\mathcal{L}_{\text{Materie}} = \bar{Q}_L^i \not{D} Q_L^i + \bar{u}_R^i \not{D} u_R^i + \bar{d}_R^i \not{D} d_R^i + \bar{L}_L^i \not{D} L_L^i + \bar{e}_R^i \not{D} e_R^i, \quad (2.3)$$

auf. Dieser enthält die kinetische Energie der Fermionen und deren Wechselwirkung mit den Eichfeldern, welche in der kovarianten Ableitung enthalten sind. Zum Beispiel

$$\not{D} Q_L = \gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig_S G_\mu + ig W_\mu + i\frac{1}{6} g' B_\mu \right) Q_L, \quad (2.4)$$

weil das Feld Q_L^i an allen drei Eichwechselwirkungen teilnimmt. Die Summation über den Index i , welcher für die Generationen steht, wird implizit vorausgesetzt.

Diese beiden Terme der SM-Lagrangedichte hängen von den Eichkopplungen g , g' und g_S ab. Deren ungefähre Werte, ausgewertet an der Masse des Z -Bosons, sind

$$g_S \approx 1, \quad g \approx \frac{2}{3}, \quad g' \approx \frac{2}{3\sqrt{3}}. \quad (2.5)$$

Massenterme für die Eichbosonen und die Fermionen sind durch die Eichsymmetrien verboten.

Der nächste Beitrag zur SM-Lagrangedichte ist die Yukawa-Kopplung des Higgs-Feldes mit den Fermionen, gegeben durch

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^i \sigma_2 \phi^* u_R^j - \Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - \Gamma_e^{ij} \bar{L}_L^i \phi e_R^j + h.c. \quad (2.6)$$

wobei σ_2 für die zweite Pauli-Matrix steht. Die Koeffizienten Γ_u , Γ_d und Γ_e sind 3×3

komplexe Matrizen im Generationenraum, jenem Raum, der durch die Quark- und Leptonfamilien aufgespannt wird. Diese Matrizen müssen nicht diagonal sein, so dass im Allgemeinen eine Mischung zwischen verschiedenen Generationen auftritt. Weiterhin beinhalten diese Matrizen einen Großteil der Parameter des Standardmodells.

Der letzte Summand in der Lagrangedichte des SM ist der Anteil des Higgs-Feldes [39–41], gegeben durch

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \text{ mit } \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Dieser Summand enthält die kinetische Energie des Higgs-Feldes, dessen Eichwechselwirkung und das Higgs-Potential. Der Koeffizient des quadratischen Terms μ^2 ist der einzige dimensionsbehaftete Parameter im SM. Das Vorzeichen dieses Wertes wird so gewählt, dass das Higgs-Feld einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert VEW hat. Damit gilt $\langle \phi^0 \rangle = \frac{\mu}{\sqrt{2}\lambda} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}$. Der dimensionsbehaftete Parameter μ wird durch den dimensionsbehafteten Parameter $v \approx 246 \text{ GeV}$ ersetzt.

Die Definition eines nichtverschwindenden VEW durch das Higgs-Feld bricht die elektroschwache Symmetrie und generiert Massen für die Eichbosonen,

$$m_W = \frac{1}{2} g v, \quad m_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v, \text{ und für die Fermionen } m_f = \Gamma_t \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (2.8)$$

mit der Yukawakopplung Γ_t . Die Diagonalisierung der Massenmatrix der Fermionen erzeugt die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa CKM Matrix, inklusive des CP-verletzenden Phasenwinkels.

2.2 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider LHC [29] wurde am europäischen Zentrum für Kernforschung CERN gebaut und ist der Nachfolger des LEP-Beschleunigers. Der Beschleunigerring ist ungefähr 100 m unter der Oberfläche in einem Tunnel mit einem Umfang von 27 km installiert. Der LHC-Beschleuniger hat am 10. September 2008 seinen Betrieb aufgenommen. In diesem Teilchenbeschleuniger werden ab 2009 zwei Protonenstrahlen mit der Energie von zunächst 5 TeV, später 7 TeV kollidieren. Bei den Zusammenstößen zweier Teilchenpakete entstehen viele kurzlebige Teilchen, die an den vier vorgesehenen Kreuzungspunkten (siehe Abbildung 2.2) untersucht werden. An jedem dieser Wechselwirkungspunkte gibt es eine unterirdische Experimentierhalle mit Detektoren zum Nachweis der pp -Reaktionsprodukte.

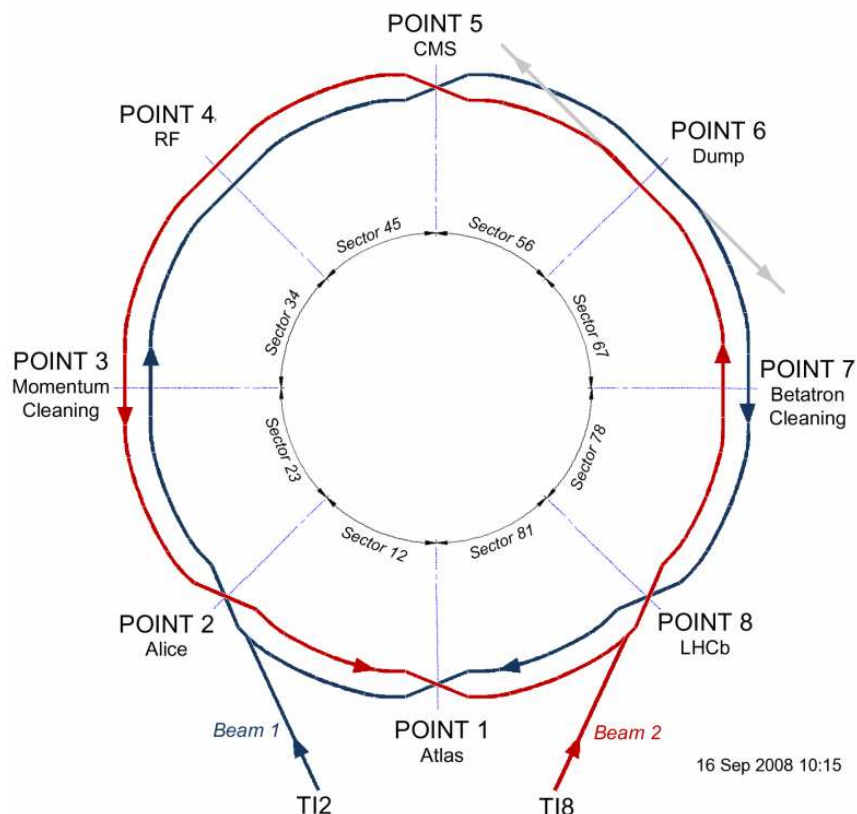


Abbildung 2.2: Der LHC mit Strahlführung und Experimenten

2.2.1 Teilchenbeschleuniger

Zur Untersuchung von schweren Elementarteilchen ist es notwendig, sehr hohe Energien zu erreichen. Ringförmige Teilchenbeschleuniger machen dies möglich und stellen Teilchenstrahlen verschiedenster Art zur Verfügung. Dabei sind die relevanten Unterschiede die Strahlinhalte und die Strahlenergie. Mittels eines e^+e^- -Beschleunigers können die Anfangszustände sehr genau eingestellt werden, bei einem Beschleuniger in dem Elektronen mit Protonen zur Kollision gebracht werden, können neben der Erzeugung neuer Teilchen auch Anregungen des Protons untersucht werden. Und die dritte Möglichkeit, die oft Verwendung findet, ist der Beschuss von Protonen mit sich selbst oder Anti-Protonen. Dabei kann der Anfangszustand nur auf einen Energiebereich beschränkt werden.

e^+e^- -Beschleuniger

Die wichtigste Größe für die Auswahl des Beschleunigers ist die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Bei der Kollision zweier Strahlteilchen gilt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (2.9)$$

$$= \dots = \sqrt{2E_1 \cdot E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 + m_1^2 + m_2^2} \quad (2.10)$$

$$\sqrt{s}|_{m_i=0, \angle(\vec{p}_1, \vec{p}_2)=\pi} = \sqrt{4E_1 \cdot E_2} \quad (2.11)$$

Für symmetrische e^+e^- -Beschleuniger folgt, dass die verfügbare Energie zur Produktion neuer Teilchen linear mit der Strahlenergie wächst. Über die präzise Kalibration der Strahlenergie war es bei LEP möglich, die Form der Z -Resonanz genau zu vermessen.

Das grundlegende Problem, e^+e^- -Beschleunigern bei noch höheren Schwerpunktsenergien einzusetzen, ist die Synchrotronstrahlung. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung für hochrelativistische Teilchen beträgt

$$-\Delta E = \frac{4\pi\alpha\hbar c}{3R}\beta^3\gamma^4 \quad (2.12)$$

mit $\alpha \approx \frac{1}{137}$, $\hbar \approx 6.58 \cdot 10^{-16}$ eVs, $\beta = v/c \lesssim 1$, $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ und R , dem effektiven Radius des Beschleunigers. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist für leichte Teilchen wie Elektronen sehr hoch. Ab einer Energie von 100 GeV war es bei LEP nicht mehr möglich, die Verluste effizient auszugleichen. Für höherenergetische e^+e^- -Beschleuniger ist es notwendig, zu linearen Beschleunigerstrukturen wie dem International Linear Collider [1] zu wechseln. Dieser wird etwa 2020 den Betrieb aufnehmen. Die Forschung an Hadronbeschleunigern ist deshalb vorerst die technisch ausgereifteste Möglichkeit, um die Suche nach neuer Physik voran zu treiben.

Hadronbeschleuniger

Bei gleicher Energie haben Protonen einen um 13 Größenordnungen geringeren Energieverlust als Elektronen. Der limitierende Faktor für diese Art von Beschleuniger ist deshalb nicht die Synchrotronstrahlung, sondern die maximale Stärke des Magnetfeldes, welche die Teilchen auf kreisförmige Bahnen zwingt und die Strahlenergie des LHC auf 7 TeV begrenzt.

Wie in der Abbildung 2.3 zu erkennen ist, besteht ein Proton aus Gluonen, Valenz- und Seequarks. Wenn beide Protonen aufeinander treffen, kollidieren ihre Quarks und Gluonen

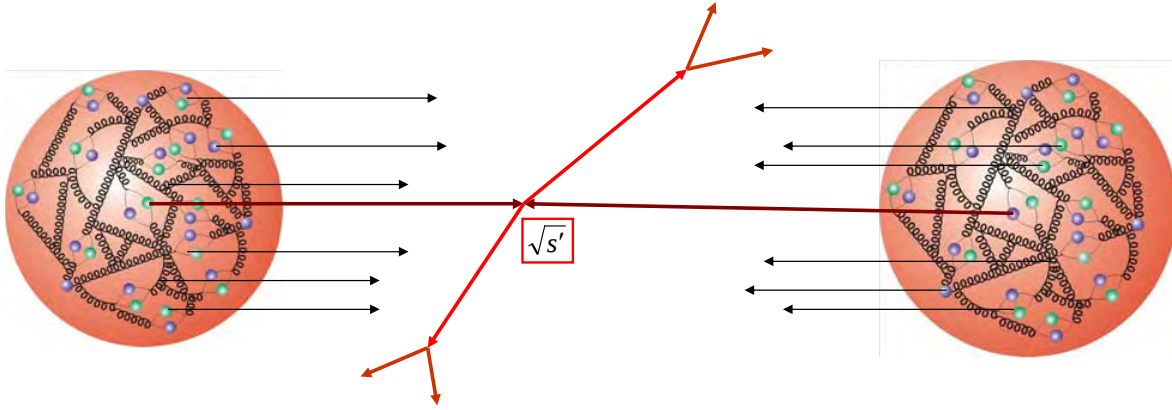


Abbildung 2.3: Die Kollision zweier Hadronen. Nicht die beiden Protonen treffen aufeinander, sondern deren Bestandteile, Quarks und Gluonen. Gluonen sind als Spirallinien und Quarks als Kreise dargestellt.

im harten Streuprozess. Diese wiederum tragen einen Impulsbruchteil x vom Gesamtimpuls p_p des Protons. Deshalb befindet sich in diesem System nicht die gesamte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, sondern die effektive Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{\hat{s}} \approx \sqrt{x_1 x_2} \sqrt{s} \quad (2.13)$$

mit den Impulsbruchteilen x_1 und x_2 der Partonen.

Der Gesamtimpuls des Protons ist auf mehrere Partonen verteilt (siehe Abbildung 2.4). Die Valenzquarks u und d tragen nur bei hohen x den größten Anteil am Gesamtimpuls und das Integral über die Impulsverteilung der Valenz- und Seequarks $\int_0^1 (x_q + x_{\bar{q}}) dx = \frac{1}{2}$ zeigt, dass sich nur die Hälfte von p_p auf diese verteilt. Die zweite Hälfte des Gesamtimpulses wird von Gluonen getragen, welche insbesondere bei niedrigen Impulsbruchteilen die dominierenden Träger des Impulses sind. Bei der Fusion zweier Gluonen am LHC ist $\sqrt{\hat{s}}$ groß genug, um Top-Paare zu erzeugen, und dominiert gegenüber anderen Wechselwirkungen zwischen den Partonen (vgl. Abschnitt 4.1).

Die Planung des LHC als pp -Beschleuniger lässt sich anhand dieser Impulsverteilung erklären. Bei hohen Impulsüberträgen Q^2 und niedrigen Impulsbruchteilen x tragen Gluonen einen Großteil der Energie. Weil die Gluonverteilung im Anti-Proton der im Proton gleicht, ist der Unterschied im Wirkungsquerschnitt für pp - und $p\bar{p}$ -Kollisionen für Energien jenseits der TeV-Skala vernachlässigbar. Demgegenüber steht der Aufwand der Produktion von Anti-Protonen, welche die entsprechende Strahlintensität beschränkt. Daher wurde bei der Planung des LHC ein pp -Beschleuniger bevorzugt.

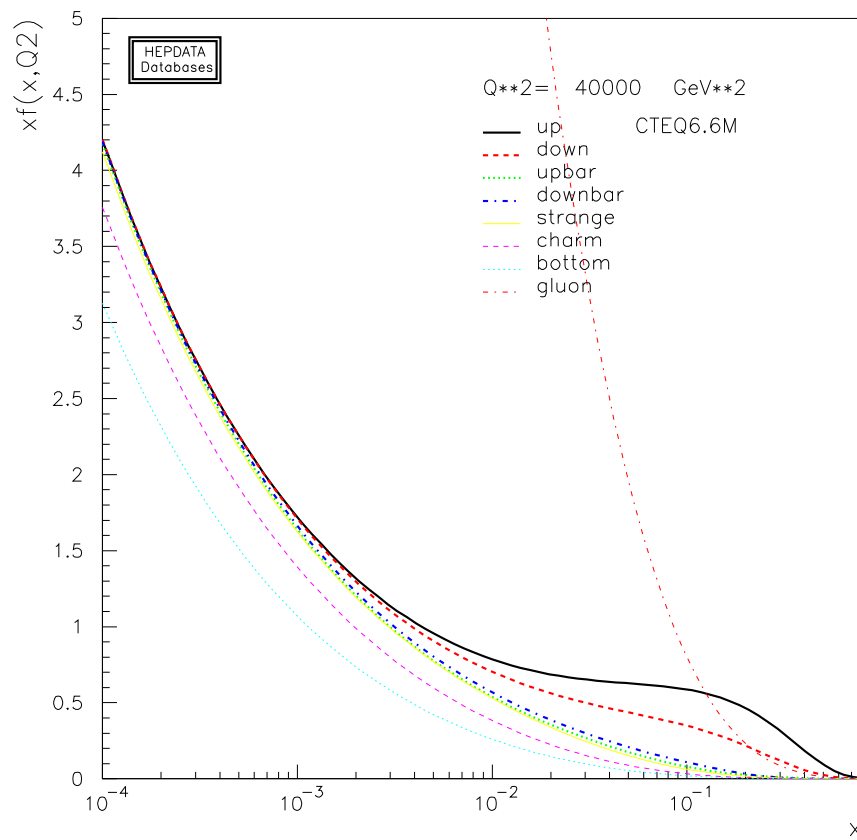


Abbildung 2.4: Verteilungsfunktion des Partonimpulses (parton distribution function, PDF) im Proton [50]

3 Das ATLAS-Experiment

3.1 Aufbau des Detektors

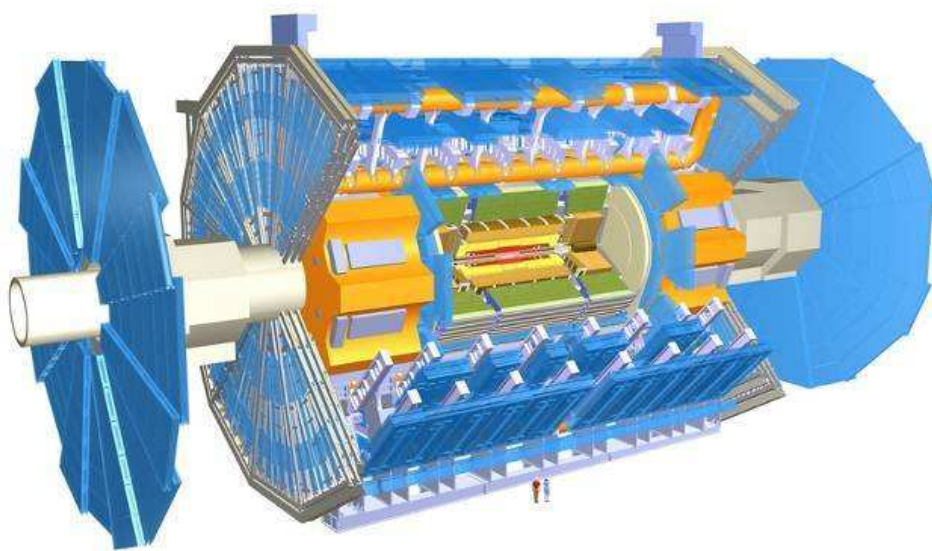


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors

Am Wechselwirkungspunkt 1 des LHC ist ein zylindrischer, 7000 t schwerer Teilchendetektor mit einem Durchmesser von 25 m und einer Länge von 46 m installiert. ATLAS [13] ist wie ein typischer Detektor an Ringbeschleunigern zwiebelschalenförmig aufgebaut. Die innerste Lage ist der *zentrale Detektor* ID. Dieser ist zylinderförmig mit dem Radius 1.15 m und einer Gesamtlänge von 7 m symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Darauf folgen die Kalorimeter ECAL (*elektromagnetisches Kalorimeter*) und HCAL (*hadronisches Kalorimeter*) zur Energiemessung. Im äußersten Bereich befindet sich das Myonspektrometer.

Der *zentrale Detektor* ist mit hochpräzisen Silizium-Halbleiterspurdetektoren (Pixel- und

Streifendetektoren) sowie einem Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) ausgestattet. Mit beiden Detektoren können Spuren geladener Teilchen nachgewiesen werden. Die Halbleiterdetektoren liefern eine genaue Ortsauflösung, sodass der Zerfallsursprung einer Reaktion bestimmt werden kann. Daraus können der primäre Vertex (PV) sowie mögliche sekundäre Vertices (SV) identifiziert werden. Die SV sind für die Bestimmung schwerer B-Mesonen wichtig, da diese relativ große Zerfallszeiten ($\approx 10^{-12}$ s) und damit messbare Fluglängen haben. Die mittlere Zerfallslänge von B-Mesonen ist 1.5 mm.

Um die Impulse der Teilchen zu bestimmen, ist desweiteren eine gute Spurverfolgung wichtig. Dafür liegt der ID in einem 2 T starken Magnetfeld. Über die Krümmung der Spuren kann der Impuls der Teilchen sowie das Vorzeichen ihrer Ladung bestimmt werden. Der Übergangsstrahlungsdetektor dient der Teilchenunterscheidung, da insbesondere Elektronen dort charakteristische Signale hinterlassen.

Der Nachweis von elektromagnetisch und stark wechselwirkenden Teilchen geschieht in den anschließenden Kalorimetern. Im *elektromagnetischen Kalorimeter* werden Elektronen und Photonen durch dichtes Absorbermaterial zum Anschauen gebracht. Dabei strahlt ein eindringendes Elektron Photonen ab, dieses bildet ein e^+e^- -Paar, welches wiederum Photonen abstrahlt. Dadurch wird der Großteil der Gesamtenergie auf Sekundärteilchen verteilt, welche vermessen werden können. Die detektierte Energie ist direkt proportional zur Energie des Anfangsteilchens. Im Kalorimeter können im Gegensatz zum ID auch neutrale Teilchen nachgewiesen werden. Außerhalb vom ECAL ist das *hadronische Kalorimeter* installiert, in dem die stark wechselwirkenden Teilchen ihre Energie deponieren.

Über die Annahme, dass Impulserhaltung transversal zur Strahlachse gilt, können auch Hinweise auf weitere Teilchen, beispielsweise schwach wechselwirkende Neutrinos, erhalten werden. Dafür werden die Kalorimetereinträge vektoriell addiert und der zur Impulserhaltung benötigte Vektor wird als $\vec{E}_T$ bezeichnet.

Das außen liegende *Myonspektrometer* dient zum Nachweis von Myonen, welche wenig Energie in den Kalorimetern deponieren. Eingesetzt wird das Myonspektrometer im *Trigger*, welcher zur schnellen Identifikation von physikalisch interessanten Ereignissen dient. Mit Hilfe der Messwerte aus den Kalorimetern und aus dem Myonspektrometer ist es möglich, eine Vorauswahl von Ereignissen zu treffen, die genauer untersucht werden sollen. Die Datenmenge lässt sich somit um ein Vielfaches reduzieren und aus den 40 Millionen Ereignissen pro Sekunde können die 200 interessantesten herausgesucht werden. Weitere Details zum Aufbau des Detektors sind in [12] zu finden.

3.2 Das Koordinatensystem von ATLAS

Das intrinsische Koordinatensystem von ATLAS orientiert sich an den Gegebenheiten des LHC-Beschleunigers, so dass der Impuls p in x -, y - und z -Komponente zerlegt wird. Die p_x -Komponente zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigerringes, p_y zeigt nach oben und p_z komplettiert das rechtshändige, kartesische Koordinatensystem [12]. Im Kontext der Betrachtung von ATLAS-Daten liegt der Koordinatenursprung im Mittelpunkt des ATLAS-Detektors.

Zur Analyse der verschiedenen Physikprozesse werden die Messwerte im Detektor jedoch nicht in kartesischen Koordinaten erfasst. Stattdessen werden modifizierte Zylinderkoordinaten verwendet, welche die Symmetrie des Detektors widerspiegeln. Die Koordinatentransformation von kartesischen p_x , p_y , p_z auf ATLAS-Koordinaten p_T , η , ϕ erfolgt dabei gemäß den Gleichungen 3.1, 3.2 und 3.3.

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.1)$$

$$\phi = \arctan \frac{p_y}{p_x} \quad (3.2)$$

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \text{ mit } \tan \theta = \frac{p_T}{p_z} \quad (3.3)$$

Die Symmetrie um die Strahlachse wird mittels der ϕ -Koordinate erfasst. Bei unpolarisierten Teilchenstrahlen sollten die physikalischen Observablen deshalb in ϕ gleichverteilt sein.

Mit dieser Definition geben die (η, ϕ) -Koordinaten eine Richtung vor, ein Abstand ΔR , definiert als

$$\Delta R = \sqrt{(\phi_1 - \phi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2}. \quad (3.4)$$

mit den Koordinaten p_{Ti} , ϕ_i , η_i des i -ten Teilchens, $i = 1, 2$, erzeugt einen Kegel.

3.3 Algorithmen zur Identifikation von Jets

Die Zerfallsprodukte von Quarks und Gluonen verlassen den Kollisionspunkt als enge Teilchenbündel, sogenannten Jets. Durch die Definition von Algorithmen zur Identifikation von Jets¹ wird über die Messung der Jet-Bestandteile versucht, an die Eigenschaften der zugrunde liegenden Partonen zu gelangen. Weil der Zerfall sehr vielfältig ist, gibt es auch für die Definition von Jets verschiedene Algorithmen [12, 60].

¹Im Folgenden werden die durch die Algorithmen kombinierten Gebilde ebenfalls Jets genannt. In diesem Kontext können Jets als eine Sammlung verschiedener Teilchen angesehen werden.

Ein Parameter in der Jet-Definition ist der Kegelhadius R , definiert in Gleichung 3.4. Dabei gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten. Ein enger Kegel hat den Vorteil, dass keine Objekte aus underlying event UE oder Pile-Up eingeschlossen werden. UE bezeichnet hierbei Nebenprodukte aus der Spaltung der Protonen und die Aufsummierung mehrerer pp -Kollisionen in einem Messfenster wird Pile-Up genannt. Außerdem können bei vielen Teilchen im Ereignis mehr Jets separiert werden. Dementgegen sprechen die Vorteile eines größeren Jet-Radius, wodurch QCD-Strahlungsverluste minimiert und die Produkte der Hadronisierung besser erfasst werden [20].

Eine weitere Abhängigkeit entsteht bei der Wahl der Objekte, welche zur Jet-Rekonstruktion genutzt werden. Dafür muss dazu übergegangen werden, Jets als Zusammenfassung von Energiedepositionen im Kalorimeter zu verstehen. Die Ergebnisse der Jet-Algorithmen sind davon abhängig, wie diese Kalorimetereinträge gruppiert werden. Es haben sich zwei Möglichkeiten herausgebildet. Zum Einen wird die Kumulation von Kalorimeter-Türmen (Tower) und zum Anderen die Bildung von topologischen Clustern (TopoCluster) durchgeführt. Detaillierte Informationen über die Konstruktion und Kalibration dieser Kalorimetereinträge sind in [12, 46] zusammengestellt. Nach der Definition der Jets können zusätzlich Spuren zu den Jets assoziiert werden.

Das Verhalten bezüglich kollinearer Aufspaltung und zusätzlichen niederenergetischen Energieeinträgen der betrachteten Jet-Algorithmen wird in Tabelle 3.1 gegenübergestellt. Wenn Zerfallsprodukte aus der Hadronisierung so weit auseinanderliegen, dass diese im Kalorimeter zwei disjunkte Einträge hinterlässt, dann sollte der Jet-Algorithmus dies erkennen und beide Einträge dem selben Jet zuordnen. Der Algorithmus ist sicher gegen kollineare Aufspaltung, wenn diese Aufspaltung die endgültige Jet-Zusammensetzung nicht beeinflusst. Niederenergetische zusätzliche Energieeinträge werden in Anlehnung an das elektromagnetische Spektrum infrarot genannt. Wenn das Auftreten solcher zusätzlicher Einträge die Ergebnisse des Jet-Algorithmus nicht beeinflusst, so ist dieser infrarot sicher.

Problematik	ATLASCone	SISCone	Kt	AntiKt
infrarot Divergenzen	- unsicher	+ sicher	+ sicher	+ sicher
kollineare Aufspaltung	- unsicher	+ sicher	+ sicher	+ sicher

Tabelle 3.1: Pro und Kontra der Jet-Algorithmen

3.3.1 Kegel-Jet-Algorithmen

Bei diesen Algorithmen wird nach geometrischen Regionen gesucht, in denen die Summe der Impulse von Jet-Bestandteilen in einem bestimmten Kegel maximiert wird. Diese Methode entspricht am ehesten der intuitiven „Eventdisplay + Auge“-Methode und wird schon lange in der Untersuchung von Hadron-Hadron-Kollisionen verwendet. Als Radius des Kegels wird der Abstand ΔR aus Gleichung 3.4 verwendet.

ATLASCone-Algorithmus

Der ATLASCone-Algorithmus nutzt jedes Objekt oberhalb einer vordefinierten p_T -Schwelle als möglichen Ausgangspunkt (Keim) für einen Jet. Vom Mittelpunkt des Objekts in der $\eta\phi$ -Ebene wird ein Kreis mit Radius ΔR geöffnet, in dem alle vorhandenen Objekte zusammengefügt werden. Aus der Summe der 4-Vektoren wird der nächste Mittelpunkt bestimmt und ein neuer Jet gebildet, bis sich das Baryzentrum des Jets nicht mehr ändert. Diese endgültige Konfiguration wird stabil genannt. Anschließend wird dieser Protojet zu einer Liste hinzugefügt und das Ausgangsobjekt wird aus der Liste der Keime entfernt. Diese Schritte werden solange iteriert bis alle Objekte als Ausgangspunkte genutzt wurden. Danach werden alle Protojets verglichen und eine Kombinations-/Seperationsprozedur (split-merge, siehe [17]) angewendet. Nach der split-merge-Prozedur haben je zwei Jets keine Objekte gemeinsam.

SISCone-Algorithmus

Die Probleme beim ATLASCone-Algorithmus sind zum großen Teil auf die Nutzung von Keimen zurückzuführen. Der nächste logische Schritt ist daher einen „Seedless Infrared Safe Cone“-Algorithmus [55,60] zu entwickeln. Dieser funktioniert mittels eines beweglichen Fensters. Bei dieser Methode wird ein Kreis in die $\eta\phi$ -Ebene gelegt und mittels geeigneter Algorithmen [55] verschoben, so dass alle möglichen Jet-Inhalte mindestens einmal als Protojet auftauchen. Damit werden alle disjunkten Untermengen der Konstituenten erfasst und die Probleme von keimbasierten Algorithmen vermieden. Anschließend wird der 4-Vektor dieser Untermenge bestimmt und der Jet als stabil betrachtet, sobald sich der Inhalt eines Protojets nicht weiter ändert.

Anschließend werden mit einer „split-merge“-Prozedur [17] die endgültig stabilen Jets gefunden. Diese haben entgegen der Nomenklatur nicht zwangsweise eine Kegelform (siehe Abbildung 3.2).

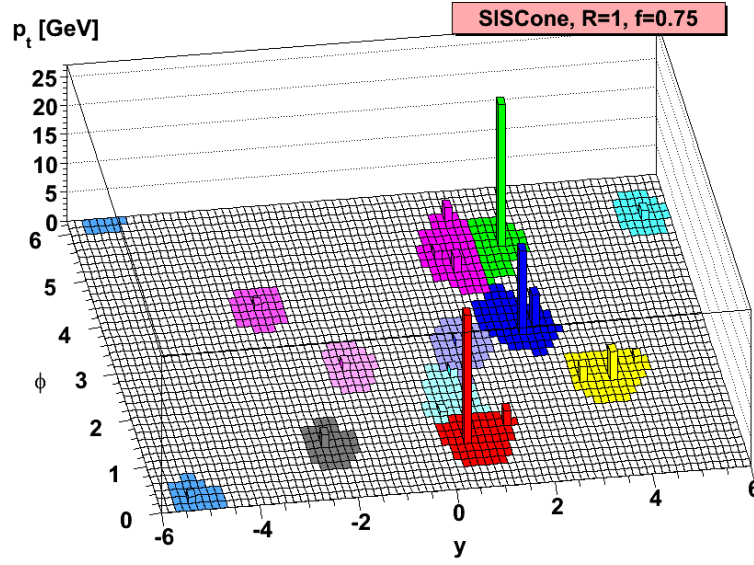


Abbildung 3.2: Gestalt der SISCone-Jets [21]. Die Jets bei $y = 2, \Phi = 5$ sind nicht kegelförmig.

3.3.2 Cluster-Jet-Algorithmen

Cluster-Algorithmen gehen von elementaren Kalorimeterobjekten, bei ATLAS die bereits beschriebenen Kalorimetertürme oder topologischen Gebilde, aus und führen anschließend eine iterative paarweise Kombination durch, um größere Objekte zu formen (sequentielle Rekombination). Dabei werden geometrische oder kinematische Eigenschaften zur Festlegung der Kombinationsreihenfolge benutzt. Bisher wurden diese Algorithmen bevorzugt in e^+e^- - und ep -Experimenten angewendet.

Kt-Algorithmus

Für diese Methode wird ein Abstandsmaß d_{ij} wie folgt definiert:

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \cdot \Delta R_{ij}^2 / R_{\max}^2, \quad p = 1 \quad (3.5)$$

$$d_{iB} = k_{Ti}^{2p} \quad (3.6)$$

mit dem Abstand ΔR aus Gleichung 3.4 und k_T als Betrag des transversalen Impulses relativ zur Strahlachse. Unter der Vernachlässigung der Masse der zu kombinierenden Objekte gilt $k_T = p_T \approx E_T$ [27].

Um Jets zu finden, wird d_{ij} zwischen allen Objekten berechnet und das Paar (i, j) mit dem geringsten Abstandsmaß zu einem Objekt verschmolzen. Dies wird iteriert bis $d_{ij} > d_{iB}$ gilt

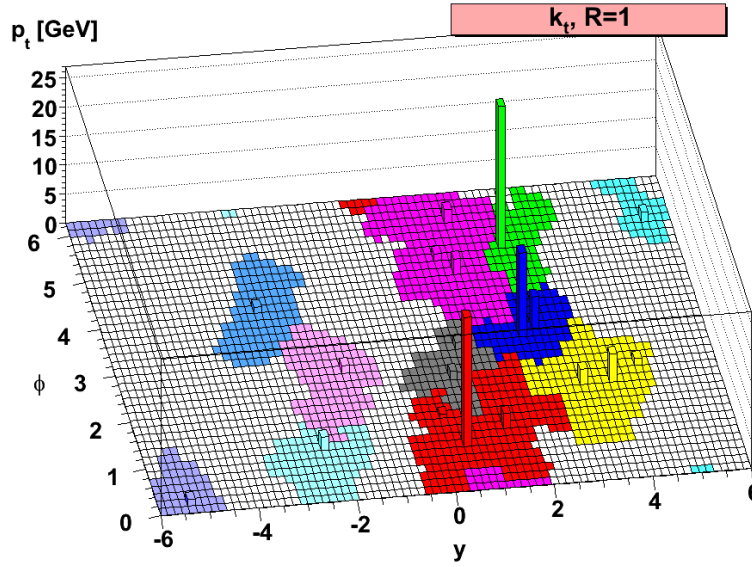


Abbildung 3.3: Struktur der Kt-Jets [21]

und somit ein Jet definiert ist. Mit dieser Definition kombiniert der Kt-Algorithmus zuerst Objekte mit niedrigem p_T mit dem nächsten Objekt mit hohem p_T . Weiterhin werden alle Objekte betrachtet und jedes eindeutig einem Jet zugeordnet.

Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, definiert der Kt-Algorithmus unter den betrachteten Algorithmen Jets maximaler Fläche in der $\eta\phi$ -Ebene. Die Form und Fläche ist variabel. Weiterhin ist diese Methode infrarot und kollinear sicher. Die Kalibration dieses Algorithmus stellt jedoch eine Herausforderung dar, weil der Anteil des Hintergrundrauschens durch die unregelmäßige Kegeloberfläche beeinflusst und die Normierung verändert wird.

AntiKt-Algorithmus

Für den AntiKt-Algorithmus [21, 60] wird ebenfalls ein Abstandsmaß definiert. Dafür wird die Definition aus Gleichung 3.5 herangezogen und der Exponent zu $p = -1$ verändert. Die Funktion des AntiKt-Algorithmus lässt sich anhand eines Ereignisses mit einigen wenigen klar separierten Teilchen mit hohem Transversalimpuls $p_{T1}, p_{T2}, \dots$ und vielen Teilchen $i, j, \dots$ mit niedrigem p_T verstehen. Der Abstand d_{1j} zwischen dem Objekt 1 und dem Teilchen j ist vollständig durch p_{T1} und ΔR_{1j} bestimmt. Durch die Wahl $p = -1$ wird d_{ij} für Konstituenten mit niedrigem p_T wesentlich größer. Objekte mit niedrigem p_T verschmelzen daher zuerst mit Objekten mit hohem p_T .

Findet ein Objekt mit hohem Transversalimpuls innerhalb eines Abstands von $2R_{\max}$ keinen weiteren Konstituenten mit hohem p_T , dann sammelt dieses alle Objekte mit niedrigem

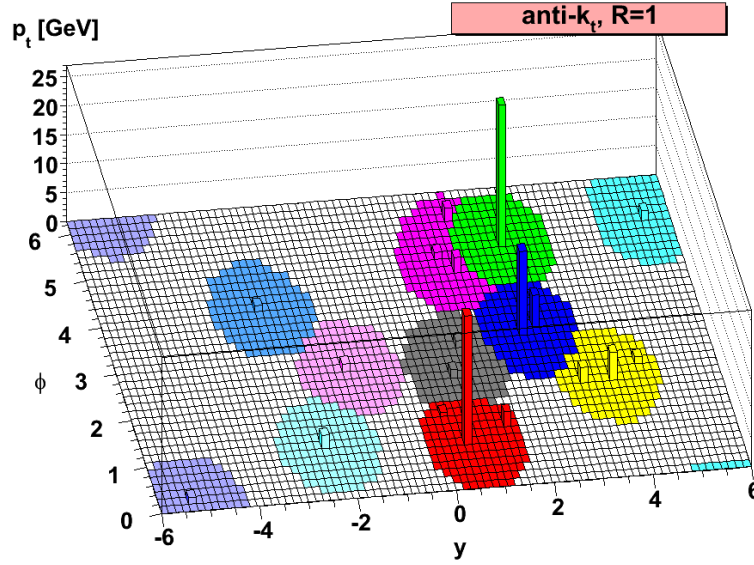


Abbildung 3.4: Form des AntiKt Jet-Algorithmus in der $\eta\phi$ -Ebene. [21]

p_T im Radius $R_{\max}$ auf und bildet einen kegelförmigen Jet aus.

Sollte es im Bereich $R_{\max} < \Delta R_{12} < 2R_{\max}$ einen weiteren Jet mit hohem p_T geben, dann bildet der energiereichere der beiden Jets wieder eine kegelförmige Struktur aus. Der Jet mit dem zweithöchsten p_T tendiert ebenfalls zur Kegelform, verliert allerdings viele Konstituenten, die mit dem anderen Jet geteilt werden.

Für den Fall, dass $\Delta R_{12} < R_{\max}$ gilt, kann keine definitive Aussage über die endgültige Form des Jets getroffen werden. Sollte ein Konstituent wesentlich mehr p_T haben, so wird sich ein kegelförmiger Jet um dessen Achse ausbilden. Andere Spezialfälle sind in [21] nachzulesen.

Eine Darstellung dieser Rekonstruktion ist auch in Abbildung 3.4 zu finden. Es ist zu erkennen, dass die Form der Jets sehr regelmäßig und weitgehend kegelförmig ist. Der AntiKt-Algorithmus erlaubt Objekten mit hohem p_T , die Form der Jets zu beeinflussen und verhindert, dass Objekte mit niedrigem p_T den Inhalt oder die Form verändern. Dies bedeutet, dass der Algorithmus infrarot und kollinear sicher ist.

3.3.3 Identifikation von b-Jets

Zur Identifikation von b-Jets werden die zu den Jets zugeordneten Spuren verwendet. Die detaillierte Betrachtung der verwendeten Definitionen und Algorithmen wird in [12] dargestellt. An dieser Stelle wird nur ein Überblick gegeben.

Die geladenen Spuren, welche im ID gemessen wurden, können in zwei Qualitätsstufen

eingeordnet werden. Die Standardqualität verlangt mindestens sieben Signale in den Silizium-Halbleiterspurdetektoren. Der transversale Stoßparameter d_0 und der longitudinale Stoßparameter z_0 bezüglich des primären Vertex PV muss folgende Kriterien erfüllen: $|d_0| < 2 \text{ mm}$ und $|z_0 - z_{PV}| \sin \theta < 10 \text{ mm}$, mit der z-Koordinate des primären Vertex z_{PV} . Der PV ist der Punkt, in dem die beobachtete Reaktion stattfand. Desweiteren werden nur Spuren mit $p_T > 1 \text{ GeV}$ betrachtet.

Für die b-Tagging-Qualität werden diese Kriterien noch erweitert. Es wird verlangt, dass mindestens zwei Signale im Pixeldetektor und einer davon in der innersten Lage gemessen wurden. Ebenso muss $|d_0| < 1 \text{ mm}$ und $|z_0 - z_{PV}| \sin \theta < 1.5 \text{ mm}$ gelten. Diese Definition wird von allen spurbasierten b-Tagging-Algorithmen benutzt.

Aus den derart definierten Spuren können sekundäre Vertizes und Stoßparameter (impact parameter IP) bestimmt werden. Der transversale IP d_0 ist definiert als der transversale Abstand des Punktes nächster Annäherung an den primären Vertex bezüglich der Strahlachse. Zusätzlich wird dem IP ein Vorzeichen zugeordnet. Mit Hilfe von der im Kalorimeter gemessenen Jet-Richtung $\vec{P}_j$, der Richtung $\vec{P}_t$ und dem Punkt nächster Annäherung zum PV $\vec{X}_t$ der Spur und der Position des PV $\vec{X}_{PV}$ gilt

$$\text{sign}(d_0) = (\vec{P}_j \times \vec{P}_t) \cdot (\vec{P}_t \times (\vec{X}_{PV} - \vec{X}_t)). \quad (3.7)$$

Dieses Vorzeichen ist positiv, wenn der Punkt nächster Annäherung zwischen PV und Jet liegt, und negativ, wenn sich der Punkt nächster Annäherung auf der entgegengesetzten Seite des PV befindet. Ebenso kann dem longitudinalen IP z_0 über $\text{sign}(z_0) = (\eta_j - \eta_t) \times z_{0t}$ ein Vorzeichen gegeben werden. Dabei bezieht sich η_t und z_{0t} auf den Punkt nächster Annäherung zum PV und η_j auf die Jet-Achse.

Algorithmen zur Identifizierung von b-Jets

Alle Spuren, die die b-Tagging-Qualität erreichen, werden für die Algorithmen zur Bestimmung des Stoßparameters des B-Hadrons betrachtet. Im Mittel haben Jets aus leichten Quarks 3.7 Spuren, b-Jets haben im Mittel 5.5 Spuren. Der IP ist für Spuren aus dem PV auf Grund der Messungenauigkeit zufällig um Null verteilt. Für Spuren aus b-Jets ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass ein positiver Wert berechnet wird (Abbildung 3.5(a)).

Durch die Kombination aller IP eines Jets kann eine Unterscheidung zwischen leichten und b-Jets vorgenommen werden. Noch bessere Unterscheidung kann durch die IP-Signifikanz erreicht werden, welche durch die Gewichtung der IP mit den Messungenauigkeiten erhalten wird (siehe Abbildung 3.5(b)). Für die Nutzung der IP-Signifikanz wurden fünf Algorithmen entwickelt. IP1D benutzt den longitudinalen IP, IP2D den transversalen IP und IP3D

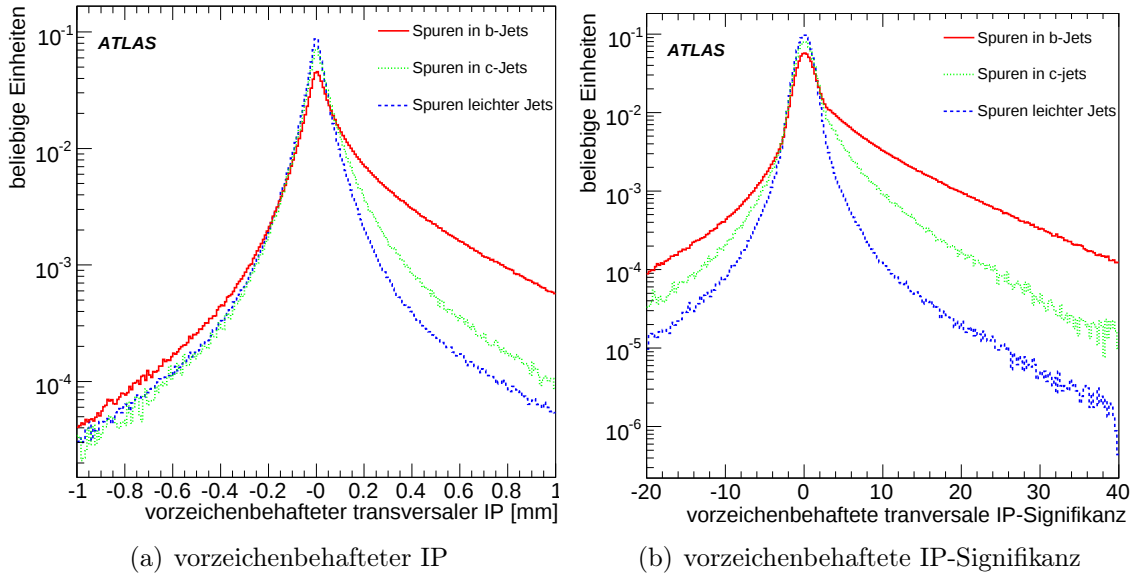


Abbildung 3.5: IP und IP-Signifikanz Verteilung für b -, c - und leichte Jets [12]

benutzt zweidimensionale Histogramme um Vorteile aus der Korrelationen zwischen longitudinalem und transversalem IP zu ziehen. Eine sehr robuste Implementation zeigt der als TrackCounting [37,47] bezeichnete Algorithmus, welcher die Anzahl von Spuren mit hohem IP zählt. Der letzte Vertreter der IP-basierten Algorithmen heißt JetProb [47] und berechnet anhand der negativen Werte des transversalen Stoßparameters die Wahrscheinlichkeit, dass diese aus dem PV kamen, und nutzt diese als b -Tag-Gewicht.

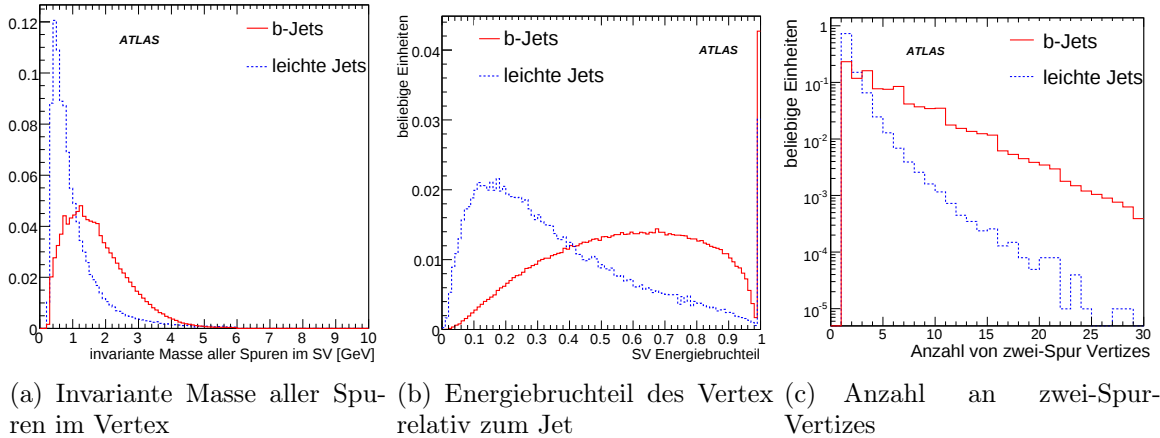


Abbildung 3.6: Verteilung der Variablen zur SV-Bestimmung [12]

Eine weitere Verbesserung der b -Tag-Effizienz ist über die Suche nach sekundären Vertices möglich. Hierbei werden jeweils zwei Spuren, die genügend Abstand zum PV haben und nicht aus Materialwechselwirkung oder V^0 -Zerfällen stammen, zu einem Vertex kombiniert, um anschließend in einen einzelnen Vertex vereinigt zu werden. Dafür werden verschiedene

Parameter betrachtet: die invariante Masse aller Spuren im Vertex, der Energiebruchteil des Vertex relativ zum Jet und die Anzahl an zwei-Spur-Vertizes (vgl. Abbildung 3.6). Darauf aufbauend existieren zwei verschiedene SV-Algorithmen. SV1 setzt die zweidimensionale Verteilung der ersten beiden Variablen und die 1D-Verteilung der Anzahl an zwei-Spur-Vertizes ein und SV2 benutzt die dreidimensionale Verteilung aller Eigenschaften.

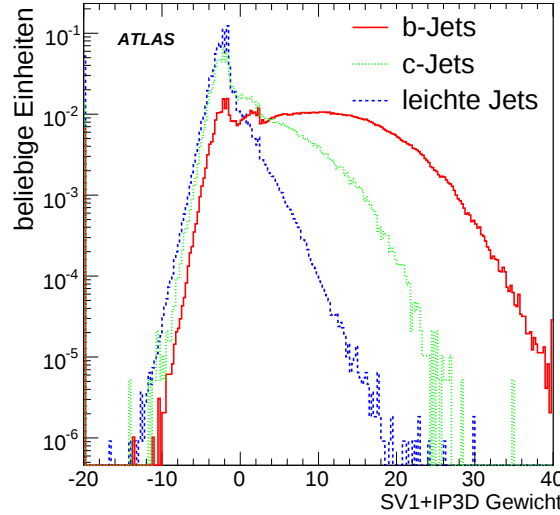


Abbildung 3.7: b-Tag-Gewicht aus der Anwendung von SV1 und IP3D [12]

Die Kombination der einzelnen Spurparameter wird sowohl im IP- als auch im SV-Algorithmen über eine Likelihood-Funktion realisiert. Diese vergleicht den gemessenen Wert des Algorithmus S_i mit einer vordefinierten geglätteten und normierten Verteilung für die Hypothesen b-Jet $b(S_i)$ und leichter Jet $u(S_i)$. Das Gewicht W_i einer einzelnen Spur wird dann durch das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von b-Jet- und leichter Jet-Hypothese berechnet $W_i = \frac{b(S_i)}{u(S_i)}$. Über Gleichung 3.8 wird aus den Gewichten der N_t einzelnen Spuren ein Gewicht für den Jet W_{jet} berechnet.

$$W_{jet} = \sum_{i=0}^{N_t} \ln W_i = \sum_{i=0}^{N_t} \ln \frac{b(S_i)}{u(S_i)} \quad (3.8)$$

Die Verteilung dieses b-Tag-Gewichts ist für den kombinierten SV1+IP3D-Algorithmus, dessen Gewicht sich als Summe der Gewichte aus SV1 und IP3D ergibt, in Abbildung 3.7 gezeigt. Um b-Jets auszuwählen muss in dieser Verteilung ein Schwellenwert gewählt werden, ab dem ein Jet als identifizierter b-Jet zählt. Dieser Schwellenwert hängt gemäß Abbildung 3.8 mit der Effizienz und Verwerfungsrate zusammen. Typischerweise wird der Schwellenwert auf 3.75 fixiert, wodurch eine b-Tag-Effizienz von 60% und eine Verwerfungsrate von 40 erreicht wird.

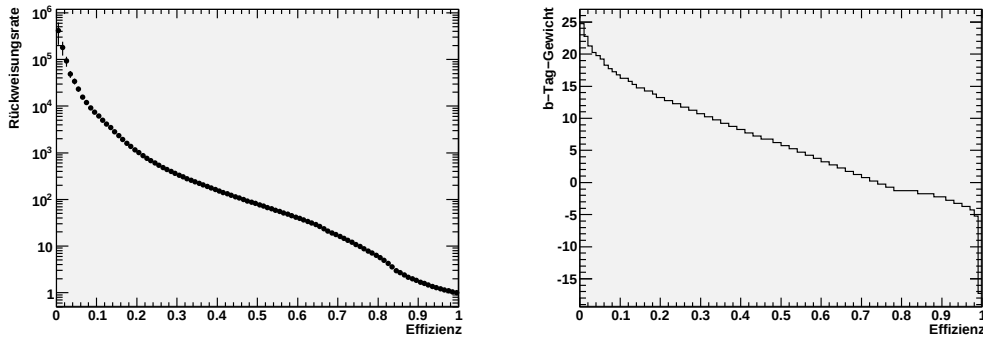


Abbildung 3.8: Verteilung der b-Tag-Effizienz in Abhängigkeit von Verwerfungsrate (links) und b-Tag-Gewicht (rechts)

3.3.4 Jet-Algorithmen für die Rekonstruktion von Top-Paaren

Eine erste Wahl unter den Jet-Algorithmen kann anhand der Effizienz nach der Standardselektion für semileptonische Top-Paar-Ereignisse getroffen werden [8]. Diese erfolgt über folgende Bedingungen:

- genau ein isoliertes Elektron (oder Myon) mit $|\eta| < 2.5$ und $p_T^e > 25$ GeV ($p_T^\mu > 20$ GeV),
- mindestens 4 Jets mit $|\eta| < 2.5$ und $p_T^{\text{Jet}} > 20$ GeV,
- mindestens 2 identifizierte b-Jets,
- fehlende transversale Energie $\cancel{E}_T > 20$ GeV,
- mindestens eine Neutrinolösung

Zusätzlich dazu wird ein Massenfenster von (80.4 ± 20) GeV auf die rekonstruierte hadronische W -Bosonmasse gelegt. Die Rekonstruktionseffizienz ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass der AntiKt-Algorithmus mit Radius $R = 0.4$ die beste Selektionseffizienz bietet. Da dieser Algorithmus auch theoretisch bevorzugt [21] ist und gute Eigenschaften bezüglich Pile-Up [7] hat, wird im Kapitel 5 der bisherige Standard ATLAS Cone mit dem eventuell zukünftigen Standard AntiKt verglichen.

3.4 Rekonstruktion von physikalischen Objekten

Die Verarbeitung der ATLAS-Daten geschieht innerhalb der Kollaboration über die ATHENA-Software. Dies ist ein aus C++ und Python Fragmenten bestehendes Analysepaket.

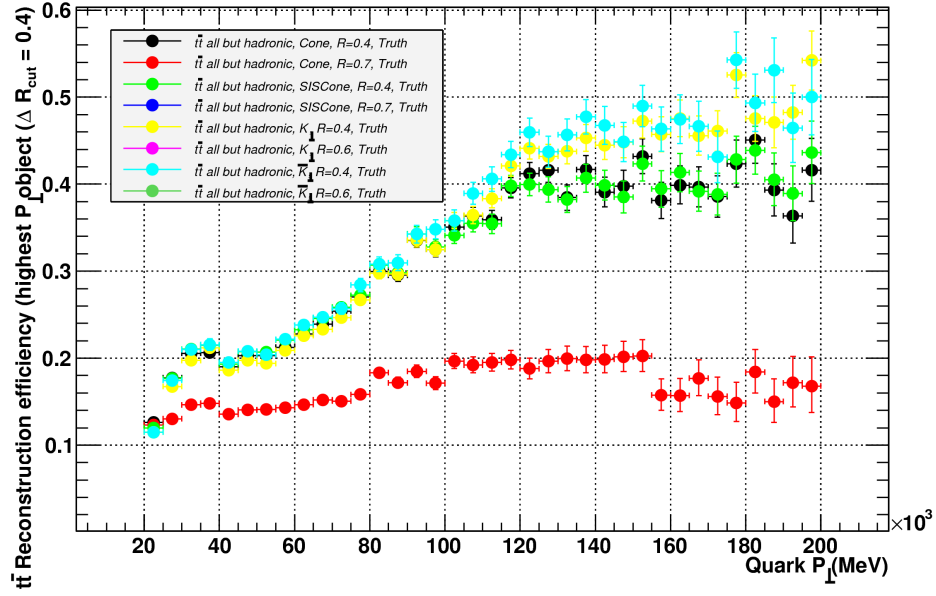


Abbildung 3.9: Rekonstruktionseffizienz von $t\bar{t}$ -Ereignissen für verschiedene Jet-Algorithmen als Funktion vom p_T des Quarks in MeV [8]

Die vom Detektor gemessenen Signale werden mit der Rekonstruktionssoftware bearbeitet und in Standard-Dateiformate umgewandelt. Dabei gibt es verschiedene Stufen der Datenaufbereitung. Die Detektorsignale werden in einem Bytestream genannten Format extrahiert. Diese Informationen werden in ein C++-Objekt übertragen, welches Raw Data Object RDO genannt wird. Nach der Rekonstruktion werden die Daten im Event Summary Data (ESD) Format gespeichert und Analysen zur Verfügung gestellt. Auf Basis der ESDs werden die Teilchenidentifikation, die Spurrekonstruktion, die Jet-Kalibration und weitere detektornahe Justierungen vorgenommen. Das mit diesen Informationen erstellte Datenformat zur Untersuchung von physikalischen Prozessen nennt sich Analysis Object Data (AOD). Ein weiterer Schritt zur schnellen Auswahl von benötigten Ereignissen ist die TAG-Datenbank, in der nur noch die charakteristischen Details der physikalischen Objekte enthalten sind.

Für die vorliegende Analyse wurde ein AOD verwendet, das nicht vollhadronische $t\bar{t}$ -Zerfälle enthält. Der mit mc08.105200.T1_McAtNlo_Jimmy.recon.AOD.e357_s462_r635 bezeichnete Datensatz entstand im Kontext der mc08-Produktion bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV (105200). Generiert wurde dieser Datensatz mit MC@NLO [33, 34], HERWIG [16, 26] und JIMMY [19]. Weiterhin handelt es sich um ein rekonstruiertes AOD mit der Version 357 der Ereignisgeneration, Version 462 im Simulationsschritt und Version 635 im Rekonstruktionsmodell. Ein Überblick über die verschiedenen Schritte der

Monte-Carlo Produktion ist in Unterabschnitt 5.1.1 gegeben. Ein ausführliche Beschreibung beinhalten [12] und [59].

Im AOD werden die rekonstruierten Objekte in Containern gespeichert. Für Elektronen steht dabei der Schlüssel `ElectronAODCollection` [43] und Myonen werden unter Anderem in der `StacoMuonCollection` [43] gespeichert. Details über die Rekonstruktion von Elektronen und Myonen sind in [4] zu finden. Die Speicherung von Jets erfolgt über einen generischen Namen. Dafür beginnt der Schlüssel mit dem Namen des Jet-Algorithmus, gefolgt vom zehnfachen Jet-Radius und der Kalibrationsmethode sowie den verwendeten Kalorimeterstrukturen. Für ATLASCone-Jets mit Radius 0.4, globaler H1-Kalibration [12] und aufbauend auf Kalorimetertürmen lautet der Eintrag `Cone4H1TowerJets`.

Bei der Rekonstruktion von Elektronen, Myonen und Jets kann der Fall auftreten, dass das selbe physikalische Objekt mehrfach rekonstruiert wird. Bevor die rekonstruierten Objekte mit den physikalischen Teilchen identifiziert werden können, muss dieser „Überlapp“ entfernt werden. Dabei erhalten rekonstruierte Myonen die höchste Priorität, weil diese eine geringe Fehlidentifikationsrate haben und Elektronen oder Quarks die charakteristischen Myonsignale nur sehr selten imitieren. Elektronen hingegen erzeugen häufig einen Energieeintrag im ECAL, die als Jet rekonstruiert wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quark jedoch als Elektron erkannt wird, ist geringer. Deshalb erhalten Elektronen den Vorzug, wenn sich ein rekonstruiertes Elektron und ein rekonstruierter Jet überlappen.

4 Top-Physik

Beim ATLAS-Experiment werden verschiedene Aspekte der Top-Quark Produktion am LHC untersucht. Im Standardmodell kann über eine genaue Messung der Top-Masse und Ausnutzung der Strahlungskorrekturen höherer Ordnung das Massenfenster des Higgs-Bosons stark eingeschränkt werden. Mittels der Messung von Produktionswirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis können Hinweise auf Physik jenseits des SM gefunden werden. Ebenso gibt die Messung von Zerfällen und Kopplungen Auskunft über mögliche Physik außerhalb des Standardmodells.

Weiterhin dienen Messungen aus Top-Ereignissen zur Kalibrierung von ATLAS. Dazu gehören unter Anderem die Bestimmung der b-Tag Eigenschaften und die Vermessung der Jet-Energieskala (jet energy scale, JES) [12].

4.1 Produktion von Top-Paaren am LHC

Die Beobachtung und der Nachweis des Top-Quarks benötigt auf Grund der hohen Masse dieses Teilchens eine hohe Schwerpunktsenergie des Beschleunigers, was im Falle des LHC mit $\sqrt{s} = 14$ TeV gegeben ist.

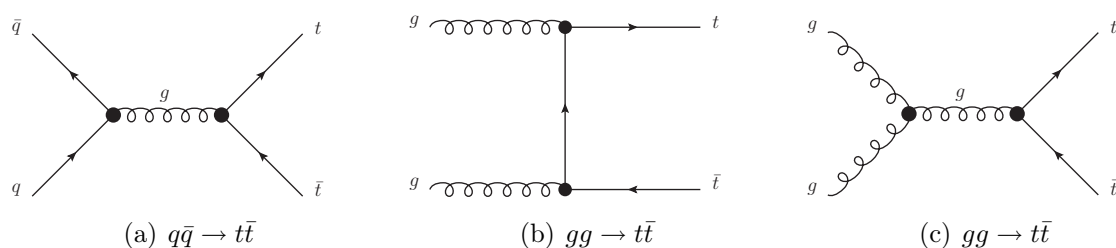


Abbildung 4.1: Feynman-Graphen für die $t\bar{t}$ -Produktion

Die Feynman-Diagramme der nullten Schleifenordnung, die zur Top-Paar-Produktion beitragen, lassen sich in zwei Klassen einteilen. Einerseits gibt es die $q\bar{q}$ -Fusion (siehe Abbildung 4.1(a)) und andererseits die Gluonfusion (siehe Abbildung 4.1(b) und 4.1(c)). Bei den Schwerpunktsenergien, bei denen der LHC operiert, trägt die Gluon-Fusion mit 90% den Hauptanteil der Top-Paar-Produktion.

Das theoretische Gerüst zur Berechnung von hadronischen Wirkungsquerschnitten ist das Partonmodell, welches ein hochenergetischen Hadron A mit 4-Impuls P_A als eine Ansammlung von quasi-freien Partonen auffasst. Jedes dieser Partonen trägt einen relativen Impulsbruchteil x_i und damit einen Impuls von $P_i = x_i P_A$. Aufbauend auf dem Faktorisierungstheorem können Wirkungsquerschnitte über die Faltung von Parton-Dichte-Funktionen (PDF, siehe Abbildung 2.4) $f_{i/A}(x_i, \mu^2)$ und $f_{j/B}(x_j, \mu^2)$ für die kollidierenden Hadronen A und B und die faktorisierten harten Parton-Parton-Wirkungsquerschnitte $\hat{\sigma}_{ij}$ berechnet werden:

$$\sigma(AB \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_{i/A}(x_i, \mu^2) f_{j/B}(x_j, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij}(ij \rightarrow t\bar{t}; \hat{s}; \mu^2) \quad (4.1)$$

Die Hadronen A und B sind im Falle des LHC-Beschleunigers beides Protonen. Die Variable $\hat{s}$ bezeichnet das Quadrat der Schwerpunktsenergie der kollidierenden Teilchen $\hat{s} = (P_i + P_j)^2 = (x_i P_A + x_j P_B)^2$. Unter Vernachlässigung von Termen proportional zur Partonmasse ergibt sich $\hat{s} = x_i x_j s$ mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s der Hadronen. Die Summe in Gleichung 4.1 läuft über alle Paare von Partonen, die zu diesem Prozess beitragen. Die PDF $f_{i/A}(x_i, \mu^2)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeitsdichte ein Parton i im Hadron A mit dem Impulsbruchteil x_i zu finden. Sowohl $f_{i/A}$ als auch $\hat{\sigma}_{ij}$ haben eine leichte Abhängigkeit von der Renormierungs- und Faktorisierungsskala μ^2 . Für die Berechnung von $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitten wird typischerweise $\mu = m_t$, mit m_t als Masse des Top-Quarks, gewählt.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts $\hat{\sigma}$ des harten Prozess $ij \rightarrow t\bar{t}$ geschieht in perturbativer QCD. In führender Ordnung ohne Schleifenbeiträge (leading order, LO) tragen die in Abbildung 4.1 gezeigten Prozesse bei. Der LO differentielle Wirkungsquerschnitt für $t\bar{t}$ -Produktion über $q\bar{q}$ -Annihilation ist gegeben durch [42]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) = \frac{4\pi\alpha_s^2}{9\hat{s}^4} [(m_t^2 - \hat{t})^2 + (m_t^2 - \hat{u})^2 + 2m_t^2 \hat{s}] \quad (4.2)$$

mit $\hat{s}$, $\hat{t}$ und $\hat{u}$ als die Lorentz-invarianten Mandelstam-Variablen des Partonprozesses. Es gilt $\hat{s} = (P_q + P_{\bar{q}})^2$, $\hat{t} = (P_q - P_t)^2$ und $\hat{u} = (P_q - P_{\bar{t}})^2$ mit den 4-Vektoren P_q des Quarks q , P_t des Top-Quarks und $P_{\bar{t}}$ des Anti-Top-Quarks.

Die vollständige QCD Einschleifen-Korrektur (next-to-leading order, NLO) in der Ordnung α_s^3 beinhaltet virtuelle Korrekturen, Gluon-Bremsstrahlungsprozesse ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + g$ und $gg \rightarrow t\bar{t} + g$) sowie flavor anregende Prozesse wie beispielsweise $g + q(\bar{q}) \rightarrow t\bar{t} + q(\bar{q})$.

Bei Energien knapp oberhalb der kinematischen Schwelle $\hat{s} = 4m_t^2$ dominiert die $q\bar{q}$ -Annihilation. Bei höheren Energien gewinnt die Gluonfusion einen immer größeren Anteil

Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ [GeV]	Wirkungsquerschnitt für $pp \rightarrow t\bar{t} + X$ [pb]
10	374^{+18}_{-33}
14	827^{+27}_{-63}

Tabelle 4.1: Wirkungsquerschnitt der $t\bar{t}$ -Produktion für ein Masse des Top-Quarks $m_t = 172.5$ GeV [42]

und ist, wie bereits erwähnt, bei den LHC-typischen Energien für 90% der $t\bar{t}$ -Produktion verantwortlich.

4.2 Zerfälle von Top-Paaren

	W →	jj	eν	μν	τν
W ↓		6			1
jj					
eν					
μν					
τν					

Abbildung 4.2: Zerfallsmodi für den Zerfall von $t\bar{t}$ [57]

Im SM zerfällt das Top-Quark überwiegend in ein b -Quark und ein W -Boson, während die Zerfälle $t \rightarrow W^+ + d$ und $t \rightarrow W^+ + s$ stark CKM-unterdrückt sind und deshalb nicht weiter betrachtet werden. Die Zerfallsrate des Top-Quarks inklusive NLO-QCD Korrekturen ist gegeben durch

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} f\left(\frac{m_W^2}{m_t^2}\right)\right] \quad (4.3)$$

mit $f(y) = 2\pi^2/3 - 2.5 - 3y + 4.5y^2 - 3y^2 \ln y$ [44, 45]. Die QCD-Korrekturen der Ordnung

α_s verringern die LO Zerfallsrate um 10%. Damit berechnet sich $\Gamma_t = 1.34 \text{ GeV}$ bei $m_t = 172.6 \text{ GeV}$.

Das große Γ_t bedeutet eine kurze Lebensdauer von $\tau_t = 1/\Gamma_t \approx 5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$, welche kleiner ist als die Zeitskala der Hadronisierung $\tau_{\text{had}} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$. Damit zerfällt das Top-Quark, bevor es an leichte Quarks koppelt, um Hadronen zu bilden. Die Lebensdauer gebundener $t\bar{t}$ -Systeme, Toponium, ist zu klein, um eine angemessene Definition eines gebundenen Zustands mit einer scharfen Bindungsenergie zu erlauben.

Wie auch in [12] beschrieben, ist der vollständige Zerfallsweg für ein Top-Quark (vgl. Abbildung 4.3)

$$t \rightarrow Wb \rightarrow qq'b \quad \text{oder} \quad t \rightarrow Wb \rightarrow \ell\nu b \quad (4.4)$$

Dabei bezeichnet der erste Zerfall den hadronischen Kanal von t -Quark über W -Boson und b -Quark zu zwei leichten Quarks q, q' und einem b -Quark. Der Zerfall in den Endzustand aus einem Lepton ℓ , einem Neutrino ν und einem b -Quark wird leptonischer Top-Zerfall genannt. Der Zerfall von $t \rightarrow Wb$ hat ein Verzweungsverhältnis von 99%. Das Verzweungsverhältnis für den hadronischen Zerfall $t \rightarrow Wb \rightarrow qq'b$ ist $(67.6 \pm 0.3)\%$ und der leptonisches Kanal trägt zu $(32.4 \pm 0.5)\%$ zur Gesamtzahl der Top-Zerfälle bei [11].

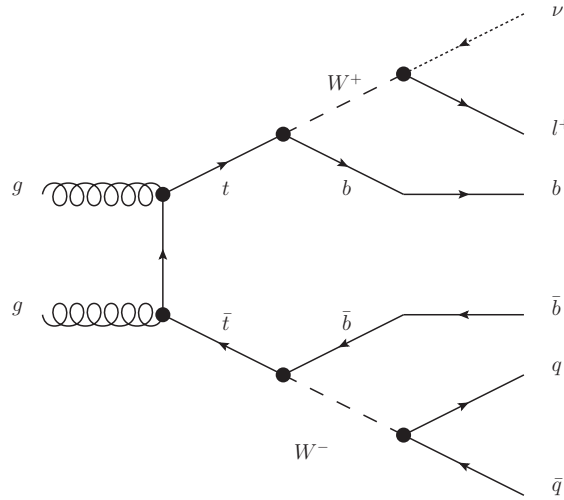


Abbildung 4.3: Feynman-Diagramm eines semileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfalls

Die Zerfallsmodi der Top-Paare können gemäß den Zerfällen der W benannt werden, weil die Zerfälle beider Tops von jeweils einem W -Boson begleitet werden. Die Verzweungsverhältnisse sind in Tabelle 4.2 aufgezeigt. Demnach zerfällt ein $t\bar{t}$ zu 46.2% vollhadronisch (A), zu 43.5% semileptonisch (B) und in 10.3% der Fälle dileptonisch (C). Der semileptonische Zerfall kann nach dem entstandenen Lepton klassifiziert werden. Da die Signatur von Elektron und Myon im Gegensatz zur Signatur eines τ -Zerfalls sehr klar ist, werden nur solche

A	$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\ q''\bar{q}'''\bar{b}$	(46.2%)
B	$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\ \ell\bar{\nu}_\ell\bar{b} + \bar{\ell}\nu_\ell b\ q\bar{q}'\bar{b}$	(43.5%)
C	$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{\ell}\nu_\ell b\ \ell\bar{\nu}_\ell\bar{b}$	(10.3%)

Tabelle 4.2: Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall eines Top-Paares [42]

$t\bar{t}$ -Zerfälle untersucht, welche den Endzustand $t\bar{t} \rightarrow (\ell\nu b)(q\bar{q}b)$ ($\ell = e, \mu$) produzieren.

Die Vorteile dieses Kanals sind die klare Triggersignatur eines Elektrons oder Myons mit hohem Transversalimpuls, die hohe Jet-Multiplizität und ein hohes $\cancel{E}_T$. Die transversale Komponente des nicht nachweisbaren Neutrinos kann mit dem Vektor des fehlenden Impulses angenähert und über eine Massenhypothese für das leptonisch zerfallende W, im Folgenden leptonisches W, die fehlende z-Komponente des Neutrinos berechnet werden (siehe Unterabschnitt 5.1.2). Alle weiteren Zerfallsprodukte werden als Jets rekonstruiert. Der Nachteil dieses Kanals ist die hohe Zahl der kombinatorisch möglichen Zuordnungen der rekonstruierten Jets zu den Quarks. Dies wird in Kapitel 5 näher untersucht.

5 Analyse

5.1 Vorbetrachtungen

Durch den Unfall am LHC im September 2008 [23] wurde die Datennahme um ein Jahr verzögert. Der erneuerte Zeitplan sieht vor, erste Daten im Herbst 2009 zu nehmen. Dabei soll die Strahlenergie zunächst auf 5 TeV begrenzt und eine Luminosität von $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Auf Grund dieser Verzögerung wurde für die vorliegende Analyse ein Monte-Carlo-Datensatz (MC-Datensatz) verwendet. In diesem wurden nicht vollhadronisch zerfallende Top-Paare bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV simuliert (ATLAS-Datensatznummer 105200). Insgesamt 53% des 105200-Datensatzes sind semileptonische $t\bar{t}$ -Zerfälle mit einem direkten Myon oder Elektron im Endzustand.

Wenn im Folgenden von Daten gesprochen wird, dann wird dieser MC-Datensatz betrachtet. Dieser beinhaltet 377872 Ereignisse, welche wiederum einer integrierten Luminosität von 1.75 fb^{-1} entsprechen. In den Ergebnissen werden die erwarteten Ereigniszahlen auf 100 pb^{-1} skaliert, um besser mit ersten gemessenen Daten vergleichbar zu sein. Die Erzeugung solch eines simulierten Datensatzes ist Gegenstand des folgenden Unterabschnitts.

5.1.1 Die Simulation von Ereignissen

Um das SM und weiterführende Theorien zu testen, werden die Modelle im Vorfeld der Experimente numerisch simuliert. Die Simulationen von semileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfällen mit dem MC@NLO-Generator [33, 34] durchlaufen bei ATLAS mehrere Schritte. Zuerst wird die pp -Wechselwirkung modelliert, um danach das Verhalten der erzeugten Teilchen zu simulieren. Die Proton-Proton-Reaktion wird dabei mit den PDF des CTEQ6M [50, 53]-

Generator	Version
MC@NLO	3.1
HERWIG	6.510
JIMMY	4.1

Tabelle 5.1: Zur $t\bar{t}$ -Produktion verwendete Versionen der Simulationssoftware [59]

Pakets berechnet. Dieser Schritt wird harter Prozess genannt, durch das MC@NLO-Paket durchgeführt und erzeugt einen Zustand mit zwei Top-Quarks. Der MC@NLO-Generator ist einer der wenigen Ereignisgeneratoren mit vollständiger QCD Einschleifen-Korrektur, so dass bereits im harten Prozess zusätzliche Partikel entstehen können. Der anschließende Zerfall von $t\bar{t}$ über $Wb Wb$ zu $qqb \ell\nu b$ wird durch HERWIG [26] berechnet. Im nächsten Schritt wird über ein Partonschauermodell die Hadronisierung der Quarks beschrieben. Als letzten Prozess in der Erzeugung von Ereignissen wird durch JIMMY [19] das underlying event simuliert [59].

Im Anschluss an diese Zerfallskaskade wird die Detektorantwort simuliert. Dafür wird die GEANT4-Plattform [9, 10] genutzt. Diese modelliert die Reaktion der Teilchen beim Durchgang durch das Detektormaterial. Darin enthalten ist das gesamte Detektormodell, welches aus einzelnen Teildetektoren besteht.

Damit ist die Generierung und Simulation von Ereignissen abgeschlossen. Im nächsten Schritt wird die in Abschnitt 3.4 beschriebene Rekonstruktion durchgeführt. Zusätzlich wird die Liste der generierten Teilchen im Container SpclMC gespeichert.

5.1.2 Die Berechnung der Neutrino kinematik

Die vollständige Rekonstruktion des semileptonischen Zerfalls ist nicht allein mit Messwerten möglich, weil das Neutrino keine Signale im Detektor hinterlässt. Trotzdem kann über die Kenntnis des Zerfalls die vollständige Kinematik berechnet werden. Unter der Voraussetzung, dass das Neutrino die einzige Quelle fehlender Energie ist, können die transversalen Komponenten des Neutrinoimpulses p_x^ν und p_y^ν mit dem gemessenen $\cancel{E}_T$ gleichgesetzt werden.

$$p_x^\nu = \cancel{E}_{T,x} \quad (5.1)$$

$$p_y^\nu = \cancel{E}_{T,y} \quad (5.2)$$

Die fehlende z-Komponente wird über die Lösung von Gleichung 5.3 bestimmt.

$$m_W^2 = (E^\ell + E^\nu)^2 - (\vec{p}^\ell + \vec{p}^\nu)^2 \quad (5.3)$$

$$\stackrel{m_\nu=0}{=} (E^\ell + |\vec{p}^\nu|)^2 - (p_x^\ell + \cancel{E}_{T,x})^2 - (p_y^\ell + \cancel{E}_{T,y})^2 - (p_z^\ell + p_z^\nu)^2 \quad (5.4)$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet

$$\begin{aligned}\kappa &= m_W^2 - E^{\ell^2} + p_x^{\ell^2} + p_y^{\ell^2} + p_z^{\ell^2} + 2p_x^{\ell} \cancel{E}_{Tx} + 2p_y^{\ell} \cancel{E}_{Ty} \\ p_{z\,1,2}^{\nu} &= \frac{\kappa p_z^{\ell} \pm E^{\ell} \sqrt{\kappa^2 + (2p_z^{\ell} \cancel{E}_T)^2 - (2E^{\ell} \cancel{E}_T)^2}}{2(E^{\ell^2} - p_z^{\ell^2})}\end{aligned}\quad (5.5)$$

In Abhängigkeit vom Ausdruck unter der Wurzel ergeben sich bis zu zwei Lösungen. In 71% der Fälle werden zwei Lösungen dieser Gleichung gefunden. Auf Grund von Auflösungs- und Abstrahlungseffekten wird für 29% der Fälle keine Neutrinolösung gefunden und $p_z^{\nu} = \frac{\kappa p_z^{\ell}}{2(E^{\ell^2} - p_z^{\ell^2})}$ gesetzt.

5.1.3 Assoziierung generierter mit rekonstruierten Teilchen

Mit Hilfe der Zuordnung von rekonstruierten Jets und Leptonen zu generierten Teilchen kann am Ende der Analyseketten untersucht werden, welche Reinheit und Effizienz ein benutzter Selektionsalgorithmus hat.

Dabei kann überlegt werden, in zweierlei Richtungen vorzugehen. Es ist möglich, generierte Teilchen mit rekonstruierten Objekten zu assoziieren oder umgekehrt. Außerdem kann dies auf verschiedenen Kombinationsebenen verglichen werden. Entweder werden nur die Zerfallsprodukte des betrachteten Signals, Jets und Leptonen im Fall des semileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfalls, zugeordnet oder bereits zusammengesetzte Objekte wie Top-Quarks und W -Bosonen.

Eine Möglichkeit die Beziehung zwischen Generatorteilchen und Detektorobjekten herzustellen, ist die Zerfallsrichtung zu vergleichen. Dies bedeutet, dass die Teilchen einander zugeordnet werden, wenn diese nicht weiter als ein noch zu bestimmendes Winkelmaß ΔR separiert sind.

Als weitere Zuordnungsmöglichkeit wurde von der Kollaboration eine spurbasierte Assoziierung entwickelt. Details hierzu können aus [28] entnommen werden.

In dieser Arbeit wird die Zuordnung von Generatorteilchen zu rekonstruierten Zerfallsprodukten verwendet.

Algorithmus zur Zuordnung von generierten zu rekonstruierten Objekten

Wie in Unterabschnitt 5.1.4 beschrieben, wird diese Prozedur nach der Identifikation der Top-Zerfallsprodukte durchgeführt. Dabei wird das zutreffendste Teilchen aus dem SpclMC-Container gesucht, das heißt der Algorithmus sucht nach einem Teilchen gleichen Typs.

In der Standardeinstellung zur n-Tupel-Produktion wird die Zuordnung für Elektronen mittels spurbasierter Assoziierung (matching probability, matchProb) bestimmt. Für Jets

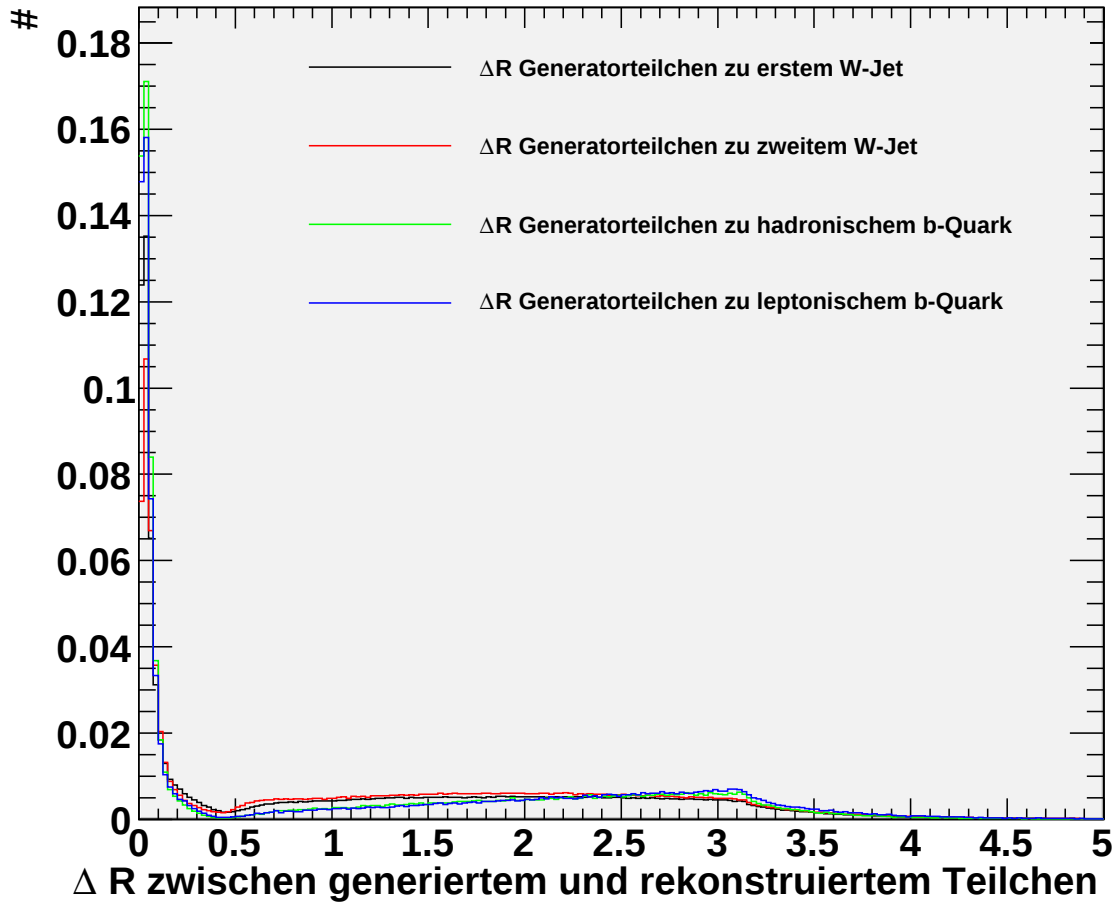
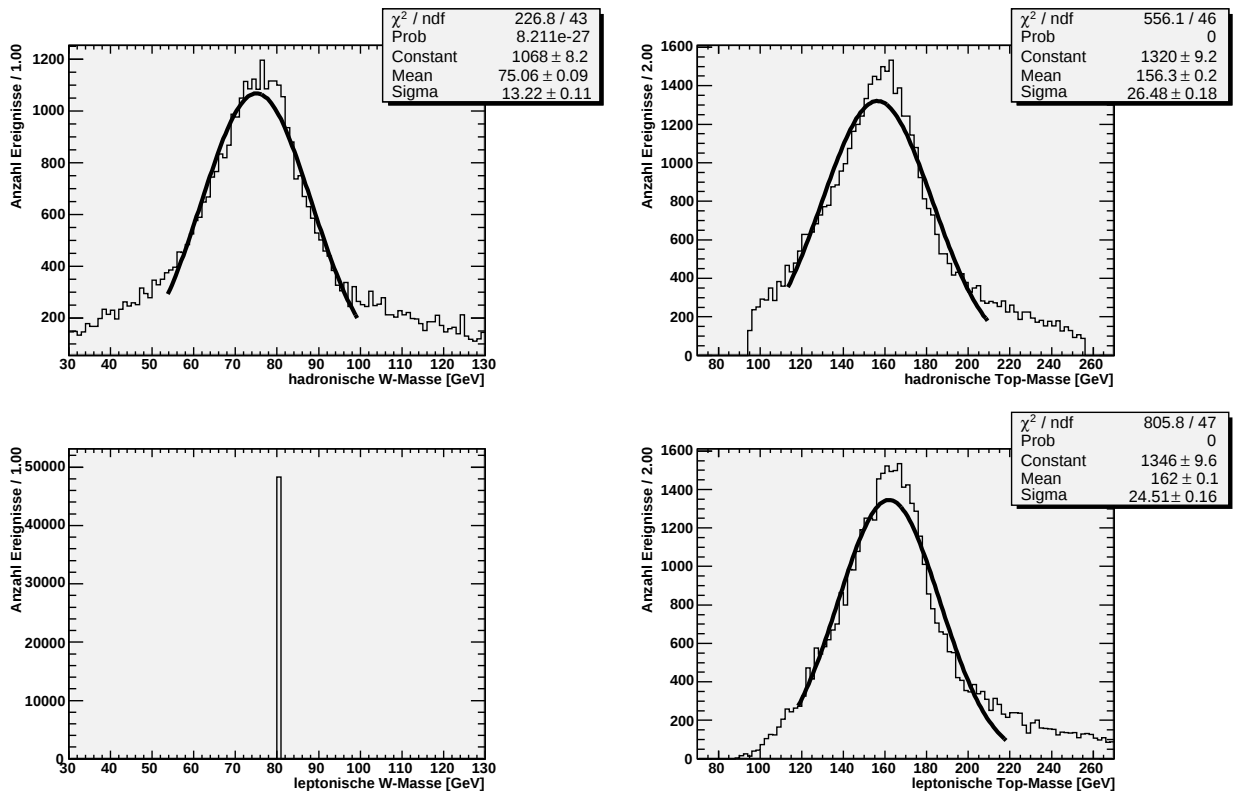


Abbildung 5.1: Abstand ΔR zwischen Partonen auf Generatorebene und rekonstruierten Jets

und Myonen wird ein ΔR -Kriterium verwendet. Für die Zuordnung eines Jets wird die Assoziierung zwischen generiertem Parton und rekonstruiertem Jet benutzt. Die Ergebnisse des ΔR -Matching zwischen Jets sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Dabei entstehen die vier verschiedenen Kurven, wenn diese Zuordnung getrennt nach der Herkunft des Jets aufgetragen wird. Grüne und blaue Einträge entstehen durch b-Jets, schwarze und rote beziehen sich auf Jets aus dem hadronischen W . Eine markante Eigenschaft aller Kurven ist das lokale Minimum im Bereich zwischen 0.2 und 0.4. Um eine hohe Effizienz der Generatorzuordnung zu ermöglichen, wurde bei $\Delta R = 0.4$ zwischen wahren und falschen Jets unterschieden.

Mit dieser Definition von wahr und falsch ergeben sich die Massenverteilungen in Abbildung 5.2. Dabei wurden wahre Top-Paare gesucht und die Massen der Top-Quarks und W -Bosonen in die vier Histogramme eingetragen. Anhand der Histogramme ist zu erkennen, dass die Massen der W -Bosonen gut rekonstruiert und die Top-Massen zu gering geschätzt werden. Das Histogramm unten links zeigt den Einfluss der Suche nach Neutri-


 Abbildung 5.2: Massenverteilung der wahren W -Bosonen und Top-Quarks

nolösungen. Dabei wird die Masse des leptonischen W vorausgesetzt, wodurch sich dieser scharfe Eintrag bei der nominellen Masse ergibt. Die Breite der symmetrisch um den Mittelwert gelegten gaußförmigen Anpassungen wird weiterhin in der χ^2 -Methode benutzt.

5.1.4 Erzeugung eines n-Tupels

Die Erzeugung des n-Tupels greift auf die ATHENA-Software, Version 14.2.20, zurück. Die in C++ geschriebene Analyse gliedert sich in zwei Teile. Im Vorfeld der Analyse wird aus dem vorhandenen AOD ein n-Tupel erzeugt. Anschließend wird die Analyse durchgeführt. Da es die Analysemöglichkeiten stark beeinflusst, welche Vorauswahlen und Kombinationen bereits im n-Tupel behandelt werden.

Die n-Tuple-Produktion erfolgt folgendermaßen:

- Zuerst werden sehr lockere Anforderungen an die Teilchen gestellt.

Muon StacoMuonCollection, $p_T > 15$ GeV, $|\eta| < 2.5$, das χ^2 aus der Kombination von ID- und Myonspektrometerspuren [4] darf einen Grenzwert von MuonChi2Cut < 20 nicht überschreiten und das Myon muss isoliert sein. Das Isolationskriterium besagt dabei, dass in einem Kegel mit Radius $\Delta R < 0.2$

um die Myonrichtung nicht mehr als 20% der Gesamtenergie im Kalorimeter deponiert sein darf. (MuonIsolCut= 0.2)

Electron ElectronAODCollection, $p_T > 15 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.5$

Jets Cone4H1TowerJets, $p_T > 15 \text{ GeV}$, $|\eta| < 5$

Entfernung von überlappenden Objekten Alle rekonstruierten selektierten Teilchen werden auf Überlappung überprüft (siehe Abschnitt 3.4). Zuerst werden Jets entfernt, für die der Abstand $\Delta R < 0.4$ zu Myonen und Elektronen gilt, um anschließend Elektronen zu entfernen, deren Abstand ΔR zu Myonen kleiner als 0.4 ist.

- Alle Zerfallsprodukte werden herausgeschrieben, das heißt, Jets, Elektronen, Myonen und $\cancel{E}_T$ werden aus dem AOD extrahiert. An dieser Stelle wird die Assoziierung zwischen generierten und rekonstruierten Teilchen durchgeführt.
- Mit Hilfe der Leptonen wird ein leptonischer W -Kandidat erzeugt, das bedeutet es wird nach Neutrinolösungen gesucht.

Die nächsten Schritte beschreiben die Kombinatorik.

- In der ersten Schleife wird aus einem Jet (j1) und einem leptonischen W -Kandidaten ein leptonischer Top-Kandidat (Toplep, Tl) zusammengesetzt.
- Die nächste Schleife bildet einen hadronischen W -Kandidaten aus zwei Jets (j2, j3), wobei das benutzte Massenfenster ($|m_{jj} - 80.4 \text{ GeV}| < 60 \text{ GeV}$) ist.

Innerhalb dieser Schleife wird ein dritter Jet ausgewählt (j4) und bildet als b-Jet-Kandidat mit dem W -Kandidaten den hadronischen Top-Kandidaten (Tophad, Th). Auch hier wird auf ein Massenfenster geschnitten ($|m_{Wj} - 172.5 \text{ GeV}| < 80 \text{ GeV}$).

- Danach werden $t\bar{t}$ -Kandidaten konstruiert. Dafür werden alle Kombination von Toplep und Tophad auf disjunkte Jet-Inhalte untersucht, bevor ein $t\bar{t}$ -Kandidat registriert wird.

Die Konstruktion des n-Tupels ist damit abgeschlossen. Herauszustellen sind die Verwendung von groben Schnitten zur Vorselektion, die Entfernung von überlappenden Jets und Leptonen sowie großzügige Massenfenster für W - und Top-Quark-Kandidaten. Auf n-Tupel-Ebene wird noch keine Identifikation von b-Jets verwendet. Das heißt, es können sowohl Jets mit b-Tag im hadronischen W auftreten als auch Kombinationen aus drei leichten Jets einen Top-Kandidaten bilden. Die endgültige Auswahl der Ereignisse erfolgt auf Ebene einer Analyse mit ROOT [18].

5.1.5 Effizienz, Reinheit und Fehlidentifikation

Die Definition von Effizienz ε , Reinheit p und Fehlidentifikation m ist ein wichtiger Teil der Analyse, um das Verhalten der Methoden vergleichen zu können. Daher erfordert die Definition von ε , p und m eine eindeutige Bestimmung der benutzten Größen. Dazu gehören verschiedene Anzahlen, bei denen zwischen Zahl der Kandidaten, Zahl der Kandidaten pro Ereignis und Zahl der Ereignisse zu unterscheiden ist. Für die betrachteten Größen sind kandidatenbasiertes und ereignisbasiertes Zählen wichtig. Darüber hinaus ist zu definieren, auf welcher Kombinatorik-Ebene die Kandidaten bestimmt werden. Weil das Ziel darin besteht, Top-Paare zu untersuchen, wird auch die Zählung auf Ebene der $t\bar{t}$ -Kandidaten vorgenommen.

$$\varepsilon = \frac{\# \text{ wahre Ereignisse nach Methode}}{\# \text{ wahre Ereignisse vor Methode}} = \# \text{ wahre Ereignisse} \frac{\text{nach Methode}}{\text{vor Methode}} \quad (5.6)$$

$$p = \frac{\# \text{ wahre Ereignisse nach Methode}}{\# \text{ alle Ereignisse nach Methode}} = \frac{\# \text{ wahre}}{\# \text{ alle}} \text{ Ereignisse nach Methode} \quad (5.7)$$

$$m = \frac{\# \text{ falsche Ereignisse nach Methode}}{\# \text{ falsche Ereignisse vor Methode}} = \# \text{ falsche Ereignisse} \frac{\text{nach Methode}}{\text{vor Methode}} \quad (5.8)$$

Die Effizienz ε ist definiert über Gleichung 5.6, mit der Konvention, dass wahre Ereignisse jene Ereignisse sind, in denen nach der Vorselektion eine korrekte Paarung existiert. Dies ist für den Dividend gleichbedeutend damit, dass der ausgewählte Kandidat korrekt ist. Für den Divisor bedeutet diese Aussage, dass in den zur Verfügung stehenden Kandidaten auch die Möglichkeit auf eine korrekte Auswahl besteht. Damit gibt ε den Bruchteil an korrekten getroffenen Auswahlmöglichkeiten an. Dies bedeutet, dass die Effizienz in Gleichung 5.6 auf Ebene der zu Generatorteilchen zugeordneten Kandidaten definiert wird.

Da es sich hier um eine Untersuchung ohne Untergrundbetrachtung handelt, ist die Reinheit als eine kombinatorische Reinheit zu verstehen. Das heißt, es wird untersucht, ob die Kombination korrekt gefunden wurde. Dabei wird ein $t\bar{t}$ -Kandidat als korrekt zugeordnet betrachtet, wenn die Top-Quarks korrekt zugeordnet wurden. Es gibt auch alternative Möglichkeiten, um korrekte Kombinationen zu identifizieren. So ist es möglich, ein $t\bar{t}$ als wahr einzuordnen, wenn die 4 Jets und das Lepton im Kandidaten vorkommen. In dieser Zuordnung ist die Aufteilung der Jets auf die Top-Kandidaten unwichtig. Im Gegenteil dazu ist es weiterhin möglich, ein $t\bar{t}$ nur dann als korrekt anzuerkennen, wenn die beiden leichten Jets das hadronische W bilden und die b-Jets ebenfalls adäquat zugeordnet wurden. Der gewählte Weg befindet sich zwischen diesen beiden Extremen. Ein Tophad-Kandidat ist korrekt, wenn er die richtigen drei Jets beinhaltet. Bei einem Toplep-Kandidaten wird

überprüft, ob das richtige Lepton und der korrekte Jet zugeordnet wurde. Weil die leptonenischen Top-Kandidaten deshalb unabhängig von der Neutrinolösung als korrekt oder inkorrekt assoziiert werden, sind bei zwei Lösungen der Neutrinokinematik je zwei identisch identifizierte Toplep-Kandidaten im Ereignis. Die Definition in Gleichung 5.7 deklariert die Reinheit als eine Maßzahl, welche den Anteil an korrekten Kombinationen nach der Reduktion auf einen Kandidaten pro Ereignis angibt. Damit ist es bei dieser Berechnung gleichgültig, ob kandidatenbasiert oder ereignisbasiert gezählt wird. Weil es sich in dieser Analyse um eine Signalanalyse handelt, sollte es nach dieser Definition möglich sein, Reinheiten bis zu 100% zu erreichen. Die Begrenzung für p liegt darin, dass nie ein vollkommen reiner Datensatz ausgewählt werden kann, solange es nicht in jedem Ereignis auch wahre Kandidaten gibt.

Bei der Definition von wahren Teilchen wirken mehrere Faktoren. Zum Einen ist es mit der Vorselektion nicht möglich, einen reinen Datensatz zu erhalten, welcher nur semileptonisch zerfallende Top-Paare beinhaltet. Zum Anderen ist es mit der entwickelten Generatorteilchenzuordnung nicht möglich, bei jedem Ereignis einen korrekten Kandidaten zu identifizieren. Dies liegt vorwiegend an den harten p_T -Schnitten der Jet-Auswahl (vgl. Unterabschnitt 5.2.1 und [24]). Um die Reinheit jedoch zu verbessern, wird im Vergleich der Methoden eine obere Grenze für die diskriminierenden Variablen eingeführt. Anhand von Abbildungen in Abschnitt 5.3 ist der Einfluss dieses Eingriffs nachvollziehbar.

Mit Hilfe der Fehlidentifikation (Gleichung 5.8) ist zu erkennen, wie gut die Methode den kombinatorischen Untergrund unterdrückt. An dieser Größe zeigt sich, wie wirksam die Auswahl war, und wie sich zusätzliche Schnitte auf die Variablen aus Abschnitt 5.2 auswirken. Bei niedriger Fehlidentifikation wird stattdessen die Quote der Verwerfungen (rejection rate r) berechnet, welche sich aus dem Inversen der Fehlidentifikation ergibt.

$$r = \frac{1}{m} \quad (5.9)$$

Anhand dieser Größe lässt sich ablesen, wie gut die Methode falsche Kombinationen aussortiert.

5.2 Vorstellung der Auswahlkriterien

Zur Auswahl der korrekten $t\bar{t}$ -Paarung wurden mehrere Methoden miteinander verglichen. Dabei nutzt die χ^2 -Methode den Fakt, dass im Zerfall zwei reelle W -Bosonen sowie zwei t -Quarks beteiligt waren. Die entsprechenden rekonstruierten Jets und Leptonen der $t\bar{t}$ -Kandidaten werden mit der erwarteten Kinematik verglichen und entsprechend Gleichung

5.10 bewertet. Der Vergleich von Messung und Vorhersage basiert dabei auf den gemessenen und erwarteten Massen von W -Bosonen und Top-Quarks. In den geometrischen Methoden wird ausgenutzt, dass beide Top-Quarks einen hohen mittleren Impuls im Laborsystem haben. Deren Zerfallsprodukte haben wegen der Lorentztransformation dieselbe Vorzugsflugrichtung und werden oft in relativer Nähe zueinander detektiert.

Die Methoden basieren darauf, dass für alle $t\bar{t}$ -Kandidaten ein charakteristischer Wert (χ^2 oder ΔR) berechnet wird, um anschließend den Kandidaten mit dem geringsten Wert auszuwählen und mit dem wahren zu vergleichen.

5.2.1 Vorauswahl der Ereignisse

Um in der Analyse einen reineren Datensatz zu erhalten, werden vor der Bearbeitung der Ereignisse einige Vorbedingungen gestellt:

- genau ein isoliertes Elektron (oder Myon) mit $|\eta| < 2.5$ und $p_T^e > 25$ GeV ($p_T^\mu > 20$ GeV),
- mindestens 4 Jets mit $|\eta| < 2.5$ und $p_T^{\text{Jet}} > 20$ GeV,
- mindestens 2 identifizierte b-Jets,
- fehlende transversale Energie $\cancel{E}_T > 20$ GeV,
- mindestens eine Neutrinolösung

im Ereignis.

Diese Vorbedingungen folgen Empfehlungen aus dem Kapitel über Top-Physik der CSC-Studie [12].

5.2.2 χ^2 -Methode

Für jeden $t\bar{t}$ -Kandidaten wird

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{jj} - m_W^{MC}}{\sigma_{jj}} \right)^2 + \left(\frac{m_{jjj} - m_{\text{Top}}^{MC}}{\sigma_{jjj}} \right)^2 + \left(\frac{m_{\ell\nu j} - m_{\text{Top}}^{MC}}{\sigma_{\ell\nu j}} \right)^2 \quad (5.10)$$

berechnet. Dabei sind die Halbwertsbreiten σ aus den Massenverteilungen der wahren Teilchen entnommen (siehe Abbildung 5.2) und m^{MC} sind die im Generator verwendeten Massen für W -Boson ($m_W^{MC} = 80.4$ GeV) und Top-Quark $m_{\text{Top}}^{MC} = 172.5$ GeV. Dieser Wert entspricht somit einer mit der Detektorauflösung gefalteten Verteilung. Ausgewählt wurde

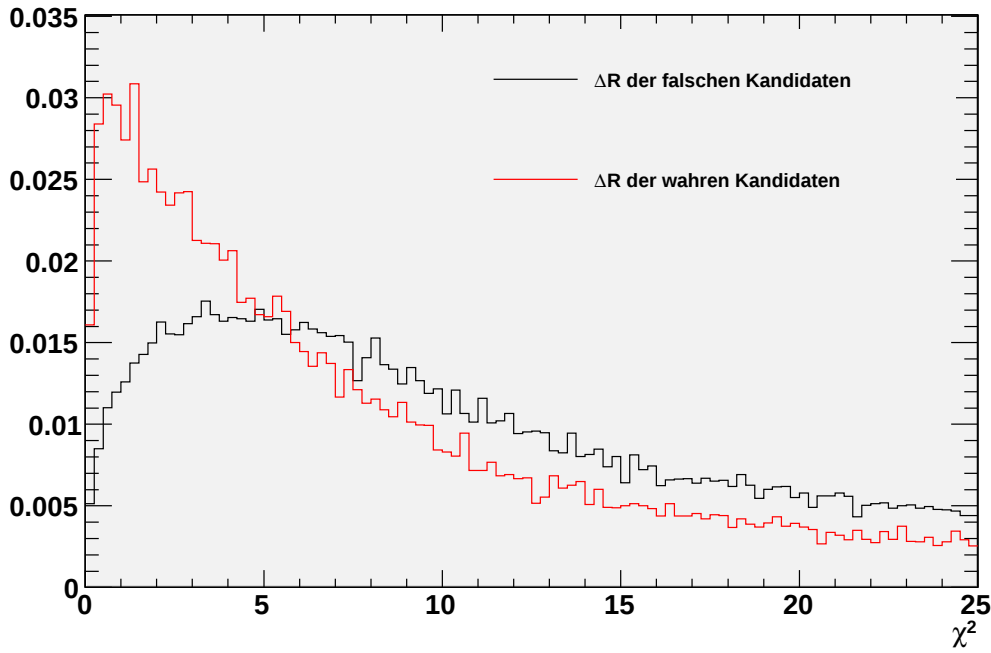


Abbildung 5.3: normierte χ^2 -Verteilung der wahren und falschen Kombinationen

der Kandidat, welcher zum Einen die b-Tagging-Kriterien erfüllt und zum Anderen das geringste χ^2 hat. Die b-Tagging-Kriterien bedeuten, dass das W aus leichten Jets (kein b-Tag) und jedes Top aus einem W und einem b-Tag-Jet besteht.

In Abbildung 5.3 ist die normierte Verteilung von χ^2 getrennt nach wahren und falschen Kombinationen aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die wahren Kombinationen eine Tendenz zu niedrigen χ^2 -Werten haben, weshalb der Kandidat mit dem gerinsten χ^2 in dieser Methode ausgewählt wird.

5.2.3 Geometrische Methoden

In den geometrischen Methoden werden Kandidaten gesucht, bei denen der Abstand der rekonstruierten Jets und Leptonen in der $\eta\phi$ Ebene möglichst gering ist. Weiterhin greifen die hier vorgestellten und verglichenen Methoden auf die b-Jet-Identifikation zurück. Das heißt, dass auch hier nur Kandidaten betrachtet werden, deren hadronisches W in leichte Jets und deren t -Quarks in einen identifizierten b-Jet zerfallen sind.

Methode A

In dieser ersten Methode wird nach dem $t\bar{t}$ -Kandidaten gesucht, welcher

$$\Delta R_A = \Delta R(W_h, b_h) + \Delta R(W_\ell, b_\ell) \quad (5.11)$$

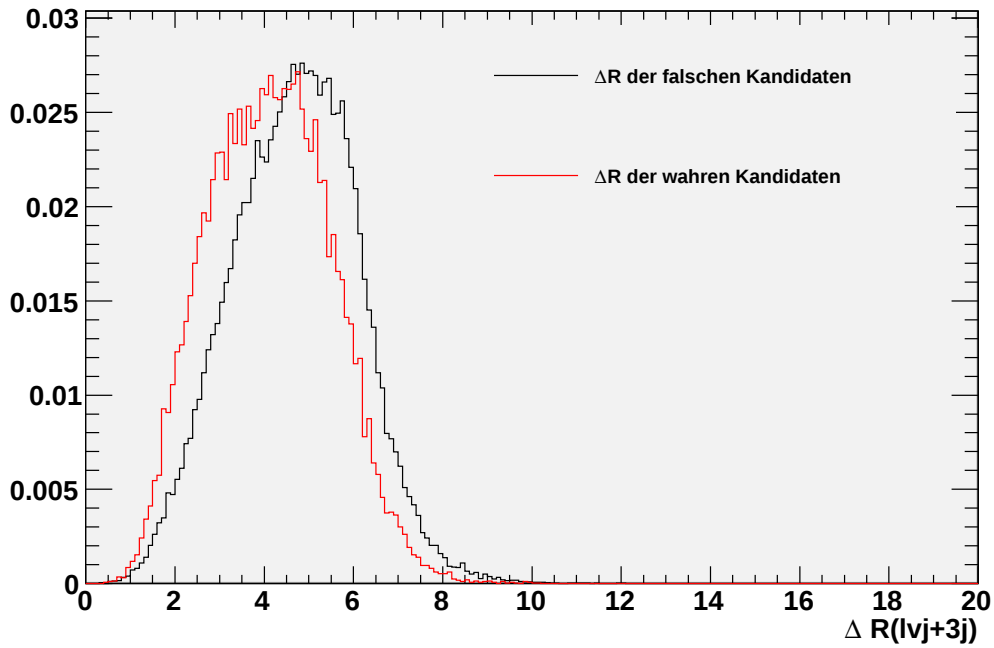


Abbildung 5.4: normierte ΔR -Verteilung von Methode A

minimiert. Dafür wird bei jedem $t\bar{t}$ -Kandidaten das hadronische und leptonische Top extrahiert und die Abstände zwischen W -Boson und b -Quark beider Top-Quarks addiert. Abbildung 5.4 zeigt die ΔR -Verteilung dieser Methode, aufgeteilt nach wahren und falschen Kandidaten. Dabei ist eine Tendenz der wahren Kombinationen zu niedrigen ΔR zu erkennen.

Methode B

Methode B nutzt einen weiteren Summanden $\Delta R(j, j')$ in der Definition des Gesamt- ΔR . Dieser Summand ergibt sich aus dem Abstand der beiden Jets j, j' aus dem hadronischen W -Boson.

$$\Delta R_B = \Delta R(W_h, b_h) + \Delta R(W_\ell, b_\ell) + \Delta R(j, j') \quad (5.12)$$

Damit wird die Bedeutung der hadronischen Seite des $t\bar{t}$ hervorgehoben, wodurch eine verbesserte Trennungsleistung dieser Methode gegenüber Methode A erreicht wird. Die ΔR -Verteilung dazu ist wie in Abbildung 5.5 zu sehen auf Grund des zusätzlichen Summanden zu höheren Werten hin verschoben.

Methode C

Diese Methode ähnelt der Methode A. Jedoch wird hier eine Vorauswahl getroffen, in dem die hadronische Seite stärkeren Restriktionen unterworfen wird. Es werden nur Kandidaten untersucht, die als hadronischen W -Kandidaten jene Dijet-Kombination beinhalten, welche

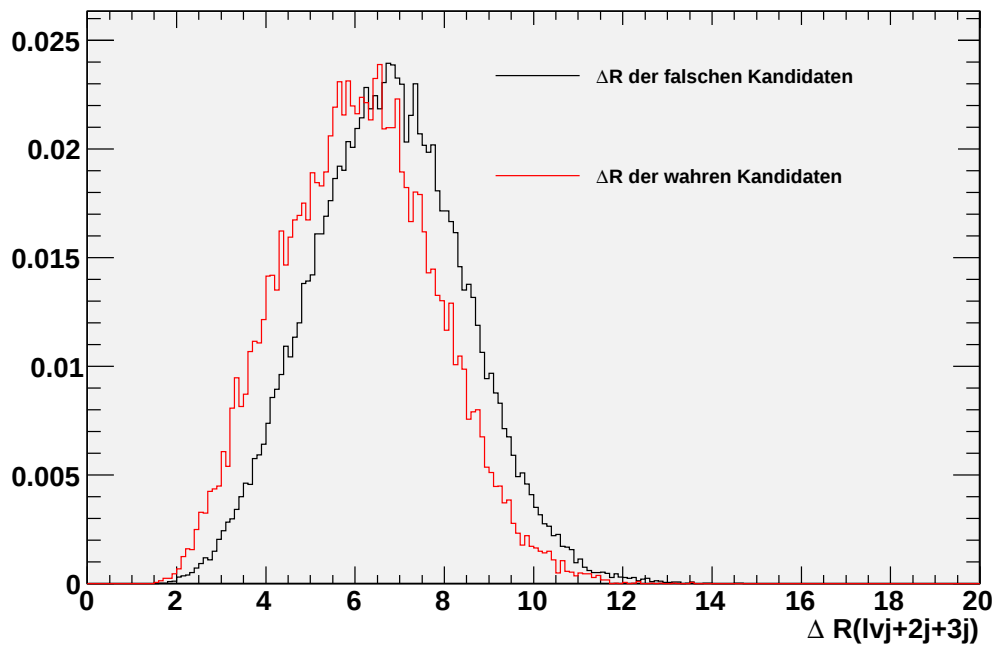


Abbildung 5.5: normierte ΔR -Verteilung von Methode B

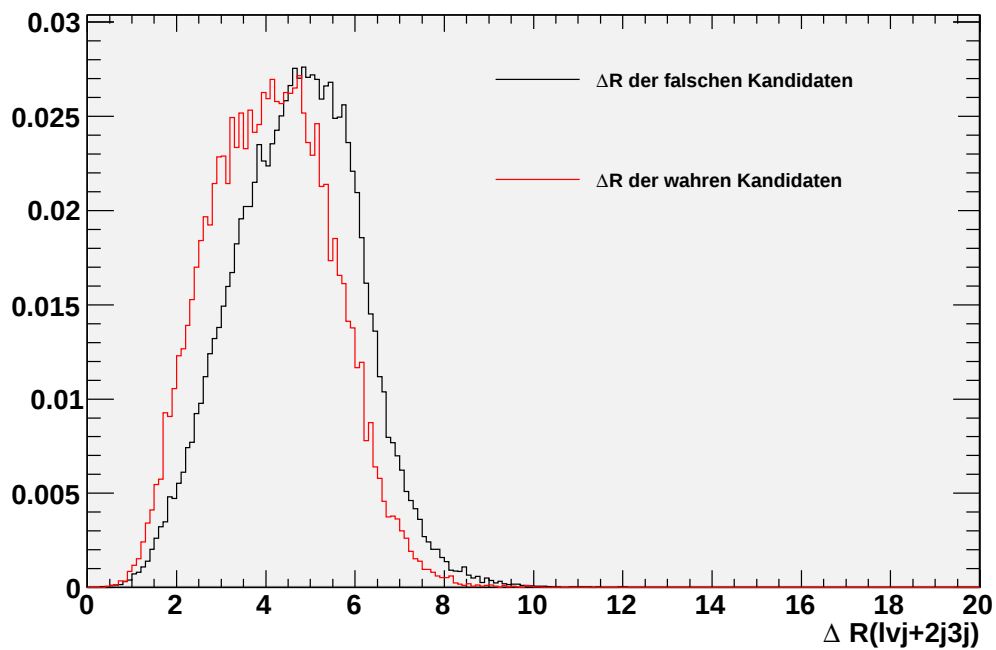


Abbildung 5.6: normierte ΔR -Verteilung von Methode C

das geringste $\Delta R(j, j')$ haben.

$$\Delta R_C = \Delta R(W_h, b_h)|_{\Delta R(j, j') \text{ minimal}} + \Delta R(W_\ell, b_\ell) \quad (5.13)$$

Die Verbesserung gegenüber Methode A ist hierbei minimal. Auch der Unterschied zur ΔR -Verteilung ist minimal, jedoch leicht zu höheren Werten hin verschoben (siehe Abbildung 5.6).

5.3 Vergleich der Methoden

Um die verschiedenen Auswahlen vergleichen zu können, werden im Folgenden Kurven betrachtet, in denen die Reinheit p der Auswahl gegen die Effizienz ε aufgetragen wird (siehe Abbildung 5.7(a)). Weitere Informationen bietet die Auftragung der Reinheit gegenüber der Zahl der gefundenen wahren Ereignisse, normiert auf die im ersten Jahr erwartete Datenmenge von 100 pb^{-1} (siehe Abbildung 5.7(b)). Daran kann erkannt werden, welche Arbeitspunkte in der $p\varepsilon$ -Ebene statistisch sinnvoll sind. Dabei ist zu beachten, dass auf der x-Achse die Anzahl wahrer Ereignisse abgetragen ist. Die Umrechnung auf die Gesamtzahl an selektierten Ereignissen ist über die Division des x-Wertes durch die zugehörige Reinheit möglich.

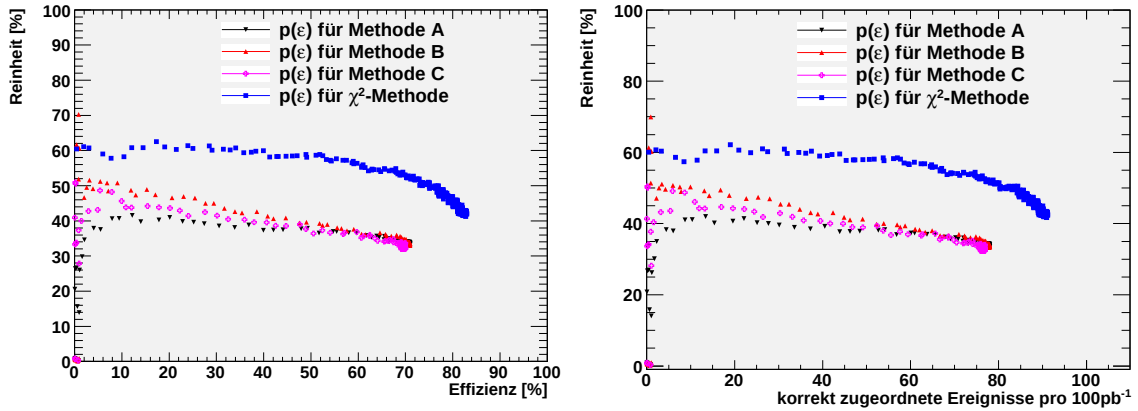


Abbildung 5.7: $p(\varepsilon)$ der verschiedenen Methoden im Vergleich, Selektion mit ≥ 5 Jets und $p_T > 30 \text{ GeV}$

Um den Einfluss verschiedener Vorselektionen, Endselektionen und Methoden erkennen zu können, werden 2D-Vergleichshistogramme gezeigt.

Das unterschiedliche Verhalten der Methoden ist in Abbildung 5.7(a) aufgetragen. Die χ^2 -Methode zeigt den besten Kompromiss zwischen ε und p . Die geometrischen Methoden unterscheiden sich untereinander nur marginal. Sie erreichen bei gleicher Effizienz nur eine geringere Reinheit als die χ^2 -Methode und die maximale Effizienz ist ebenfalls geringer. Es

5.3. Vergleich der Methoden

ist zu erkennen, dass die Methode B die beste Leistung liefert, jedoch keine gute Alternative zur χ^2 -Methode bietet. Dieses Verhalten entsteht dadurch, weil die Massenbestimmung auf der Messung des gesamten 4-Vektors basiert. Bei den geometrischen Methoden werden nur die Richtungsangaben benötigt, welche auf Grund der hohen Granularität im ATLAS-Kalorimeter geringen Messfehlern unterliegt. Weiterhin werden für die Definition des χ^2 Information aus der Zerfallskinematik verwendet. Dies verbessert die Identifikation zusätzlich.

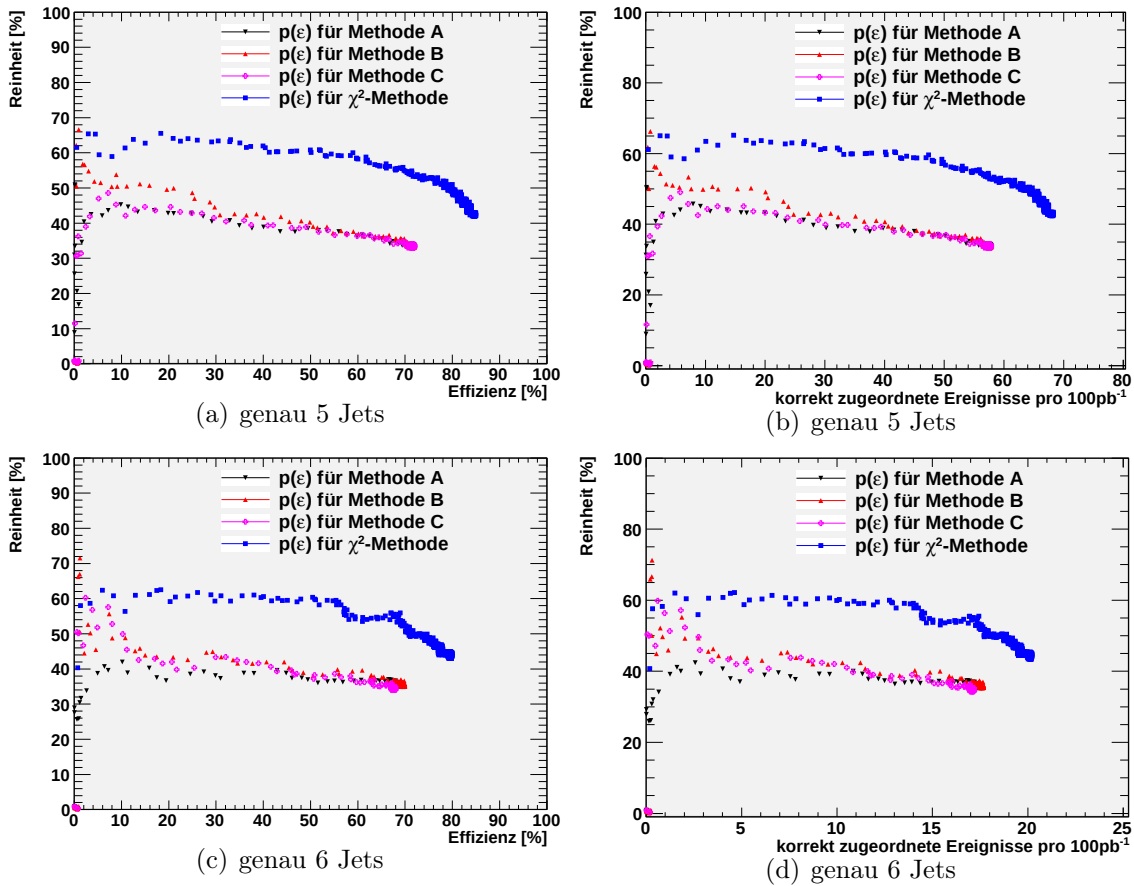


Abbildung 5.8: Vergleich zwischen 5-Jet-Bin und 6-Jet-Bin in der $p\epsilon$ -Ebene

Die Aufspaltung in genau einen zusätzlichen Jet (Abbildung 5.8(a)) und genau zwei zusätzliche Jets (Abbildung 5.8(c)) zeigt, dass die Effizienz in diesen Bins vergleichbar ist. Das grundlegende Verhalten ändert sich nicht. Die χ^2 -Methode bleibt dominant, Methode B ist beste geometrische Methode und Methode A und C unterscheiden sich im Verlauf kaum.

6 Auswertung und Diskussion

Für die hier vorgestellten Ergebnisse wird stets die als Standardselektion in Unterabschnitt 5.2.1 vorgestellte Auswahl getroffen. Weiterhin sind die hier gezeigten Histogramme auf eine integrierte Luminosität von 100pb^{-1} normiert. Dies erlaubt den direkten Vergleich mit ersten Messdaten.

6.1 Grundlegende Eigenschaften von Top-Paaren

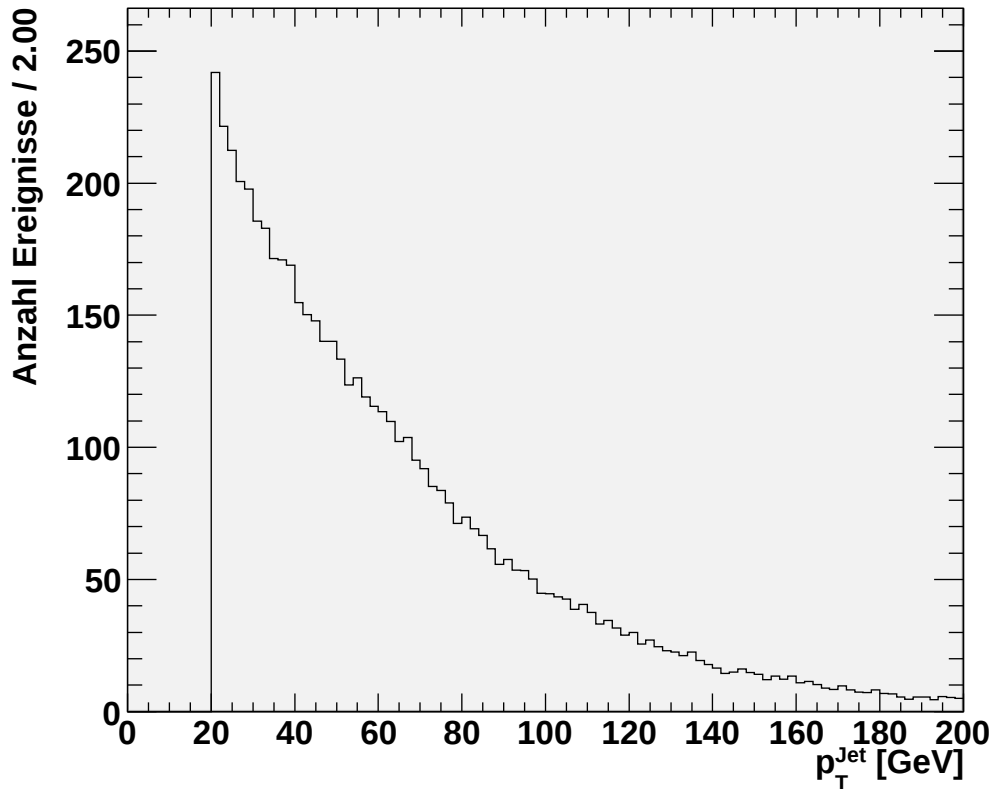


Abbildung 6.1: p_T -Verteilung der gemessenen Jets nach Standardselektion

Die p_T -Verteilung aus Abbildung 6.1 zeigt keine Strukturen und bestätigt, dass $t\bar{t}$ -Jets sehr hohen Transversalimpuls tragen können.

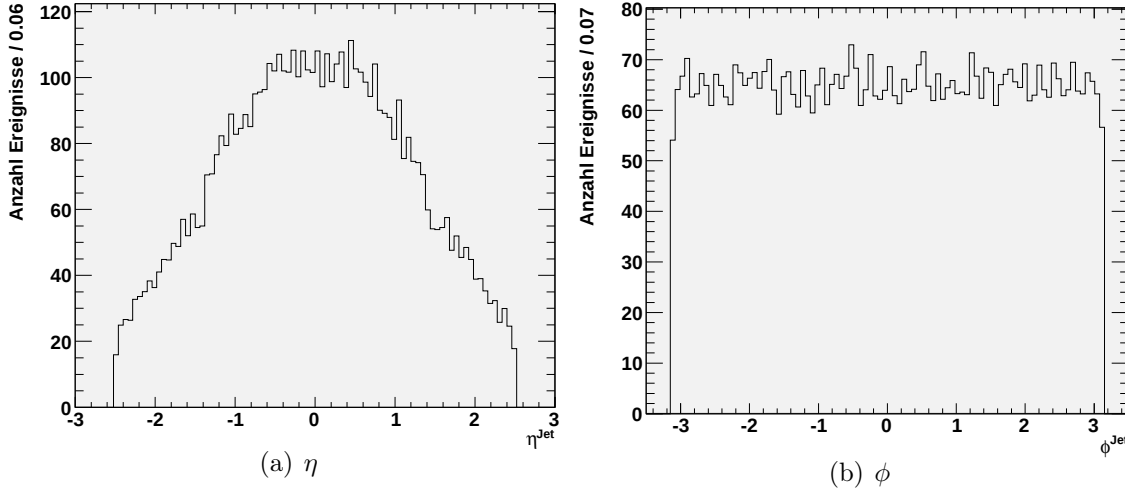


Abbildung 6.2: Verteilungen von η und ϕ der gemessenen Jets nach Standardselektion

Aus der η -Verteilung wird deutlich, dass Top-Paare nicht so häufig wie QCD-Ereignisse entlang der Strahlachse zerfallen, da deren η Verteilung flach ist [12]. Die Verteilung in Abbildung 6.2(b) ist wie erwartet isotrop und zeigt damit die Symmetrie bezüglich der Strahlachse.

6.1.1 Der Einfluss der Vorselektion

Der Einfluss der angewendeten Standardselektion wird in Tabelle 6.1 aufgezeigt. Ab einem b-Tag-Gewicht von 3.75 wurden Jets als b-Jets eingeordnet. Dies entspricht einer b-Tag-Effizienz von 60% wobei einer von 40 leichten Jets verworfen wird (vgl. Abbildung 3.8).

Schnitt	Ereigniszahl	relativer Anteil[%]
ohne	21706	100
genau ein isoliertes Elektron (oder Myon) mit $ \eta < 2.5$ und $p_T^e > 25$ GeV ($p_T^\mu > 20$ GeV)	10091	46.48
≥ 4 Jets mit $ \eta < 2.5$ und $p_T^{\text{Jet}} > 20$ GeV	5510	25.39
≥ 2 identifizierte b-Jets	1945	8.96
$\cancel{E}_T > 20$ GeV	1742	8.03
wenigstens eine Neutrinolösung	1241	5.71

Tabelle 6.1: Einfluss der gewählten Schnitte auf die Ereigniszahlen, normiert auf eine Luminosität von 100 pb^{-1}

Die geringe Effizienz für Ereignissen mit genau einem isolierten Myon oder Elektron ist

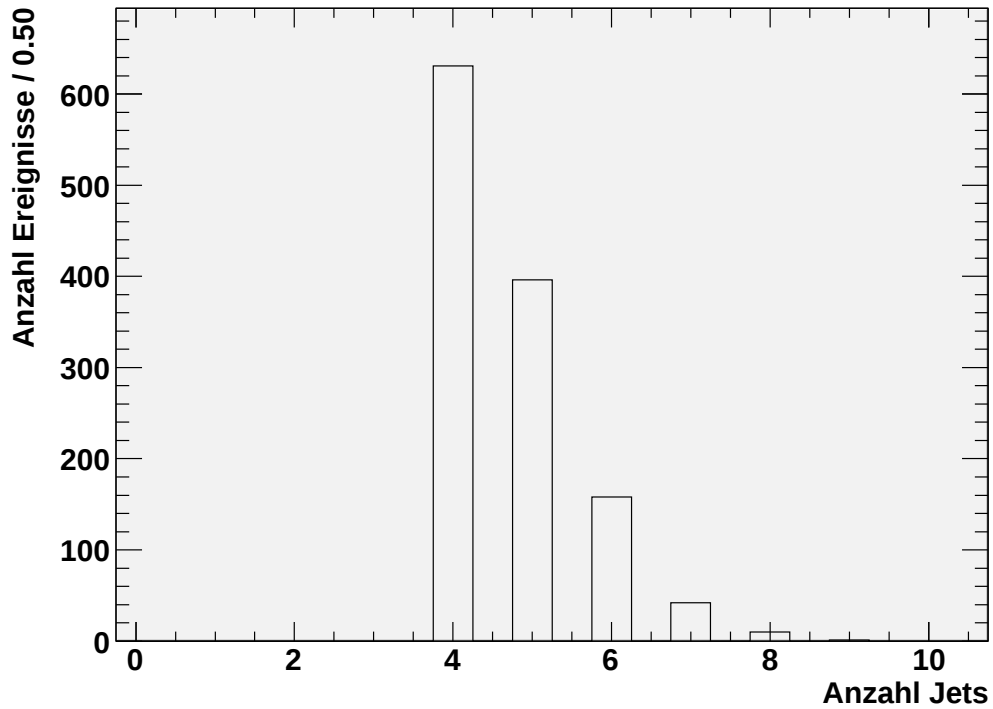


Abbildung 6.3: Aufteilung der Jet-Anzahl nach Standardselektion

dem Datensatz geschuldet, da nur 53% aller Ereignisse überhaupt direkt in ein Myon oder Elektron zerfallen. Die Lockerung auf mindestens ein Lepton verbessert diese Quote nur um wenige Prozent, würde im Gegenzug jedoch die $t\bar{t}$ -Rekonstruktion erschweren.

Den größten Einfluss auf die Ereigniszahlen hat gemäß Tabelle 6.1 die Einschränkung auf mindestens 4 Jets, trotz der niedrigen p_T -Schwelle. Entscheidend dafür ist die Rekonstruktionseffizienz für Jets (siehe [12]). Diese ist abhängig vom Jet-Algorithmus und geht quartisch in die Gesamteffizienz ein.

Bei der Analyse mit b-Tag werden entsprechend der b-Tag-Effizienz 64% der Ereignisse verworfen. Weil dieses Kriterium die Anzahl an möglichen Kombinationen stark verringert und die Reinheit erhöht, wurde dieser Schnitt beibehalten.

Auf Grund dessen, dass dieser MC-Datensatz nur Top-Zerfälle mit mindestens einem Lepton und Neutrino enthält, verwirft der $\cancel{E}_T$ -Schnitt kaum Ereignisse. In Betrachtungen mit physikalischem Untergrund ist diese Forderung sehr effizient zur Unterdrückung solcher Ereignisse.

Gemäß der n-Tupel-Produktion aus Unterabschnitt 5.1.4 werden auch dann Ereignisse erfasst, wenn keine Neutrinolösung gefunden wurde. Der letzte Schritt verwirft diese Ereignisse. Die niedrige Effizienz von 71% wird dabei durch die endliche $\cancel{E}_T$ -Auflösung verursacht.

6.2 Verhalten der Auswahlmethoden

In den bisher angewendeten Methoden wird stets der Kandidat mit dem minimalen ΔR oder χ^2 ausgewählt. Über eine Variation der oberen Grenze dieser charakteristischen Variablen ist es möglich, die Methoden den benötigten Anforderungen dynamisch anzupassen. Bei Analysen, welche stark auf Untergründe reagieren, kann die Grenze für das maximale ΔR oder χ^2 herab gesetzt werden. Dadurch verringert sich die Effizienz und im Gegenzug erhöht sich die Reinheit. Eine Verbesserung durch diesen Ansatz ist besonders bei der χ^2 -Methode erfolgreich, wie anhand von Abbildung 6.4 ersichtlich ist. Der starke Anstieg im Bereich des Endpunktes der χ^2 -Methode steht im Gegensatz zum überwiegend linearen Verhalten der geometrischen Methoden.

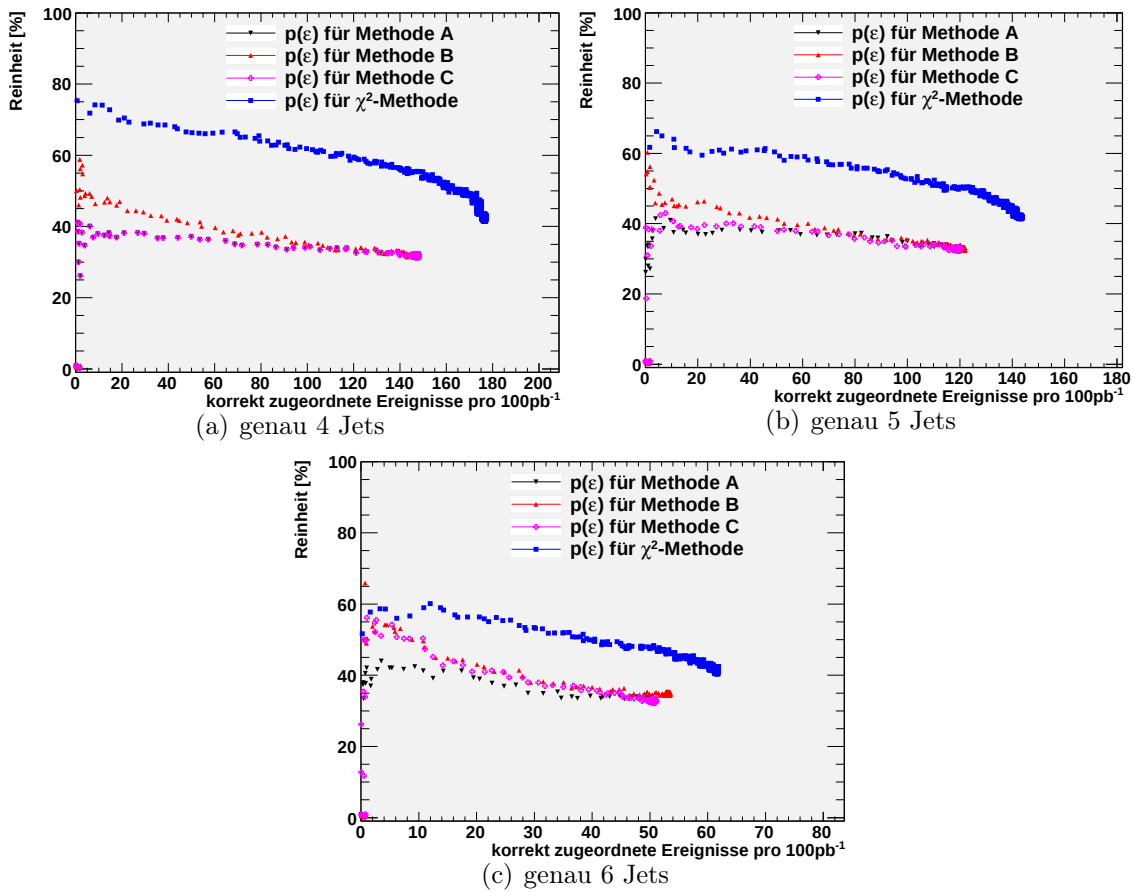


Abbildung 6.4: Vergleich von $p(\varepsilon)$ für die verschiedenen Methoden, aufgeteilt auf 4, 5 und 6 Jet-Bin

Bei der Betrachtung verschiedener Jet-Multiplizitäten (siehe Abbildungen 6.4(a), 6.4(b) und 6.4(c)) fällt auf, dass die Ereigniszahlen bei steigender Jet-Anzahl stark abnehmen. Der Vergleich innerhalb einer Vorauswahl zeigt ansonsten ein ähnliches Verhalten bezüglich

der verschiedenen Methoden. Die Auswahl mittels χ^2 ist den geometrischen Methoden stets überlegen und die Methode B ist die beste Auswahl von denen, die auf dem ΔR -Kriterium beruhen.

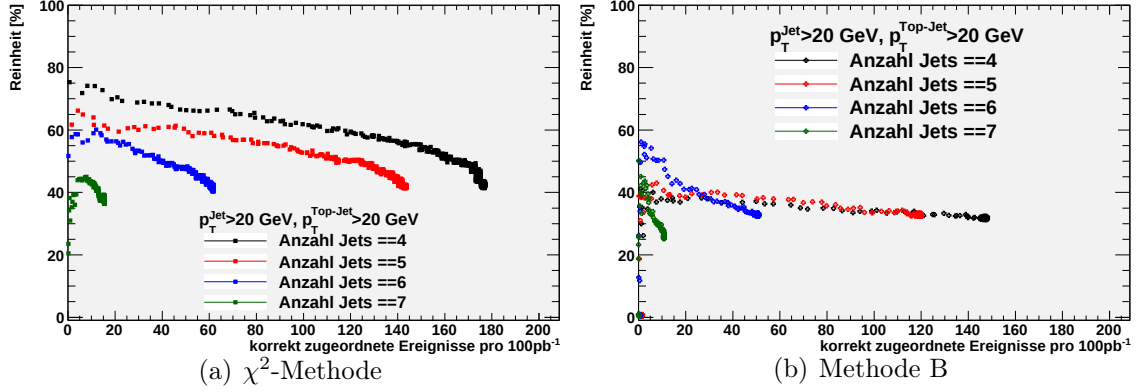


Abbildung 6.5: Einfluss verschiedener Jet-Bins bei konstanten p_T -Schnitten in der $p\varepsilon$ -Ebene

Am Beispiel der χ^2 -Methode und Methode B ist in Abbildung 6.5 gezeigt, wie sich die Ereigniszahlen verhalten. Ereignisse ohne detektierten zusätzlichen Jet sind für den Großteil der Einträge verantwortlich. Die Statistik für einen zusätzlichen Jet ist ebenfalls maßgebend für die Gesamtzahl. Der Beitrag von genau 6 Jets (blau) ist hingegen gering. Dies zeigt ein weiteres Mal, dass die Untersuchung von mehr als zwei zusätzlichen Jets statistisch nicht gesichert ist. Dies ist auch ein Effekt der Simulation, da der verwendete Datensatz bis zur Einschleifen-Ordnung reicht und somit nur ein zusätzlicher Jet im harten Prozess entsteht.

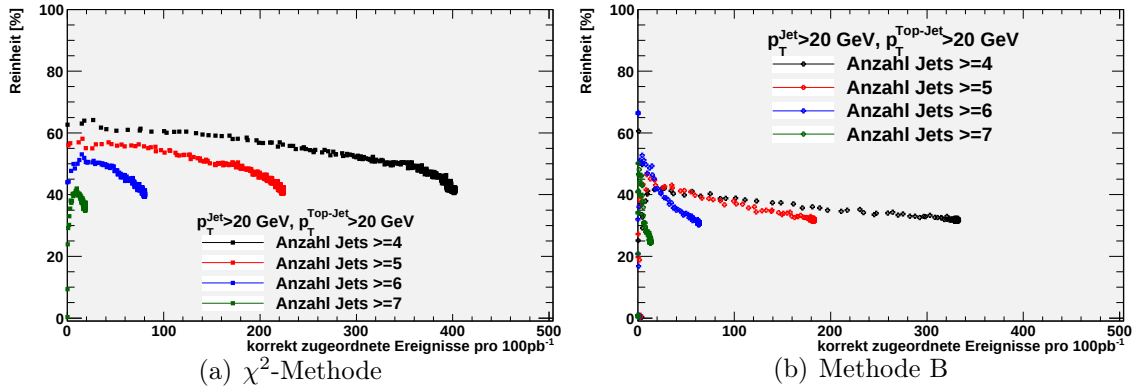


Abbildung 6.6: Einfluss verschiedener inklusiver Jet-Anzahlen bei konstanten p_T -Schnitten in der $p\varepsilon$ -Ebene

Der Vergleich der inklusiven Jet-Multiplizitäten (Abbildung 6.6) zeigt nochmals, dass ungefähr die Hälfte aller $t\bar{t}$ -Ereignisse von weiteren Jets begleitet werden. Wie in der exklusi-

ven Auftragung (Abbildung 6.5) bereits zu sehen, erhöht die Einbeziehung von niedrigen Jet-Bins sowohl die Ereignisanzahl als auch die Reinheit. Weil die χ^2 -Methode in allen Betrachtungen mehr Ereignisse und eine höhere Reinheit liefert, werden die folgenden Eigenschaften nur noch anhand dieser Methode untersucht. Wenn nicht anders beschrieben, dann unterscheiden sich die Verteilungen zwischen den Methoden nur im Rahmen statistischer Fluktuationen.

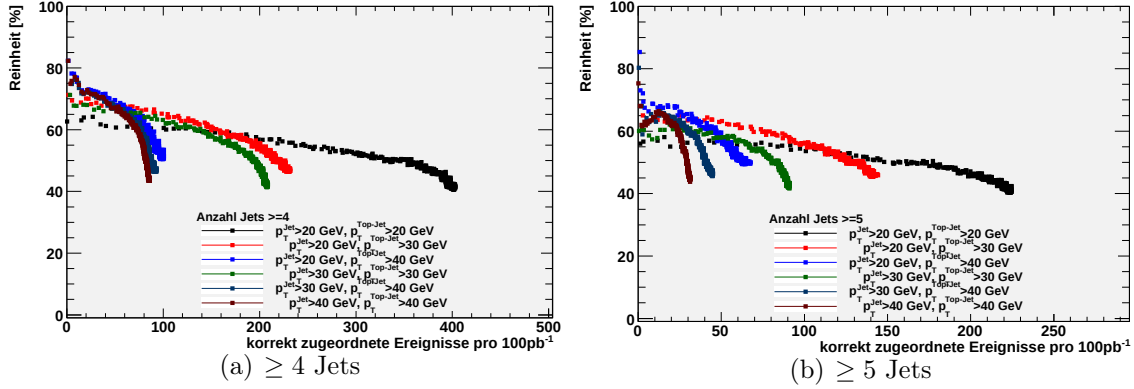


Abbildung 6.7: Vergleich verschiedener p_T -Schnitte in der $p\varepsilon$ -Ebene, exemplarisch anhand der χ^2 -Methode

Ein weiterer Parameter, dessen Verhalten in Abbildung 6.7 dargestellt ist, ist der p_T -Schnitt der Jets. Da mit höherer p_T -Schwelle mehr Untergrund unterdrückt wird, ist die Tendenz zu hohen Werten gegeben. Der Zerfall des W -Bosons produziert gemäß Ergebnissen von Cogneras et al. [24] viele Jets im p_T -Bereich zwischen 20 GeV und 40 GeV. Aufbauend auf diesen gegensätzlichen Tendenzen wurden Vergleiche zwischen p_T -Schnitten von 20 GeV, 30 GeV und 40 GeV durchgeführt. Der in Abbildung 6.7 dargestellte Vergleich zeigt das Verhalten der χ^2 -Methode in der Standardselektion und für Ereignisse mit ≥ 5 Jets. Dabei wurde nicht nur die Vorauswahl variiert, sondern auch die Anforderungen an den $t\bar{t}$ -Kandidaten. Bei der blauen Kurve wurde die Vorauswahl mit $p_T^{\text{Jet}} > 20$ GeV durchgeführt, bei der Auswahl von Top-Paaren wurden jedoch nur Kandidaten betrachtet, deren Jets sämtlich $p_T^{\text{Top-Jet}}$ oberhalb von 40 GeV haben.

Die höchste Reinheit wird immer dann erreicht, wenn zuerst der niedrige p_T -Schnitt von 20 GeV angewendet wird, um anschließend auf die Top-Jets härtere Schnitten wirken zu lassen. Abhängig von den Anforderungen der Folgeanalyse, ob viele Ereignisse (durchgängig $p_T > 20$ GeV, schwarz), hohe Reinheit (eine Erhöhung des Transversalimpulses auf mindestens 40 GeV, hellblau) oder ein Kompromiss zwischen Reinheit und Anzahl an Ereignissen (Anhebung auf $p_T^{\text{Top-Jet}} > 30$ GeV, rot) benötigt wird, kann die p_T -Schwelle für die Top-Jets verschoben werden. Eine härtere Vorauswahl liefert stets eine geringere

Reinheit und ist deshalb nicht zu empfehlen. Für Untersuchungen mit ersten Daten bietet es sich demzufolge an, den lockeren p_T -Schnitt bei 20 GeV durchgängig beizubehalten, um möglichst viele Top-Paare zu messen und erst im weiteren Verlauf die Reinheit zu verbessern.

6.3 Verteilungen der zusätzlichen Jets bei maximaler Zahl der Ereignisse

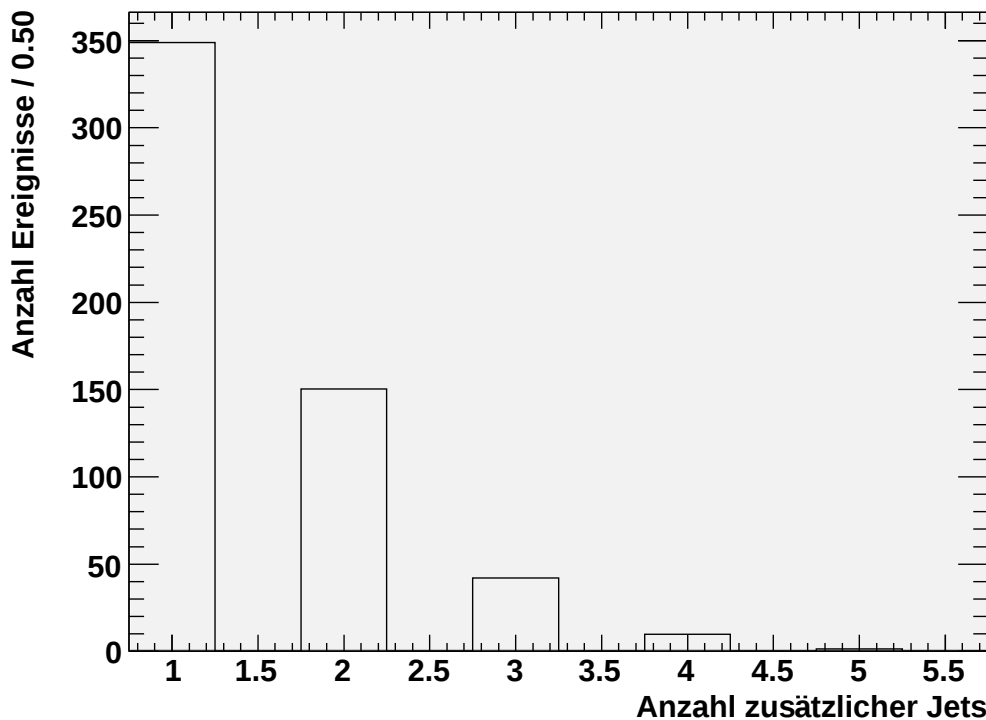


Abbildung 6.8: Anzahl zusätzlicher Jets nach Standardselektion

Um zusätzliche Jets zu betrachten, müssen in der Vorauswahl wenigstens fünf Jets verlangt werden. Dadurch verringert sich die Ausbeute an Ereignissen und die Reinheit der Auswahl wird ebenfalls schlechter. Dieses Verhalten ist auch für den zweiten zusätzlichen Jet klar zu erkennen. Für die Analyse bei maximaler Zahl der Ereignisse stehen nach 100 pb^{-1} bei einer Reinheit von 40.4% 552 Ereignisse mit mindestens einem zusätzlichen Jet und 203 Ereignisse mit zwei zusätzlichen Jets zur Verfügung. Auf Grund fehlender Ereignisse (siehe Abbildung 6.8) werden für die erste Phase der Datennahme nur die beiden zusätzlichen Jets mit maximalem Transversalimpuls untersucht.

Aufbauend auf den Ergebnissen aus dem vorigen Abschnitt können die Eigenschaften der gemessenen zusätzlichen Jets untersucht werden. Dafür wird ein Arbeitspunkt in der p_{ε} -

Ebene gewählt und die beiden zusätzlichen Jets (Jet_x^1 bzw. Jet_x^2) mit dem höchsten p_T werden nach verschiedenen Kriterien beurteilt. Da sich die χ^2 -Methode als bester Algorithmus etabliert hat, werden die $t\bar{t}$ -Kandidaten über diese Methode bestimmt. Neben der Gesamtanzahl und grundlegenden kinematischen Größen (p_T , η , ϕ) werden weitere Parameter extrahiert. Diese werden im Folgenden eingeführt und motiviert.

Anhand der Anzahl von Spuren im Jet lässt sich differenzieren, welchen Ursprung dieser Jet hat. Eine geringe Spurmultiplicität deutet auf einen hadronischen Zerfall eines τ -Leptons hin, während viele Spuren bei QCD-Ereignissen erwartet werden. Sollte keine Spur im Jet liegen, kann es sich um den Zerfall eines neutralen Teilchens handeln. Die Anzahl der Spuren lässt sich nach verschiedenen Kriterien bestimmen. In dieser Analyse sind dies die Standard- und die b-Tag-Kriterien, welche in Unterabschnitt 3.3.3 definiert sind.

Unter Zuhilfenahme solcher Spurparameter kann das b-Tag-Gewicht berechnet werden. Damit kann mit hoher Wahrscheinlichkeit entschieden werden, ob der Jet aus einem schweren Quark kam. In der Standardeinstellung wird das Gewicht aus dem kombinierten SV1+IP3D b-Tag-Algorithmus verwendet.

Als weitere Größen wurden geometrische Maße in die Betrachtung mit einbezogen. Dabei handelt es sich um den Abstand zwischen Jet und nächstem Top-Quark beziehungsweise nächstem Top-Jet in der $\eta\phi$ -Ebene. Wenn es sich bei dem zusätzlichen Jet um eine Gluonabstrahlung beim harten Prozess handelt, dann sollte der Abstand zum nächsten t -Quark gering sein. Trat jedoch FSR oder kollineare Ausspaltung auf, welche in einem zusätzlichen Jet mit hohem p_T endeten, sollte der Abstand zwischen Jet und Top-Jet gering sein. Die untere Grenze für diesen Abstand kann dabei nicht kleiner werden als der Jet-Radius. Zusätzlich wurde der Flavor des zu Grunde liegenden Generatorteilchens herausgeschrieben. Es ist damit möglich, die Häufigkeit der beobachteten Jet-Flavors mit den generierten zu vergleichen.

Die p_T -Verteilung (Abbildung 6.9) zeigt, dass die zusätzlichen Jets meist weniger p_T haben als die $t\bar{t}$ -Jets (vgl. Abbildung 6.1). Dies bestätigt die Aussage, dass die Top-Jets meist die vier Jets mit höchstem Transversalimpuls sind [22].

Die Multiplizität der Spuren nach Standardkriterien (Abbildung 6.11(a)) deutet darauf hin, dass in den meisten Fällen Quarks oder Gluonen für den ersten zusätzlichen Jet verantwortlich sind. Durchschnittlich sieben Spuren in Jet_x^2 deuten ebenfalls auf ein QCD-Ereignis hin. Wegen des geringeren p_T von Jet_x^2 ist die Multiplizität geringer, aber immer noch ein deutlicher Hinweis auf Quarks oder Gluonen als Ursprung des Jets. Die Verschärfung der Spurkriterien (Abbildung 6.11(b)) verringert die Anzahl der Spuren deutlich. Die generelle Aussage wird dadurch allerdings nicht verändert. Weiterhin ist die hohe Multiplizität von durchschnittlich fünf respektive vier Spuren ein Indiz für stark wechselwirkende

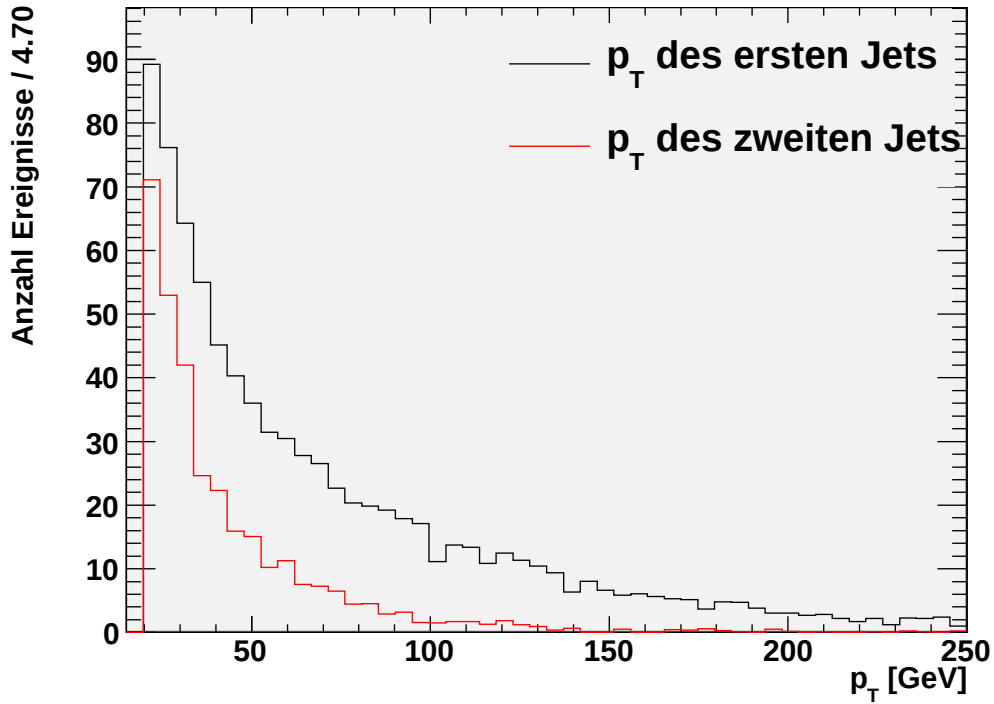


Abbildung 6.9: p_T -Verteilung der zusätzlichen Jets für ≥ 5 Jets im Ereignis

Teilchen bei beiden zusätzlichen Jets.

Die b-Tag-Gewichtsverteilungen in Abbildung 6.12 zeigen, dass Jet_x^1 und Jet_x^2 zum Großteil Jets aus leichten Quarks sind, da kaum positive Gewichte erreicht werden.

Der relativ geringe Abstand zwischen den zusätzlichen Jets und den Top-Jets in Abbildung 6.13 deutet darauf hin, dass diese überwiegend als FSR entstehen. Dass die detektierten Zusatzjets nur selten einen geringen Abstand zu den Top-Quarks haben, ist in Abbildung 6.14 zu erkennen. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die meisten Objekte aus ISR in den Top-Jets absorbiert werden und nur selten einen eigenständigen Jet bilden können.

Die Verteilung des Flavor in Abbildung 6.15 belegt, dass überwiegend leichte Quarks und Gluonen für die Entstehung beider zusätzlicher Jets verantwortlich sind. Dies stützt die Erkenntnisse aus dem b-Tag-Gewicht und aus den Spur-Multiplizitäten. Der geringe Anteil an c - und b -Quarks spiegelt den geringen Beitrag dieser Partonen zum Gesamtwirkungsquerschnitt $t\bar{t} + \text{Jets}$ wider.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Erkenntnisse aus Flavor, b-Tag-Gewicht und Spur-Multiplizität konsistent sind und zusätzliche Jets häufig aus leichten Partonen entstehen. Desweiteren haben die zusätzlichen Jets geringeres p_T als Top-Jets und meist einen geringen Winkelabstand zu diesen.

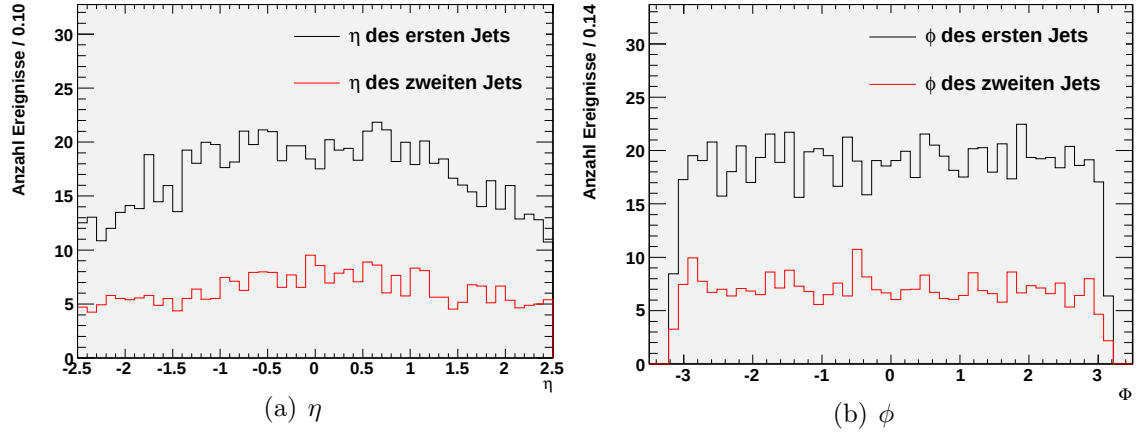


Abbildung 6.10: Eigenschaften der zusätzlichen Jets für ≥ 5 Jets im Ereignis

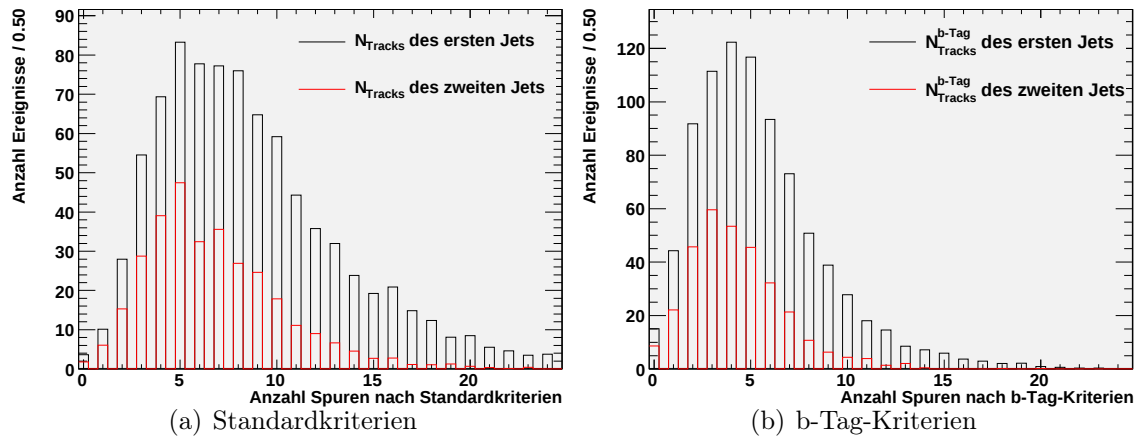


Abbildung 6.11: Anzahl an Spuren in den zusätzlichen Jets

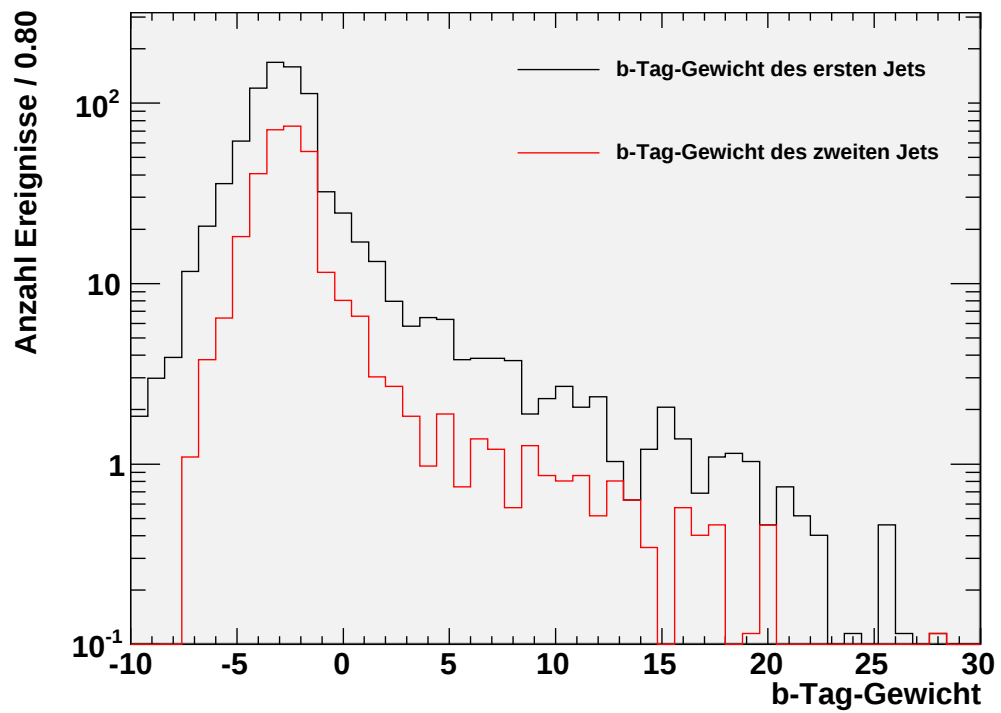


Abbildung 6.12: Verteilung des b-Tag-Gewichts in den zusätzlichen Jets

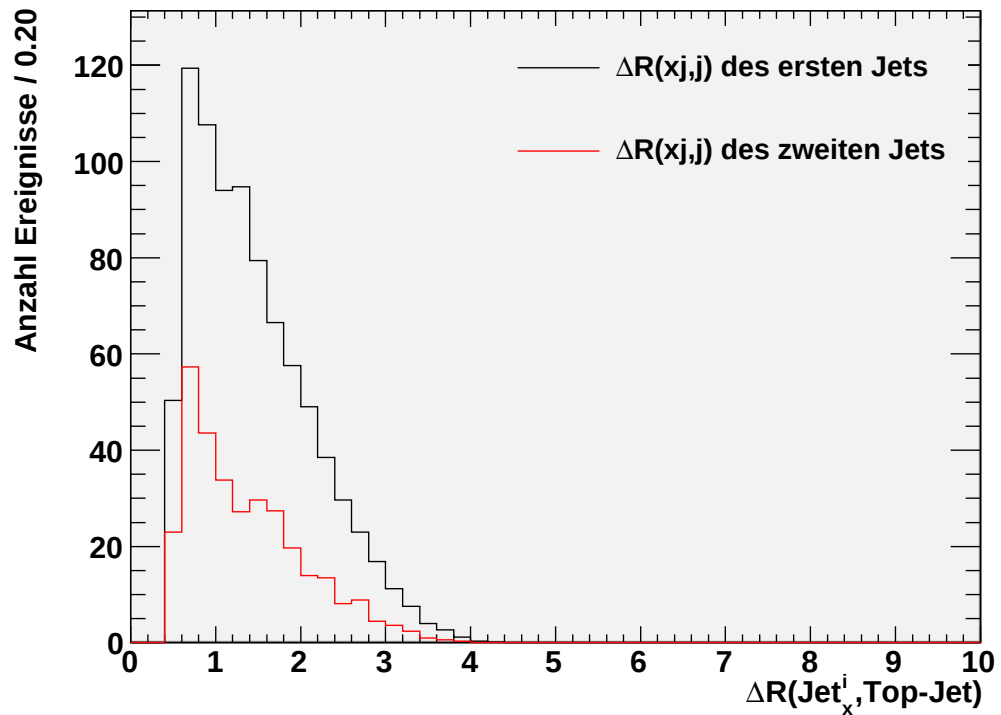


Abbildung 6.13: Abstand zwischen zusätzlichem Jet und nächstem Jet aus dem Top-Zerfall

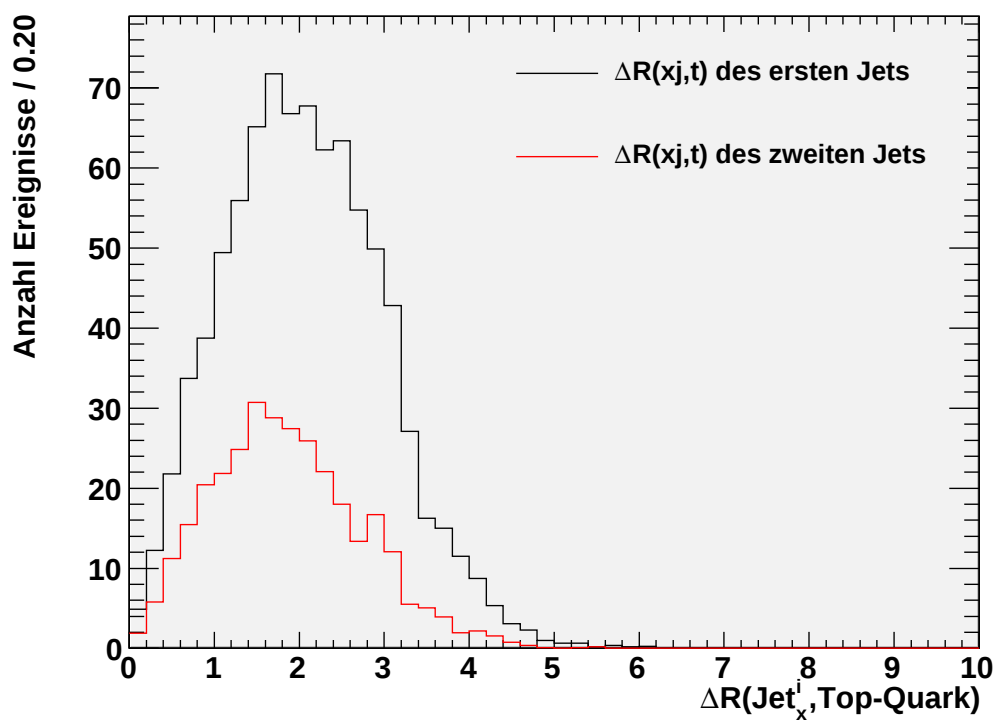


Abbildung 6.14: Abstand zwischen den zusätzlichen Jets und dem rekonstruierten Top-Quark

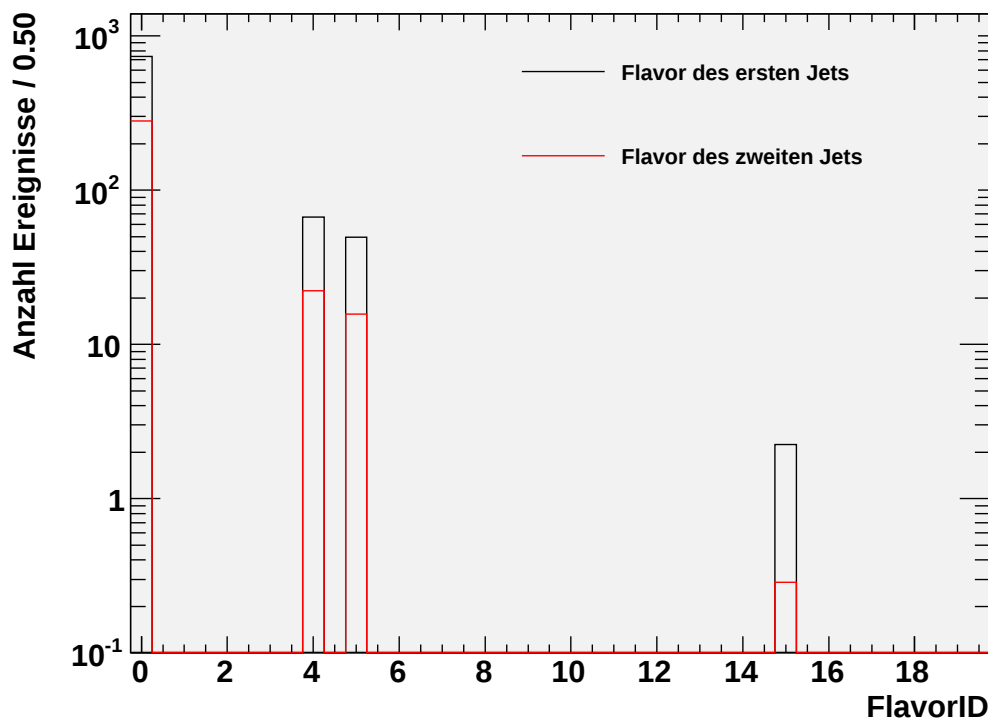


Abbildung 6.15: Flavor des Teilchens, von dem der zusätzliche Jet erzeugt wurde (FlavorID(g,u,d,s)=0, FlavorID(c)=4, FlavorID(b)=5, FlavorID(τ)=15)

6.4 Betrachtung zusätzlicher Jets bei erhöhter Reinheit

Gemäß den Erkenntnissen aus Abschnitt 6.2 kann bei akzeptablem Verlust von Ereignissen die Reinheit durch eine obere Grenze für χ^2 erhöht werden. In diesem Abschnitt wird die Auswertung dieser Datensätze mit erhöhter Reinheit und der Vergleich mit den Erkenntnissen aus der Auswertung mit maximaler Anzahl von Ereignissen präsentiert.

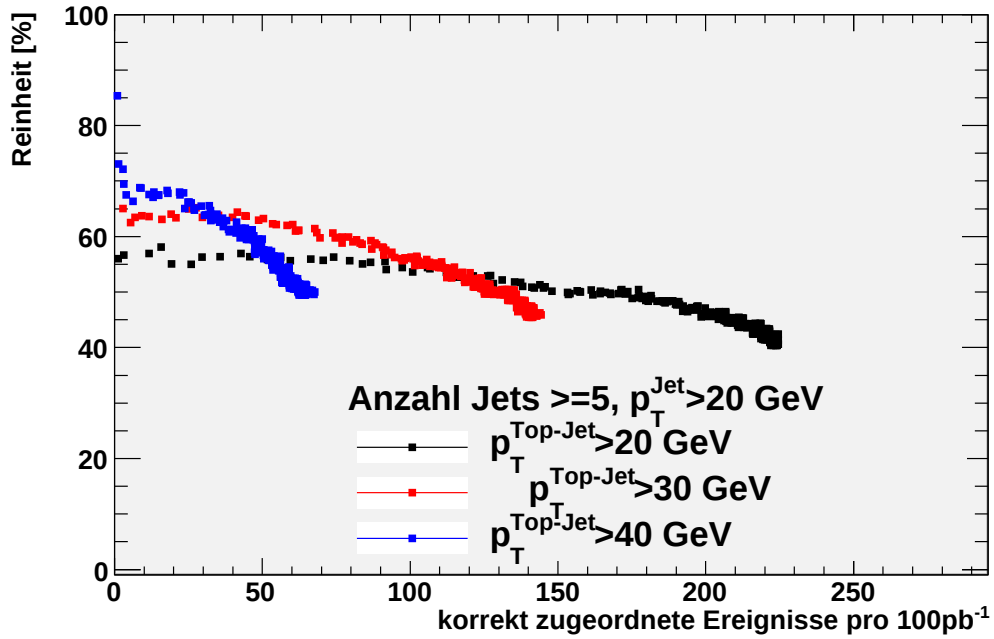


Abbildung 6.16: Charakteristik der χ^2 -Methode für 5 Jets mit $p_T > 20 \text{ GeV}$ und verschiedenen Werten für p_T der Top-Jets

Als charakteristische Punkte wurde auf der $p\varepsilon$ -Ebene die Reinheiten 50% und 60% ausgewählt. Für die Vorauswahl wurden mindestens fünf Jets über 20 GeV verlangt (siehe Abbildung 6.16).

Für die 50%ige Reinheit liefert die Forderung $p_T > 20 \text{ GeV}$ für die Top-Jets die maximale Anzahl von 158 wahren Ereignissen in 100 pb^{-1} .

Um eine Reinheit von 60% zu erreichen, muss der p_T -Schnitt der Top-Jets auf 30 GeV erhöht werden. Damit können nach 100 pb^{-1} 78 wahre Ereignisse analysiert werden.

In Abbildung 6.17 ist die Verteilung der Anzahl zusätzlicher Jets für $p = 50\%$ und $p = 60\%$ gezeigt. Die Gesamtanzahl ist entsprechend der härteren Auswahlkriterien geringer, die relative Aufteilung zwischen den Jet-Bins unterscheidet sich kaum. Die Verteilung der Anzahl zusätzlicher Jets hängt demnach nur wenig von der erreichten Reinheit ab.

Die p_T -Verteilungen in Abbildung 6.18 weist keine unerwarteten Strukturen auf, die Ten-

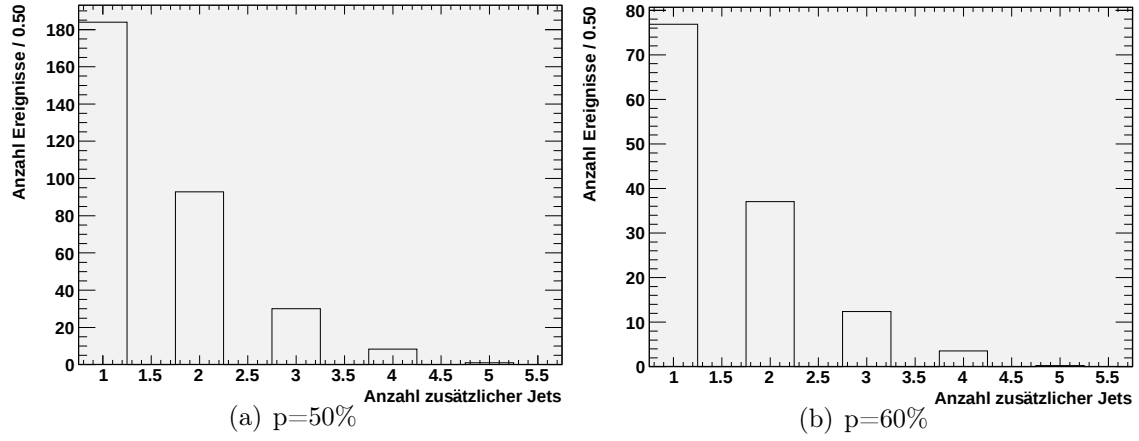


Abbildung 6.17: Anzahl an zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit, ≥ 5 Jets

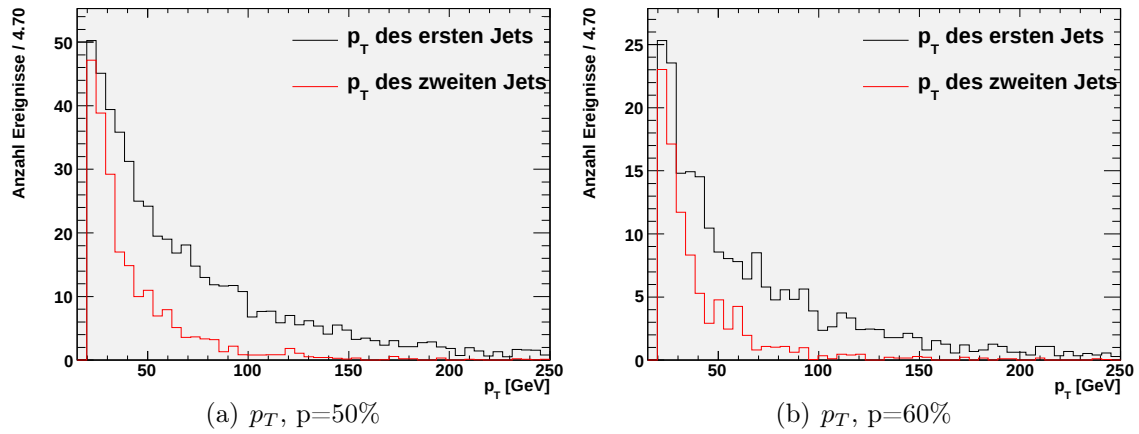


Abbildung 6.18: p_T -Verteilung der zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit, ≥ 5 Jets

denz zu Jets mit weniger Transversalimpuls hingegen verstärkt sich bei höherer Reinheit. Nichtsdestotrotz erstreckt sich das p_T -Spektrum von Jet_x^1 und Jet_x^2 bis über 200 GeV.

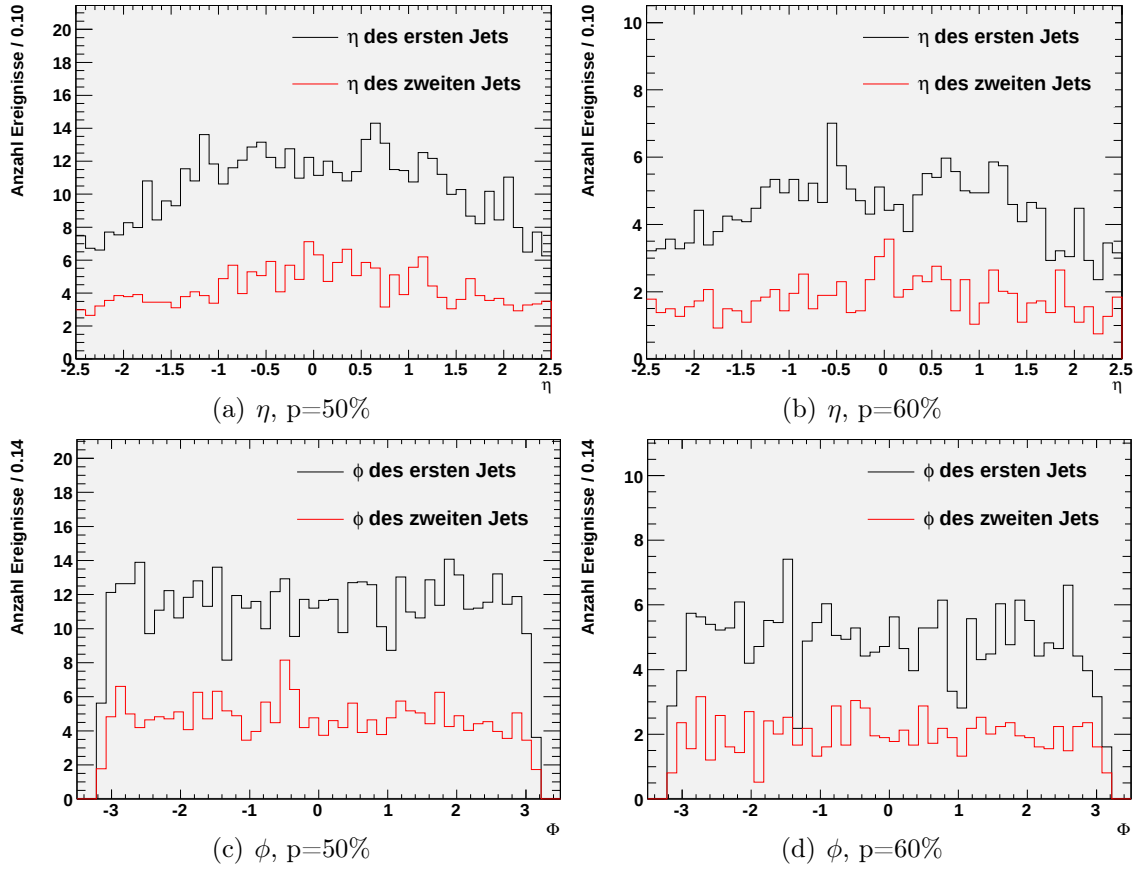


Abbildung 6.19: η und ϕ Verteilung der zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit, ≥ 5 Jets

Die Verteilung von η (Abbildung 6.19, obere Reihe) wird mit steigender Reinheit flacher. Auf Grund von zu wenig Ereignissen ist eine eindeutige Aussage über die Entwicklung jenseits von $p = 60\%$ nicht mehr möglich. Die Variable ϕ (Abbildung 6.19, untere Reihe) ist wie erwartet in beiden Fällen flach verteilt.

Die Betrachtung von Abbildung 6.20 belegt, dass sich die Anzahl an Spuren nur leicht erhöht. Die relative Veränderung zwischen $p = 50\%$ und $p = 60\%$ ist allerdings marginal. Das in Abbildung 6.21 gezeigt b-Tag-Gewicht verhält sich unverändert zwischen den verschiedenen Reinheiten. Weiterhin haben die zusätzlichen Jets überwiegend negative Gewichte, so dass in den meisten Fällen leichte Quarks der Ursprung dieser Jets waren.

Die Abstandsverteilung aus Abbildung 6.22 zeigt auch bei erhöhter Reinheit eine starke Tendenz zu niedrigen Werten. Daraus lässt sich ableiten, dass diese oft als Endzustandsabstrahlung auftreten.

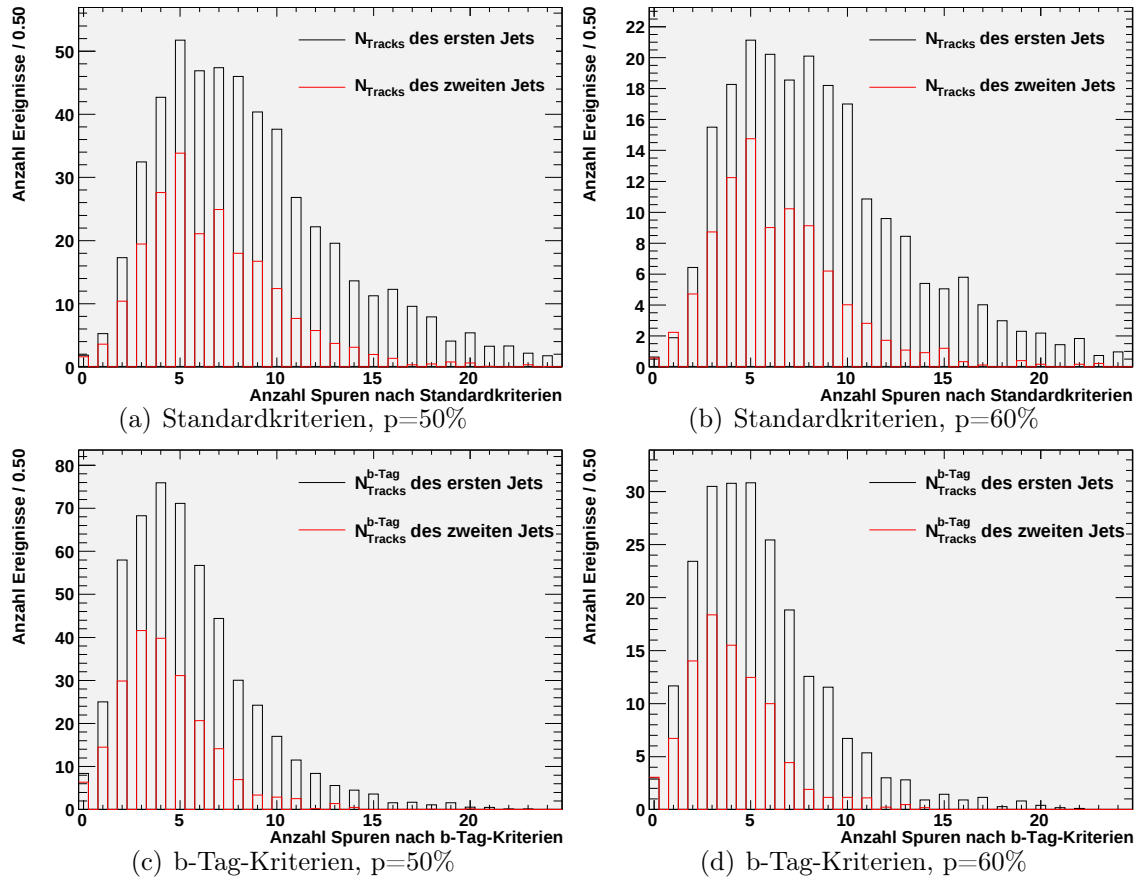


Abbildung 6.20: Anzahl an Spuren in den zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit

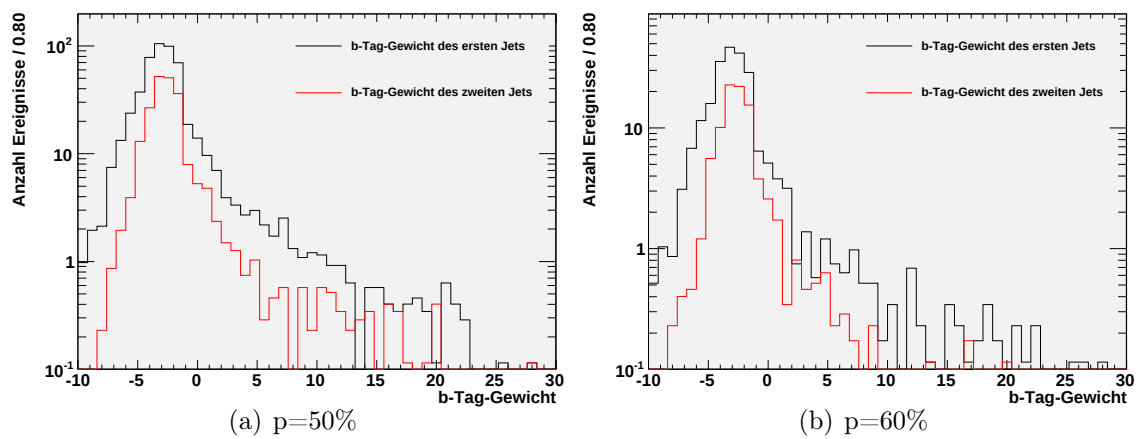


Abbildung 6.21: Verteilung des b-Tag-Gewichts in den zusätzlichen Jets bei erhöhter Reinheit

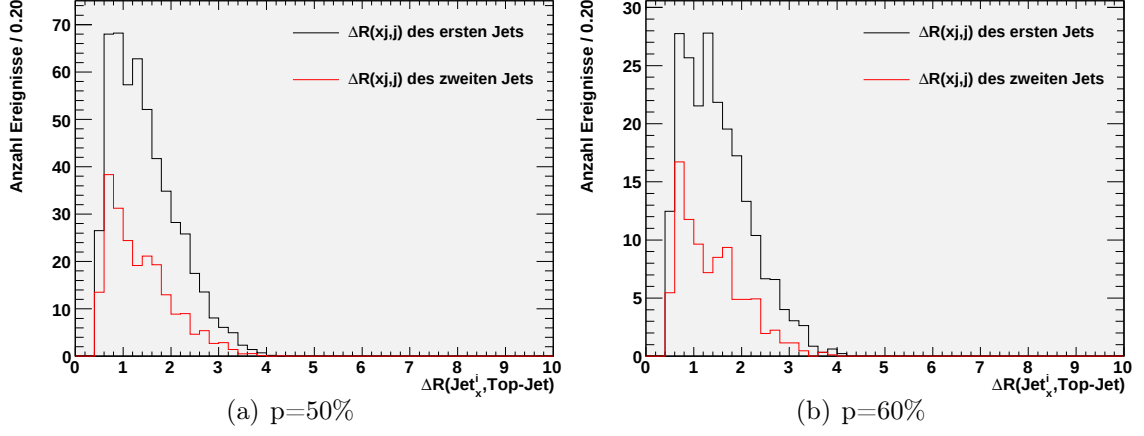


Abbildung 6.22: Abstand zwischen zusätzlichem Jet und nächstem Jet aus dem Top-Zerfall bei erhöhter Reinheit

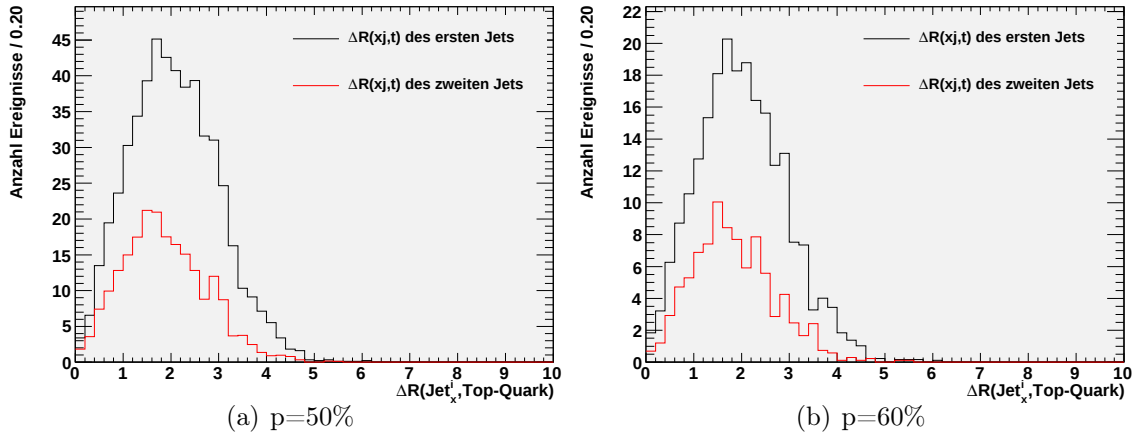


Abbildung 6.23: Abstand zwischen den zusätzlichen Jets und dem rekonstruierten Top-Quark bei erhöhter Reinheit

Das Histogramm in Abbildung 6.23 veranschaulicht, dass auch bei erhöhter Reinheit nur wenige zusätzliche Jets in der Nähe der Top-Quarks detektiert werden. Dies spricht gegen eine sichtbare Abstrahlung aus dem Anfangszustand und für eine Absorption von ISR in den Top-Jets.

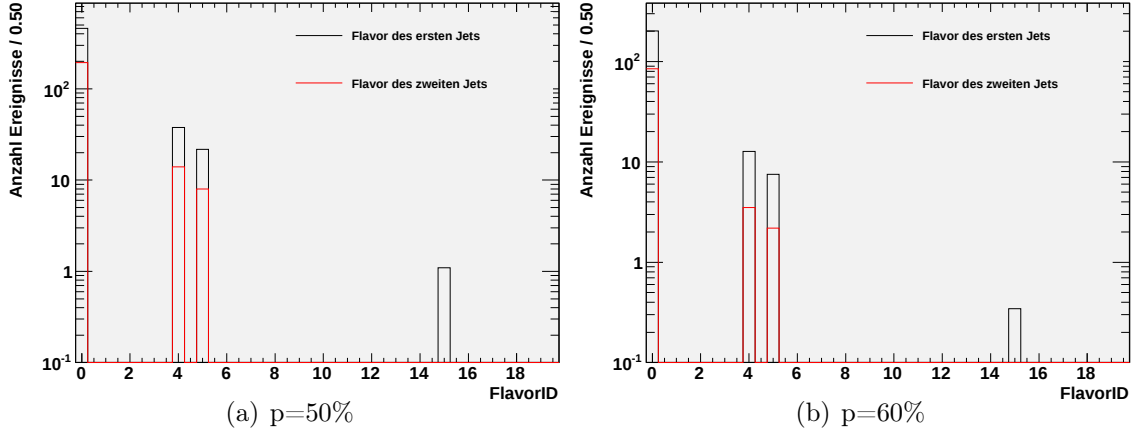


Abbildung 6.24: Flavor des Teilchens, von dem der zusätzliche Jet erzeugt wurde bei erhöhter Reinheit ($\text{FlavorID}(g,u,d,s)=0$, $\text{FlavorID}(c)=4$, $\text{FlavorID}(b)=5$, $\text{FlavorID}(\tau)=15$)

Abbildung 6.24 verdeutlicht, dass meist Gluonen und leichte Quarks Ursache für zusätzliche Jets waren. Nur selten trägt ein c - oder b -Quark zur Entstehung bei und der Anteil von Jets aus τ -Leptonen ist vernachlässigbar.

6.5 Vergleich zwischen Jet-Algorithmen

Schnitt	Ereigniszahl	relativer Anteil[%]
ohne	21706	100
genau ein isoliertes Elektron (oder Myon) mit $ \eta < 2.5$ und $p_T^e > 25$ GeV ($p_T^\mu > 20$ GeV)	10091	46.48
≥ 4 Jets mit $ \eta < 2.5$ und $p_T^{\text{Jet}} > 20$ GeV	5344	24.62
≥ 2 identifizierte b-Jets	1932	8.90
$\cancel{E}_T > 20$ GeV	1736	8.00
wenigstens eine Neutrinolösung	1241	5.72

Tabelle 6.2: Einfluss der Standardselektion unter der Verwendung von AntiKt-Jets

Die Ereignisrekonstruktion zwischen AntiKt und ATLASCone Algorithmus ist sehr ähnlich. Abbildung 6.25 zeigt dies anhand der Jet-Anzahl nach Standardselektion. Der Ver-

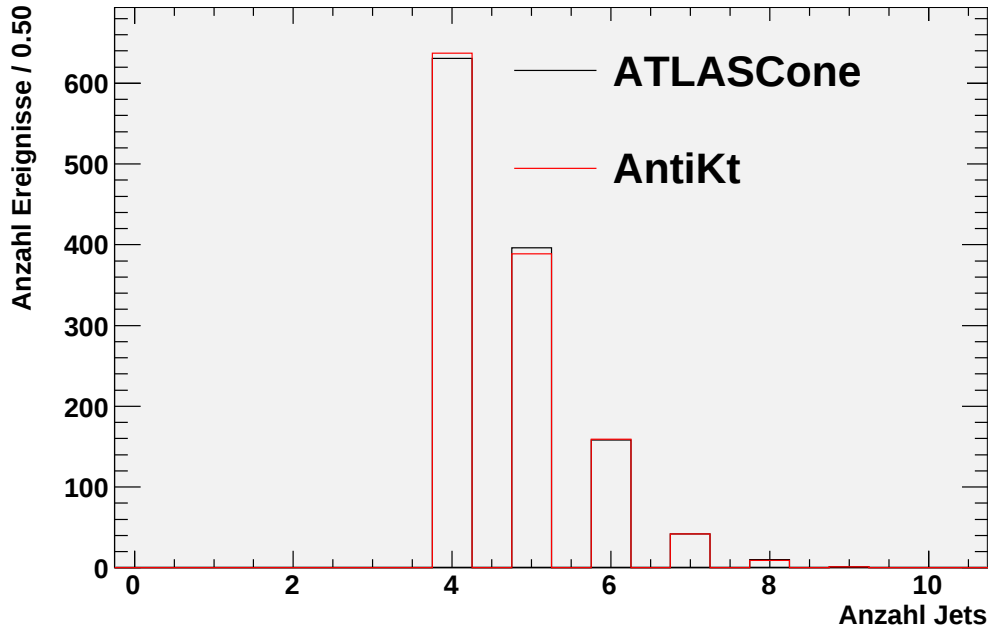


Abbildung 6.25: Aufteilung der Jet-Anzahl nach Standardselektion im Vergleich zwischen ATLAScone-Jets und AntiKt-Jets

gleich in Tabelle 6.2 zeigt nur minimale Unterschiede in der Selektionseffizienz zwischen der Verwendung von Jets aus dem ATLAScone-Algorithmus (Tabelle 6.1) und Jets aus dem AntiKt-Algorithmus.

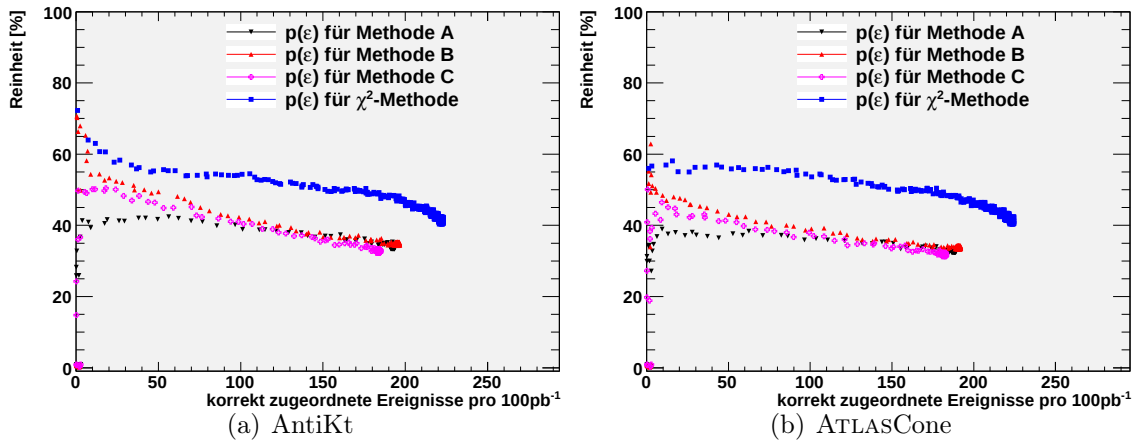


Abbildung 6.26: Verhalten der verschiedenen Auswahlmethoden bei der Verwendung des AntiKt-Algorithmus, im Vergleich mit ATLAScone

Die verschiedenen Methoden zur Auswahl des $t\bar{t}$ -Kandidaten stellen in Abbildung 6.26(a) einen ähnlichen Verlauf wie beim ATLAScone-Algorithmus dar. Die χ^2 -Methode ist den geometrischen Methoden überlegen, der Abstand zwischen den Reinheiten von χ^2 -Methode und den geometrischen Methoden B und C ist bei geringen Effizienzen und der Verwendung von AntiKt-Jets kleiner.

6.5. Vergleich zwischen Jet-Algorithmen

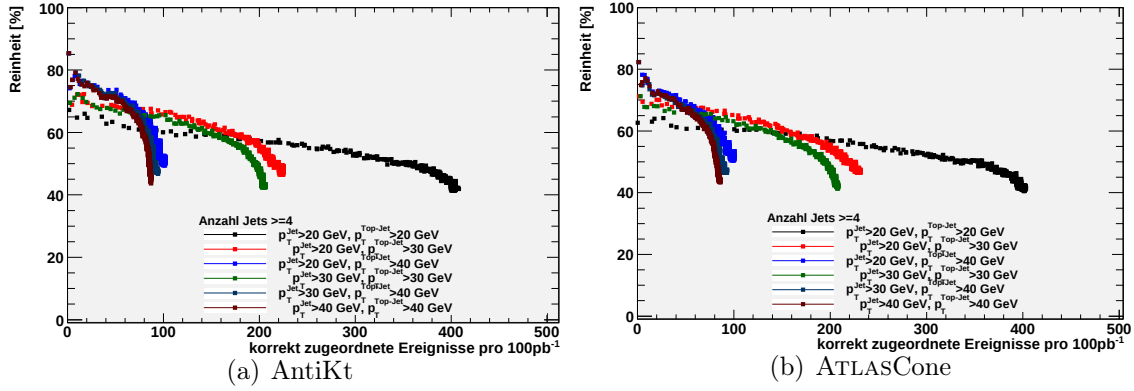


Abbildung 6.27: Verhalten der χ^2 -Methoden unter Nutzung von AntiKt-Jets oder ATLASCone bei verschiedenen p_T^{Jet} -Schnitten

Die Abbildung 6.27(a) präsentiert das Verhalten des AntiKt-Algorithmus bei verschiedenen p_T -Schnitten für die Jets. Der Verlauf ist ähnlich zu dem des ATLASCone-Algorithmus (Abbildung 6.27(b)) und zeigt auch hier die beste Trennkraft, wenn in der Standardselektion Jets mit $p_T > 20 \text{ GeV}$ ausgewählt werden.

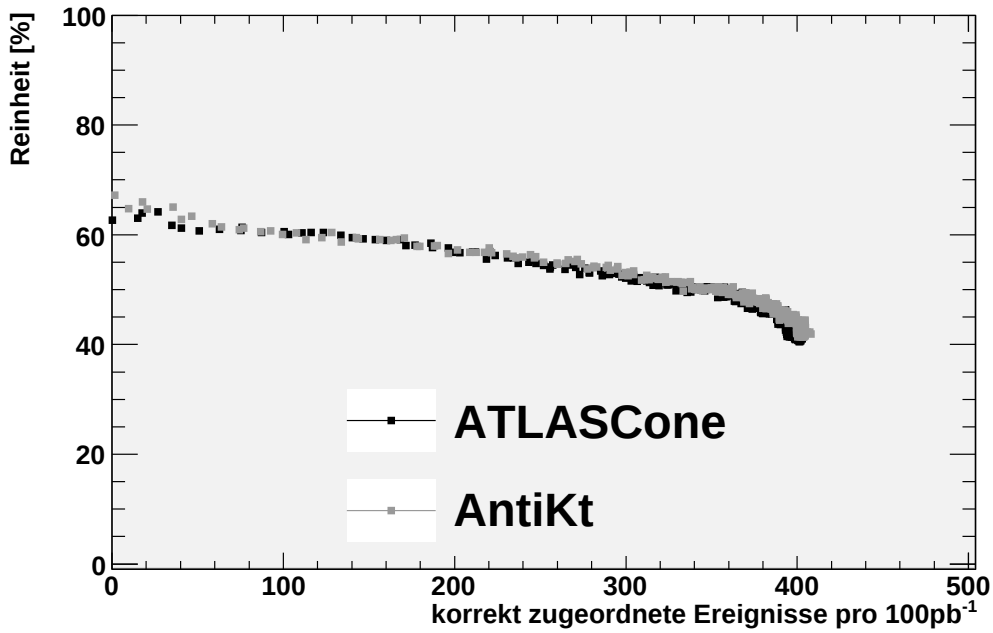


Abbildung 6.28: Vergleich der Zahl der Ereignisse nach Standardselektion zwischen ATLASCone-Jets und AntiKt-Jets

Die Kurven in der $p\varepsilon$ -Ebene in Abbildung 6.28 zeigen die Unterschiede im direkten Vergleich zwischen AntiKt und ATLASCone. Die Differenz ist stets gering und der Verlauf nahezu deckungsgleich. Auf Grund dieser identischen Rekonstruktionsquote und der besseren theoretischen Beschreibung ist der AntiKt-Algorithmus zu bevorzugen.

7 Zusammenfassung

Der Vergleich mehrerer Methoden zur Rekonstruktion von semileptonisch zerfallenden Top-Paaren ergibt, dass die verwendete χ^2 -Methode auf Basis von Masseninformationen der W -Bosonen und Top-Quarks sowie der Ereigniskinematik die höchste Effizienz und Reinheit liefert. Der beste auf geometrischen Überlegungen basierende Algorithmus ist Methode B. Diese beruht auf der Summation der Abstände zwischen den Zerfallsprodukten beider Top-Quarks und des hadronisch zerfallenden W -Bosons.

Die Betrachtung von verschiedenen p_T -Schwellen für die Auswahl der beteiligten Jets ergibt die höchste Anzahl von Ereignissen mit einem p_T -Schnitt von 20 GeV. Die Einführung einer oberen Grenze für die Kriterien zur Auswahl des korrekten $t\bar{t}$ -Kandidaten erlaubt die Erhöhung der Reinheit bei verringerter Anzahl von Ereignissen.

Eine weitere Erhöhung der Reinheit im Bereich weniger Ereignisse gelingt durch die Einführung eines zweiten p_T -Schnittes, welcher nur auf die Jets aus dem Top-Paar-Zerfall wirkt. Damit können bei der Standardselektion Reinheiten über 70% erreicht werden.

Die Untersuchung der Eigenschaften der beiden zusätzlichen Jets mit maximalem Transversalimpuls wird mittels der χ^2 -Methode durchgeführt, die eine überlegene Reinheit und Effizienz aufweist. Die Auswertung ergibt, dass überwiegend Jets mit niedrigerem p_T aus Gluonen oder leichten Quarks im Datensatz vorhanden sind. Diese haben meist einen geringen Abstand zu den Jets aus dem Top-Paar-Zerfall.

Im Bezug auf die anstehende Umstellung der Jet-Algorithmen wird eine Gegenüberstellung vom bisherigen Standard-Jet-Algorithmus ATLASCone zum AntiKt-Algorithmus präsentiert. Diese ergibt nur minimale Abweichungen zwischen den Algorithmen.

In Hinblick auf erste Messdaten am LHC ist es fortführend möglich, die Betrachtung mit einem angepassten Hintergrundsdatensatz zu wiederholen. Bei entsprechender Verfügbarkeit ist es ebenfalls möglich einen Generator-Vergleich mit Hilfe dieser Daten anzufertigen. Mit Ergebnissen aus den ersten 100 pb^{-1} ist weiterhin eine Anpassung der Generatoren möglich.

In Erwartung der Datennahme am LHC mit 14 TeV Strahlenergie ab dem Jahr 2011 ist ein Vergleich mit den Ergebnissen der 10 TeV-Periode anzustreben.

Durch eine getrennte Auftragung zwischen Jets aus Gluonen und Jets aus Quarks kann un-

tersucht werden, welchen Einfluss der Ursprung des zusätzlichen Jets auf die betrachteten Eigenschaften hat.

Die besten Ergebnisse in der Reinheit-Effizienz-Ebene liefert in dieser Arbeit die Verwendung einer χ^2 -Methode. Die Optimierung und Erweiterung der dafür verwendeten Parameter verspricht eine Verbesserung der Trennkraft.

Literaturverzeichnis

- [1] <http://www.linearcollider.org/cms/>
- [2] *Bildarchiv*. http://zms.desy.de/presse/bildarchiv/index_ger.html
- [3] *Interactions ImageBank*. <http://www.interactions.org>
- [4] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1*. Genf : CERN, 1999 (Technical Design Report ATLAS). <http://cdsweb.cern.ch/record/391176>
- [5] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 2*. Genf : CERN, 1999 (Technical Design Report ATLAS). <http://cdsweb.cern.ch/record/391177>
- [6] *ATLAS computing: Technical Design Report*. Genf : CERN, 2005 (Technical Design Report ATLAS). <http://cdsweb.cern.ch/record/837738>
- [7] *Jet algorithm studies in events with pile-up*. 2009 . – Vortrag ATLASWoche im Januar 2009 von David Miller und Ariel Schwartzmann
- [8] *Performance of jet algorithms for the top quark mass*. 2009 . – Vortrag ATLASWoche im April 2009 von Nabil Ghodbane
- [9] AGOSTINELLI, S. u. a.: GEANT4: A simulation toolkit. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), S. 250–303. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – DOI 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [10] ALLISON, John u. a.: Geant4 developments and applications. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53 (2006), Nr. 1, S. 270–278. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2006.869826>. – DOI 10.1109/TNS.2006.869826
- [11] AMSLER, C. u. a.: The Review of Particle Physics / (Particle Data Group). 2008 (Physics Letters B667 1 (2008)). – Forschungsbericht
- [12] ATLAS COLLABORATION u. a.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics*. Genf : CERN, 2008 <http://cdsweb.cern.ch/record/1125884>. – CERN-OPEN-2008-020

-
- [13] ATLAS COLLABORATION ; AAD, G. u. a.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3 (2008), August, S. 08003. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [14] ATLAS COLLABORATION ; FERRARI, Pamela ; BOSMAN, Martine: Top quark physics at ATLAS / CERN. Genf, Mai 2008. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2008-073
- [15] BERGER, Christoph: *Elementarteilchenphysik*. 2., aktualisierte und überarbeitete Auflage. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [16] BÄHR, Manuel u. a.: Simulation of multiple partonic interactions in Herwig++. In: *JHEP* 07 (2008), S. 076. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/076>. – DOI 10.1088/1126-6708/2008/07/076
- [17] BLAZEY, Gerald C. u. a.: Run II jet physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop. (2000). <http://fr.arxiv.org/abs/hep-ex/0005012>
- [18] BRUN, R. ; RADEMAKERS, F.: ROOT: An object oriented data analysis framework. In: *Nucl.Instrum. Meth.* A389 (1997), S. 81–86. – <http://root.cern.ch/>
- [19] BUTTERWORTH, J. M. ; FORSHAW, Jeffrey R. ; SEYMOUR, M. H.: Multiparton interactions in photoproduction at HERA. In: *Z. Phys.* C72 (1996), 637–646. <http://dx.doi.org/10.1007/s002880050286>. – DOI 10.1007/s002880050286
- [20] CACCIARI, Matteo ; ROJO, Juan ; SALAM, Gavin P. ; SOYEZ, Gregory: Quantifying the performance of jet definitions for kinematic reconstruction at the LHC. In: *JHEP* 12 (2008), 032. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/032>. – DOI 10.1088/1126-6708/2008/12/032
- [21] CACCIARI, Matteo ; SALAM, Gavin P. ; SOYEZ, Gregory: The anti-kt jet clustering algorithm. In: *JHEP* 04 (2008), 063. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>. – DOI 10.1088/1126-6708/2008/04/063
- [22] CAMMIN, Jochen: *Study of a Light Standard Model Higgs Boson in the $t\bar{t}H^0$ Channel with ATLAS at LHC and Decay-Mode independent Searches for Neutral Higgs Bosons with OPAL at LEP*, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Willhelm-Universität zu Bonn, Diss., März 2004
- [23] CERN: *CERN releases analysis of LHC incident*. <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR14.08E.htm%1>. Version: 2008

-
- [24] COGNERAS, E. ; PALLIN, D.: Methods to improve the reconstruction efficiency of $t\bar{t}$ events within ATLAS / CERN. Genf, März 2009. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2009-092
- [25] COGNERAS, E. ; PALLIN, D.: Reconstruction of $t\bar{t}$ events without b-tagging within ATLAS / CERN. Genf, März 2009. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2009-083
- [26] CORCELLA, Gennaro u.a.: HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). In: *JHEP* 01 (2001), S. 010. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2001/01/010>. – DOI 10.1088/1126-6708/2001/01/010
- [27] ELLIS, Stephen D. ; SOPER, Davison E.: Successive combination jet algorithm for hadron collisions. In: *Phys. Rev. D* 48 (1993), 3160-3166. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3160>. – DOI 10.1103/PhysRevD.48.3160
- [28] ELSING, M. ; GAVRILENKO, I. ; GORFINE, G. ; KARTVELISHVILI, V. ; KOFFAS, T. ; KOSTYUKHIN, V. ; LEE, J. S H. ; LIEBIG, W. ; MORLEY, A. ; PIACQUADIO, N. G. ; PROKOFIEV, K. ; WILDAUER, A. ; ZHU, H.: ATLAS Detector Paper Back-Up Note: Electrons and Photons / CERN. Version: Juli 2008. <http://cdsweb.cern.ch/record/1116070>. Genf, Juli 2008. – Forschungsbericht. – ATL-INDET-PUB-2008-013
- [29] EVANS, Lyndon ; BRYANT, Philip: LHC Machine. In: *JINST* (2008), August, Nr. 3, S. 08001. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08001
- [30] FAYARD, L. ; NISATI, L.: Higgs Boson Searches with ATLAS / CERN. Genf, August 2008. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2008-113
- [31] FERMI RESEARCH ALLIANCE: *Fermi National Accelerator Laboratory*. www.fnal.gov. Version: November 2008
- [32] FLEGEL, Ilka: *H1 und ZEUS - Elektronen sondieren das Proton*. <http://www.weltderphysik.de/de/437.php>. Version: 2003
- [33] FRIXIONE, Stefano ; WEBBER, Bryan R.: Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. In: *JHEP* 06 (2002), 029. <http://uk.arxiv.org/abs/hep-ph/0204244v2>

-
- [34] FRIXIONE, Stefano ; WEBBER, Bryan R.: The MC@NLO 3.3 event generator. (2006). <http://uk.arxiv.org/abs/hep-ph/0612272>
 - [35] GLASHOW, Sheldon L.: Partial-symmetries of weak interactions. In: *Nucl. Phys.* 22 (1961), September, S. 579–588. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2). – DOI 10.1016/0029-5582(61)90469-2
 - [36] GLASHOW, Sheldon L. ; WEINBERG, Steven: Natural conservation laws for neutral currents. In: *Phys. Rev. D* 15 (1977), April, Nr. 7, S. 1958–1965. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.15.1958>. – DOI 10.1103/PhysRevD.15.1958
 - [37] GÖPFERT, Thomas: Counting Signed Impact Parameter based b-tagging algorithm with ATLAS / CERN. Genf, Dezember 2008. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2008-254
 - [38] GÖPFERT, Thomas ; SUNDERMANN, Jan E.: *KinFitter - A Kinematic Fit with Constraints*. – erscheint voraussichtlich 2009 unter ATL-COM-PHYS
 - [39] HIGGS, Peter W.: In: *Phys. Rev. Lett.* Ridge NY 12.1964 (1964), S. 132
 - [40] HIGGS, Peter W.: Broken symmetries and the masses of gauge bosons. In: *Phys. Rev. Lett.* Ridge NY 13.1964 (1964), S. 508–509
 - [41] HIGGS, Peter W.: Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons. In: *Phys. Rev.* 145 (1966), S. 1156–1163
 - [42] INCANDELA, Joseph R. ; QUADT, Arnulf ; WAGNER, Wolfgang ; WICKE, Daniel: Status and Prospects of Top-Quark Physics. (2009). <http://es.arxiv.org/abs/0904.2499>
 - [43] JAIN, Vivek u. a.: *The ATLAS Physics Analysis Workbook - Release 14*. Version: August 2008. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/PhysicsAnalysisWorkBookRel14>
 - [44] JEABEK, M. ; KUHN, Johann H.: Semileptonic decays of top quarks. In: *Phys. Lett. B* 207 (1988), Nr. 1, S. 91–96. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)90892-1](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(88)90892-1). – DOI 10.1016/0370-2693(88)90892-1. – ISSN 0370-2693
 - [45] KUHN, Johann H.: Theory of top quark production and decay. (1996). <http://es.arxiv.org/abs/hep-ph/9707321>

-
- [46] LAMPL, W. ; LAPLACE, S. ; LELAS, D. ; LOCH, P. ; MA, H. ; MENKE, S. ; RAJAGOPALAN, S. ; ROUSSEAU, D. ; SNYDER, S. ; UNAL, G.: Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance / CERN. Version: April 2008. <http://cdsweb.cern.ch/record/1099735>. Genf, April 2008. – Forschungsbericht. – ATL-COM-LARG-2008-003
- [47] LEHMACHER, Marc: b-Tagging Algorithms and their Performance at ATLAS. (2008). <http://es.arxiv.org/abs/0809.4896>
- [48] MCMAHON, Steve: The Standard Model and Physics Searches at LHC / CERN. Version: April 2009. <http://cdsweb.cern.ch/record/1174073>. Genf, April 2009. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2009-195
- [49] MOCH, S. ; UWER, P.: Heavy-quark pair production at two loops in QCD. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 183 (2008), 75-80. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2008.09.085>. – DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2008.09.085
- [50] NADOLSKY, Pavel M. u. a.: Implications of CTEQ global analysis for collider observables. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008), 013004. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.013004>. – DOI 10.1103/PhysRevD.78.013004
- [51] PLEIER, Marc-Andre: Review of Top Quark Properties Measurements at the Tevatron. (2008). <http://es.arxiv.org/abs/0810.5226>. – FERMILAB-PUB-08-495-E
- [52] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank: *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 7. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [53] PUMPLIN, J. u. a.: New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. In: *JHEP* 07 (2002), 012. <http://es.arxiv.org/abs/hep-ph/0201195>
- [54] SALAM, A.: in *Elementary Particle Theory*, p. 367. (1968)
- [55] SALAM, Gavin P. ; SOYEZ, Gregory: A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm. In: *JHEP* 05 (2007), 086. <http://es.arxiv.org/abs/0704.0292>
- [56] SEXL, Prof. D. R. U. ; URBANTKE, Dr. H. K.: *Gravitation und Kosmologie*. 3., korrigierte Auflage. Wissenschaftsverlag Mannheim/Wien/Zürich, 1987
- [57] SHIBATA, Akira: *Top Cross Section Reference*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopReferences>. Version: 2007

-
- [58] SHIBATA, Akira: *Top Cross Section Reference*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopReferences10TeV>. Version: Juli 2009
- [59] SHIBATA, Akira ; BOSMAN, Martine ; HAWKINGS, Richard u. a.: Understanding Monte Carlo Generators for Top Physics / CERN. Version: Juni 2009. <http://cdsweb.cern.ch/record/1186207>. Genf, Juni 2009. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2009-334
- [60] SOYEZ, Gregory: The SISCone and anti-kt jet algorithms. Version: Juli 2008. <http://es.arxiv.org/abs/0807.0021>. 2008. – Forschungsbericht
- [61] SPANÒ, F.: Top Physics at ATLAS and CMS / CERN. Version: Mai 2009. <http://cdsweb.cern.ch/record/1176358>. Genf, Mai 2009. – Forschungsbericht. – ATL-COM-PHYS-2009-241
- [62] TEVATRON ELECTROWEAK WORKING GROUP: Combination of CDF and D0 results on the W boson mass and width. (2008). <http://arxiv.org/abs/0808.0147>. – FERMILAB-TM-2415
- [63] TEVATRON ELECTROWEAK WORKING GROUP: Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. (2009). <http://arxiv.org/abs/0903.2503>. – FERMILAB-TM-2427-E
- [64] WEINBERG, Steven: A Model of Leptons. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), November, Nr. 21, S. 1264–1266. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.19.1264
- [65] ZUR NEDDEN, Martin: *Triggering at the Frontier: Top Quark Physics at ATLAS*. http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/Seminare/IS2009/Martin_zur_Nedden.pdf

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all denen bedanken, die mich bei der Anfertigung meiner Diplomarbeit so kräftig unterstützt haben.

Besonderen Dank verdienen dabei Prof. Dr. Michael Kobel, Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner und Dr. Xavier Prudent, die es mir erst ermöglicht haben, ein aktuelles Thema der Elementarteilchenphysik zu bearbeiten. Herzlich bedanken möchte ich mich für die Unterstützung und die vielen Ratschläge, die mir im Laufe der Zeit zuteil wurden.

Ganz besonderen Dank möchte ich gegenüber Marco Schäfer, Kathrin Leonhardt, Franziska Hoffeins, Diana Pallmann und Thomas Göpfert für die konstruktiven Gespräche ausdrücken. Insbesondere eure Engelsgeduld beim Korrekturlesen war ein großer Gewinn für mich. Ohne eure fruchtbringenden Kommentare wäre ich nie so weit gekommen. Auch allen anderen Institutsangehörigen möchte ich für die heitere Atmosphäre danken, die das Arbeiten im IKTP viel angenehmer gemacht hat.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken. Ihr habt es möglich gemacht, dass ich trotz gerissener Bänder die Arbeit rechtzeitig fertig stellen konnte. Ohne euch wäre das Leben nur halb so schön. Und ohne die Motivation und finanzielle Unterstützung meiner Eltern wäre ich nie auf die Idee gekommen, Physik zu studieren. Vielen Dank für die Geduld und das Vertrauen.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Marcus Heinrich

Dresden, Juli 2009