

Untersuchung der b-Tagging-Algorithmen des ATLAS-Experiments

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physikerin

dem Fachbereich Physik der
Universität Siegen

vorgelegt von
Delia Brüser

September 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das ATLAS-Experiment	3
2.1	Der Large Hadron Collider am CERN	3
2.2	Physikalische Ziele des ATLAS-Experiments	4
2.3	Der Aufbau des ATLAS-Detektors	9
2.3.1	Der innere Detektor	9
2.3.2	Der Pixeldetektor	10
2.3.3	Der Pixelmodulteststrahl	13
2.3.4	Das Kalorimeter	13
2.3.5	Das Myonenspektrometer	14
2.3.6	Das Triggersystem	15
3	Die Simulation und die Rekonstruktion von Ereignissen	16
3.1	Die Simulation der Ereignisse	16
3.2	Die Rekonstruktion von Spuren und Jets	17
3.2.1	Das Koordinatensystem und die Spurvariablen	17
3.2.2	Die Spurrekonstruktion	18
3.2.3	Die Jetrekonstruktion	19
3.3	Die Rekonstruktion der Vertices	20
3.3.1	Der primäre Vertex	20
3.3.2	Die sekundären Vertices	21
4	Untersuchung verschiedener Ereignisklassen	23
4.1	Die betrachteten Zerfälle	23
4.1.1	Der Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	23
4.1.2	Der Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	24
4.2	Kinematische Eigenschaften der Partonen	25
4.2.1	Die Teilchenarten	25
4.2.2	Die Impuls- und Winkelverteilungen	25
4.3	Physikalische Eigenschaften der Jets	30
4.3.1	Die Multiplizitäten	30
4.3.2	Die Art der jeterzeugenden Teilchen	32
4.3.3	Die Impuls- und Winkelverteilungen	32

5	Studien zum auf dem Abstand basierenden b-Tagging	36
5.1	Auf dem Impact-Parameter basierendes b-Tagging	37
5.1.1	Die transversale Komponente des Impact-Parameters	37
5.1.2	Die Kalibrationshistogramme und die Spurgewichte	38
5.1.3	Die Berechnung der Jetgewichte	40
5.1.4	Die Ergebnisse des 2D-Algorithmus	42
5.2	Untersuchungen mit dem 3D-Algorithmus	48
5.2.1	Der longitudinale Impact-Parameter z_0	48
5.2.2	Die Kalibrationshistogramme	48
5.2.3	Die Berechnung der Jetgewichte	49
5.2.4	Die Ergebnisse des 3D-Algorithmus	50
5.3	b-Tagging mit sekundären Vertices	52
5.3.1	Die diskriminierenden Variablen	52
5.3.2	Die Kalibrationshistogramme	56
5.3.3	Die Berechnung der Jetgewichte	57
5.3.4	Die Ergebnisse des SV2-Algorithmus	58
5.4	Systematische Studien zu den Kalibrationshistogrammen	60
5.5	Das Variablenverhalten bei Pixelineffizienzen	66
6	Ergebnisse der Untersuchungen	70
	Anhang	75
A	Die Ergebnistabellen	75
B	Der Pixelmodulteststrahl	79
B.1	Der Aufbau	79
B.2	Das Detektorkontrollsystem	80
B.3	Das Strahlprofil	82
B.4	Auswertung	83
C	Verwendete Akronyme	87

Kapitel 1

Einleitung

Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC Apparatus) ist einer von insgesamt vier Detektoren, die es mithilfe des Proton-Proton-Speicherrings LHC (Large Hadron Collider) ab 2007 ermöglichen werden, aktuelle Fragestellungen der Teilchenphysik zu untersuchen.

Gegenläufige Protonenstrahlen werden im LHC auf eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV beschleunigt. Die Protonen kollidieren an vier Wechselwirkungspunkten miteinander, an denen sich die Detektoren befinden, die die Daten der Teilchenwechselwirkungen aufnehmen. Um die Daten analysieren zu können, sind aufgrund der Komplexität der Wechselwirkungen effektive Auswertungsalgorithmen notwendig. Diese werden auf Grundlage von Physik- und Detektorsimulationen bereits vor Beginn der Datennahme entwickelt und optimiert.

Ein Gebiet dieser Entwicklungen stellen die b-Tagging-Algorithmen dar. Ihr Ziel ist es, Teilchen, die ein b- oder \bar{b} -Quark enthalten (B-Mesonen), anhand der Spuren und Jets ihrer Tochterpartonen identifizieren zu können. Jets sind definiert als lokalisierte Energiedepositionen von Teilchenbündeln in den Kalorimetern.

Ein wichtiger Forschungsschwerpunkt der ATLAS-Kollaboration ist die Suche nach dem Higgs-Teilchen [Hig64]. Einer der „goldenen Kanäle“ zur Entdeckung des Zerfalls des Higgs-Teilchens in einem Massenbereich von 90 - 150 GeV¹ ist sein Zerfall in ein b- und ein \bar{b} -Quark [ATL99b]. Ein effektives b-Tagging ist also für den Nachweis des Higgs-Teilchens unabdingbar.

Weitere physikalische Ziele des ATLAS-Experiments sind z. B. die Untersuchung von seltenen B-Zerfällen und die Vermessung von B_s^0 -Oszillationen. Auch hierzu ist eine gute Identifikation von B-Mesonen notwendig.

In der vorliegenden Arbeit werden auf der Grundlage einer Simulation des harten Streuprozesses mit anschließender Simulation des ATLAS-Detektors unterschiedliche Ereignisklassen untersucht. Zwei Zerfallskanäle, $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, werden auf einige Eigenschaften ihrer Partonen, Spuren und Jets hin untersucht und verglichen. Zudem werden zwei Untergrundkanäle des Zerfallskanals $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$, $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$, betrachtet.

Anschließend werden drei b-Tagging-Algorithmen (der auf dem transversalen Impact-Parameter, der auf dem longitudinalen Impact-Parameter und der auf dem Se-

¹Im Allgemeinen werden in der Elementarteilchenphysik Energien in eV, Impulse in eV/c und Massen in eV/c² angegeben. Im Folgenden wird $c \equiv 1$ gesetzt.

kundärvertex basierende b-Tagging-Algorithmus) beschrieben [CKRdV03].

Die Algorithmen erstellen jeweils Jetgewichte, welche proportional zur Wahrscheinlichkeit sind, dass ein rekonstruierter Jet seinen Ursprung in einem B-Meson hat. Auf diese Gewichte wird ein Schnitt angesetzt. Jets, deren Gewichte oberhalb dieses Schnittes liegen, werden als b-Jets bezeichnet. Hierbei treten je nach Schnitt mehr oder weniger viele Fehlinterpretationen auf. Das vom Algorithmus ermittelte Ergebnis besitzt also eine vom Schnitt abhängende Reinheit.

Zentral in dieser Arbeit ist die Untersuchung der Effizienz und Reinheit der Ergebnisse dieser b-Tagging-Algorithmen und ihrer Erweiterungen bei Anwendung auf die betrachteten vier Zerfallskanäle.

Kapitel 2

Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment (A Toroidal LHC Apparatus) [ATL99a] ist ein Projekt, an dem rund 2000 Physiker(innen) aus aller Welt beteiligt sind. Seine Aufgabe ist es, grundlegende Messungen zur Elementarteilchenphysik durchzuführen und dabei neue Erkenntnisse in den Bereichen der Higgs-Physik, der Top- und Bottom-Physik zu erlangen sowie nach Physik jenseits des Standardmodells zu suchen.

In diesem Kapitel sollen nach einer Beschreibung des LHC (Large Hadron Collider) zunächst die physikalischen Ziele des ATLAS-Experiments näher erläutert werden. Danach wird der ATLAS-Detektor mit seinen einzelnen Komponenten beschrieben. Schließlich folgen drei Abschnitte über die Simulation und Rekonstruktion von Teilchenspuren in ATLAS.

2.1 Der Large Hadron Collider am CERN

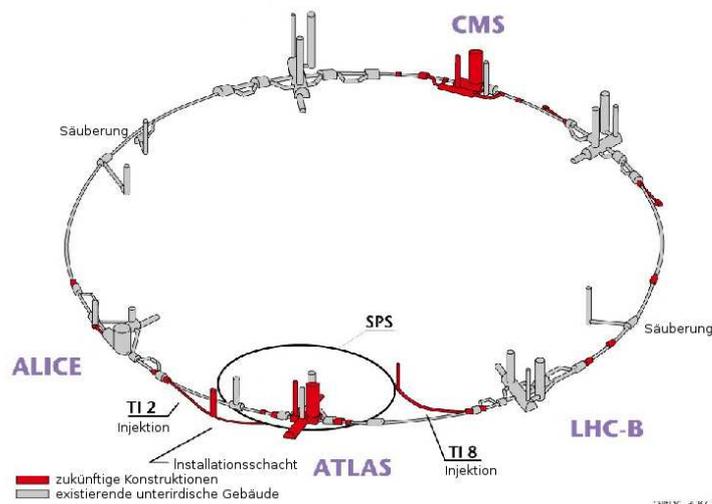


Abbildung 2.1: Der LHC und die vier vorgesehenen Experimente [CER97].

Am Europäischen Teilchenforschungszentrum CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf soll den aktuellen Fragestellungen der Teilchenphysik nachgegangen werden. Möglich wird dies durch den Einsatz eines neuen Beschleunigerrings.

Diese Maschine, der LHC, soll 2007 seinen Betrieb aufnehmen. In ihm sollen Protonen in gegenläufigen Bündeln zu je etwa 10^{11} Teilchen auf 7 TeV beschleunigt werden. In einer Richtung laufen jeweils mehrere Pakete in einem Abstand von 25 ns durch das Strahlrohr.

Die Protonenpakete werden vom SPS (Super Proton Synchrotron) zunächst auf 450 GeV vorbeschleunigt und anschließend in den LHC injiziert. Dort werden sie ca. eine halbe Stunde lang weiter beschleunigt, bis sie die gewünschte Energie aufweisen. Supraleitende Spulen, die ein Magnetfeld von 8,3 T erzeugen, halten die Bündel auf ihrer Bahn. Teilchen, die sich trotzdem außerhalb des Strahls befinden, werden durch ein System von Kollimatoren aufgefangen.

An vier Punkten des Ringes kollidieren die gegenläufigen Pakete miteinander. Bei der höchsten Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ werden dort je Kollision im Mittel 23 Wechselwirkungen erwartet. An den Kollisionspunkten befindet sich je ein Detektor. Die Detektoren ATLAS und CMS werden für die Suche nach dem Higgs-Boson, die Top- und Bottom-Physik und die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells genutzt werden. Der Detektor LHCb wurde speziell entwickelt, um Experimente mit b-Quark-haltigen Teilchen durchführen zu können. Der Detektor ALICE wird die Analyse von Schwerionenkollisionen ermöglichen. Der LHC soll zunächst fünf Jahre lang bei einer Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ laufen und anschließend auf $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ hochgefahren werden.

2.2 Physikalische Ziele des ATLAS-Experiments

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist die heute gebräuchliche Beschreibung aller Materie und Wechselwirkungen. Das Modell setzt sich aus der elektroschwachen Theorie und der Quantenchromodynamik (QCD) zusammen. Um das Standardmodell in allen Vorhersagen zu bestätigen, ist es nötig, die Existenz mindestens eines Higgs-Bosons nachzuweisen.

Sollte dies nicht gelingen, müssen Teile des Modells verworfen werden. Falls dies geschehen sollte, gibt es mehrere theoretische Ansätze, das Standardmodell entsprechend zu erweitern oder sogar zu ersetzen.

Im Folgenden werden kurz die Grundzüge des Standardmodells erklärt (siehe z. B. [PS95] oder [Gri96]), wobei die Bedeutung des Higgs-Teilchens herausgestellt werden soll [ATL99b].

Das Higgs-Boson im Standardmodell

Nach dem Standardmodell besteht die gesamte Materie aus Leptonen, Quarks und Austauschpartikeln:

- Leptonen

Leptonen sind Fermionen, das heißt, sie besitzen einen halbzahligen Spin. Es existieren sechs Leptonen, das Elektron e^- , das Myon μ^- und das Tau τ^- mit jeweils einem dazugehörigen Neutrino ν_e, ν_μ und ν_τ . Klassifiziert werden können sie durch ihre Ladung Q , die Elektronenzahl L_e , die Myonenzahl

L_μ und die Tauonenzahl L_τ . Zudem gibt es weitere sechs Antileptonen mit umgekehrten Vorzeichen in Q und L :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}}_{\text{Leptonen}} \quad \underbrace{\begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^+ \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix}}_{\text{Antileptonen}}. \quad (2.1)$$

- Quarks

Neben den Leptonen gibt es noch weitere Spin-1/2-Teilchen, aus denen sich die Materie zusammensetzt. Sie werden Quarks genannt. Man kennt sechs verschiedene Flavours, das Up-, Down-, Top-, Bottom-, Strange- und Charm-Quark. Hierzu existieren jeweils die entsprechenden Antiquarks. In der QCD werden ihnen außerdem drei Farbladungen zugeordnet.

$$\underbrace{\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}}_{\text{Quarks}} \quad \underbrace{\begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{c} \\ \bar{s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{t} \\ \bar{b} \end{pmatrix}}_{\text{Antiquarks}}. \quad (2.2)$$

Quarks existieren nicht als freie Teilchen, sondern sind bislang ausschließlich in gebundenen Zuständen nachgewiesen worden. Diese gebundenen Zustände werden Hadronen genannt. Sie können drei Quarks (Baryon wie z. B. das Proton und das Neutron) oder zwei Quarks (Meson wie z. B. das Pion) enthalten.

- Austauscheteilchen

Jede der bekannten Wechselwirkungen besitzt mindestens ein ihr zugeordnetes Austauscheteilchen, welches die jeweilige Kraft vermittelt. Man unterscheidet die elektromagnetische Wechselwirkung, die auf alle geladenen Teilchen wirkt, die starke Kraft, welcher nur die Quarks unterliegen, die schwache Kraft, die auf alle Teilchen wirken kann, aber nur nachweisbar ist, wenn die starke und die elektromagnetische Kraft unterdrückt sind sowie die Gravitation, die auf massebehaftete Körper wirkt.

Das Photon ist der elektromagnetischen Kraft, das Gluon, welches in acht Farbkombinationen auftritt, der starken Kraft, die W^+ -, W^- - und Z -Bosonen der schwachen Kraft und das hypothetische Graviton vermutlich der Gravitation als Austauscheteilchen zugeordnet.

Im Standardmodell lassen sich die elektromagnetische und die schwache Kraft zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlichen.

Somit gibt es (ohne das Graviton, welches im Standardmodell nicht vorkommt) insgesamt fünf Austauscheteilchen.

Ohne den Higgsmechanismus gelingt es im Standardmodell nicht, die Massen von Leptonen, Quarks und den Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung zu erklären. Wenn ein Term in den entsprechenden Berechnungen im Standardmodell auftritt, der die Masse beschreibt, wird die Symmetrie der Theorie gebrochen.

Durch Kombination von spontaner Symmetriebrechung und lokaler Eichinvarianz gelingt eine Modifikation der Theorie, die den Teilchen eine Masse zuordnet (Glashow-Salam-Weinberg-Theorie, siehe z. B. [PS95] und Referenzen darin).

Die spontane Symmetriebrechung im Standardmodell führt theoretisch zu einem schweren Skalarfeld, dem Higgs-Boson [Hig64]. Durch das Postulat des Higgs-Bosons gelingt es im Standardmodell somit, das Problem der nicht verschwindenden Masse der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, der Quarks und der Leptonen zu erklären. Die Masse des Higgs-Bosons selber ist hierbei unbekannt, durch theoretische Überlegungen über die Unitarität kommt man auf eine Obergrenze von 1 TeV, experimentell wurde von LEP (Large Electron Positron Collider) mit 95 % Konfidenzniveau eine untere Grenze von 114,4 GeV bestimmt [ADLO03].

Top- und Bottom-Physik

Im LHC werden Top- und Bottom-Quarks mit hoher Rate erzeugt werden. Mit dem ATLAS-Detektor wird es bei einer Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ möglich sein, pro Jahr die Daten von ca. 10^{13} $b\bar{b}$ -Paaren aufzunehmen [ATL99b].

- Das Top-Quark

Seit der Entdeckung des Top-Quarks am FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) hat man begonnen, dieses Teilchen genauer zu untersuchen. Unter anderem soll die Masse des Top-Quarks genauer bestimmt werden. Dies wird es innerhalb des Standardmodells erlauben, die Masse des Higgs-Bosons indirekt weiter einzuschränken, da die Top-Masse in die Berechnung der Higgs-Masse eingeht.

Auch ist die genaue Kenntnis der Top-Quark-Produktionsrate und ihrer Eigenschaften nötig, um aus dem Untergrund, der durch Top-Quarks gebildet wird, Ereignisse extrahieren zu können, die das Standardmodell möglicherweise nicht erklärt.

- Das Bottom-Quark

Da sich diese Arbeit mit der Identifikation von b-Quark-haltigen Teilchen beschäftigt, soll auf einige Bereiche der b-Quark-Physik näher eingegangen werden.

Präzisionsmessungen von B-Meson-Zerfällen erlauben, das Standardmodell mit seinen Vorhersagen genauestens zu prüfen. Durch diese Messungen wird insbesondere die CKM-Matrix (Cabbibo, Kobayashi, Maskawa) (siehe [Cab63] und [KM73]) genauer vermessen.

Im Einzelnen werden folgende Themen im Rahmen der B-Physik bearbeitet werden: CP-Verletzung (Chargeconjugation-Parity-Verletzung) im B-Meson-Zerfall, Messung der Periode der B_s^0 -Oszillationen und die Suche nach bzw. Messung von stark unterdrückten Zerfällen von B_s^0 - und B_d^0 -Mesonen. Insbesondere durch Letzteres erhofft man sich Hinweise auf „neue Physik“.

Die CKM-Matrix

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

ist eine unitäre 3x3-Matrix. Die einzelnen Glieder beschreiben die Übergangsamplituden der einzelnen Quarks ineinander. Durch die Unitaritätsbedingung

erhält man neun Gleichungen, die die einzelnen Komponenten miteinander verknüpfen. Diese Gleichungen werden häufig als Unitaritätsdreiecke in der komplexen Ebene graphisch dargestellt (siehe z. B. Abb. 2.2). Die Fläche des Unitaritätsdreiecks ist proportional zur CP-Verletzung des betrachteten Systems.

CP-Verletzung ist die Verletzung der CP-Invarianz. Die CP-Invarianz besagt, dass sich unter gleichzeitiger Ladungskonjugation (Ersetzung aller Teilchen durch ihre Antiteilchen, Chargeconjugation) und Paritätsänderung (Spiegelung aller Raumkoordinaten, Parity) die physikalischen Gesetzmäßigkeiten und Zusammenhänge eines Systems nicht ändern.

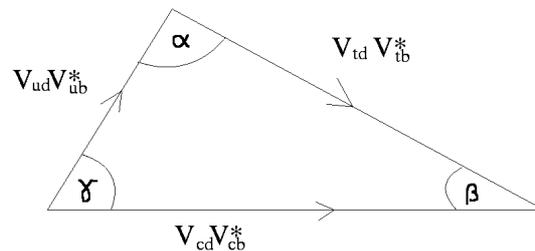


Abbildung 2.2: Ein Unitaritätsdreieck.

Flavour-Oszillationen nennt man beispielsweise die Umwandlung eines B_s^0 - in ein \bar{B}_s^0 -Meson und dessen Rückumwandlung in periodischen Zyklen. Dargestellt werden können solche Oszillationen in sog. Box-Diagrammen (siehe Abb. 2.3). Die Periodendauer solch einer Oszillation ist proportional zur Massendifferenz der beiden Mesonen. In ATLAS soll insbesondere die Massendifferenz Δm_s der B_s^0 -Mesonen untersucht werden, die bislang nur mit einer Untergrenze von $\Delta m_s > 13,1 \cdot 10^{12} \hbar s^{-1}$ [Hag02] vorhergesagt werden konnte.

Eine gewisse Massendifferenz Δm_s wird vom Standardmodell vorausgesagt, somit wird der ermittelte Wert eine Evidenz dieses Modells liefern oder einen Weg zu „neuer Physik“ eröffnen.

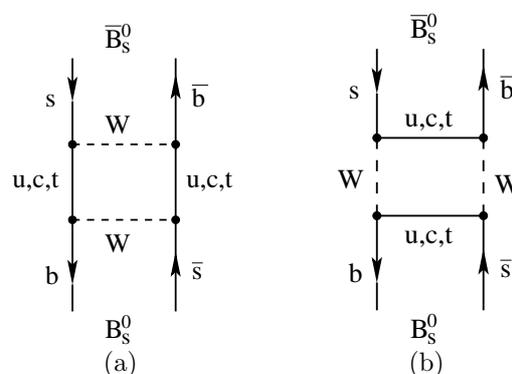


Abbildung 2.3: Darstellung der B_s^0 -Oszillation im Box-Diagramm [Gry05].

Physik jenseits des Standardmodells

Natürlich wird man bei der Datenanalyse in ATLAS nicht nur nach Bestätigungen des Standardmodells suchen. Dieses Modell ist zwar äußerst erfolgreich bei der Beschreibung von Teilchenwechselwirkungen, liefert aber keine vollständige Beschreibung aller Effekte. Beispielsweise vernachlässigt es vollständig die Gravitation. Somit wird man theoretische Erweiterungen des Modells überprüfen müssen.

Beispielsweise existieren die supersymmetrischen Modelle (SUSY). Supersymmetrisch heißt diese Theorie, weil jedem Teilchen (particle) ein supersymmetrisches Partnerteilchen (sparticle) zugeordnet wird, das der jeweils anderen Statistik gehorcht: Es gibt beispielsweise Quarks (Fermistatistik) und Squarks (Bosestatistik), Leptonen (Fermistatistik) und Sleptonen (Bosestatistik), Gluonen (Bosestatistik) und Gluinos (Fermistatistik).

Eine dieser Theorien, das minimal supersymmetrische Standardmodell (MSSM), sagt nicht nur ein, sondern fünf Higgsbosonen (H^0 , H_1^0 , H^- , H^+ , A^0) voraus. Einige der SUSY-Teilchen der MSSM-Theorie liegen in Massebereichen, die dem ATLAS-Detektor zugänglich sein werden und somit gefunden werden müssten, falls sie existieren.

2.3 Der Aufbau des ATLAS-Detektors

Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC Apparatus) [ATL99a] ist aus symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Teildetektoren aufgebaut (siehe Abb. 2.4). Er ist ca. 7000 t schwer, 44 m lang und besitzt einen Durchmesser von 22 m.

Um den Wechselwirkungspunkt herum, der eine Ausdehnung von 5,5 cm besitzt, ist der innere Detektor [ATL97b] angeordnet, der eine präzise Ermittlung der Vertices und des transversalen Impulses der Teilchen ermöglicht. Aufgrund der präzisen Vertexermittlung (zur Definition des Vertex siehe Abschnitt 3.3) ist der innere Detektor für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung und soll daher im Detail beschrieben werden. Ein besonderes Gewicht wird hierbei auf die innerste Komponente, den Pixeldetektor, gelegt. Die anderen Detektoren und das Triggersystem werden anschließend in kürzerer Form dargestellt.

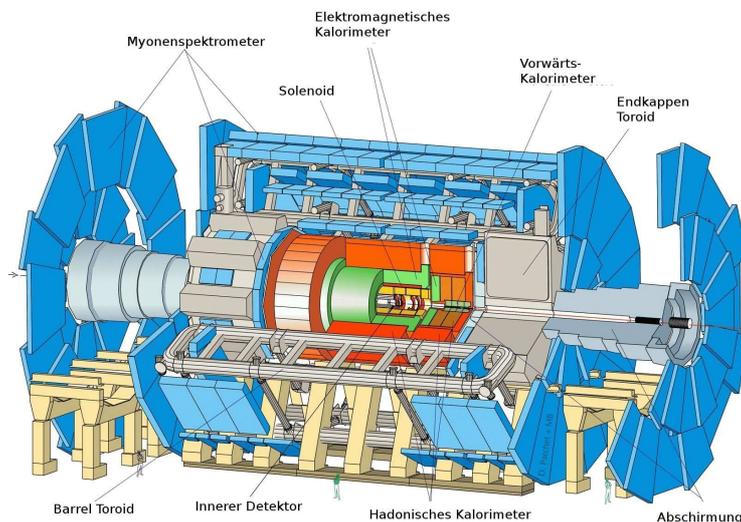


Abbildung 2.4: Der ATLAS-Detektor [ATL99a].

2.3.1 Der innere Detektor

Die Hauptaufgabe des inneren Detektors liegt in der Spur- und Vertexrekonstruktion. Damit einzelne Teilchenspuren gefunden und voneinander separiert werden können, muss er ein gutes Auflösungsvermögen besitzen und genaue Raumpunktmessungen müssen möglich sein. Eine Bestimmung der Teilchenimpulse wird durch ein entlang der Strahlachse angelegtes Magnetfeld von 2 T ermöglicht.

Der innere Detektor ist aus drei Komponenten aufgebaut, dem Pixeldetektor, dem Streifendetektor und dem Übergangstrahlungsdetektor.

Im Folgenden wird die Arbeitsweise der drei Komponenten beschrieben.

Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor ist dem Wechselwirkungspunkt am nächsten, weshalb ihm mit Blick auf die Spurrekonstruktion die größte Bedeutung zukommt. Er wird in Ab-

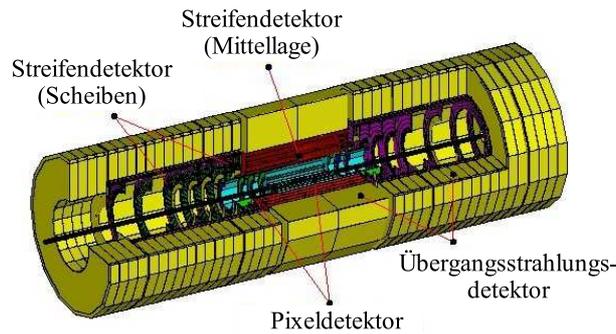


Abbildung 2.5: Der innere Detektor von ATLAS [ATL97b].

schnitt 2.3.2 ausführlich beschrieben.

Der Streifendetektor (SCT)

Der SCT (Semiconductor Tracker) ist ein Halbleiterdetektor. Aufgebaut ist er (ähnlich wie der Pixeldetektor (Abschnitt 2.3.2)) im Zylinderbereich aus vier zylinderförmigen Lagen mit einem Abstand von 30 cm bis 52 cm zur Strahlachse und aus je neun Scheiben im Vorwärts- und Rückwärtsbereich.

Die einzelnen Module des SCT bestehen aus mehreren Siliziumstreifen von $80\ \mu\text{m}$ Breite und 128 mm Länge. Im Zylinderbereich sind sie in r - ϕ -Richtung ausgerichtet (zum ATLAS-Koordinatensystem siehe Abschnitt 3.2), im Vorwärtsbereich liegen sie senkrecht zur Strahlachse. Um die Auflösung in Strahlrichtung zu verbessern, sind die Module im Zylinderbereich leicht verdreht als Stereolagen aufeinander montiert. Insgesamt wird von diesem Detektorteil eine Auflösung $\sigma_{r\phi} = 16\ \mu\text{m}$ und $\sigma_z = 580\ \mu\text{m}$ erreicht werden.

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT)

Den äußersten Teil des inneren Detektors bildet der TRT (Transition Radiation Tracker). Er besteht aus insgesamt 420000 mit Xenongas gefüllten Röhren, die je einen Durchmesser von 4 mm haben und in deren Mitte ein Draht gespannt ist. Sie befinden sich auf 73 Lagen entlang der Strahlachse und 18 Kreisringen senkrecht dazu und sind in aufgeschäumtes Polyethylen eingebettet.

So vereinigt der TRT zwei verschiedene Komponenten. Der Polyethylenschaum fungiert als Übergangsstrahlungserzeuger, d. h. durch ihn hindurchgehende Elektronen senden Übergangsstrahlung aus. Die in den Schaum gebetteten Röhren sind Gasdriftkammern, welche geladene Teilchen, die von der Übergangsstrahlung erzeugt werden, nachweisen können.

Der TRT wird durch diese Konstruktion eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu\text{m}$ erreichen.

2.3.2 Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor [ATL98b] (siehe Abb. 2.6) besteht aus drei zylindrischen Lagen (Fassbereich) und je drei Scheiben an den Enden dieser Lagen. Er besitzt eine Länge

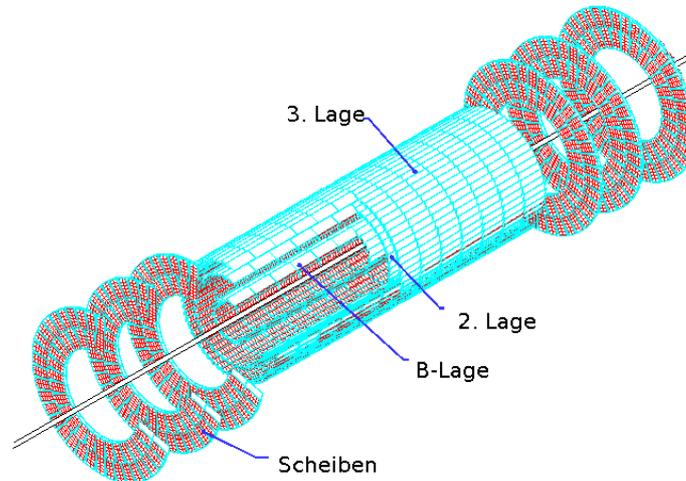


Abbildung 2.6: Der ATLAS-Pixeldetektor (nach [ATL98b]).

von 1,30 m, die drei Lagen haben zur Strahlachse einen Abstand von 5,05 cm, 8,85 cm und 12,25 cm [CKRdV03]. Die innerste Lage wird B-Lage genannt. Sie ist für das b-Tagging besonders wichtig, da sie dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegt. Der Detektor ist aus 1700 Modulen aufgebaut. Ein Teil der Module wird auf den Scheiben befestigt, ein anderer Teil wird auf Dauben (Staves) montiert und anschließend im Fassbereich angebracht. Staves sind Streifen aus Kohlenstofffasern, die jeweils Platz für 13 Module bieten. Sie sind parallel zur Strahlachse angebracht und verkippen die Modullagen um einen Winkel von 20° in r - ϕ -Richtung gegeneinander.

Der nominale Kollisionspunkt (primärer Vertex) befindet sich genau mittig im Detektor. Da der Pixeldetektor die innerste Komponente von ATLAS darstellt, ist hier die Dichte der bei der Kollision erzeugten Teilchen am größten. Entsprechend hohe Anforderungen werden an die Module gestellt. Die Module sind Halbleitersensoren und jeweils in 46080 einzelne Pixel segmentiert, die eine Breite von $50 \mu\text{m}$ und eine Länge von $400 \mu\text{m}$ besitzen.

Den schematischen Aufbau der Module zeigt Abbildung 2.7. Der Siliziumsensor besteht aus den einzelnen Pixeln, die jeweils über Bumpbonds leitend mit den Front-End-Chips (FE-Chips) verbunden sind, welche die Pixel auslesen. Die FE-Chips werden über Wirebonds durch den Modul Control Chip (MCC) gesteuert. Der MCC liest die 16 FE-Chips auf ein Triggersignal hin mit einer Taktfrequenz von 40 MHz aus. Dies ist die Kollisionsfrequenz der Protonenpakete im LHC.

Die Pixelsensoren sind im Prinzip Halbleiterdioden. Sie werden in Sperrichtung mit einer Biasspannung von 150 V betrieben, so dass eine Depletionszone entsteht. Die Spannung muss im Laufe der Betriebszeit von ATLAS auf bis zu 600 V erhöht werden, um entstandene Strahlungsschäden an den Sensoren auszugleichen.

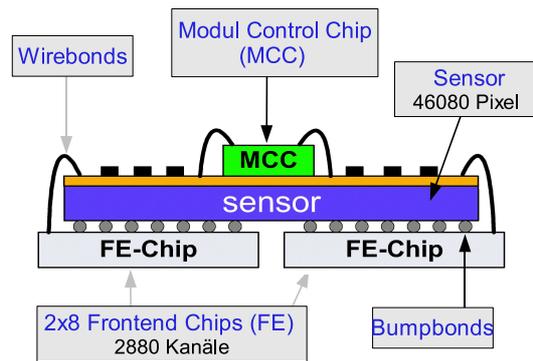


Abbildung 2.7: Schematischer Querschnitt durch ein Modul [Hüg04].

Wenn ein Teilchen durch die Depletionszone hindurchgeht, wird es der Bethe-Bloch Formel entsprechend Energie abgeben (siehe z. B. [Gru93]). Ist diese abgegebene Energie groß genug, um Elektronen aus dem Atomverbund herauszulösen, entstehen Elektron-Loch-Paare. Diese driften zu den Elektroden und erzeugen so ein messbares Signal, dessen Amplitude proportional zur Zahl der entstandenen Elektron-Loch-Paare und somit zur Energie des durchgehenden Teilchens ist.

Die Module liefern also zwei Informationen über das hindurchgehende Teilchen: zum einen den Ort des Teilchendurchgangs aufgrund der Segmentierung in einzelne Pixel, zum anderen die deponierte Energie im Pixel, indem das Signal, bzw. genauer die Time-over-Threshold (ToT, Erklärung siehe unten), ausgewertet wird.

Die erreichbare Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 12 \mu\text{m}$ und $\sigma_z = 66 \mu\text{m}$ ist kleiner als die Pixelgröße, weil es den Fall der Doppeltreffer gibt. Hierbei trifft ein Teilchen auf den Rand eines Pixels und deponiert somit nicht nur in ihm, sondern auch in seinem Nachbarpixel Energie. Bei diesem Szenario kann der Ort des Teilchens mithilfe der Ladungsteilung genauer rekonstruiert werden.

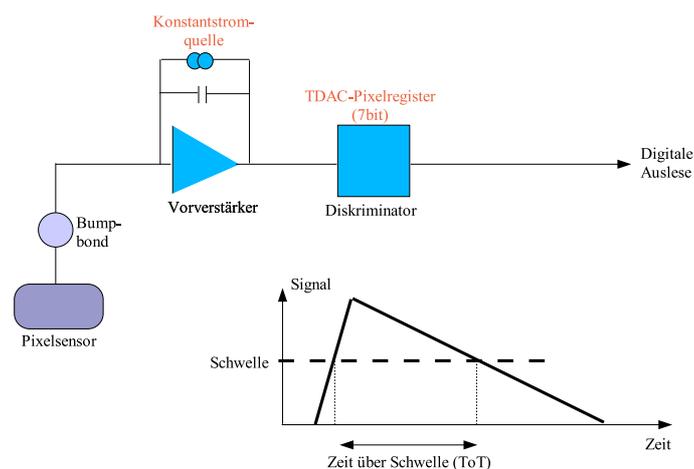


Abbildung 2.8: Die Pixelelektronik (stark vereinfachte Darstellung) [Gry05].

Die Ausleseelektronik der einzelnen Pixel funktioniert wie in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt.

Das Signal gelangt über einen Vorverstärker, der die abfallende Flanke des Signals so

formt, dass sie bei jedem Signal eine von der Signalstärke unabhängige Steigung besitzt, über einen Diskriminator, von dem, um elektronisches Rauschen zu vermeiden, ein gewisser Schwellenwert angegeben wird, zur digitalen Auslese. Da die abfallende Flanke unabhängig von der Signalstärke ist und nur an der Höhe des Signals dessen Stärke abzulesen ist, ist die Zeit, in der sich das Signal über dem Schwellenwert befindet (ToT, Time over Theshold), näherungsweise proportional zur Energiedeposition im Pixel.

2.3.3 Der Pixelmodulteststrahl

Die Qualität der Pixelmodule wurde bei einigen ausgewählten Modulen mit einem Teststrahl überprüft.

Im Jahr 2004 wurden in der ATLAS-Kollaboration zwei Arten von Teststrahlen durchgeführt, der kombinierte und der Pixel-Standalone-Teststrahl. Bei jedem dieser Tests wurde der Strahl von dem Teilchenbeschleunigerring SPS geliefert.

Im Pixel-Standalone-Teststrahl wurden ausschließlich Pixelmodule in den Strahl gebracht und untersucht. Hier testete man neben der Strahlenhärte des Modulmaterials auch die Leistungsfähigkeit der Auslese. Anhand von wahren Trefferdaten konnten die Moduleigenschaften studiert werden, erstmals mit dem FE-Chip-Typ (Front End), der auch in den Detektor eingebaut werden soll.

Der kombinierte Teststrahl hatte zum Ziel, die Zusammenarbeit aller Teildetektoren des ATLAS-Detektors zu untersuchen. Hier wurden die einzelnen Komponenten entsprechend dem Detektoraufbau im Strahlbereich hintereinander aufgereiht und mit hochenergetischen Pionen beschossen. Die Datenaufnahme aller Detektorelemente musste hierbei koordiniert werden. Ein wichtiger Aspekt war die Untersuchung, ob auf diese Weise eine Spurrekonstruktion möglich ist.

In Anhang B befinden sich genauere Informationen über den Pixel-Standalone-Teststrahl sowie eine Analyse von Teststrahlenden, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurde.

2.3.4 Das Kalorimeter

Das ATLAS-Kalorimeter [ATL96] besteht aus zwei Teilen, dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Seine Aufgabe ist die Bestimmung von Jet- und Teilchenenergien sowie deren entsprechende Lokalisation (zur Definition von Jets siehe 3.2.3). Alle Kalorimeter sind Sampling-Kalorimeter. Sampling-Kalorimeter sind Kalorimeter, die schichtweise abwechselnd aus passiven Absorberlagen und aktiven Ausleselagen aufgebaut sind.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus einem zentralen, zylindrischen Kalorimeter sowie zwei Endkappenkalorimetern. Als Materialien werden Blei und flüssiges Argon verwendet. Das Kalorimeter soll dazu dienen, Elektronen und Photonen zu identifizieren und deren Energie zu bestimmen.

Das hadronische Kalorimeter umgibt das elektromagnetische Kalorimeter. Es ist dafür zuständig, Informationen über die Energie der Hadronen zu liefern. Hierzu ist es in drei Komponenten unterteilt, die aufgrund ihrer jeweiligen Lage und genauen

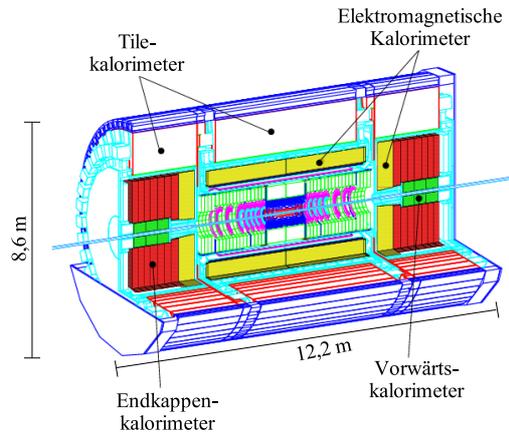


Abbildung 2.9: Das ATLAS-Kalorimeter [ATL99a].

Aufgabe aus unterschiedlichen Materialien bestehen. Das Tile-Kalorimeter besteht aus Eisen und szintillierendem Material, das hadronische Endkappenkalorimeter aus flüssigem Argon und Kupfer und das Vorwärtskalorimeter aus Kupfer bzw. Wolfram und flüssigem Argon.

2.3.5 Das Myonenspektrometer

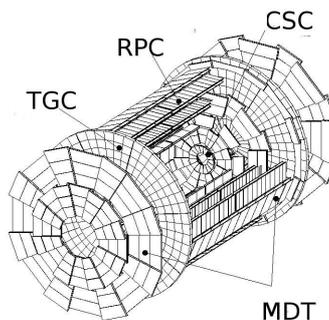


Abbildung 2.10: Das ATLAS-Myonenspektrometer [ATL97a].

Ganz außen im ATLAS-Detektor befindet sich das Myonenspektrometer [ATL97a]. Es dient in erster Linie dem Nachweis von Myonen sowie der Ermittlung ihres Impulses. Die Impulsmessung erfolgt mithilfe eines toroidalen Magnetfeldes, das von supraleitenden Toroidmagneten erzeugt wird. Aus der Krümmung der Myonenbahn in der r - z -Ebene kann der Myonenimpuls berechnet werden.

Das Spektrometer besteht im Vorwärtsbereich aus nahe der Strahlachse gelegenen Vieldrahtproportionalkammern (Cathode Strip Chambers (CSC)), weiter außen aus Proportionalrohren (Monitored Drift Tubes (MDT)) und im zylindrischen Bereich

aus weiteren MDTs. Außerdem sind noch die Resistive Plate Chambers (RPC) sowie die Thin Gap Chambers (TGC) zu erwähnen, die beide aufgrund ihrer schnellen Signalauslese als Auslöser (Trigger) für die Datenauslese bei Ereignissen mit Myonen dienen. Die Arbeitsweise des ATLAS-Triggers wird im Folgenden umrissen.

2.3.6 Das Triggersystem

Der ATLAS-Detektor liefert mit einem Takt von 40 MHz Daten. Um diese Rate zu bewältigen, wurde ein dreistufiges Triggersystem entwickelt [ATL98a], welches die Aufgabe hat, interessante physikalische Ereignisse zu selektieren und dadurch die Datenmenge auf 10-100 MByte/s zu reduzieren.

Die erste Stufe, der Level1-Trigger, entscheidet innerhalb von $2 \mu\text{s}$, ob das Signal verworfen wird. Er überprüft die Daten einiger weniger Komponenten, welche schnell die nötigen Informationen liefern. Neben der Kennzeichnung eines möglichen Ereignisses filtert er außerdem den interessantesten Bereich heraus. In diesem ausgewählten Bereich werden vom Level2-Trigger fast alle Detektoren ausgelesen. Innerhalb von 1-10 ms wird über das Signal entschieden. Falls es als interessantes Ereignis gekennzeichnet wird, werden auf der Ebene des Level3-Triggers alle Detektorinformationen verarbeitet und es wird über eine endgültige Speicherung des Ereignisses entschieden.

Kapitel 3

Die Simulation und die Rekonstruktion von Ereignissen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die Ereignissimulation und -rekonstruktion in der ATLAS-Kollaboration gegeben werden. Für ATLAS wurde eine Vielzahl an entsprechenden Algorithmen entwickelt, welche in dem ATHENA-Framework [ATL04] zusammengefasst sind.

3.1 Die Simulation der Ereignisse

Der ATLAS-Detektor wird frühestens im Jahr 2007 die ersten Daten liefern. Bis dahin muss auf simulierte Daten zurückgegriffen werden, um die Datenanalyse vorzubereiten.

Die simulierten Daten werden durch einen Ereignisgenerator des ATHENA-Frameworks erzeugt. Mittels des Programms Pythia [Sjö94] werden die Wechselwirkungen auf Partonniveau („harter Streuprozess“) simuliert. Dieses Programm berechnet auch die Hadronisierungen der Partonen aus dem harten Streuprozess, die vor Eintritt in den Detektor stattfinden. Erreichen die Teilchen den Detektor, kommt es zu komplexen Materialwechselwirkungen. Die Simulation der Detektorwechselwirkungen übernimmt das Programmpaket GEANT (zur in dieser Arbeit verwendeten 3. Version von GEANT siehe [Bru86]).

Im Laufe der Zeit wurde mit unterschiedlichen Versionen von Programmpaketen zur Detektorsimulation gearbeitet. Die mit den jeweiligen Versionen produzierten Ereignisse wurden zu Data-Challenges (DC) zusammengefasst. Die hier vorliegende Arbeit basiert auf den Daten der DC1 [For03]. In dieser Version ist das Speicherformat der simulierten Ereignisse das ZEBRA-Format.

Da die Simulationen sehr rechenintensiv sind, werden die simulierten Ereignisse allgemein zugänglich gespeichert. Informationen über Art, Größe und Speicherort der Ereignisse finden sich im Internet in den Datenbanken AMI (ATLAS Metadata Interface) und MAGDA (Manager for Grid-based Data).

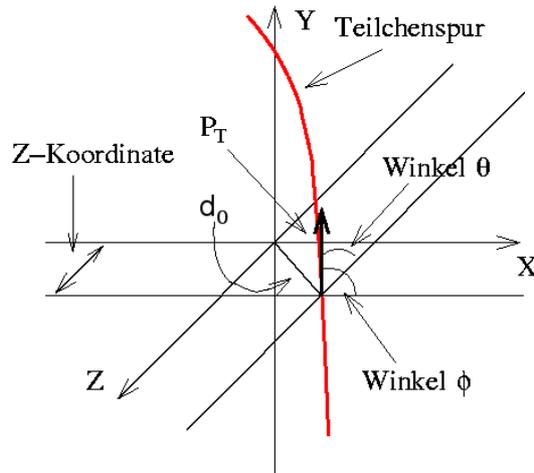


Abbildung 3.1: Das ATLAS-Koordinatensystem (nach [Gry05]).

3.2 Die Rekonstruktion von Spuren und Jets

Um die simulierten Ereignisse zu rekonstruieren, werden die gespeicherten ZEBRA-Dateien in das ATHENA-Framework [ATL04] eingelesen. ATHENA beinhaltet alle nötigen Programmpakete, um Ereignisse rekonstruieren zu können.

In diesem Abschnitt wird zunächst das ATLAS-Koordinatensystem vorgestellt. Darauf folgt eine Beschreibung der Spurrekonstruktion. Zuletzt wird die Rekonstruktion von Jets erläutert.

3.2.1 Das Koordinatensystem und die Spurvariablen

Teilchenbahnen können mithilfe von fünf Parametern in Form von Helizes beschrieben werden. In ATLAS erfüllen die im Folgenden beschriebenen Parameter diesen Zweck. Die Koordinaten sind in Abbildung 3.1 graphisch dargestellt.

Das Koordinatensystem

Das Koordinatensystem in ATLAS hat seinen Ursprung im Kollisionspunkt. Von dort zeigt die x -Achse in Richtung Mittelpunkt des LHC, die y -Achse senkrecht nach oben und die z -Achse in Strahlrichtung. Das Koordinatensystem bildet ein orthogonales rechtshändiges System.

Die Spurparameter in der x - y -Ebene

In der Notation bei ATLAS existieren in der x - y -Ebene der azimutale Winkel ϕ , der reziproke transversale Impuls $\frac{1}{p_t}$ sowie der transversale Impact-Parameter (Stoß-Parameter) d_0 .

Der Parameter d_0 ist als die transversale Distanz zur Strahlachse am Punkt der kürzesten Annäherung zum Ursprung definiert. Das Vorzeichen dieses Parameters entspricht dem des rekonstruierten Drehimpulses der Spur gegenüber der Achse:

$$\text{sign}(d_0) = -(\hat{d}_0 \times \hat{p}_t) \cdot \hat{L} \quad (3.1)$$

Hierbei steht der Einheitsvektor \hat{L} für den Drehimpuls der Helix, \hat{d}_0 für den Impact-Parameter und \hat{p}_t für den Transversalimpuls des Teilchens. Der Gesamtimpuls einer Spur setzt sich aus einer transversalen und einer longitudinalen Komponente zusammen. In ATLAS ist vor allem die transversale Impulskomponente von Bedeutung, aus ihr kann die Bahnkrümmung errechnet werden. Der Azimutalwinkel ϕ wird im Wertebereich $[-\pi, \pi]$ rund um die Strahlachse gemessen.

Spurparameter in der r - z -Ebene

Die r - z -Ebene im ATLAS-Koordinatensystem setzt sich aus der z -Achse und der radial nach außen gehenden r -Komponente zusammen.

Die Parameter in der r - z -Ebene sind der Polarwinkel θ und die z -Komponente z_0 . Mithilfe des Polarwinkels θ , welcher von der Strahlachse aus gemessen wird, wird die Pseudorapidität η wie folgt definiert (siehe Abb. 3.2):

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

Diese Größe hat gegenüber dem Winkel θ den Vorteil, dass bei der Lorentztransformation von η lediglich eine Konstante addiert werden muss. Die Differenz $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ ist also lorentzinvariant.

Die Komponente z_0 ist definiert als die z -Position einer Spur am Punkte der größten Annäherung an den Ursprung.

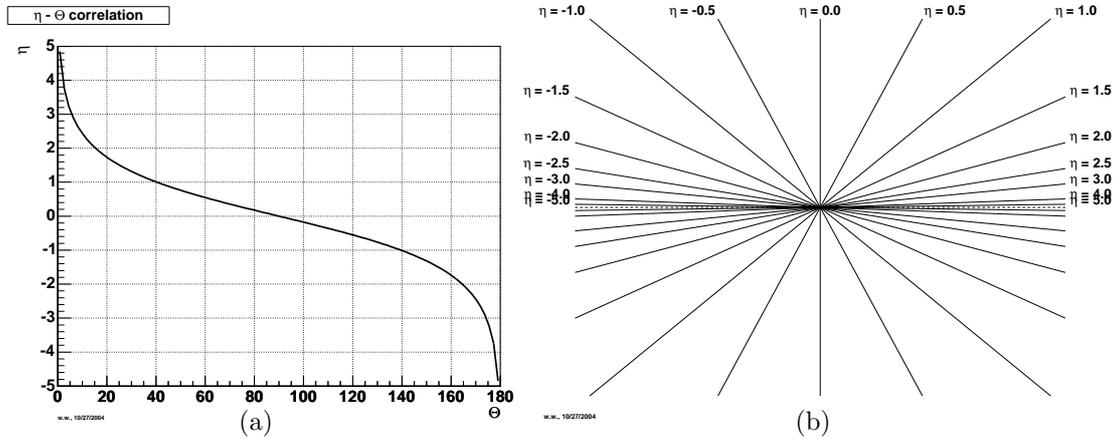


Abbildung 3.2: Die η -Funktion [Wal05]: (a) Korrelation $\eta - \theta$ und (b) Werte von η überlagert mit der Strahlachse (gestrichelte Linie).

3.2.2 Die Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion in ATHENA erfolgt mithilfe der beiden konkurrierenden Spurrekonstruktionsalgorithmen xKalman (zu dem Algorithmus allgemein siehe [Frü87], ATLAS-spezifisch angepasst siehe [Gav97]) und iPatRec [CP94]. Da in dieser Arbeit mit den Ergebnissen des Algorithmus xKalman gearbeitet wird, soll dessen Systematik im Folgenden kurz erläutert werden.

Der Spurrekonstruktionsalgorithmus xKalman beginnt mit der Rekonstruktion im äußersten Detektorteil des inneren Detektors, dem TRT. Dort gibt es genügend Informationen, um einen möglichen Spurkandidaten zu ermitteln, und die Spurdichte ist geringer als in den weiter innen liegenden Komponenten des inneren Detektors. Zunächst versucht der Algorithmus, Trefferinformationen zu Spurkandidaten zu fiten. Hierzu muss der Spurkandidat mindestens neun Treffer im TRT aufweisen, um berücksichtigt zu werden. Vereinfacht beschrieben findet der Algorithmus Treffer, die miteinander verbunden Geraden in der r - ϕ -Ebene bilden. Diesen Punkten ordnet er einen Spurkandidaten zu. Spurkandidaten, die einen Transversalimpuls $p_t \leq 1$ GeV aufweisen, werden nicht berücksichtigt. Anschließend wird dieser Spurkandidat weiter nach innen extrapoliert, indem zunächst der Schnittpunkt der Extrapolation mit der äußersten SCT-Lage ermittelt wird. In einem gewissen Bereich um diesen Schnittpunkt herum wird nach einem Treffer gesucht. Wird ein Treffer gefunden, wird die Spurextrapolation, diesen Treffer berücksichtigend, in der nächsten Detektorlage fortgeführt. Im anderen Fall wird das Fehlen eines Treffers gespeichert und nach dem nächstmöglichen Treffer auf der nächsten Lage gesucht. Die Zuordnung wird mittels eines jedem Treffer i zugeordneten χ_i^2 in Bezug auf den Spurkandidaten gewichtet. Kann in zwei aufeinanderfolgenden Lagen kein Treffer zugeordnet werden oder ist das χ_i^2 eines Treffers i , das einem anderen Spurkandidaten zugeordnet werden kann, kleiner als das dem aktuellen Spurkandidaten zugeordnete χ_i^2 , wird die Spur verworfen. Ist dies nicht der Fall, wird die Spur bis zur innersten Lage des Pixeldetektors weiter verfolgt. Jetzt werden solche Spurkandidaten aussortiert, die nicht mindestens in der B-Lage und einer weiteren Lage des Pixeldetektors Treffer aufweisen. Spurkandidaten, die weniger als sieben Treffer in den Präzisionslagen aufweisen, werden ebenfalls nicht berücksichtigt. In der innersten Lage angelangt, beginnt ein erneuter Fit nach außen, bei dem die Spur den ermittelten Trefferinformationen bestmöglich angepasst wird.

Ist schließlich die Spurrekonstruktion gelungen, gibt der Algorithmus die fünf Spurparameter jeder ermittelten Spur sowie die dazugehörigen Kovarianzmatrizen zurück.

3.2.3 Die Jetrekonstruktion

Ein Jet ist definiert als eine Anhäufung von Energiedepositionen innerhalb eines Sektors bestimmter Größe in den Kalorimetern [ATL96].

Ein Jet entsteht, wenn beispielsweise ein B-Meson im Wechselwirkungspunkt erzeugt wird und sich mit einem gewissen Impuls von dort wegbewegt. Das Meson wird zerfallen und viele andere Teilchen erzeugen, welche weiter zerfallen und einen Impuls in die ursprüngliche Richtung des Mesons besitzen. Es entsteht ein Jet, der ein oder mehrere Spuren beinhaltet und in einem gewissen Bereich Energie in den Kalorimetern deponiert.

Bei der Rekonstruktion wird das Kalorimeter in Sektoren eingeteilt, die eine gleiche Granularität zugeteilt bekommen. Zu jedem Sektor wird vom Algorithmus eine Matrix erstellt, in welche die jeweiligen Energiedepositionen eingetragen werden. Diese einzelnen Matrizen werden anschließend zu einer Gesamtmatrix zusammengefasst. Die Gesamtmatrix wird nach Maxima in den Energiedepositionen durchsucht. Findet man in einem Bereich einstellbarer Größe eine Energiedeposition größer als 2 GeV, wird dieser Bereich als Jetkandidat gekennzeichnet und die kinematischen

Variablen für den Schwerpunkt der Energiedeposition, ϕ_{Jet} und η_{Jet} , werden berechnet. Wenn kein weiterer Jetkandidat existiert, der eine höhere Energie besitzt und sich in einem geringen (einstellbaren) Abstand zu dem ersten Jetkandidaten befindet, wird der erste Jetkandidat als Jet gespeichert.

In den b-Tagging-Algorithmen (Kapitel 5) ist ein Jet definiert als ein Konus mit einem Konusradius von $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi_{Jet})^2 + (\Delta\eta_{Jet})^2} = 0.4$, der bei einem zerfallenden Teilchen beginnt und bei der Energiedeposition in den Kalorimetern endet. Diesem Jet werden Teilchenspuren zugeordnet, die innerhalb des Jetkonus liegen (siehe Abb. 3.3) und zusätzlich andere Kriterien erfüllen. In dieser Arbeit sind die Kriterien, die die Spuren erfüllen müssen:

- $p_{t,Spur} > 1 \text{ GeV}$,
- $d_{0,Spur} < 1 \text{ mm}$,
- $z_{0,Spur} < 0,15 \text{ cm} \cdot \sqrt{1 + \cot^2(\theta)}$,
- Güte der Spuranpassung: $\chi^2 < 3$.

Hinzu kommen die globalen Kriterien zur Rekonstruktion einer Spur (Abschnitt 3.2.2).

Besitzt die selektierte Spur einen räumlichen Winkelabstand zur Jetachse kleiner als ΔR und befindet sie sich somit innerhalb des Jetkonus, wird überprüft, ob sie in Bezug auf einen anderen Jet einen kleineren räumlichen Winkelabstand aufweisen kann. Ist dies nicht der Fall, wird sie dem aktuell betrachteten Jet zugeordnet.

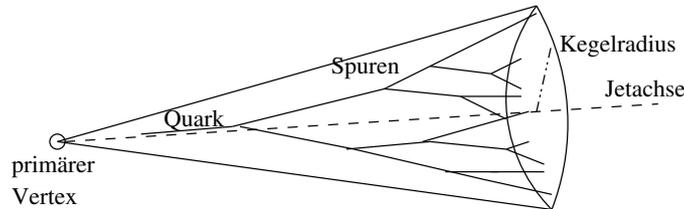


Abbildung 3.3: Zuordnung von Spuren zu einem Jet.

3.3 Die Rekonstruktion der Vertices

Zur Rekonstruktion der Vertices (zur Definition siehe die folgenden Unterabschnitte) wurde mit dem Fortran-Programmpaket VKalVrtAthena [Kos03a] gearbeitet. Dieses Paket enthält Unterprogramme, welche die primären und sekundären Vertices von Ereignissen rekonstruieren. Die Vorgehensweise dieser Unterprogramme soll hier erläutert werden.

3.3.1 Der primäre Vertex

Der primäre Vertex oder Wechselwirkungspunkt ist der Ort, an dem die Kollision der beiden gegenläufigen Protonen stattfindet.

Der Algorithmus, der den primären Vertex ermittelt, geht so vor, dass auf schon rekonstruierte Spuren Auswahlkriterien (Schnitte) angewendet werden, so dass nur Spuren mit einem Transversalimpuls von $p_t > 1$ GeV, einem transversalen Impact-Parameter von $d_0 < 1$ mm und einem Fehler $\sigma_{d_0} < 0,25$ mm für die Rekonstruktion genutzt werden. Ist der Impact-Parameter d_0 zu groß, besteht die Gefahr, dass die betrachtete Spur einem sekundären Vertex entstammt, ist der Transversalimpuls zu klein, kann die Spur nicht gut rekonstruiert werden, da das Teilchen aufgrund des Magnetfeldes den inneren Detektor nicht passieren kann.

Die selektierten Spuren werden zu einem gemeinsamen dreidimensionalen Vertex gefittet. Das χ_i^2 jeder einzelnen Spur i im Bezug auf den primären Vertex wird gebildet. Anschließend werden diese χ_i^2 summiert. Liegt diese Summe oberhalb eines gewissen Wertes χ_{gesamt}^2 , wird die Spur mit dem größten χ_i^2 entfernt. Die Summe wird erneut gebildet und überprüft. Liegt sie schließlich unterhalb der Grenze, ist der Fit vollzogen und der primäre Vertex gilt als rekonstruiert.

3.3.2 Die sekundären Vertices

Auch für die Rekonstruktion von sekundären Vertices enthält das Programmpaket VKalVrtAthena [Kos03a] ein entsprechendes Programm namens VrtSek.F. Dieses beschreibt einen sekundären Vertex als Anfangspunkt eines Jets.

Zur Rekonstruktion wird zunächst eine Vorauswahl der Spuren im jeweiligen Jet getroffen, welcher durch die Kalorimeter ermittelt wurde. Hierbei werden nach Bestimmung der Jet-Richtung und der Spurparameter diejenigen Teilchenspuren nicht berücksichtigt, die nicht im Jet-Konus ($\Delta R_{Spur} \leq 0.4$) liegen oder deren Ursprung in einem Pileup-Vertex liegt. Ein Pileup-Vertex ist ein zusätzlicher Primärvertex, der entsteht, wenn mehr als zwei Protonen in einem Ereignis miteinander kollidieren.

Anschließend wird der Vierer-Vektor und die invariante Masse des untersuchten Jets unter einer Pion-Massenhypothese berechnet, das heißt, dass für die Teilchen innerhalb des Jets die Pionmasse angenommen wird. Dies ist eine mit der Wirklichkeit verträgliche Näherung, da der Großteil der entstehenden Teilchen tatsächlich Pionen sind. Der Impact-Parameter der einzelnen Spuren im Jet wird ermittelt und die entsprechenden Signifikanzen (zur Definition der Signifikanz siehe Kapitel 5) werden gespeichert. Hierbei werden folgende Schnitte vorgenommen:

$p_t > 1$ GeV, $d_0 < 3,5$ mm und $\sigma_{d_0} < 0,25$ mm.

Erst jetzt werden Vertexkandidaten eliminiert, die aus Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, K^0 -Zerfällen, Λ -Zerfällen oder der Paarerzeugung stammen. Die Zuordnung der Vertexkandidaten zu diesen Wechselwirkungen erfolgt über die berechnete Masse und die Distanz der Vertices in r -Richtung. Die verbleibenden Spuren werden jeweils in Paaren zu einem Vertex gefittet. Aus diesen Paaren wird ein gemeinsamer sekundärer Vertex errechnet. Diesem Vertex wird wiederum ein gewisses χ_{gesamt}^2 aus der Summe der χ_i^2 der Spurpaare im Bezug zum sekundären Vertex zugeordnet:

$$\sum_i \chi_i^2 = \chi_{gesamt}^2 \quad (3.3)$$

Liegt dieses χ_{gesamt}^2 unter einem gewissen Grenzwert, gilt der Fit als gelungen. Liegt der Wert des χ_{gesamt}^2 darüber, wird das Spurpaar mit dem höchsten Summenbeitrag

entfernt und die Summe wird erneut gebildet, bis das Abbruchkriterium erreicht ist und der Fit akzeptiert wird.

Kapitel 4

Untersuchung verschiedener Ereignisklassen

In dieser Arbeit sollen einige Unterschiede der Zerfallskanäle $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ untersucht werden. Nach einer Beschreibung dieser Zerfallskanäle folgt eine Analyse der physikalischen Eigenschaften der entsprechenden Partonen und Jets.

4.1 Die betrachteten Zerfälle

Die betrachteten Zerfallskanäle $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ werden im Folgenden vorgestellt.

4.1.1 Der Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$

Zunächst soll auf den Zerfallskanal des Higgs-Bosons (Higgs-Kanal) eingegangen werden. In diesem Zerfallskanal zerfällt ein W-Boson in ein Myon und ein Myon-neutrino, nachdem es ein Higgs-Boson der Masse $m_H = 120$ GeV, das in ein b- und ein \bar{b} -Quark zerfällt, abgestrahlt hat (siehe Abb. 4.1). Das Verzweungsverhältnis dieses W-Bosonzerfalls beträgt $BR(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu) = (10,57 \pm 0,22) \%$ [Hag02]. Das Myon aus diesem Prozess wird zum Triggern der Detektorauslese verwendet, wenn sein transversaler Impuls mehr als 6 GeV beträgt.

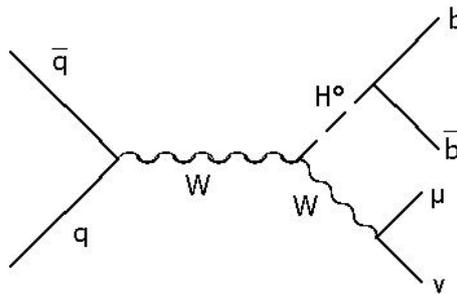


Abbildung 4.1: Der betrachtete Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$, $m_H = 120$ GeV.

Massenbereich	Zerfallskanal	Endzustand
$90 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$	$H \rightarrow \gamma\gamma$	$\gamma\gamma$
	$H \rightarrow b\bar{b}$	2 Jets
$150 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$	$H \rightarrow ZZ^*$	4 l
$180 \text{ GeV} < m_H < \sim 800 \text{ GeV}$	$H \rightarrow ZZ$	4 l
		2 l + 2 ν
$800 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$	$H \rightarrow WW$	1 ν + 2 Jets
	$H \rightarrow ZZ$	2 l + 2 Jets

Tabelle 4.1: Die „goldenen Kanäle“ des Higgs-Teilchenzerfalls unter verschiedenen Higgs-Massenhypothesen (nach [ATL99a]).

Tabelle 4.1 zeigt die „goldenen Kanäle“ des Higgs-Teilchenzerfalls unter verschiedenen Higgs-Massenhypothesen. Die beiden „goldenen Kanäle“ im Bereich einer Higgs-Masse von 90 GeV bis 150 GeV sind der Zerfall des Higgs-Teilchens in zwei Gammas und in zwei b-Quarks. Ist die Higgs-Masse größer als die doppelte Masse der W- oder Z-Bosonen, dominiert ein Übergang des Higgs-Teilchens in diese schweren Eichbosonen. Liegt seine Masse gerade unterhalb der doppelten Z-Boson-Masse, zerfällt es in ein Z-Boson und ein virtuelles Z.

Die Entdeckung solch eines charakteristischen Zerfallskanals würde sowohl für die Entdeckung des Higgs-Bosons als auch für die Bestimmung der Art jeder Resonanz dieser Masseregion äußerst wichtig sein. In dieser Arbeit wird eine Higgs-Masse von $m_H=120 \text{ GeV}$ angenommen und deshalb der Zerfallskanals $H \rightarrow b\bar{b}$ näher untersucht. Als Untergrund beim b-Tagging werden ebenso die Zerfallskanäle $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ untersucht.

4.1.2 Der Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$

Der Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ (B_s^0 -Kanal) wurde, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, simuliert: Das B_s^0 -Meson zerfällt in ein D_s^- und ein π^+ . Weiter zerfällt das D_s^- in ein π^- und ein $\phi(1020)$, welches wiederum in zwei geladene Kaonen zerfällt. Der Endzustand dieses Zerfalls besteht somit aus zwei geladenen Kaonen und zwei geladenen Pionen. Dieser Zerfall ist sehr interessant, wenn man B_s^0 -Oszillationen untersuchen

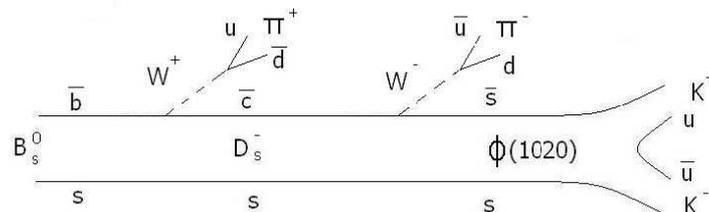


Abbildung 4.2: Feynman-Graph des betrachteten B_s^0 -Zerfalls.

möchte (siehe [ATL99b], Kapitel 17). Bislang konnte eine Oszillation des B_s^0 nicht beobachtet werden. Aufgrund der Möglichkeit, im ATLAS-Experiment mithilfe des

LHC (Large Hadron Collider) hohe Energien zu erreichen, wird es möglich sein, statistisch genügend B_s^0 zu erzeugen, um die Oszillationen vermessen zu können. Ein effizientes b-Tagging ist hierbei entscheidend.

Das Verzweigungsverhältnis von $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ beträgt $3,0 \cdot 10^{-3}$, was bei einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} in ATLAS 6800 rekonstruierten Ereignissen entspricht (siehe [ATL99b], Tabelle 17-19 und Referenzen darin).

4.2 Kinematische Eigenschaften der Partonen

In diesem Kapitel sollen die beiden betrachteten Zerfälle auf die Eigenschaften ihrer Partonen hin untersucht werden. Betrachtet werden jeweils die physikalischen Informationen der Partonen aus dem harten Streuprozess.

Die gezeigten Histogramme sind auf die Anzahl ihrer Einträge normiert, um die Formen gut vergleichen zu können.

4.2.1 Die Teilchenarten

In diesem Abschnitt sollen die Arten der in den Zerfällen vorkommenden Teilchen betrachtet werden. Hierzu werden zwei Bereiche herausgegriffen. Der erste betrachtete Bereich zeigt die entstehenden Partonen, der andere die B-Mesonen, die durch die Hadronisierung der \bar{b} -Quarks entstehen (siehe Abb. 4.3).

Bei beiden betrachteten Kanälen treten b-, u-, d- und s-Quarks sowie die entsprechenden Antiquarks auf. Außerdem weisen beide Kanäle eine große Anzahl von Gluonen auf, die als die Austauschteilchen der starken Kraft häufig auftreten. Top-Quarks werden nicht simuliert. Higgs-Teilchen tauchen im B_s^0 -Kanal nicht auf, sie sind nur im Higgs-Kanal aufgrund der erzwungenen Erzeugung mindestens eines Higgs-Teilchens, welches in ein b- und ein \bar{b} -Quark zerfällt, zu erkennen.

Wie man in Abbildung 4.3 (b) erkennt, treten B_s^0 -Teilchen in beiden Kanälen auf; die Anzahl ist durch die Randbedingung eines vorhandenen B_s^0 -Mesons im B_s^0 -Kanal jedoch höher. Andere B-Mesonen treten ausschließlich im Higgs-Kanal auf.

4.2.2 Die Impuls- und Winkelverteilungen

In diesem Unterabschnitt werden zunächst die Impuls- und Winkelverteilungen der \bar{b} -Quarks aus dem Higgs-Zerfall mit den \bar{b} -Quarks, die zu einem B_s^0 hadronisieren, verglichen.

Die Verteilung des Winkels ϕ (zur Definition der Koordinaten siehe Kapitel 3.2.1) sollte gleichverteilt sein, da die Protonen entlang einer Achse senkrecht zur r - ϕ -Ebene kollidieren. Dies wird durch das Histogramm in Abbildung 4.4 (a) bestätigt. Im Histogramm 4.4 (b) ist die Verteilung der betrachteten \bar{b} -Quarks in η zu sehen. Bei dem B_s^0 -Kanal wird im Rahmen der Pythia-Simulation [Sjö94] der Ereignisse auf η -Werte des B_s^0 -Mesons im Intervall $[-2,5 ; 2,5]$ geschnitten, weshalb die \bar{b} -Quarks, bis auf eine leichte Verschmierung, innerhalb dieses Intervalles verteilt sind. Die \bar{b} -Quarks zeigen eine Vorzugsrichtung zu η -Werten um $\eta = 0$.

Die η -Verteilung des anderen Zerfallskanals hat aufgrund der Symmetrie der Proton-Proton-Wechselwirkung ihr Maximum ebenfalls bei senkrechter Flugrichtung, läuft

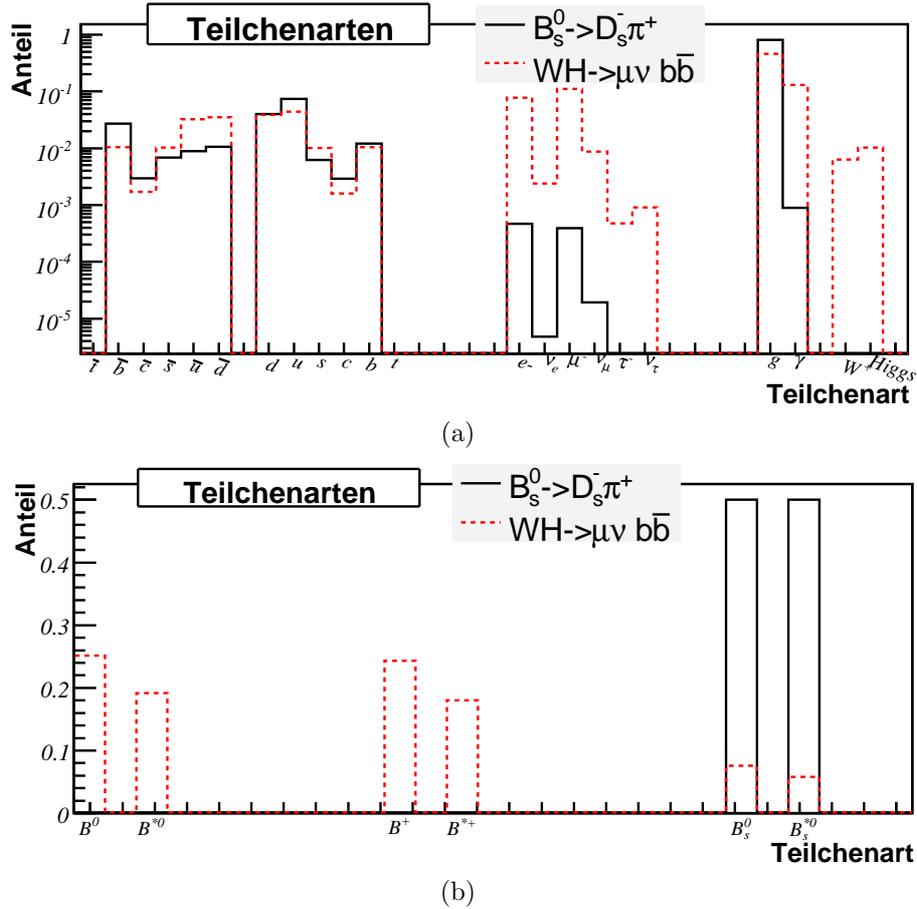


Abbildung 4.3: Relative Anzahl der Teilchen (a) auf Partonniveau und (b) im Bereich der B_s^0 -Mesonen in halblogarithmischer Darstellung. Neben den e^- , μ^- und τ^- sind die entsprechenden Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ aufgetragen.

jedoch langsamer bis hin zu Werten von $\eta = \pm 5$ aus. Das Maximum um $\eta = 0$ ist flach. Dies ist auf die Isotropie des Higgszerfalls zurückzuführen.

Der Wert $|\eta| \leq 2,5$ beschreibt die Winkel, in denen noch Teilchen vom inneren Detektor detektiert werden können [ATL99a]. Da diese Detektorkomponente für das b-Tagging unabdingbar ist, ist ein Schnitt auf diese Werte von η sinnvoll. Der gesamte Detektor kann mithilfe der Kalorimeter einen Bereich von $|\eta| \leq 5$ abdecken. In Abbildung 4.4 (c) ist die Verteilung der transversalen Impulse der \bar{b} -Quarks zu sehen. Wieder liegt ein Pythia-Schnitt im B_s^0 -Kanals vor. Teilchen mit $p_t \leq 5$ GeV werden vernachlässigt.

Die transversalen Impulse des B_s^0 -Kanals sind im Mittel niedriger als die des Higgs-Kanals. Zudem tendiert der Impuls zu einer höheren transversalen Komponente, wie die η -Verteilung in Abbildung 4.4 (b) zeigt. Der Impuls dieser \bar{b} -Quarks ist somit kleiner als der der \bar{b} -Quarks aus dem Higgs-Kanals.

Dies erklärt sich dadurch, dass die Masse des Higgsbosons auf 120 GeV festgelegt ist. Daher ist der Impuls der \bar{b} -Quarks, welche aus dem Higgs-Zerfall stammen, wesentlich größer als der Impuls der betrachteten \bar{b} -Quarks aus dem B_s^0 -Kanal, welche dieser Randbedingung nicht unterliegen.

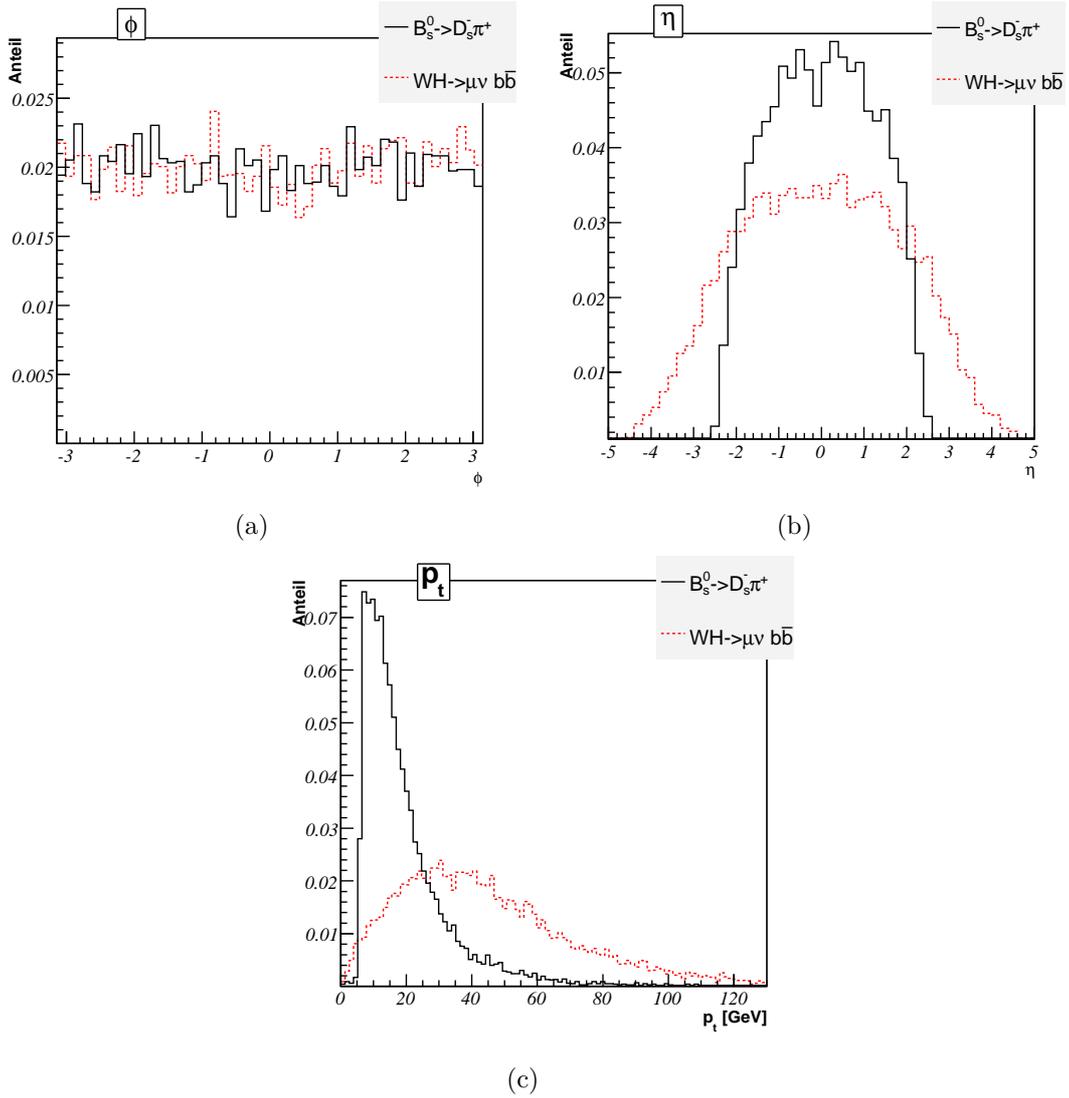


Abbildung 4.4: Impuls- und Winkelverteilungen der \bar{b} -Quarks aus dem Higgs-Zerfall und der \bar{b} -Quarks, die zu einem B_s^0 hadronisieren. Die Histogramme besitzen jeweils 10000 Einträge pro betrachtetem Zerfallskanal.

Zum Vergleich mit dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ werden im Folgenden einige Eigenschaften zweier Untergrundkanäle des Higgs-Kanals, $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$, betrachtet (siehe Abb. 4.5). Speziell betrachtet werden hier die Transversalimpuls- und Winkelverteilungen der b -, \bar{b} -, u -, \bar{u} -, c - und \bar{c} -Quarks, die aus dem Higgs-Zerfall stammen sowie aller uds - und \bar{uds} -Quarks aus signalbegleitendem Untergrund (Erklärung siehe Kapitel 5) des Zerfallskanals $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$.

Die ϕ -Verteilung in Abbildung 4.5 (a) ist, wie durch die azimuthale Symmetrie zu erwarten, für alle Quarks gleichverteilt.

Abbildung 4.5 (b) zeigt die η -Verteilungen. Die Verteilungen für die Quarks, die aus dem Higgszerfall stammen, sind innerhalb statistischer Fluktuationen identisch. Die uds - und \bar{uds} -Quarks, die aus dem $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanal stammen, neigen zu betragsmäßig höheren Werten in η . Die Quarks mit den hohen η -Werten entstehen bei der Protonenkollision und bewegen sich mit geringem transversalen Impuls (sie-

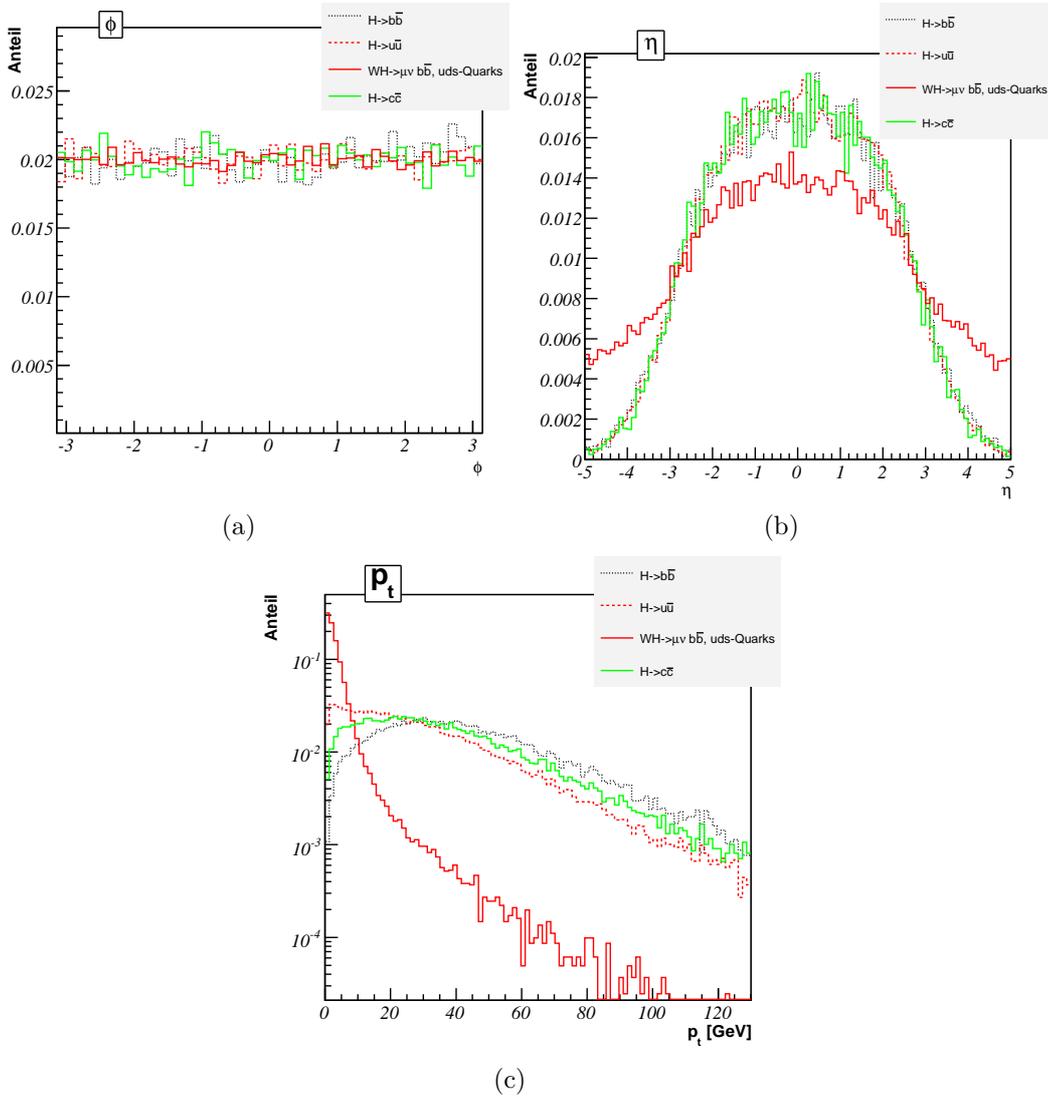


Abbildung 4.5: Transversalimpuls- und Winkelverteilungen der b^- , \bar{b}^- , u^- , \bar{u}^- , c^- und \bar{c}^- -Quarks aus dem Higgs-Zerfall sowie aller uds^- - und $\bar{u}\bar{d}\bar{s}^-$ -Quarks aus $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$. Die Impulsverteilung ist halblogarithmisch dargestellt. Die Histogramme besitzen jeweils 20000 Einträge für die b^- , \bar{b}^- , c^- und \bar{c}^- -Quarks, 40000 Einträge für die u^- und \bar{u}^- -Quarks im Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und 81265 Einträge für die leichten Quarks aus dem Signalkanal.

he Abb. 4.5 (c)) entlang der Strahlachse.

Die Verteilung des transversalen Impulses ist in Abbildung 4.5 (c) zu sehen. Die Mittelwerte der Transversalimpulsverteilungen im betrachteten Histogramm sind $(44,4 \pm 0,2)$ GeV für die b- und \bar{b} -Quarks, $(37,2 \pm 0,2)$ GeV für die c- und \bar{c} -Quarks sowie $(30,2 \pm 0,1)$ GeV für die u- und \bar{u} -Quarks aus dem Higgszerfall. Die Quarks sind nicht die einzigen Teilchen, die beim Zerfall des Higgsteilchens entstehen. Deswegen sind die transversalen Impulse der verschiedenen Quarks aus dem Higgszerfall nicht identisch.

Wie bereits oben erwähnt, besitzen die leichten Quarks aus dem Ereignis $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit einem Transversalimpulsmittelwert von $(3,85 \pm 0,02)$ GeV den deutlich geringsten transversalen Impuls. Sie stammen nicht aus dem Zerfall eines schweren Higgs-Bosons wie die anderen hier untersuchten Quarks.

4.3 Physikalische Eigenschaften der Jets

In diesem Abschnitt werden einige Eigenschaften der Jets (zur Definition von Jets siehe Abschnitt 3.2.3) aus den betrachteten Ereignisklassen untersucht. Die physikalischen Größen in Kapitel 4.3.1 bis 4.3.3 basieren auf den Jetinformationen, die die Kalorimeterrekonstruktion ermittelt. Die Informationen zur Art der jeterzeugenden Teilchen wird durch die Monte-Carlo- und Detektor-Simulation geliefert.

In diesem Abschnitt wird neben einem Vergleich der beiden betrachteten Signalkanäle auch ein Vergleich des Higgs-Kanals mit den untersuchten Untergrundkanälen durchgeführt, damit abgeschätzt werden kann, wie gut sich die Jets, die aus einem b - oder \bar{b} -Quark entstehen (b -Jets), von anderen Jets unterscheiden. Solche Unterscheidungen werden benötigt, um kurzlebige Teilchen, die zerfallen bevor sie den Detektor erreichen, identifizieren zu können.

4.3.1 Die Multiplizitäten

Unter Jetmultiplizität versteht man die Anzahl der Jets, die pro Ereignis, also pro Kollision zweier Protonen, entstehen. Die Anzahl rekonstruierter Teilchenspuren innerhalb eines vom Kalorimeter detektierten Jets nennt man Spurmultiplicität des Jets. Die Multiplizitäten der betrachteten Signalereignisse sind in Abbildung 4.6 gezeigt.

Abbildung 4.6 (a) zeigt die Jetmultiplizität der Higgs-Kanäle je Ereignis. Sieht man von statistischen Schwankungen ab, ist die Multiplizität der drei Zerfallskanäle identisch. Bei der Anzahl von Spuren je Jet sind die Verteilungen der drei Zerfallskanäle ebenfalls statistisch identisch (siehe 4.6 (c)). Bis auf die Art des Higgszerfalls wurden diese Ereignisse auf die gleiche Weise simuliert, womit diese Identität zu erklären ist. Generell zeigt sich ein fast exponentieller Abfall der Verteilungen. Es werden bis zu 29 Spuren in einem Jet rekonstruiert; die meisten Jets besitzen jedoch eine geringe Anzahl an zugehörigen Spuren.

Die Histogramme 4.6 (b) und (d) zeigen die entsprechenden Multiplizitäten für den Vergleich der beiden Kanäle $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$. In Abbildung 4.6 (b) ist zu sehen, dass der B_s^0 -Kanal geringere Jetmultiplizitäten aufweist als der Higgs-Kanal. Eine Erklärung hierfür ist die in den beiden Zerfallskanälen unterschiedlich komplexe Simulation von Untergrundprozessen.

In Abbildung 4.6 (d) wird die Spuranzahl je Jet gezeigt. Hier befindet sich im Bereich von ein bis vier Spuren je Jet ein breites Maximum im B_s^0 -Ereignis. Dies liegt an dem simulierten Zerfall des B_s^0 in genau vier Teilchen. Jets mit bis zu vier Spuren werden somit häufig rekonstruiert. Der Higgs-Kanal neigt eindeutig zu höheren Multiplizitäten, mehr als sechs Spuren je Jet finden sich hier wesentlich häufiger.

Im Higgs-Kanal existieren höhere Multiplizitäten, da nach dem Higgszerfall eine große Anzahl von Partonen erzeugt wird. Ein solcher Effekt lässt sich im B_s^0 -Kanal nicht erkennen.

Zuletzt muss bemerkt werden, dass die Nulleinträge in den Histogrammen technisch möglich sind, da die Jetdefinition mittels Informationen aus dem Kalorimeter erfolgt (siehe 3.2.3), die Spuren jedoch mithilfe des inneren Detektors rekonstruiert werden. So kann ein Jet definiert werden, welchem anschließend keine Spuren zuge-

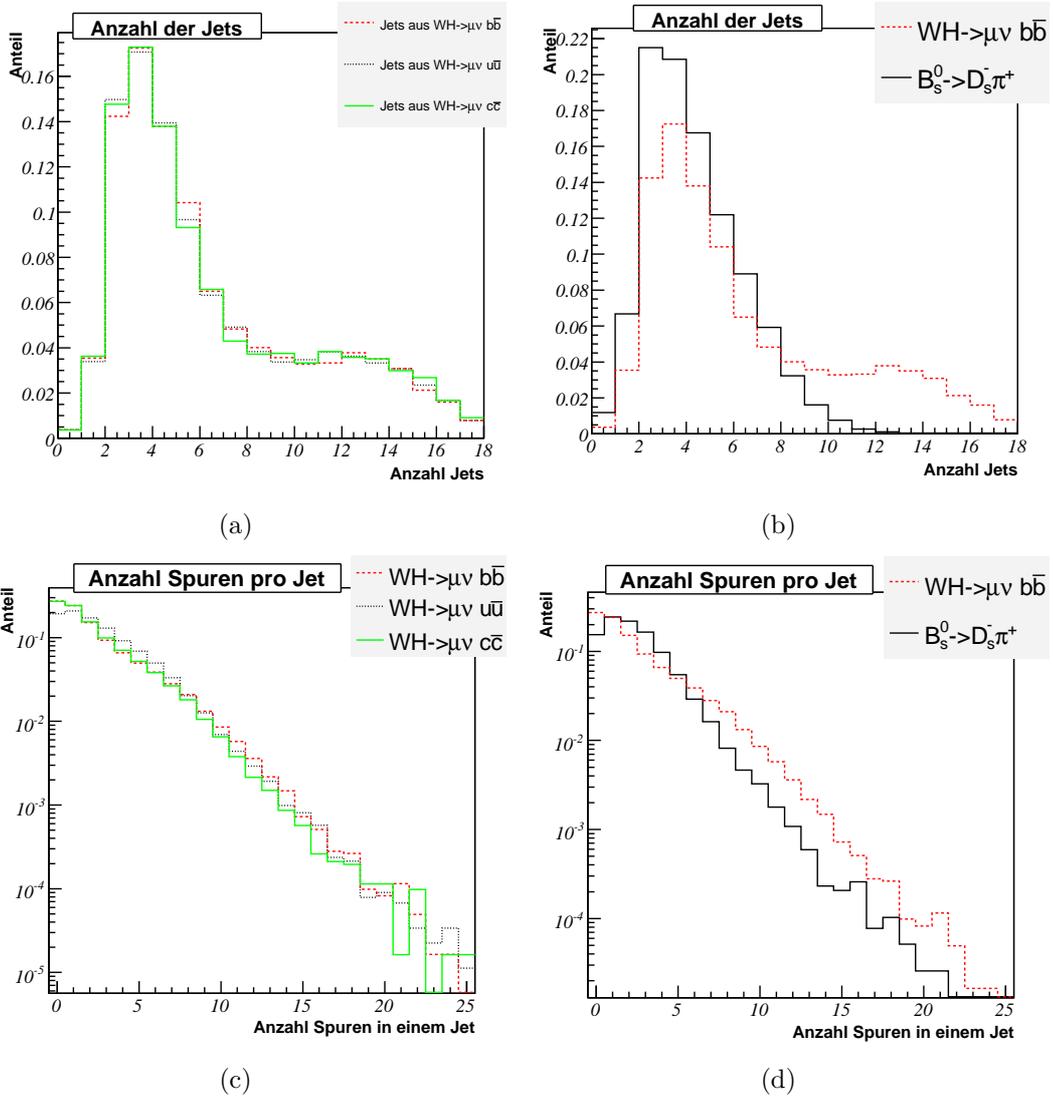


Abbildung 4.6: (a,b) Multiplizität der rekonstruierten Jets je Ereignis, die Anzahl der Einträge ist pro Zerfallskanal 10000, bei dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ ist sie 20000. (c,d) Halblogarithmische Darstellung der Multiplizität rekonstruierter Spuren pro Jet. Anzahl der Einträge ist hier: $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$: $N = 60731$, $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$: $N = 88861$, $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$: $N = 61425$, $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$: $N = 38781$.

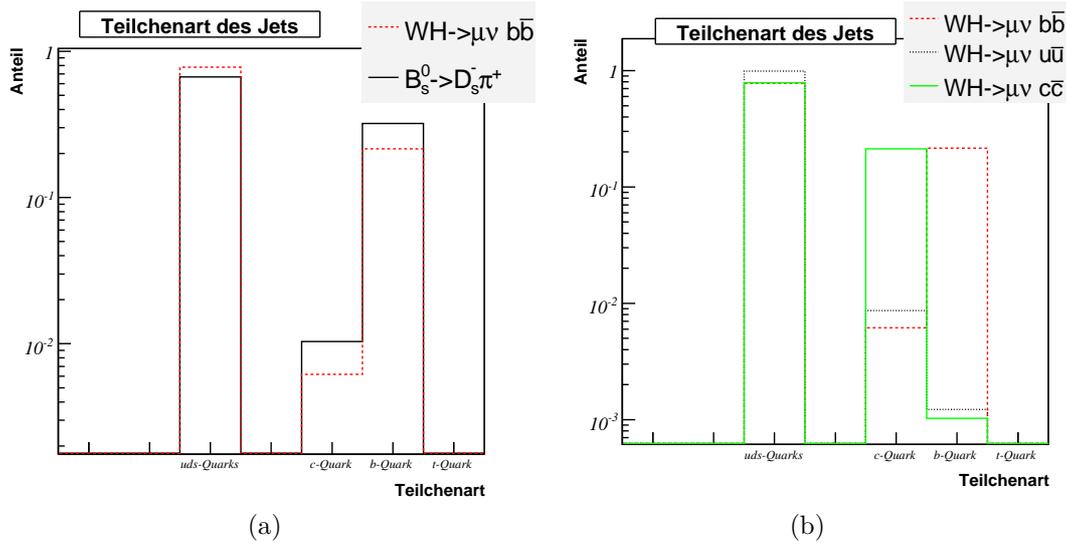


Abbildung 4.7: Art des jeterzeugenden Teilchens in halblogarithmischer Darstellung. Die Anzahl der Einträge ist die gleiche wie in Abbildung 4.6 (c,d).

ordnet werden können.

4.3.2 Die Art der jeterzeugenden Teilchen

Es werden drei Arten von Jets betrachtet, c-Jets, b-Jets und uds-Jets (kurz u-Jets genannt). Die u-Jets, die drei Quarkarten zusammenfassen, werden durch das Rekonstruktionsprogramm in ATHENA [ATL04] ununterscheidbar gespeichert und bilden mit den c-Jets gemeinsam einen Untergrund zu den b-Jets. Jets aus b- und \bar{b} -Quarks werden als b-Jets gespeichert, \bar{c} - und uds-Jets entsprechend als c- und u-Jets.

Wie in Abbildung 4.7 (a) zu erkennen ist, gibt es im simulierten B_s^0 -Kanal einige b- und c-Jets. Dies korrespondiert mit Abbildung 4.3 (a), dort sind einige c- und b-Quarks und -Antiquarks im B_s^0 -Kanal zu beobachten.

Bei dem Vergleich der unterschiedlichen Higgs-Kanäle erkennt man im Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ durch den forcierten Higgszerfall wie zu erwarten eine größere Anzahl an u-Jets. Ein analoges Phänomen ist bei den anderen beiden Kanälen zu erkennen.

4.3.3 Die Impuls- und Winkelverteilungen

Im Folgenden werden die Jetimpuls- und Jetwinkelverteilungen der Zerfallskanäle $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ und $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ gezeigt. Die Informationen über die Jetverteilungen werden mithilfe der Kalorimeterrekonstruktion ermittelt. Die b-Jets stammen aus dem $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ - bzw. $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanal, die u-Jets aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und die c-Jets aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$.

Wie in Abbildung 4.8 (a) zu erkennen, ist die Verteilung des Winkels ϕ im Bereich $[\pi; -\pi]$ gleichverteilt, was mit der Zerfallssymmetrie zu erklären ist.

Die η -Verteilung (Abb. 4.8 (b)) ist bei beiden Zerfallskanälen scharf auf $|\eta| \leq 2,5$ begrenzt. Im Falle des B_s^0 -Zerfalles ist durch den Schnitt auf das B_s^0 -Ereignis in Pythia diese Verteilung ähnlich zur η -Verteilung der Spuren, sie zeigt eine deutliche Vorzugsrichtung zu $\eta = 0$. Die η -Verteilung der Jets aus dem Higgs-Kanal ist dage-

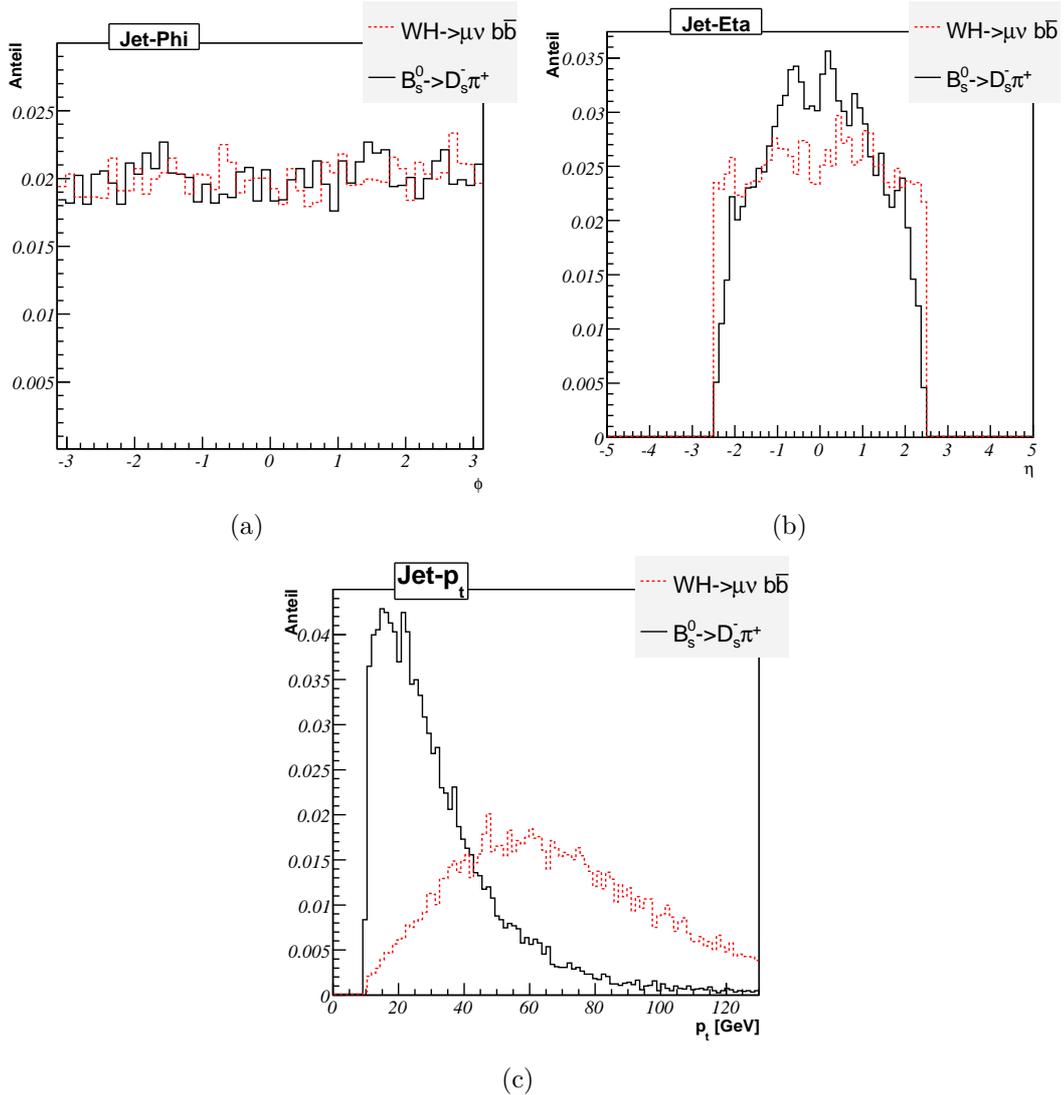


Abbildung 4.8: Transversalimpuls- und Winkelverteilungen der Jets der Zerfallskanäle $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ (Anzahl Einträge $N = 12206$) und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ (Anzahl Einträge $N = 12932$).

gen in diesem Ausschnitt flach.

Die Verteilung der transversalen Impulse (Abb. 4.8 (c)) ähnelt bis auf einen Schnitt bei $p_t = 10$ GeV der entsprechenden Spurverteilung. Die b-Jets aus dem B_s^0 -Kanal besitzen im Mittel geringere transversale Impulse als diejenigen aus dem Higgs-Kanal. Dies lässt sich wie zuvor durch das schwere Higgsteilchen erklären.

Die ϕ -Verteilungen der Ereignisse $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$, $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ und $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ sind aus Symmetriegründen gleichverteilt (Abb. 4.9 (a)).

Betrachtet man die Verteilung in η (Abb. 4.9 (b)), fällt die Verteilung für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ auf. Sie setzt sich durch symmetrische Minima von den beiden anderen Verteilungen ab, die quasi ein Plateau im Bereich $|\eta| \leq 2,5$ bilden. Diese Verteilung besitzt einen Schnitt von $|\eta| \leq 3,0$, im Gegensatz zu den anderen Verteilungen, die einen Schnitt von $|\eta| \leq 2,5$ besitzen.

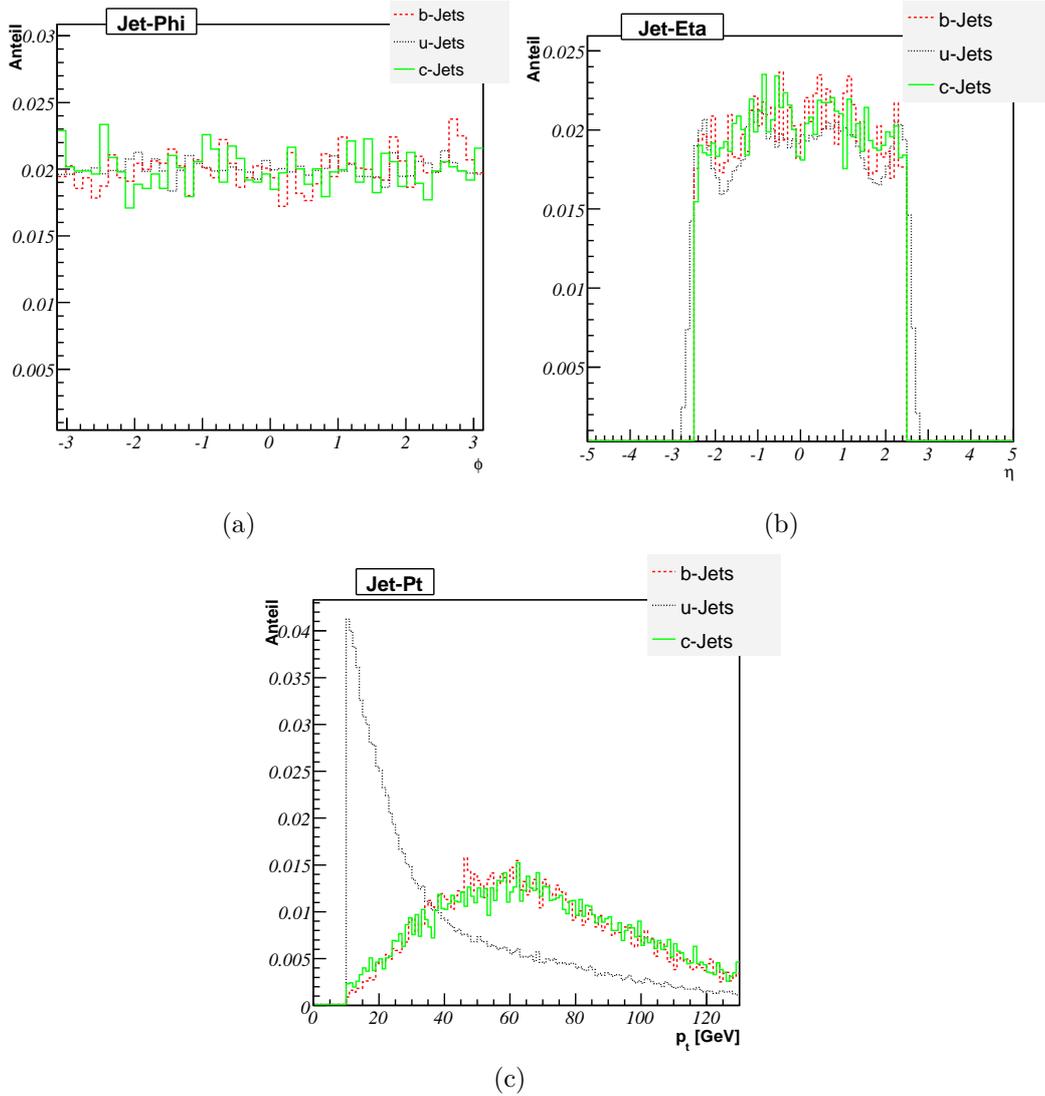


Abbildung 4.9: Transversalimpuls- und Winkelverteilungen für den Vergleich von u-Jets aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ (Anzahl Einträge $N = 70878$), c-Jets aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ (Anzahl Einträge $N = 12933$) und b-Jets aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ (Anzahl Einträge $N = 12206$).

Da diese Form der Verteilung auf Monte-Carlo-Niveau noch nicht zu erkennen ist (vgl. Abb. 4.5 (b)), lässt sich folgern, dass die Ursache in der Detektorsimulation liegt. Um dies zu untersuchen, ist in Abbildung 4.10 das Material des inneren Detektors in Prozent der Strahlungslänge als Funktion der Pseudorapidität η in der DC1-Detektorimplementierung, welche dieser Arbeit zugrunde liegt (siehe Abschnitt 3.1), aufgetragen. Die beiden Minima bei $\eta = \pm 2$ sind durch die Materialdichte im inneren Detektor zu erklären. Teilchen mit geringer Energie werden vom Detektormaterial absorbiert und können das Kalorimeter nicht erreichen. Die uds-Quarks, in denen die u-Jets ihren Ursprung haben, besitzen geringere Impulse (vgl. Abb. 4.5) als die Ursprungsquarks von b- und c-Jets, weshalb sie rascher absorbiert werden. Die Maxima bei hohen η -Werten stammen von in großer Anzahl zufällig entstandenen u-Jets aus dem Protonenstrahl.

Die Verteilung im Transversalimpuls zeigt, dass bei allen Jets ein $p_t \geq 10$ GeV gefordert wurde. Die u-Jets besitzen im betrachteten Histogramm den geringsten transversalen Impuls mit einem Mittelwert von $(39,6 \pm 0,1)$ GeV, darauf folgen die b-Jets mit $(66,8 \pm 0,3)$ GeV und die c-Jets mit $(67,4 \pm 0,3)$ GeV mit statistisch gleichem transversalen Impuls. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um rein statistische Fehler.

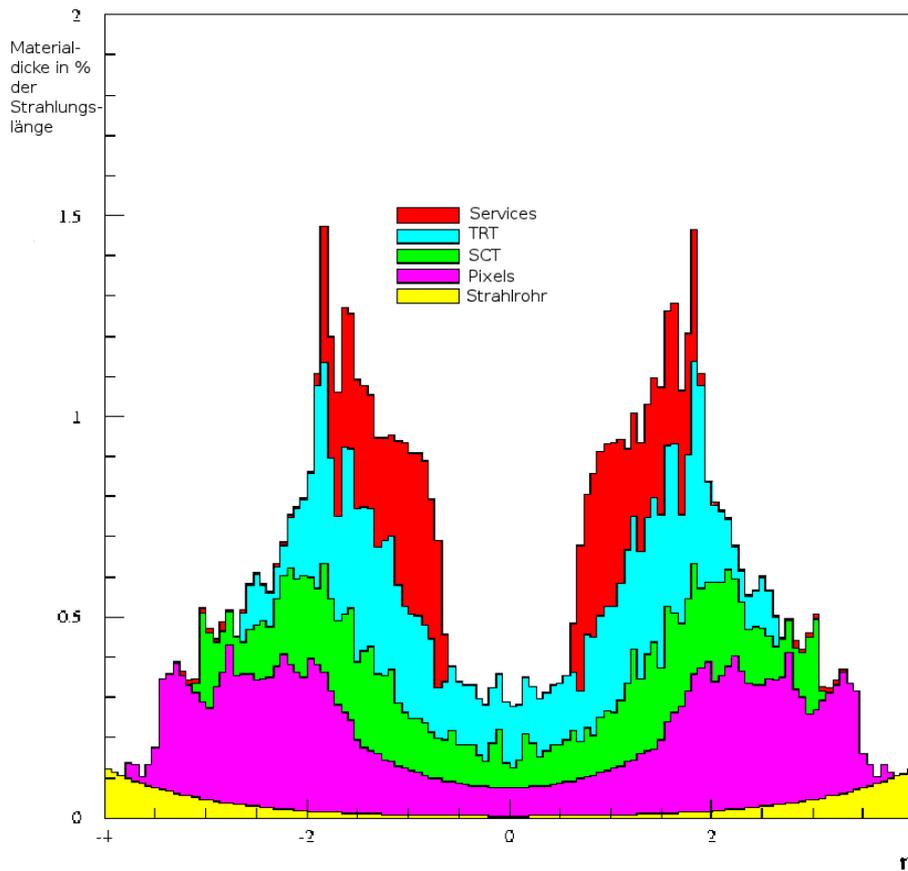


Abbildung 4.10: Material des inneren Detektors in Prozent der Strahlungslänge als Funktion der Pseudorapidität η in der DC1-Detektorimplementierung [CKRdV03].

Kapitel 5

Studien zum auf dem Abstand basierenden b-Tagging

Auf dem Abstand basierende b-Tagging-Algorithmen nutzen die ausreichend lange mittlere Lebensdauer τ der B-Mesonen [$\tau = (1,461 \pm 0,057)$ ps [Hag02]], um diese identifizieren zu können. B-Mesonen besitzen eine mittlere Reichweite von $c\tau \simeq 0,5$ mm.

Der Grund für die verhältnismäßig lange Lebensdauer liegt darin, dass bei einem Zerfall von B-Mesonen das b-Quark in ein c-Quark übergeht und somit die Quarkfamilie wechselt. Dieser Wechsel ist ausschließlich über die schwache Wechselwirkung möglich, weshalb dieser Übergang unterdrückt ist.

Teilchen, die aus einem B-Mesonzerfall entstehen, besitzen somit einen nicht zu vernachlässigenden Impact-Parameter (siehe Abschnitt 3.2.1) und bilden zum primären Vertex verschobene sekundäre Vertices.

In dieser Arbeit werden ausschließlich auf dem Abstand basierende b-Tagging-Algorithmen untersucht. Diese nutzen den Impact-Parameter und die entstehenden sekundären Vertices für das b-Tagging. Der Impact-Parameter wird in eine transversale und eine longitudinale Komponente zerlegt, da die longitudinale Ausdehnung des Wechselwirkungspunktes ($\sigma_z \simeq 5,6$ cm) wesentlich größer als seine transversale Ausdehnung ($\sigma_{xy} \simeq 15 \mu\text{m}$) ist [NdIHRV03]. Auch ist die Auflösung der Detektorkomponenten in der r - ϕ -Ebene typischerweise besser als in der r - z -Ebene. Der transversale und der longitudinale Impact-Parameter sind die Distanz einer Spur vom primären Vertex in der r - ϕ -Ebene bzw. in z -Richtung.

In diesem Kapitel wird zunächst ein auf dem transversalen Impact-Parameter basierender b-Tagging-Algorithmus (2D-Algorithmus) [CKRdV03] beschrieben und seine Leistungsfähigkeit ermittelt. Anschließend folgt eine Erweiterung des Algorithmus auf den 3D-b-Tagging-Algorithmus (3D-Algorithmus) [CKRdV03]. Hierzu wird der longitudinale Impact-Parameter in den Algorithmus integriert. Die erreichbare Leistungsfähigkeit wird mit dem vorigen Ergebnis verglichen.

Die Hinzunahme des auf dem Sekundärvertex basierenden b-Tagging-Algorithmus [Kos03b] und eine Analyse der Effizienz bzw. Reinheit aller betrachteten b-Tagging-Methoden bilden den Abschluss dieser Untersuchungen. Hier sind drei diskriminierende Variablen (die invariante Masse M , das Verhältnis der Energien F und die Anzahl zur Rekonstruktion genutzter Zweispurvertices N) die Grundlage für die Er-

weiterung des b-Tagging-Algorithmus.

Die oben genannten Untersuchungen werden mit den schon im vorigen Kapitel beschriebenen Zerfallskanälen $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ durchgeführt. Diese werden zunächst ohne Untergrund aus externen Zerfallskanälen (externer Untergrund) analysiert. Die Selektion von b-Jets erfolgt also ausschließlich innerhalb der Signalereignisse. Der signalbegleitende Untergrund an uds-Jets entsteht in den Signalkanälen durch Initial-State-Radiation (ISR), Final-State-Radiation (FSR), multiple Teilcheninteraktionen und Partonen aus Hadronisierungen. ISR ist die Gluonenabstrahlung von Quarks aus den primären Protonen. Gluonenabstrahlung von Teilchen, die im harten Streuprozess entstanden sind, nennt man FSR. Die Untergrundjets haben ihren Ursprung in Quarks, die aus diesen Gluonen entstehen.

Im Folgenden werden uds-Jets verkürzt als u-Jets bezeichnet.

Im Weiteren folgt eine Untersuchung des Higgs-Kanals bei Verwendung des u-Jet-Untergrunds aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und des c-Jet-Untergrunds aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$. Das b-Tagging erweist sich bei einem c-Jet-Untergrund als weniger effektiv als bei einem Untergrund aus u-Jets. Teilchen, die c-Quarks enthalten, besitzen zwar eine geringere Lebensdauer als die B-Mesonen, sie liegt jedoch in der gleichen Größenordnung. So besitzen D^+ -Mesonen ($c\bar{d}$) und D^- -Mesonen ($\bar{c}d$) eine Lebensdauer von $(1,051 \pm 0,013)$ ps. Die Differentiation zwischen b-Jets und c-Jets wird dadurch erschwert.

Nach einer systematischen Studie zu in den Algorithmen verwendeten Kalibrationshistogrammen schließt das Kapitel mit einer Analyse des Verhaltens der Variablen M, F und N (s. o.) bei unterschiedlichen Ineffizienzen des Pixeldetektors ab.

Zur Rekonstruktion wurden in diesem Kapitel für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ 20000 Ereignisse verwendet, für die anderen Zerfallskanäle wurden jeweils 10000 Ereignisse verwendet.

5.1 Auf dem Impact-Parameter basierendes b-Tagging

Der auf dem transversalen Impact-Parameter basierende b-Tagging-Algorithmus (2D-Algorithmus) kann für alle b-Jets mit mindestens einer geladenen Spur, die einen signifikanten Impact-Parameter besitzt, genutzt werden. Dieser Algorithmus ist weniger rechenintensiv als auf dem Sekundärvertex basierende Algorithmen, da eine Rekonstruktion sekundärer Vertices nicht notwendig ist.

5.1.1 Die transversale Komponente des Impact-Parameters

Der transversale Impact-Parameter d_0 ist in der Rekonstruktion nicht mehr definiert als die transversale Distanz zur Strahlachse am Punkt der kürzesten Annäherung zum Ursprung (siehe Abschnitt 3.2.1), sondern als die kürzeste in die Transversalebene projizierte Distanz der rekonstruierten Spurtrajektorie zum rekonstruierten primären Vertex. In der Abbildung 5.1 ist die Verteilung von d_0 für Spuren aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ zu sehen. Die Rekonstruktion dieser Größe erfolgte hierbei mittels des Spurrekonstruktionsalgorithmus xKalman (siehe Abschnitt 3.2.2). Der Impact-Parameter ist eng um den Wert Null verteilt, nur wenige Spuren streu-

en zu Werten von ± 1 cm und höher.

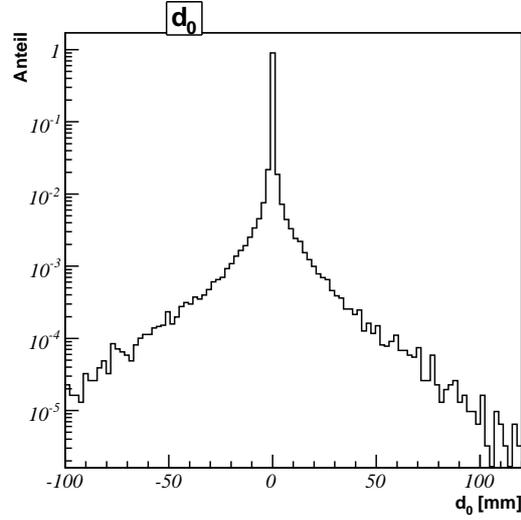


Abbildung 5.1: Rekonstruierte Verteilung des transversalen Impact-Parameters d_0 am Beispiel $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ in halblogarithmischer Darstellung.

Das Vorzeichen von d_0 wird für den b-Tagging-Algorithmus anders definiert als in Abschnitt 3.2.1 beschrieben und in Abbildung 5.1 gezeigt. Es ist im Folgenden positiv, falls die betrachtete Spur die Jetachse bezogen auf die Jetrichtung vor dem primären Vertex kreuzt, andernfalls ist es negativ (siehe Abb. 5.2). Bei dieser Konvention erwartet man für Spuren aus B-Mesonzerfällen im Mittel einen großen, positiven Wert für d_0 .

5.1.2 Die Kalibrationshistogramme und die Spurgewichte

Das Ziel des Algorithmus ist ein möglichst effizientes b-Tagging, deshalb soll rekonstruierten Teilchenspuren mit einem signifikant von null verschiedenen Impact-Parameter ein größeres Gewicht in der Auswertung zugeteilt werden. Dies gelingt, indem die Signifikanz $S(d_0, \sigma_{d_0})$ als diskriminierende Variable genutzt wird. Sie ist als der Quotient aus dem transversalen Impact-Parameter d_0 und seinem Fehler σ_{d_0} definiert:

$$S(d_0, \sigma_{d_0}) = \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}. \quad (5.1)$$

Zur Berechnung eines Spurgewichtes müssen vor der Rekonstruktion Teilchenspuren simuliert werden. Deren Signifikanzwerte ergeben normiert eine Wahrscheinlichkeitsverteilung der Signifikanzwerte der einzelnen b-Jet-Spuren (bzw. u-Jet-Spuren). Aus einem solchen Kalibrationshistogramm kann anschließend für verschiedene Signifikanzwerte die Wahrscheinlichkeit abgelesen werden, ob eine unbekannte Spur, deren Signifikanz in der Rekonstruktion ermittelt wurde, einem b-Jet oder einem u-Jet zugeordnet werden sollte.

Die Wahrscheinlichkeit einer b-Jet-Spur (bzw. u-Jet-Spur), eine bestimmte Signifikanz $S_0(d_0, \sigma_{d_0})$ zu besitzen, sei $P_b(S_0(d_0, \sigma_{d_0}))$ (bzw. $P_u(S_0(d_0, \sigma_{d_0}))$). Das Verhältnis dieser beiden Wahrscheinlichkeiten P_b/P_u einer Spur ist dann proportional zur

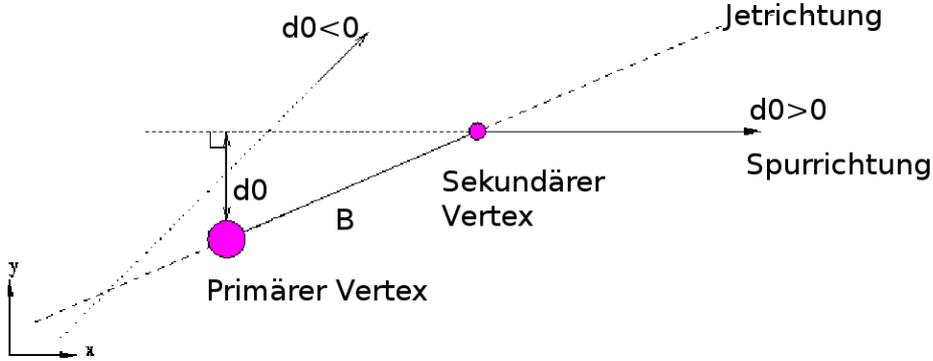


Abbildung 5.2: Definition des Impact-Parameters d_0 und seines Vorzeichens in den Rekonstruktionsalgorithmen [CKRdV03].

Wahrscheinlichkeit, dass es sich um eine b-Jet-Spur handelt, in Abgrenzung zum betrachteten Untergrund, der durch P_u beschrieben wird. Das Spurgewicht $\omega_{s,i}$ einer Spur i kann daher definiert werden als

$$\omega_{s,i} = \frac{P_b(S(d_0, \sigma_{d_0}))}{P_u(S(d_0, \sigma_{d_0}))}. \quad (5.2)$$

Die Verteilung in den Kalibrationshistogrammen wird durch den betrachteten Zerfallskanal und die angenommene Detektorstruktur beeinflusst. Deshalb müssen, um ein optimales b-Tagging zu gewährleisten, entsprechende Kalibrationshistogramme für die verschiedenen Zerfallskanäle bzw. Detektorlayouts erstellt werden. In dem ATHENA-Programmpaket SimpleBTagAthena sind jedoch momentan Kalibrationshistogramme fest implementiert. In Zukunft soll eine Bibliothek von angepassten Histogrammen bereitgestellt werden [Kos04].

Die fest implementierten Histogramme wurden auf Basis des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Zerfallskanals $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und des externen Untergrundkanals $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ erstellt. Sie stellen eine Mittelung der Kalibrationshistogramme für eine Higgs-Massenhypothese von 400 GeV und 120 GeV dar (eine Untersuchung hierzu ist in [Gry05] zu finden). Die Mittelung soll die Kalibrationen für breitere Anwendungen nutzbar machen.

Die Kalibrationshistogramme von d_0 sind in Abbildung 5.3 dargestellt. In den Verteilungen für u-Jet-Spuren und b-Jet-Spuren ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Die Signifikanzen für u-Jet-Spuren sind um den Ursprung eng zentriert. Die Ausläufer zu großen Werten lassen sich durch Materialwechselwirkungen und falsche Spuren erklären. Das Kalibrationshistogramm für b-Jet-Spuren zeigt einen ausgeprägten Ausläufer in positiver Signifikanzrichtung aufgrund der langen Lebensdauer der B-Mesonen. Dieser Unterschied wird zur Identifikation der b-Jet-Spuren verwendet.

Vergleicht man die Transversalimpulsverteilungen der u-Jets mit der der b-Jets, er-

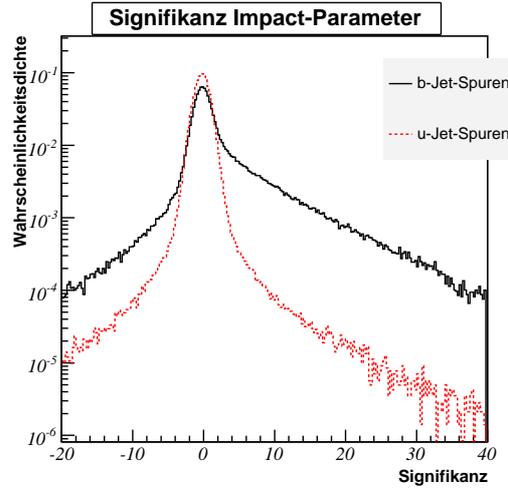


Abbildung 5.3: Das Kalibrationshistogramm von d_0 in halblogarithmischer Darstellung.

kennt man für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ deutliche Unterschiede (Abb. 5.4 (a)). Die b-Jets aus dem Higgszerfall haben, wie bereits im vorigem Kapitel diskutiert, einen sehr hohen Impuls. Aus diesem Grund wird im Folgenden zur Vorselektion von b-Jets im $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanal ein Jet-Transversalimpulsschnitt von $p_{t,Jet} \geq 15$ GeV angesetzt. Für den $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanal wird kein solcher Schnitt gefordert, da dort die Impulsverteilung der b-Jets nicht so ausgeprägt zu höheren Werten tendiert wie die der b-Jets aus dem $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanal (vgl. Abb. 4.8 (b)).

5.1.3 Die Berechnung der Jetgewichte

Einem Jet wird eine bestimmte Anzahl von Spuren zugeordnet (vgl. Abschnitt 3.2.3). Das Gewicht dieses Jets ist definiert als die Summe der Logarithmen aller Spurgewichte der Spuren eines Jets:

$$\omega_{\text{Jet}} = \sum_i \log \omega_{s,i}. \quad (5.3)$$

Dieses Jetgewicht ist proportional zu der Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem betrachteten Jet um einen b-Jet handelt. Entsprechend dieser Formel wurden die Jetgewichte ermittelt.

Abbildung 5.5 (a) zeigt die Jet-Gewichteverteilung des $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanals mit signalbegleitendem Untergrund. In Abbildung 5.5 (b) ist analog hierzu die Gewichteverteilung des $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanals mit signalbegleitendem Untergrund zu sehen. Die Unterscheidung von u-Jets und b-Jets wurde hierbei durch MC-Informationen (Monte Carlo) ermöglicht. Bei allen Gewichteverteilungen ist eine Identifikation von b-Jets möglich.

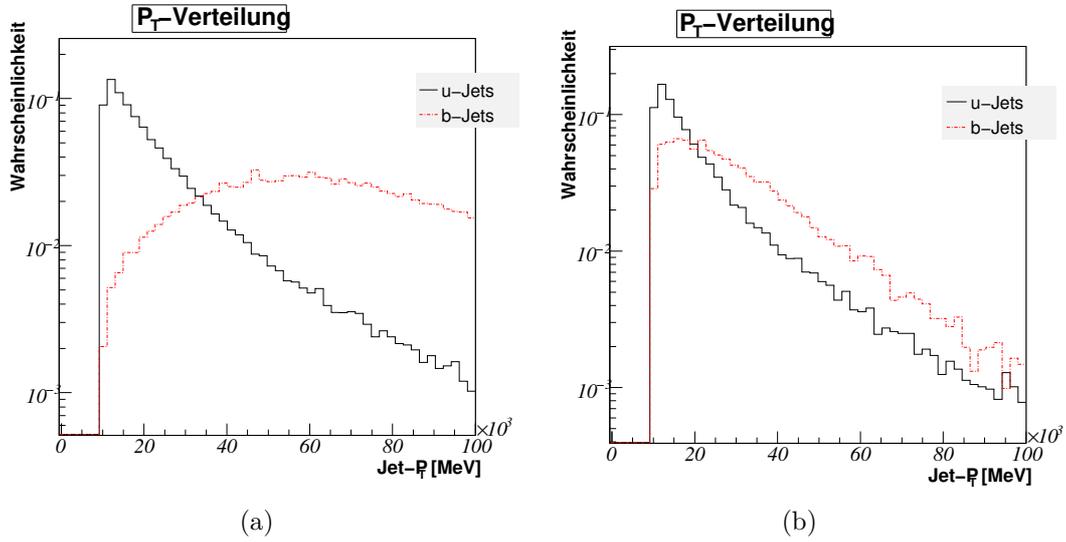


Abbildung 5.4: Die Transversalimpulsverteilungen der Jets in den beiden Zerfallskanälen (a) $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und (b) $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ in halblogarithmischer Darstellung.

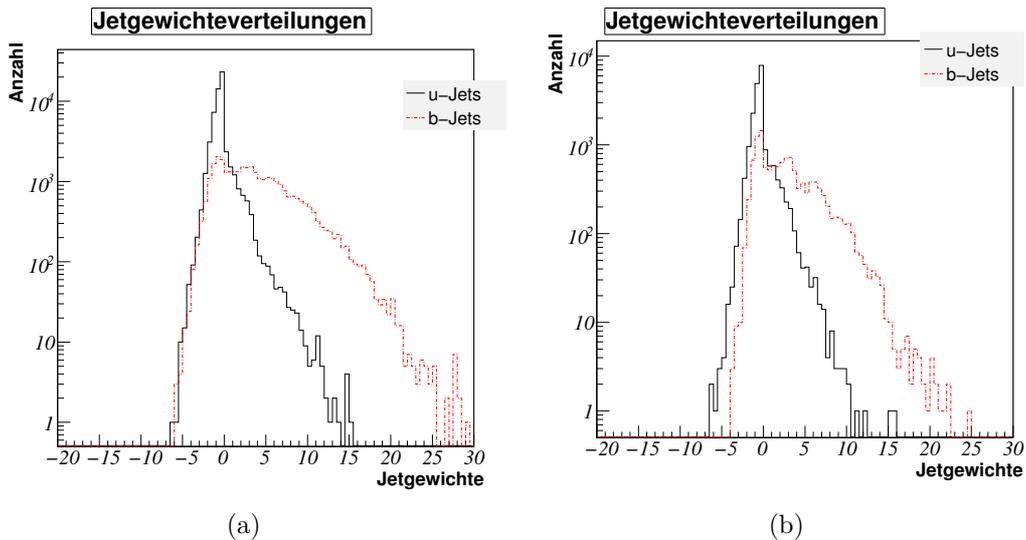


Abbildung 5.5: Die Gewichtevertellungen der Jets, die mittels des 2D-Algorithmus bestimmt wurden, in halblogarithmischer Darstellung: (a) Higgs-Kanal und (b) B_s^0 -Kanal.

5.1.4 Die Ergebnisse des 2D-Algorithmus

In diesem Abschnitt werden drei Kenngrößen des 2D-Algorithmus eingeführt und deren Werte für die beiden Signalkanäle verglichen. Anschließend folgt eine Untersuchung der Ergebnisse für den Higgs-Kanal mit den externen Untergrundkanälen $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$.

Um die Vergleiche durchführen zu können, werden Schnitte auf die Jetgewichte verteilt gesetzt.

Die Effizienz

Das Ergebnis des b-Tagging-Algorithmus besteht aus einer Anzahl von Jets, deren Jetgewichte oberhalb eines einstellbaren Schnittes liegen (b_{gesamt}). Der Algorithmus deklariert diese Jets als identifizierte b-Jets. Unter diesen b_{gesamt} Jets gibt es noch u-Jets, die als b-Jets vom Algorithmus fehlidentifiziert werden, da sie oberhalb des Schnittes liegen (b_{miss}). Die gesamte Anzahl an deklarierten b-Jets setzt sich aus richtig identifizierten b-Jets (b_{tag}) und fehlgedeuteten Jets zusammen:

$$b_{gesamt} = b_{tag} + b_{miss} . \quad (5.4)$$

Die Effizienz ϵ_b des b-Tagging-Algorithmus wird aus dem Verhältnis der richtig identifizierten b-Jets b_{tag} zu allen in der betrachteten Ereignismenge vorkommenden b-Jets b_{true} ermittelt:

$$\epsilon_b = \frac{b_{tag}}{b_{true}} . \quad (5.5)$$

Die Effizienz entspricht somit dem (prozentualen) Anteil der identifizierten b-Jets an allen wahren b-Jets der Ereignismenge.

Die Reinheit

Die Effizienz ϵ_b des Algorithmus ist eine Funktion des Schnittes auf die Jetgewichte verteilt. Bei einem niedrigen Schnitt werden mehr b-Jets richtig identifiziert als bei einem hohen Schnitt. Gleichzeitig ist bei einem niedrigen Schnitt die Anzahl b_{miss} der missidentifizierten Jets höher, das Ergebnis ist weniger rein. Deshalb ist die zweite Kenngröße des Algorithmus die Reinheit P des b-Taggings bezogen auf den betrachteten Datensatz. Sie ist definiert als

$$P = \frac{b_{tag}}{b_{gesamt}} = \frac{b_{tag}}{b_{tag} + b_{miss}} . \quad (5.6)$$

Die Reinheit gibt an, bei welchem Anteil der identifizierten b-Jets es sich wirklich um b-Jets handelt.

Zur Bestimmung dieser Größe ist die Kenntnis des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses erforderlich. Deshalb kann sie in dieser Arbeit lediglich bei signalbegleitendem Untergrund ermittelt werden.

Die Untergrundunterdrückungsrate

Die letzte betrachtete Kenngröße ist die Untergrundunterdrückungsrate UUR. Sie hat den Vorteil, dass sie, wie die Effizienz, auch berechnet werden kann, wenn das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nicht bekannt ist. Die Gewichtevertellungen der Untergrundjets und der b-Jets werden einzeln normiert. Anschließend wird auf die resultierenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen geschnitten.

Die Untergrundunterdrückungsrate ist als Anzahl der in der Ereignismenge vorkommenden Untergrundjets u_{true} bzw. c_{true} geteilt durch die Anzahl der fehlinterpretierten Jets b_{miss} definiert:

$$\text{UUR} = \frac{u_{true}}{b_{miss}}, \quad \text{UUR}_c = \frac{c_{true}}{b_{miss}}, \quad (5.7)$$

wobei UUR_c die UUR für c-Jets bezeichnet.

Die UUR gibt an, wieviele Untergrundjets im Mittel in einer Ereignismenge enthalten sein müssen, damit ein Untergrundjet als b-Jet fehlinterpretiert wird. Ein besserer Algorithmus besitzt also bei gleicher Effizienz eine höhere UUR.

Untersuchung der Ergebnisse

In den Abbildungen 5.6 (a)-(d) sind die ermittelten Kurven der drei Kenngrößen für den Zerfallskanal $\text{WH} \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ aufgetragen. Sie wurden jeweils unter Veränderung des Schnittes auf die Jetgewichte $\omega_{Jet}^{Schnitt}$ aufgetragen, um einen Eindruck von dem Kurvenverlauf bei unterschiedlichen Schnitten zu bekommen. Die Variable $\omega_{Jet}^{Schnitt}$ wurde hierbei im Intervall $[-5;15]$ variiert. Abbildung 5.6 (a) zeigt die Anzahl der b_{tag} - und b_{miss} -Jets in Abhängigkeit von dem Schnitt auf die Gewichtevertellung des Higgs-Kanals (vgl. Abb. 5.5 (a)). Der Verlauf der b_{tag} -Jet-Kurve ist proportional zum Verlauf der Effizienzkurve (Abb. 5.6 (b)). Die Effizienzkurve fällt von einem maximalen Wert bei ca. 63 % erst langsam, dann steiler ab und nähert sich dem Wert 0 % an. Die Reinheit P ist in demselben Histogramm aufgetragen. Sie zeigt bei niedrigen Schnitten ein Plateau bei ca. 36 % und steigt bei Werten um $\omega_{Jet}^{Schnitt} = 0$ steil an, um sich ab einem Reinheitswert von 90 % langsam 100 % anzunähern. Bei hohen Reinheitswerten ist die Effizienz relativ gering, was sich aus der Definition der beiden Größen erklären lässt. Die Reinheit ist in ihrem Minimum nicht bei Werten von 0 %, da einigen u-Quarks kein Jet zugeordnet werden konnte und somit schon im Vorfeld durch die fehlende Jet-Quark-Zuordnung effektiv eine Untergrundunterdrückung stattfand. Zur Unterdrückung des Untergrundes trägt auch der Transversalimpulsschnitt auf die Jets bei. Dieselben Effekte sind auch dafür verantwortlich, dass die Effizienz nicht 100 % erreicht. Der steile Anstieg der Reinheitskurve bei Werten um $\omega_{Jet}^{Schnitt} = 0$ kommt daher, dass bei einem Jetgewicht von null keine Aussage über die Art des betrachteten Jets möglich ist, da hier u- und b-Jetspuren gleiche Impact-Parameter besitzen.

Abbildung 5.6 (c) zeigt das Verhalten der Untergrundunterdrückungsrate bei Variation von $\omega_{Jet}^{Schnitt}$. Die Kurve beginnt bei $\text{UUR} \simeq 8$ und steigt ab einem Schnitt von $\omega_{Jet}^{Schnitt} \simeq -2$ langsam an. Bei $\omega_{Jet}^{Schnitt} = 0$ zeigt sie einen sprunghaften Anstieg auf ihren fünffachen Wert. Anschließend steigt sie exponentiell an. Die roten Linien geben ihren Fehlerbereich an. Die Kurve verdeutlicht die starke Abhängigkeit der UUR vom Schnitt. Selbst kleine Änderungen im Schnitt können große Änderungen

Kanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	P [%]	UUR
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	A	3,30	$30,0 \pm 0,2$	94 ± 1	422 ± 18
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	B	0,59	$45,0 \pm 0,3$	$79,9 \pm 0,9$	$71,2 \pm 0,9$
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	C	-0,34	$50,0 \pm 0,3$	$62,9 \pm 0,8$	$27,2 \pm 0,2$
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	D	-1,72	$60,0 \pm 0,3$	$35,8 \pm 0,8$	$7,47 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	A	1,86	$30,0 \pm 0,4$	84 ± 1	36 ± 1
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	B	-0,41	$44,8 \pm 0,5$	$51,4 \pm 0,6$	$4,78 \pm 0,05$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	C	-0,81	$50,0 \pm 0,5$	$42,8 \pm 0,5$	$3,02 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	D'	-1,40	$55,0 \pm 0,5$	$39,2 \pm 0,4$	$2,37 \pm 0,02$

Tabelle 5.1: Ermittelte Kenngrößen des 2D-Algorithmus bei den verschiedenen gewählten Effizienzen ϵ_b , der Untergrundunterdrückungsrate UUR und der Reinheit P. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

dieser Kenngröße nach sich ziehen. Die Abhängigkeit der UUR von der Effizienz ist in Abbildung 5.6 (d) zu sehen. Bei niedrigen Effizienzen bis ca. 50 % ist ein exponentiell abfallender Zusammenhang zu sehen, nach einem noch stärkerem Abfall geht die Abhängigkeit bei hohen Effizienzen in ein Plateau bei niedrigen UURs von $UUR \simeq 8$ über.

Um die Werte der Kenngrößen in den einzelnen Zerfallskanälen vergleichen zu können, werden vier Szenarien mit Hilfe von $\omega_{Jet}^{Schnitt}$ gewählt, so dass Effizienzen von (A) $\epsilon_b = 30$ %, (B) $\epsilon_b = 45$ %, (C) $\epsilon_b = 50$ % bzw. (D) $\epsilon_b = 60$ % erreicht werden (siehe Abb. 5.6 (b)). Diese Punkte dienen als Richtpunkte für einen Vergleich. Der Effizienzwert $\epsilon_b = 60$ % kann im $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanal nicht erreicht werden und wird durch (D') $\epsilon_b = 55$ % ersetzt.

Die Ergebnisse für die beiden Zerfallskanäle sind in Tabelle 5.1 eingetragen.

In beiden Zerfallskanälen erkennt man deutlich eine mit höherer Effizienz abnehmende Reinheit. Bei Werten $\omega_{Jet}^{Schnitt} = 0$ ist ein besonders starker Rückgang der Reinheit zu beobachten, wie es in Abbildung 5.6 (b) für den Higgs-Kanal zu beobachten ist. Die UUR fällt, entsprechend 5.6 (d) bei höher werdender Effizienz zunächst um ein Vielfaches ab und sinkt dann langsamer.

Im Vergleich der beiden Kanäle weist der Higgs-Kanal bei gleicher Effizienz eine deutlich bessere Reinheit und UUR auf. Die b-Jets aus diesem Zerfallskanal können durch ihre hohen Impulse und hohen Impact-Parameter besser von den Untergrundjets separiert werden als die b-Jets aus dem B_s^0 -Kanal.

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse für den Higgs-Kanal unter Verwendung zweier verschiedener Untergrundkanäle aufgetragen. Die Reinheit konnte hier wegen der Verwendung von externen Untergrundkanälen nicht ermittelt werden.

Bei dem Higgs-Kanal mit Untergrund aus dem $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ -Zerfallskanal sind die Werte für die UUR bei Szenario (A) wesentlich besser als für die UUR bei diesem Zerfallskanal mit signalbegleitendem Untergrund (siehe Tabelle 5.1). Bei den anderen Szenarien liegt die UUR leicht darunter, zeigt jedoch einen analogen Verlauf.

Der zweite untersuchte Untergrundkanal ist der $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ -Zerfallskanal. Anhand dieses Zerfallskanals soll die UUR von c-Jets (UUR_c) ermittelt werden. In der Tabelle 5.2 sind die Werte für die betrachteten Effizienzen aufgetragen. Man erkennt

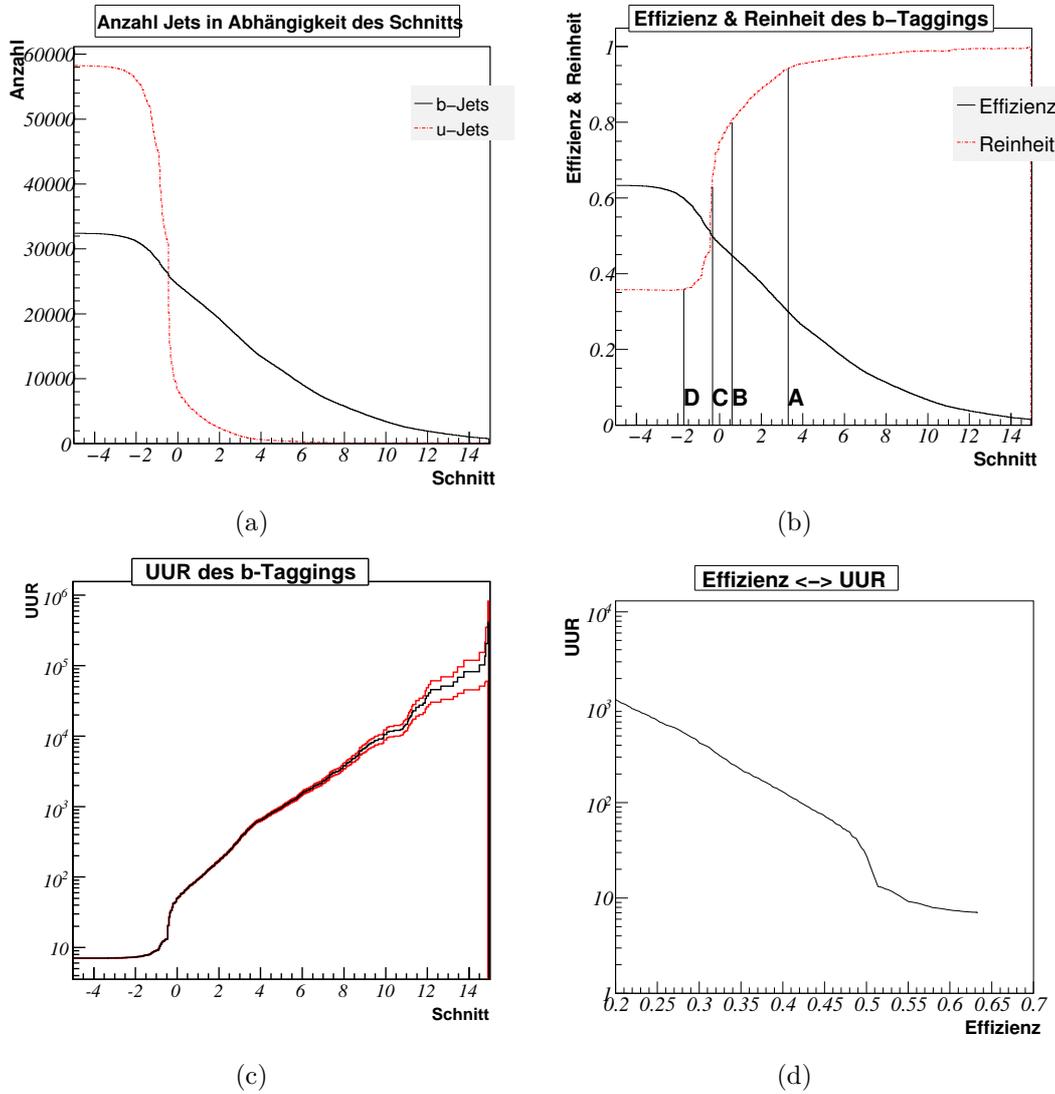


Abbildung 5.6: Ergebnisse der Schnittvariationen für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$. (a) zeigt die Anzahl der Jets und (b) die Reinheit und die Effizienz in Abhängigkeit vom Schnitt. Die Szenarien A, B, C und D in (b) sind die in Tabelle 5.1 verwendeten Szenarien. In (c) und (d) ist die UUR in halblogarithmischer Darstellung in Abhängigkeit vom Schnitt bzw. der Effizienz aufgetragen. Die rote Linie in (c) gibt den Fehler der Verteilung an.

Untergrundkanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	UUR	UUR _c
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	A	3,30	$30,0 \pm 0,2$	523 ± 20	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	B	0,60	$45,0 \pm 0,3$	$59,3 \pm 0,8$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	C	-0,35	$50,0 \pm 0,3$	$23,3 \pm 0,2$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	D	-1,70	$60,0 \pm 0,3$	$5,96 \pm 0,02$	
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	A	3,30	$30,0 \pm 0,2$		$16,3 \pm 0,3$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	B	0,60	$45,0 \pm 0,3$		$5,48 \pm 0,06$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	C	-0,35	$50,0 \pm 0,3$		$4,05 \pm 0,04$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	D	-1,70	$60,0 \pm 0,3$		$2,20 \pm 0,02$

Tabelle 5.2: Ermittelte Kenngrößen des 2D-Algorithmus für die vier gewählten Szenarien. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

deutlich geringere Werte als bei den anderen UURs des Higgs-Kanals. Die c-Jets sind durch ihre verhältnismäßig lange Lebensdauer und die so bedingten statistisch ähnlich großen Impact-Parameter ihrer Spuren nur schwer von den b-Jets zu trennen. Die UUR ist insgesamt sehr niedrig, die c-Jets werden besonders bei hohen Effizienzen quasi nicht mehr unterdrückt.

Untersuchungen zu dem WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanal mit dem WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ -Untergrundkanal wurden schon in [NdlHRV03] und [CKRdV03] durchgeführt. In der Veröffentlichung [NdlHRV03] wurde zusätzlich der Untergrundkanal WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ und die UUR_c untersucht. Hier wurde, wie auch in der vorliegenden Arbeit, als Kalibrationshistogramm für die Bestimmung von UUR_c ein Kalibrationshistogramm, welches mit einem Untergrund aus dem WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ -Zerfallskanal ermittelt wurde, genutzt.

Die Ergebnisse dieser Veröffentlichungen sind nicht mit den hier ermittelten vergleichbar, da eine andere Normierung genutzt wurde. Diese Arbeiten normieren auf die Anzahl der jeweiligen Jets, welchen ein Quark aus dem harten Streuprozess zugeordnet werden konnte. Somit liegen die Ergebnisse für die UUR bzw. UUR_c aus [NdlHRV03] jeweils bis zu einer Größenordnung über den hier ermittelten Werten. Das Ergebnis des Algorithmus mit der Normierung aus [NdlHRV03] liefert ein Maß dafür, wie gut der isoliert betrachtete Algorithmus aus der Menge der ihm zur Verfügung stehenden Daten b-Jets identifizieren kann. In der vorliegenden Arbeit sollte hingegen der Fragestellung nachgegangen werden, wie hoch die Effizienz des Algorithmus in Bezug auf alle existierenden b-Jets ist, die im ATLAS-Detektor produziert werden.

Fehlerbetrachtung

Alle in diesem und den folgenden Abschnitten angegebenen Fehler bezüglich der Effizienz, der Reinheit und der UUR sind rein statistische Fehler.

Der statistische Fehler der Effizienz $\Delta\epsilon_b$ hängt direkt mit dem Fehler der Größe b_{tag} zusammen, b_{true} wird als fehlerlos angesehen:

$$\Delta\epsilon_b = \frac{\Delta b_{tag}}{b_{tag}} \cdot \epsilon_b \implies \Delta\epsilon_b = \frac{\sqrt{b_{tag}}}{b_{true}} \quad , \quad \text{mit } \Delta b_{tag} = \sqrt{b_{tag}} \quad . \quad (5.8)$$

Der Fehler der Reinheit ΔP ergibt sich zu

$$\begin{aligned}\Delta P &= \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial b_{tag}} \cdot \Delta b_{tag}\right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial b_{gesamt}} \cdot \Delta b_{gesamt}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{\Delta b_{tag}}{b_{gesamt}}\right)^2 + \left(\frac{b_{tag}}{b_{gesamt}^2} \cdot \Delta b_{gesamt}\right)^2}.\end{aligned}\quad (5.9)$$

Der Fehler von b_{gesamt} wurde hierbei analog zum Fehler von b_{tag} bestimmt.

In die Ermittlung der Fehler der UURs fließt entsprechend der Fehler von b_{miss} , Δb_{miss} , ein. Die Größen u_{true} und c_{true} werden als fehlerlos angesehen.

Ein systematischer Fehler tritt zusätzlich zu dem angegebenen statistischen Fehler in allen Berechnungen auf. Eine systematische Fehlerquelle liegt darin, dass die verwendeten Spuren lediglich mit dem Algorithmus xKalman errechnet wurden. Zur Abschätzung der Größe dieses Fehlers müssten die Kenngrößen unter Verwendung eines anderen Spurfindungsalgorithmus, beispielsweise iPatRac [CP94], ermittelt und mit den obigen Ergebnissen verglichen werden. Ein solcher Vergleich wurde in [Gar03] durchgeführt. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind nicht mit den hier ermittelten Ergebnissen vergleichbar, da anders normiert wurde (vgl. oben). Eine Abschätzung zeigt jedoch, dass im Bereich höherer Schnitte signifikante Unterschiede zwischen beiden Größen auftreten, die die Größenordnung des hier ermittelten statistischen Fehlers haben.

Eine weitere systematische Fehlerquelle liegt in der Verwendung eines bestimmten Kalibrationshistogrammes begründet. Das Verhalten der Reinheit und der UUR mit Verwendung angepasster Kalibrationshistogramme für die Signalkanäle mit signalbegleitendem Untergrund wird in Abschnitt 5.4 untersucht. Wie in einem Vergleich zwischen der Tabelle 5.1 und der Tabelle 5.7 zu sehen ist, sind Differenzen zwischen den ermittelten Werten zu erkennen, die teilweise erheblich über der Größe des statistischen Fehlers liegen.

5.2 Untersuchungen mit dem 3D-Algorithmus

Der 3D-Algorithmus ist eine Erweiterung des oben diskutierten 2D-Algorithmus, in der die longitudinale Komponente des Impact-Parameters z_0 berücksichtigt wird. Durch diese Erweiterung soll die Leistungsfähigkeit des Algorithmus verbessert werden.

5.2.1 Der longitudinale Impact-Parameter z_0

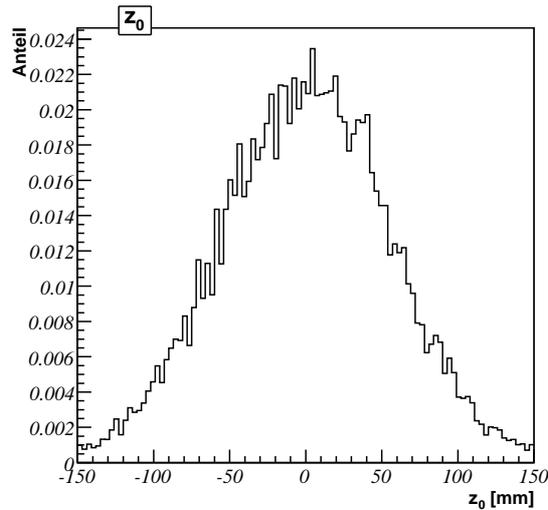


Abbildung 5.7: Rekonstruierte Verteilung des longitudinalen Impact-Parameters z_0 am Beispiel $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$.

Der mithilfe des Algorithmus xKalman rekonstruierte longitudinale Impact-Parameter z_0 der Teilchenspuren ist in den Abbildung 5.7 für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ zu sehen. Der Parameter ist definiert als der kürzeste Abstand einer Spurtrajektorie vom rekonstruierten primären Vertex in z -Richtung.

Die Spureinträge streuen mit einer RMS von $(54,4 \pm 0,1)$ mm um den Mittelwert MW von $(0,059 \pm 0,098)$ mm. Die Auflösung von z_0 ist im Detektor wesentlich schlechter als die von d_0 , wie schon zu Beginn dieses Kapitels diskutiert wurde. Die Auflösung des transversalen Impact-Parameters beträgt bei Transversalimpulsen $p_t \geq 10$ GeV bei $\eta = 0$ ca. $20 \mu\text{m}$, bei $|\eta| = 2,5$ beträgt sie ca. $40 \mu\text{m}$ [CKRdV03]. Im Vergleich hierzu beträgt die Auflösung der longitudinalen Komponente mit gleichen transversalen Impulsen bei $\eta = 0$ ca. $100 \mu\text{m}$ und bei $|\eta| = 2,5$ ca. $300 \mu\text{m}$ [CKRdV03].

5.2.2 Die Kalibrationshistogramme

In Abbildung 5.8 (b) ist das Kalibrationshistogramm mit den Signifikanzenträgen $S(z_0, \sigma_{z_0})$ der Teilchenspuren zu sehen, das aus den Werten des longitudinalen Impact-Parameters analog zur Signifikanz des transversalen Impact-Parameters ermittelt wurde. Durch diese Signifikanzverteilung kann eine Erweiterung des 2D-Algorithmus konstruiert werden, die die Ergebnisse verbessert.

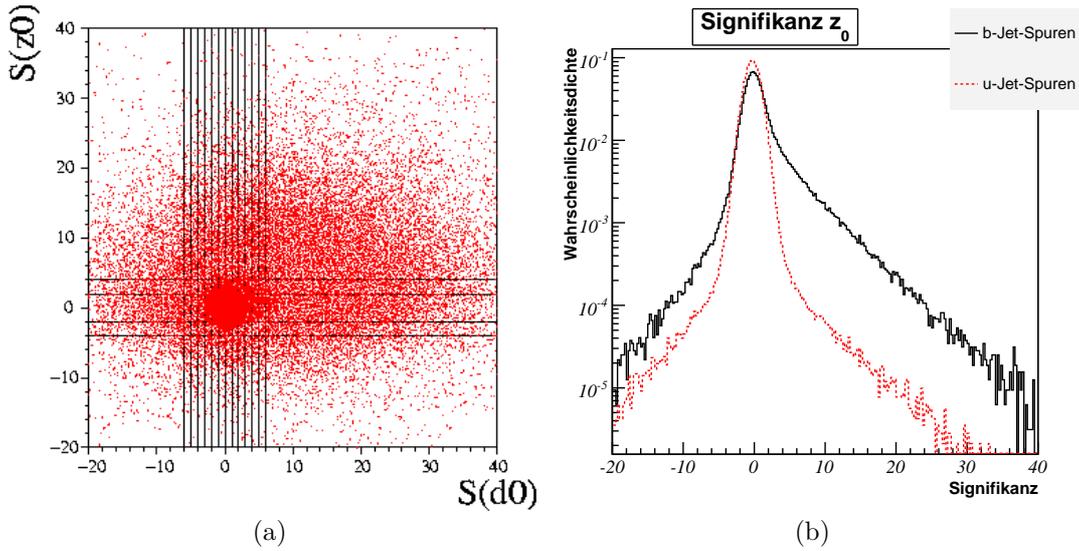


Abbildung 5.8: (a) Definition des Binnings in der $(S(d_0, \sigma_{d_0}), S(z_0, \sigma_{z_0}))$ -Ebene, die genutzt wurde um die Wahrscheinlichkeits-Funktionen der 3D-Methode zu ermitteln [CKRdV03]. Man sieht hier das genutzte Kalibrationshistogramm für b-Jets, das aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ als Mittelung des Ergebnisses für die Higgsmassen $m_H = 120$ GeV und $m_H = 400$ GeV entstanden ist. (b) Das Kalibrationshistogramm von z_0 .

Hierzu werden die Kalibrationshistogramme für d_0 und z_0 in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen (Abb. 5.8 (a)). Es wird bei der Betrachtung mehrerer diskriminierender Variablen ein mehrdimensionales Kalibrationshistogramm erstellt. Aus dem Vergleich zweier zweidimensionaler Histogramme werden anschließend die Jetgewichte ermittelt. Hierzu wird momentan das Binning der $(S(d_0, \sigma_{d_0}), S(z_0, \sigma_{z_0}))$ -Ebene, wie in Abbildung 5.8 (a) dargestellt, gewählt, um genügend Statistik zur Berechnung der Gewichte zur Verfügung zu haben. In Zukunft soll das Binning verfeinert werden [CKRdV03].

5.2.3 Die Berechnung der Jetgewichte

Die Spurgewichte, die aus dem Kalibrationshistogramm in Abbildung 5.8 (a) und der entsprechenden Verteilung für u-Jets ermittelt werden können, sind zweidimensionale Funktionen

$$\omega_{s,i} = \frac{P_b(S_{d_0}, S_{z_0})}{P_u(S_{d_0}, S_{z_0})}. \quad (5.10)$$

Hierbei ist P_b die Wahrscheinlichkeit, dass die betrachtete Teilchenspuren einem b-Jet zugeordnet werden kann. P_u bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass die betrachtete Teilchenspuren einem u-Jet zugeordnet werden kann.

Das Jetgewicht wird aus der Summe der Logarithmen der Spurgewichte ermittelt (vgl. Abschnitt 5.1.3). Die Jetgewichte sind für die beiden betrachteten Signalkanäle mit signalbegleitendem Untergrund in den Abbildungen 5.9 (a) und (b) aufgetragen.

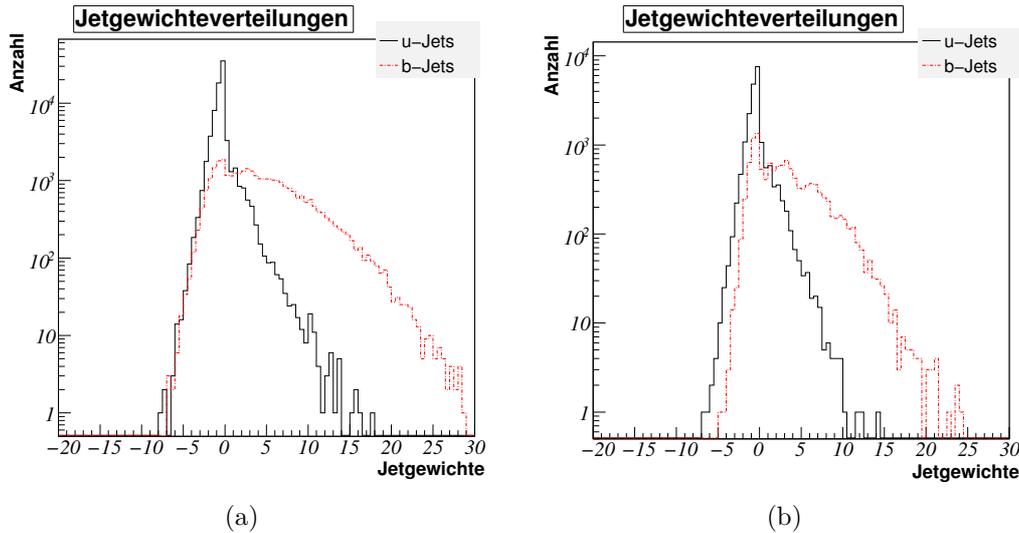


Abbildung 5.9: Verteilung der Jetgewichte, erstellt mithilfe des 3D-Algorithmus, für (a) den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und (b) den Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ in halblogarithmischer Darstellung.

5.2.4 Die Ergebnisse des 3D-Algorithmus

In den Tabellen 5.3 und 5.4 sind die Ergebnisse der Kenngrößen des 3D-Algorithmus für vier verschieden gewählte Effizienzen aufgetragen.

Tabelle 5.3 zeigt den Vergleich der Signalkanäle mit signalbegleitendem Untergrund. Die Werte der UUR im Higgs-Kanals sind, wie schon im vorigen Abschnitt, bei niedrigen Effizienzen um mehr als eine Größenordnung besser als die Werte des B_s^0 -Kanals. Die gute Separationsmöglichkeit der b-Jets in dem Higgs-Kanal liegt u. a. darin begründet, dass diese Jets zum größten Teil aus den b- und \bar{b} -Quarks des Higgszerfalls stammen, die im Mittel höhere Impulse und Impact-Parameter tragen. Dies ist auch beim Vergleich der Reinheitswerte zu beobachten.

Vergleicht man die Tabelle mit der Tabelle 5.1, ist für beide Signalkanäle eine Verbesserung der Kenngrößen zu sehen. Die UUR-Werte des Higgs-Kanals zeigen eine rund 20%ige Verbesserung (außer in Szenario A), die Verbesserung im B_s^0 -Kanal ist deutlich geringer. Bei dem Szenario D bzw. D' sind in den betrachteten Zerfallskanälen keine Verbesserungen in der UUR und der Reinheit zu beobachten, die Größen bleiben konstant. Der Schnitt ist für dieses Szenario so niedrig, dass diese Bereiche nicht mehr sensitiv auf eine Verschiebung der Jetgewichte reagieren.

Die in Tabelle 5.4 aufgetragenen Kenngrößen des Higgs-Kanals bei Verwendung der beiden Untergrundkanäle $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ zeigen eine Erhöhung der UUR und der UUR_c bei Vergleich zwischen den Ergebnissen des 3D- und des 2D-Algorithmus (vgl. Tabelle 5.2). Die Werte haben sich somit verbessert, was nach der Kombination der Algorithmen zu erwarten war.

In [NdlHRV03] wurde ebenfalls ein Vergleich zwischen diesen beiden Algorithmen durchgeführt. Auch dort ist eine Verbesserung der UURs bei Erweiterung des 2D-Algorithmus zu beobachten. Aufgrund der anders gewählten Normierung (siehe vo-

Kanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	P [%]	UUR
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	A	3,74	$30,0 \pm 0,2$	95 ± 1	505 ± 18
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	B	0,74	$45,0 \pm 0,3$	$82,4 \pm 0,8$	84 ± 1
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	C	-0,30	$50,0 \pm 0,3$	$67,5 \pm 0,7$	$33,4 \pm 0,3$
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	D	-1,98	$60,0 \pm 0,3$	$35,8 \pm 0,7$	$7,48 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	A	2,05	$30,0 \pm 0,4$	85 ± 1	39 ± 1
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	B	-0,46	$44,9 \pm 0,5$	$52,0 \pm 0,6$	$4,88 \pm 0,05$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	C	-0,89	$50,0 \pm 0,5$	$43,4 \pm 0,5$	$3,12 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	D'	-1,59	$55,0 \pm 0,5$	$39,0 \pm 0,4$	$2,35 \pm 0,02$

Tabelle 5.3: Ermittelte Kenngrößen des 3D-Algorithmus für die vier gewählten Szenarien. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

Untergrundkanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	UUR	UUR _c
$WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	A	3,75	$30,0 \pm 0,2$	889 ± 45	
$WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	B	0,75	$45,0 \pm 0,3$	73 ± 1	
$WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	C	-0,30	$50,0 \pm 0,3$	$29,2 \pm 0,3$	
$WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	D	-1,95	$60,0 \pm 0,3$	$6,00 \pm 0,02$	
$WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	A	3,75	$30,0 \pm 0,2$		$20,0 \pm 0,4$
$WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	B	0,75	$45,0 \pm 0,3$		$6,06 \pm 0,07$
$WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	C	-0,30	$50,0 \pm 0,3$		$4,38 \pm 0,04$
$WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	D	-1,95	$60,0 \pm 0,3$		$2,22 \pm 0,01$

Tabelle 5.4: Ermittelte Kenngrößen des 3D-Algorithmus für die vier gewählten Szenarien. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

riges Kapitel) ist ein direkter Vergleich mit diesen Daten nicht möglich.

5.3 *b*-Tagging mit sekundären Vertices

Gibt es innerhalb eines Jets zwei oder mehrere Spuren, so ist eine Suche nach sekundären Vertices möglich. Der 3D-Algorithmus kann durch zusätzliche Informationen, die aus der Existenz bzw. dem Fehlen eines solchen sekundären Vertex stammen, verbessert werden.

Lässt sich ein sekundärer Vertex ermitteln, so können bestimmte diskriminierende Variablen konstruiert und anschließend zu einem Jetgewicht kombiniert werden [Kos03b].

5.3.1 Die diskriminierenden Variablen

Mittels des Programms VKalVrtAthena [Kos03a] werden zunächst die primären und die sekundären Vertices rekonstruiert (siehe Abschnitt 3.3). Anschließend werden mithilfe des sekundären Vertex drei diskriminierende Variablen ermittelt. Diese dürfen keine starken Korrelationen mit den beiden Impact-Parameter-Komponenten besitzen, da alle fünf Variablen zu einem Gesamtgewicht verrechnet werden sollen. Wären sie stark korreliert, würde dieses Gesamtgewicht nicht durch Hinzunahme der neuen Variablen verbessert werden. Deshalb wird der Abstand des sekundären Vertex zum primären Vertex nicht als diskriminierende Variable verwendet.

Die gewählten Variablen sind

- die invariante Masse M aller Teilchen im betrachteten sekundären Vertex,
- der Anteil F der Jetenergie im sekundären Vertex ($F = (\text{Energie der Teilchen im sek. Vertex}) / (\text{Jetenergie aus Kalorimeterinformation})$) und
- die Anzahl N zur Rekonstruktion des sekundären Vertex genutzter Zwei-Spur-Vertices (siehe Abschnitt 3.3).

Für diesen Algorithmus sind somit mindestens zwei rekonstruierte Spuren nötig.

Jets, deren sekundärer Vertex nicht rekonstruiert werden konnte, gehen über eine gesonderte Größe in den Algorithmus ein. Es wird die Effizienz ϵ_b^{SV} bzw. ϵ_u^{SV} ermittelt, um einen sekundären Vertex innerhalb eines *b*- bzw. *u*-Jets rekonstruieren zu können. Das Verhältnis dieser Effizienzen geht in die Berechnung der Gewichteverteilungen ein.

Die drei Variablen M , F und N sind für den Higgs-Kanal mit signalbegleitendem Untergrund (Abb. 5.11), den B_s^0 -Kanal mit signalbegleitendem Untergrund (Abb. 5.10) und den Higgs-Kanal mit den externen Untergrundkanälen (Abb. 5.12) gezeigt. Vergleicht man die Verteilungen der oben genannten Variablen für *b*-Jets in den beiden Signalkanälen (Abbildungen 5.10 und 5.11), sind bei der Anzahl von Zwei-Spur-Vertices im Higgs-Kanal deutlich mehr Spurpaare zu erkennen. Da die Anzahl von Spuren pro Jet (siehe Abb. 4.6 (b)) im Higgs-Kanal deutlich höher liegt als im B_s^0 -Kanal, ist auch zu erwarten, dass im Higgs-Kanal mehr Zwei-Spur-Vertices gefunden werden.

Die Verteilung der Energieverhältnisvariablen F für *b*-Jets besitzt für den B_s^0 -Kanal

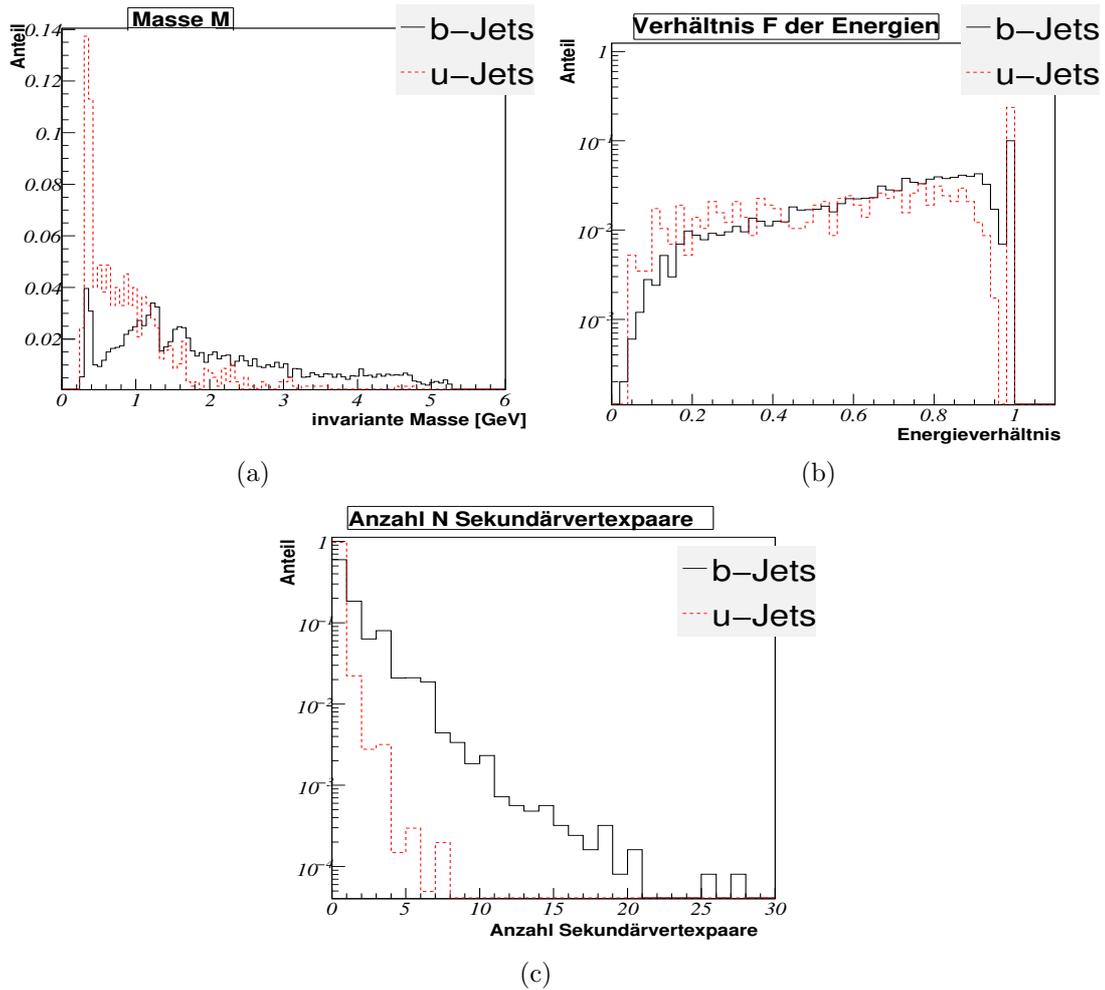


Abbildung 5.10: (a) Die invariante Masse M , (b) das Verhältnis F der rekonstruierten Energie des sekundären Vertex zur Jetenergie (Kalorimeterinformation) in halblogarithmischer Darstellung und (c) die Anzahl N guter Zwei-Spur-Vertices in halblogarithmischer Darstellung für den Signalkanal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ und seinen signalbegleitenden Untergrund.

höhere Werte als für den Higgs-Kanal. Im B_s^0 -Kanal sind pro Jet aus dem Signalereignis vier Spuren geladener Teilchen simuliert, da ein exklusiver Zerfall gefordert wird (siehe 4.1.2). Diese Spuren können häufig komplett rekonstruiert werden, wodurch der starke Anstieg der Verteilung zu erklären ist. Zudem zeigt sich in allen Zerfallskanälen in den Energieverhältnisverteilungen eine Häufung bei $F = 1$. Die Einträge mit $F > 1$ wurden in das Bin $F = 1$ eingetragen. Werte mit $F > 1$ sind technisch möglich, da die Energieberechnung durch Rekonstruktionsalgorithmen beeinflusst sind.

Bei der Verteilung der invarianten Masse M sind für den B_s^0 -Kanal deutliche Maxima bei unterschiedlichen Werten zu sehen. Diese werden durch die Rekonstruktion der Teilchen aus dem Signalereignis mit ein bis zwei fehlenden Spuren hervorgerufen. Das Maximum, das bei ca. 5,2 GeV liegt, stammt aus der vollständig rekonstruierten Masse des B_s^0 -Mesons aus dem Signalkanal. Das rekonstruierte D_s^- -Meson ist als Maximum bei ca. 1,6 GeV zu beobachten, das darauf folgende Maximum

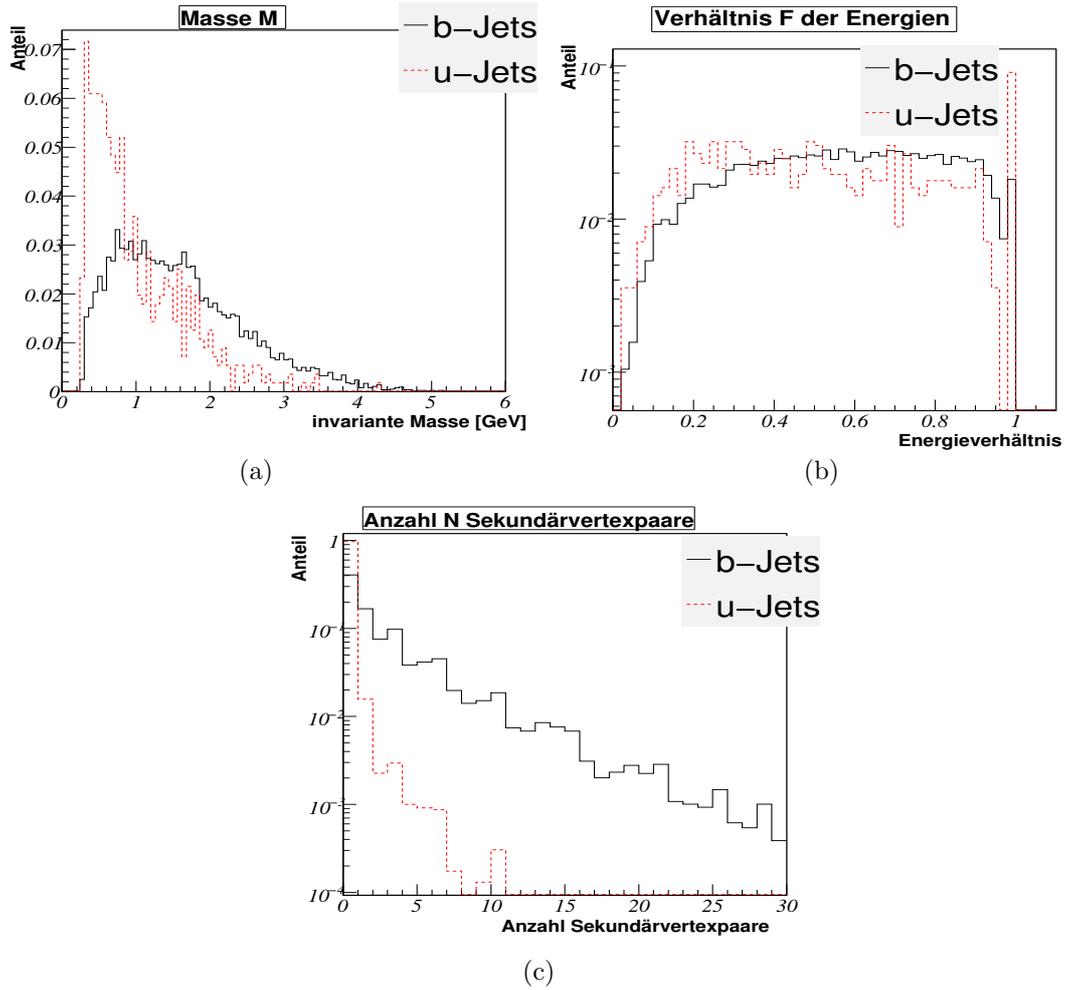


Abbildung 5.11: (a) Die invariante Masse M , (b) das Verhältnis F der rekonstruierten Energie des sekundären Vertex zur Jetenergie (Kalorimeterinformation) in halblogarithmischer Darstellung und (c) die Anzahl N guter Zwei-Spur-Vertices in halblogarithmischer Darstellung für den Signal kanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und seinen signalbegleitenden Untergrund.

stammt von der Rekonstruktion des Phi (ca. 1,1 GeV). Außerdem gibt es noch ein Maximum bei ca. 0,3 GeV. Die Maxima stimmen nicht exakt mit den Massen der Teilchen überein, die in [Hag02] angegeben sind [$m_{B_s^0} = (5,3696 \pm 0,0024)$ GeV, $m_{D_s^-} = (1,8693 \pm 0,0005)$ GeV, $m_{\pi^\pm} = (0,13957018 \pm 0,00000035)$ GeV, $m_\Phi = (1,019456 \pm 0,000020)$ GeV, $m_{K^\pm} = (0,493677 \pm 0,000016)$ GeV], da im Rahmen der Pythia-Simulation etwas andere Massen der Teilchen eingegeben werden, die Werte durch die Detektorsimulation verschmieren und nicht alle Zerfallsprodukte eines Teilchens rekonstruiert werden können.

In der Verteilung der invarianten Masse M des Higgs-Kanals sind solche Minima und Maxima nicht zu finden, da es hier keinen exklusiven Zerfallskanal für die B-Mesonen gibt und viele neutrale Teilchen entstehen, die nicht rekonstruiert werden können.

Die invariante Masse ist in allen Abbildungen nur für Werte $\geq 0,2$ GeV aufgetragen.

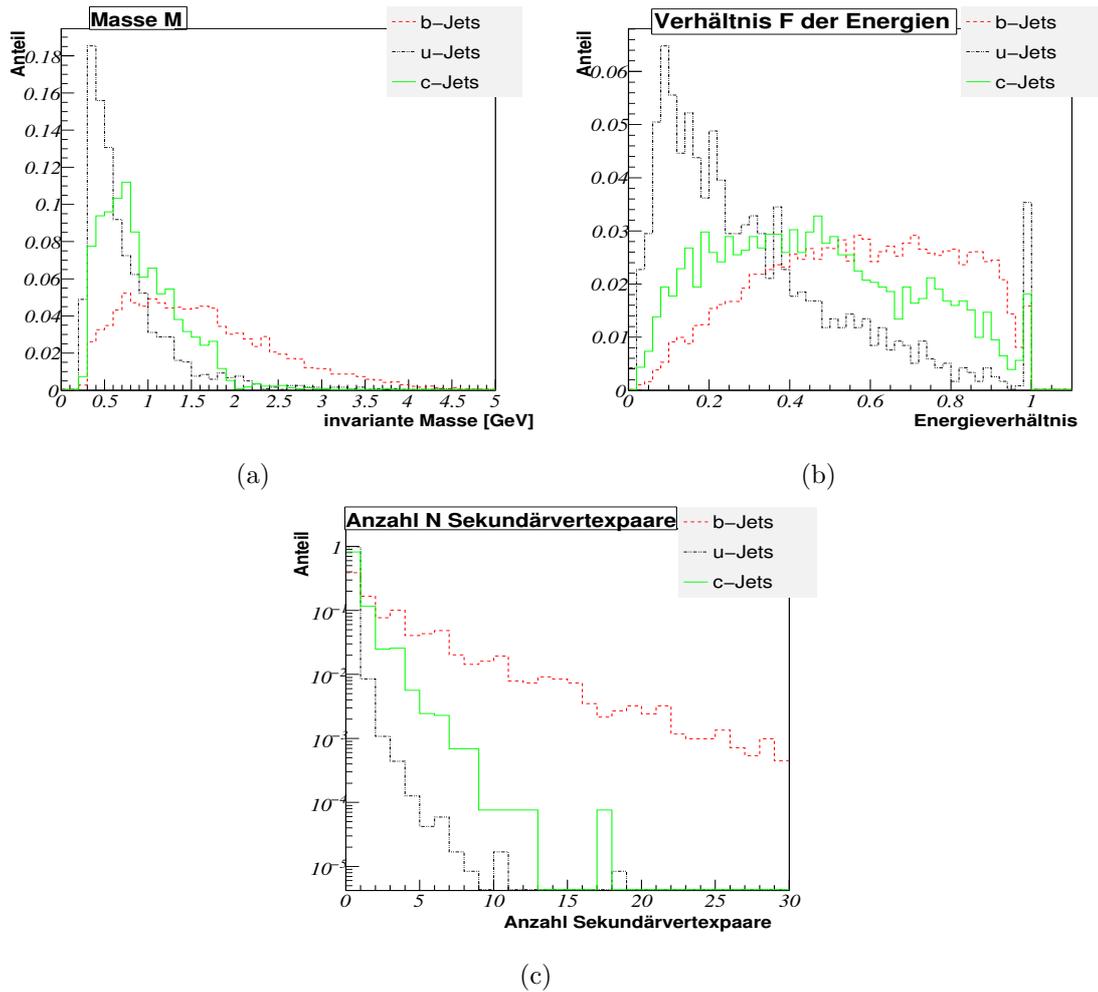


Abbildung 5.12: (a) Die invariante Masse M , (b) das Verhältnis F der rekonstruierten Energie des sekundären Vertex zur Jetenergie (Kalorimeterinformation) in halblogarithmischer Darstellung und (c) die Anzahl N guter Zwei-Spur-Vertices in halblogarithmischer Darstellung für den Vergleich der Kanäle $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$, $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ und $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$.

Im Folgenden soll das Verhalten der u-Jets aus dem signalbegleitenden Untergrund beschrieben werden.

Im B_s^0 -Kanal ist die Verteilung für u-Jets für die invariante Masse weniger gut von der Verteilung für b-Jets separierbar, als es bei den entsprechenden Verteilungen im Higgs-Kanal der Fall ist (vgl. Abbildungen 5.10 (a) und 5.11 (a)).

Die Verteilung der invarianten Masse für u-Jets zeigt ebenso wie die Verteilung für b-Jets ein Maximum bei ca. 0,3 GeV.

Auch bezüglich der Verteilung der Anzahl der Zwei-Spur-Vertices ist die Separationsmöglichkeit zwischen u- und b-Jets nicht ganz so gut wie für den Higgs-Kanal mit signalbegleitendem Untergrund (Abb. 5.11 (c) und 5.10 (c)).

Der Higgs-Kanal mit signalbegleitendem Untergrund zeigt für die Variablen N und M deutliche Unterschiede zwischen den Verteilungen für u- und b-Jets (Abb. 5.11 (a) und (c)).

Das Verhältnis der Energien ist für u-Jets aufgrund der niedrigen Anzahl an Spuren

in diesen Jets abgesehen vom Maximum bei $F = 1$ in beiden Zerfallskanälen relativ gleichverteilt und wird wenig zur Separation von *u*- und *b*-Jets beitragen (Abb. 5.11 (b)).

In Abbildung 5.12 sind die Verteilungen der drei diskriminierenden Variablen für den Higgs-Kanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit den zwei Untergrundkanälen $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ dargestellt. Bei der Verteilung der Anzahl der Zwei-Spur-Vertices ist zu erkennen, dass die Anzahl der Nulleinträge für *u*-Jets aus dem Untergrundkanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ am höchsten ist, es folgen die *c*-Jets aus dem $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ -Zerfallskanal. Die *b*-Jets zeigen erwartungsgemäß eine geringe Anzahl Nulleinträge. Für die Erzeugung der Kalibrationshistogramme werden Jets, die Nulleinträge in dieser Verteilung besitzen, nicht berücksichtigt, sondern nur solche, bei denen ein sekundärer Vertex rekonstruiert werden kann.

Bei der invarianten Masse liegt die Verteilung für *c*-Jets zwischen den Verteilungen für *u*- und *b*-Jets, was durch die Verhältnisse der aus den zugrunde liegenden Quarks gebildeten Teilchen zu erklären ist.

Die Verteilung für externe *u*-Jets in Abbildung 5.12 (b) lässt sich deutlich von der Energieverhältnisverteilung F der *b*-Jets trennen, im Gegensatz zur Verteilung der *u*-Jets aus signalbegleitendem Untergrund (Abb. 5.11 (b)). Die *u*-Jets besitzen aufgrund des Higgszerfalls höhere Impulse, weshalb im Kalorimeter eine hohe Jetenergie gemessen wird. Viele der dem Jet zugeordneten Spuren fallen jedoch durch die Spurauswahl in der Sekundärvertexrekonstruktion aus der Energiebilanz heraus (vgl. Abschnitt 3.3), weshalb für den sekundären Vertex eine zur Jetenergie niedrigere Energie berechnet wird. Die Verteilung für *c*-Jets liegt wieder näher an der Verteilung für *b*-Jets als die Verteilung für die *u*-Jets.

5.3.2 Die Kalibrationshistogramme

Um eine aussagekräftige Jetgewichte Verteilung erstellen zu können, müssen die Kalibrationshistogramme bestimmte Eigenschaften aufweisen [Kos03b]. Der Wertebereich muss limitiert sein und das Kalibrationshistogramm sollte ungefähr dieselbe Anzahl Einträge in benachbarten Bins besitzen, damit für die hieraus erstellte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion eine gleichmäßige statistische Exaktheit gewährleistet werden kann. Die Kalibrationshistogramme müssen also Bininhalte aufweisen, die eine statistisch vergleichbare Größenordnung besitzen.

Da die drei beschriebenen Variablen diese Anforderung nicht erfüllen, müssen sie wie folgt transformiert werden [Kos03b]:

- Invariante Masse: $M' = \frac{M}{(M+1)}$;
- Energieverhältnis: $F' = F^{0.7}$;
- Anzahl genutzter Zwei-Spur-Vertices: $N' = \ln(N)$.

Diese Variablen sind für *u*- und *b*-Jets aus dem Higgs-Kanal mit dem Untergrundkanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ in Abbildung 5.13 aufgetragen. Die Variablen genügen noch nicht optimal den geforderten Ansprüchen. So ist beispielsweise die Variable N' nicht auf ein festes Intervall beschränkt. Sie sind aber als Kalibrationshistogramme nutzbar

[Kos03b]. Die drei Histogramme zeigen eine deutliche Möglichkeit zur Diskriminierung zwischen u-Jets und b-Jets.

Für die im Algorithmus fest implementierte Kalibration wurden die Histogramme für die beiden Higgs-Massenhypothesen 120 GeV und 400 GeV gemittelt. Die drei Parameter werden als dreidimensionales Histogramm dargestellt und mit der ASH-Methode (Average Shifted Histograms) [Sco92] geglättet. Die ASH-Methode glättet die Funktion durch eine lineare Interpolation der einzelnen Bins.

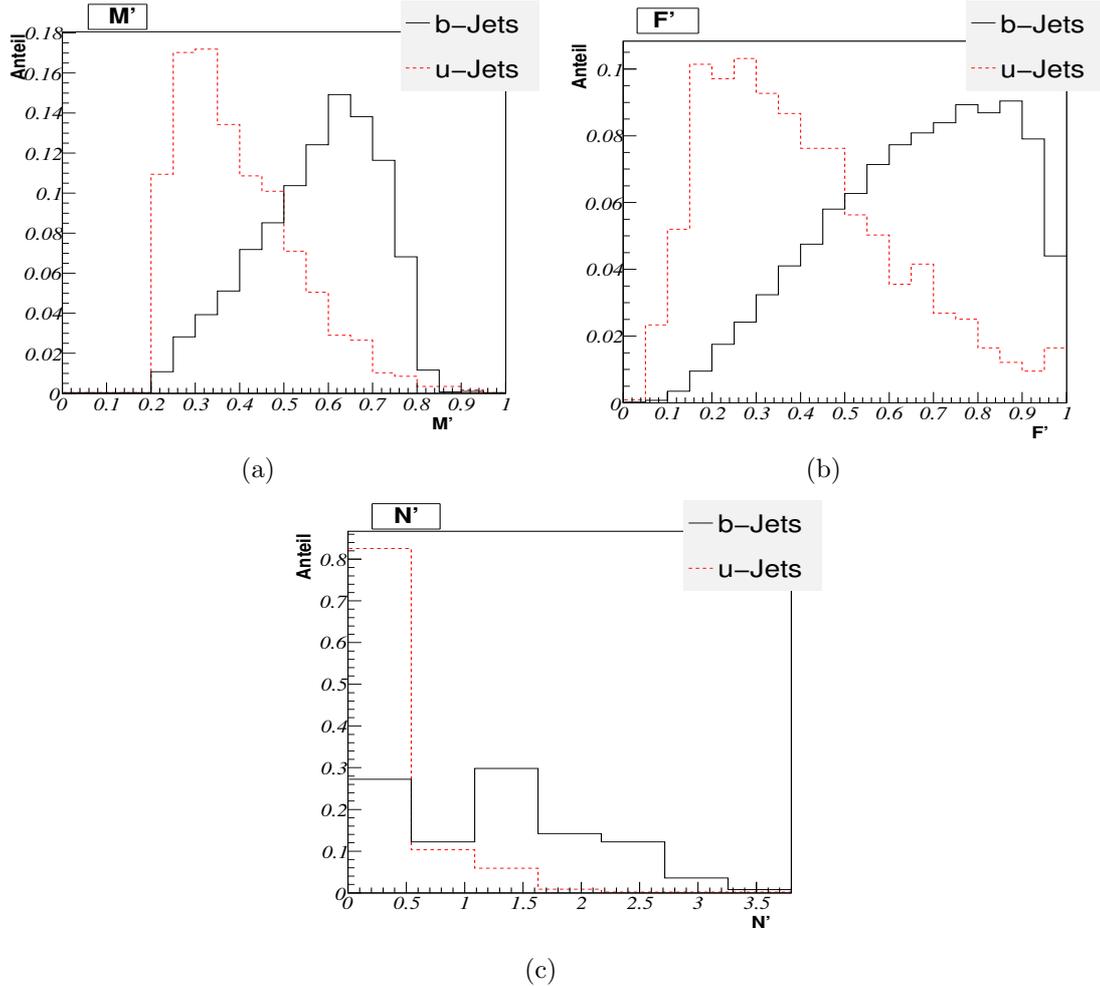


Abbildung 5.13: Die transformierten Parameter M' , F' und N' aus dem Higgs-Kanal mit u-Jets aus dem Untergrundkanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$.

5.3.3 Die Berechnung der Jetgewichte

Die dreidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $PDF(b)$, die angibt, ob die betrachtete Teilchenspür zu einem b-Jet gehört, wird wie folgt berechnet:

$$PDF(b) = (1 - \epsilon_b^{SV}) \cdot \delta(M'_b, F'_b, N'_b) + \epsilon_b^{SV} \cdot ASH(M'_b, F'_b, N'_b) . \quad (5.11)$$

Die Größe ϵ_b^{SV} ist hierbei die Effizienz, einen sekundären Vertex innerhalb eines b-Jets rekonstruieren zu können, $\delta(M', F', N')$ ist die Diracsche Deltadistribution

und $ASH(M', F', N')$ ist die geglättete, auf eins normierte, dem dreidimensionalen Kalibrationshistogramm entsprechende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion.

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $PDF(u)$ wird analog zu $PDF(b)$ berechnet. Die Jetgewichte werden als Logarithmus des Quotienten aus $PDF(b)$ und $PDF(u)$ gebildet.

Es gilt

$$\omega_{jet} = \ln \left(\frac{PDF(b)}{PDF(u)} \right) = \ln \left(\frac{1 - \epsilon_b^{SV}}{1 - \epsilon_u^{SV}} \right), \quad (5.12)$$

falls kein sekundärer Vertex rekonstruiert werden konnte und

$$\omega_{jet} = \ln \left(\frac{PDF(b)}{PDF(u)} \right) = \ln \left(\frac{\epsilon_b^{SV} \cdot ASH(b)}{\epsilon_u^{SV} \cdot ASH(u)} \right), \quad (5.13)$$

falls ein sekundärer Vertex ermittelt werden konnte.

Durch diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wird die Effizienz, einen sekundären Vertex rekonstruieren zu können, als zusätzliche Größe in die Berechnungen einbezogen. Diese Effizienz ist für b-Jets größer als für u-Jets. Sind die Werte für M' , N' und F' null, existiert also kein sekundärer Vertex, erhält die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ein deutlich negatives Gewicht, wodurch die Reinheit des b-Taggings vergrößert werden soll. Die Werte für die Effizienzen sind in der hier verwendeten Kalibration die Mittelwerte der entsprechenden Effizienzen für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit dem Untergrundkanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ unter einer Higgsmassenhypothese von $m_H = 120$ GeV und $m_H = 400$ GeV. Sie wurden ermittelt zu $\epsilon_b^{SV} = 75,29$ % und $\epsilon_u^{SV} = 8,19$ %. Auch das verwendete dreidimensionale Kalibrationshistogramm der Größen M' , F' und N' wurde mit dieser Mittelung berechnet.

Da dieses Gewicht, wie auch das 3D-Gewicht, als Logarithmus des Verhältnisses zweier Funktionen gebildet wurde, können die einzelnen Bineinträge der Gewichtverteilungen logarithmisch addiert werden, um den 3D-Algorithmus zu erweitern [Kos03b]. Dieser erweiterte Algorithmus wird im Folgenden SV2-Algorithmus genannt. Abbildung 5.14 zeigt die entsprechende Verteilung der Jetgewichte für die Zerfallskanäle $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ mit signalbegleitendem Untergrund.

5.3.4 Die Ergebnisse des SV2-Algorithmus

Die Ergebnisse des SV2-Algorithmus sind in den Tabellen 5.5 und 5.6 zusammengefasst. Betrachtet man den Higgs-Kanal mit den drei verschiedenen Untergrundarten, erkennt man beim Vergleich des SV2-Algorithmus mit dem 2D- und dem 3D-Algorithmus eine deutlich verbesserte Leistungsfähigkeit des Algorithmus.

Für den B_s^0 -Kanal fallen die Ergebnisse jedoch erkennbar schlechter aus. Als Ursache ist der Effekt der in die Berechnung als feste Werte eingehenden Sekundärvertexrekonstruktionseffizienzen zu sehen. Der tatsächliche Wert dieser Effizienzen liegt für den betrachteten B_s^0 -Kanal bei $\epsilon_b^{SV} = 47,71$ % und $\epsilon_u^{SV} = 2,90$ %. Vergleicht man die Verhältnisse

$$\left(\frac{\epsilon_b^{SV}}{\epsilon_u^{SV}} \right)_{B_s^0} = 16,45 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\epsilon_b^{SV}}{\epsilon_u^{SV}} \right)_{kalib} = 9,19, \quad (5.14)$$

so erkennt man dort einen signifikanten Unterschied. Setzt man die ermittelten Effizienzen in Formel (5.12) ein, erhält man die Konstanten $\omega_{Jet, B_s^0} = -0,61$ und

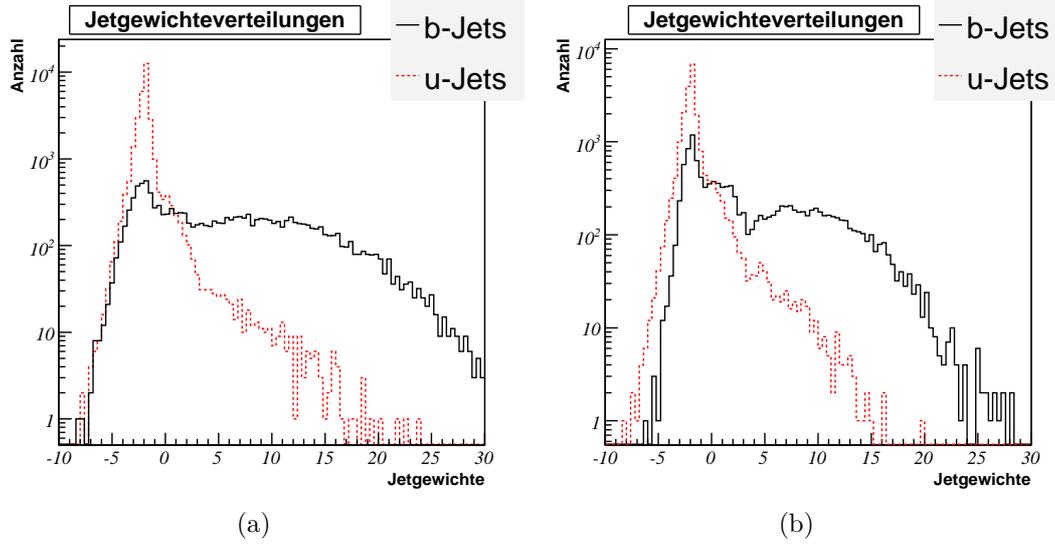


Abbildung 5.14: Verteilung der Jetgewichte, erstellt mithilfe des SV2-Algorithmus, für (a) den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und (b) den Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ in halblogarithmischer Darstellung.

$\omega_{Jet,kalib} = -1,72$. Dies sind die Werte der Jetgewichte, bei denen kein sekundärer Vertex rekonstruiert werden konnte. Bis auf das Szenario A liegen alle Szenarien, die für den B_s^0 -Kanal betrachtet werden, unterhalb dieses Wertes des Jetgewichtes. Es ist somit ein verminderter Wert für die Reinheit P und die UUR zu erwarten.

Kanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	P [%]	UUR
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	A	5,96	$30,0 \pm 0,2$	96 ± 1	668 ± 27
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	B	-0,07	$45,0 \pm 0,3$	$84,6 \pm 0,8$	99 ± 2
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	C	-1,48	$50,0 \pm 0,3$	$73,7 \pm 0,7$	$45,0 \pm 0,5$
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	D	-3,22	$60,0 \pm 0,3$	$35,9 \pm 0,7$	$7,50 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	A	0,41	$30,0 \pm 0,4$	81 ± 1	$29,1 \pm 0,7$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	B	-1,97	$45,0 \pm 0,5$	$44,5 \pm 0,5$	$3,60 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	C	-2,45	$50,0 \pm 0,5$	$39,2 \pm 0,4$	$2,61 \pm 0,02$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	D'	-2,74	$55,0 \pm 0,5$	$39,4 \pm 0,4$	$2,40 \pm 0,02$

Tabelle 5.5: Ermittelte Kenngrößen des SV2-Algorithmus bei den verschiedenen gewählten Effizienzen ϵ_b , der Untergrundunterdrückungsrate UUR und der Reinheit P. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

Untergrundkanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	UUR	UUR _c
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	A	5,95	$30,0 \pm 0,2$	2960 ± 270	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	B	-0,10	$45,0 \pm 0,3$	89 ± 1	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	C	-1,50	$50,0 \pm 0,3$	$37,0 \pm 0,4$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	D	-3,21	$60,0 \pm 0,3$	$6,02 \pm 0,02$	
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	A	5,95	$30,0 \pm 0,2$		$22,6 \pm 0,5$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	B	-0,10	$45,0 \pm 0,3$		$6,29 \pm 0,08$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	C	-1,50	$50,0 \pm 0,3$		$4,38 \pm 0,04$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	D	-3,21	$60,0 \pm 0,3$		$2,22 \pm 0,01$

Tabelle 5.6: Ermittelte Kenngrößen des SV2-Algorithmus bei den verschiedenen gewählten Effizienzen ϵ_b und der Untergrundunterdrückungsrate UUR. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

5.4 Systematische Studien zu den Kalibrationshistogrammen

Die in den obigen Untersuchungen verwendeten festimplementierten Kalibrationshistogramme sind für die verwendeten Algorithmen nicht optimal, da die Kalibration abhängig vom verwendeten Signalkanal ist. Um durch die Anwendung dieser alten Kalibrationshistogramme entstandene systematische Fehler zu untersuchen, sollen in diesem Abschnitt die Ergebnisse der Algorithmen mit einer angepassten Kalibration untersucht werden. Deshalb sind für die betrachteten Zerfallskanäle spezielle Kalibrationshistogramme erstellt worden. Sie wurden aus einem reservierten Teil der simulierten Daten der beiden Signalkanäle ermittelt, der nicht in der weiteren Analyse genutzt wurde, um die statistische Unabhängigkeit zu wahren. Zur Erstellung der Kalibrationshistogramme wurden jeweils 10000 Ereignisse genutzt.

Modifizierte Kalibrationshistogramme des 2D-Algorithmus

Die neuen Kalibrationshistogramme für den 2D-Algorithmus sind zusammen mit den alten Kalibrationshistogrammen für u- und b-Jets in Abbildung 5.15 aufgetragen.

Die Verteilung für b-Jet-Spuren im Zerfallskanal WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ (Abb. 5.15 (a)) zeigt für die neue Kalibration eine früher ansteigende linke und eine steiler abfallende rechte Flanke im Vergleich zur alten Kalibration. Um den Nullpunkt herum sind die Histogramme sehr ähnlich.

Die Verteilung für u-Jet-Spuren (Abb. 5.15 (b)) ist in der neuen Kalibration deutlich breiter. Dies ist damit zu erklären, dass in der alten Kalibration eine andere Untergrundereignisklasse genutzt wurde (u-Jets aus dem Zerfallskanal WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$). In der neuen Kalibration hingegen besteht der Untergrund aus signalbegleitendem Untergrund, der zu größeren Schwankungen in den Signifikanzwerten neigt.

Die u-Jet-Spursignifikanz in dem $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanal (Abb. 5.15 (d)) ist breiter als die u-Jet-Spurverteilung der alten Kalibration. Die Abweichung von der alten Kalibration ist ausgeprägter bei negativen Werten. Auch hier wurde signalbegleitender Untergrund verwendet. Die b-Jet-Spurverteilung (Abb. 5.15 (c)) zeigt ähnliche Abweichungen vom alten Kalibrationshistogramm wie die des WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$.

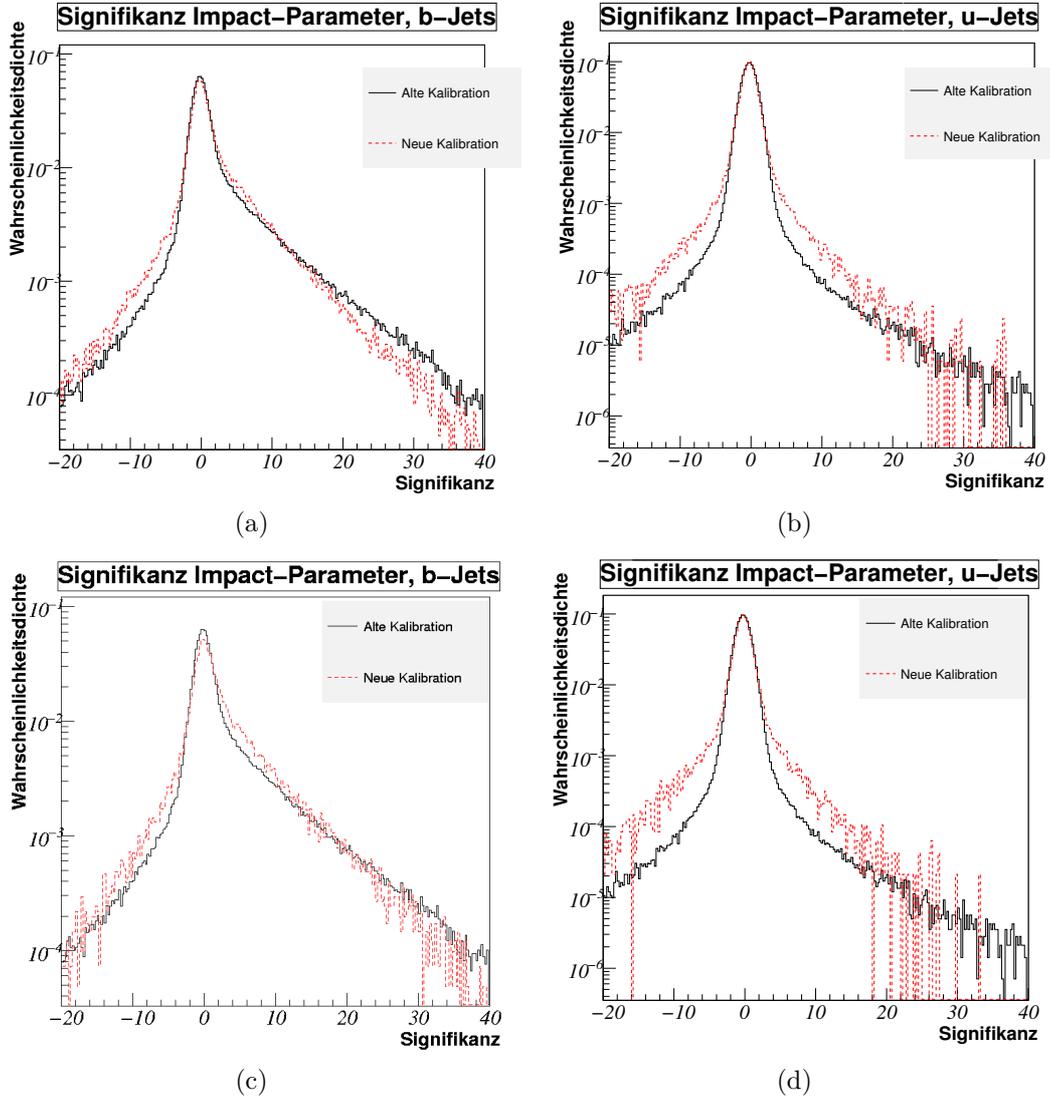


Abbildung 5.15: Vergleich der alten und neuen Kalibrationshistogramme des 2D-Algorithmus in halblogarithmischer Darstellung. (a) b-Jet-Spuren aus dem $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanal, (b) u-Jet-Spuren aus dem $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ -Zerfallskanal, (c) b-Jet-Spuren aus dem $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanal und (d) u-Jet-Spuren aus dem $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ -Zerfallskanal.

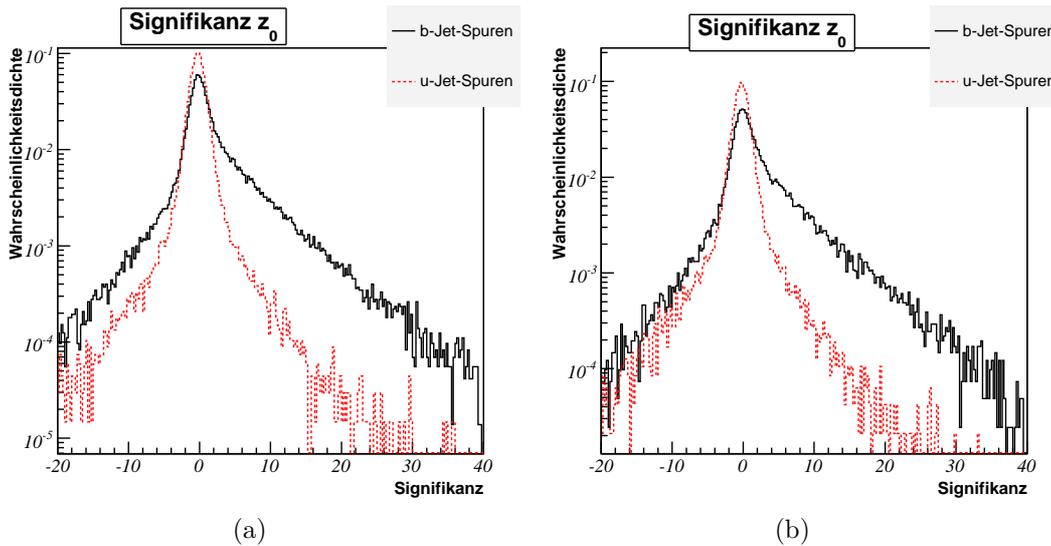


Abbildung 5.16: Die Kalibrationshistogramme von z_0 für die Zerfallskanäle (a) $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und (b) $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ mit signalbegleitendem Untergrund in halblogarithmischer Darstellung.

Zerfallskanals.

Die starken Fluktuationen der neuen Kalibrationshistogramme in den Bereichen hoher und niedriger Signifikanzen sind auf eine im Vergleich zu den fest implementierten Histogrammen geringere Statistik von der zur Erzeugung genutzten Ereignisse zurückzuführen. Es wurden bei der Erzeugung der alten Kalibration ca. 100000 Ereignisse zur Erzeugung des Untergrund-Kalibrationshistogrammes und ca. 20000 Ereignisse zur Erzeugung des Kalibrationshistogrammes für b-Jet-Spuren genutzt. Bei der modifizierten Kalibration waren es jeweils 10000 Ereignisse.

Modifizierte Kalibrationshistogramme des 3D-Algorithmus

Die neuen Kalibrationshistogramme der Größe z_0 für den Higgs-Kanal und den B_s^0 -Kanal sind in Abbildung 5.16 graphisch dargestellt. Vergleicht man diese Histogramme mit der alten Kalibration (Abb. 5.8 (b)), fällt neben der hier geringeren Statistik und den dadurch hervorgerufenen stärkeren Fluktuationen auch die in den neuen Kalibrationshistogrammen breitere Verteilung der u-Jet-Spuren auf. Dieser Effekt ist auch bei den Verteilungen für d_0 zu beobachten (s. o.).

Das für die Berechnung der Jetgewichte im 3D-Algorithmus benötigte zweidimensionale Histogramm setzt sich, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, jeweils aus den Kalibrationshistogrammen für z_0 und d_0 zusammen.

Modifizierte Kalibrationshistogramme des SV2-Algorithmus

Abbildung 5.17 zeigt die für den SV2-Algorithmus ermittelten Kalibrationshistogramme. Die Histogramme weisen im Vergleich zu den entsprechenden Histogrammen des Higgs-Kanals mit Untergrund aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ (vgl. Abb. 5.13) eine verschlechterte Unterscheidungsmöglichkeit zwischen b- und u-Jets auf.

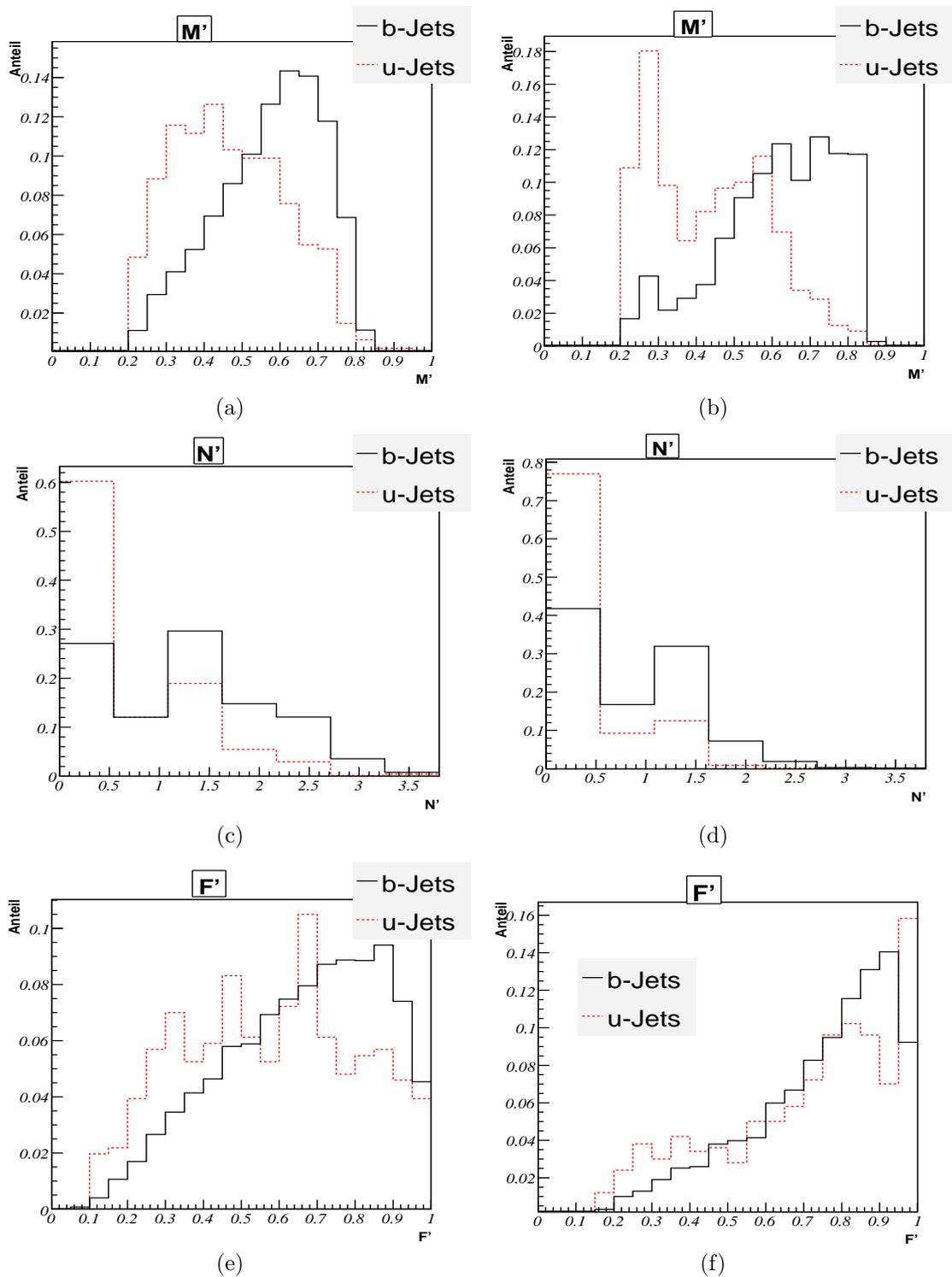


Abbildung 5.17: (a), (c), (e) Die transformierten Parameter M' , N' und F' aus dem Higgs-Kanal mit u-Jets aus dem signalbegleitenden Untergrund und (b), (d), (f) die transformierten Parameter M' , N' und F' aus dem B_s^0 -Kanal mit u-Jets aus dem signalbegleitenden Untergrund.

Bei dem Vergleich der neuen Kalibrationshistogramme miteinander ist zu erkennen, dass die drei diskriminierenden Variablen für den Higgs-Kanal besser geeignet sind als für den B_s^0 -Kanal.

Zur Berechnung der Jetgewichte mit dem SV2-Algorithmus ist neben den gezeigten Kalibrationshistogrammen auch eine Berechnung der Sekundärvertexrekonstruktionseffizienzen nötig (vgl. Abschnitt 5.3). Sie ergeben sich für den Higgs-Kanal zu $\epsilon_b^{SV} = 61,13\%$ und $\epsilon_u^{SV} = 1,56\%$. Für den B_s^0 -Kanal erhält man $\epsilon_b^{SV} = 47,71\%$ und $\epsilon_u^{SV} = 2,90\%$.

Ergebnisse mit Anwendung der modifizierten Kalibration

Mithilfe der vorgestellten Kalibrationshistogramme werden nun die Kenngrößen der beiden Signalkanäle ermittelt. Die Vorgehensweise wurde bereits in den vorangegangenen Abschnitten erläutert. Die Ergebnisse der verschiedenen Algorithmen sind in der Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Für den Higgs-Kanal erkennt man bei jedem Übergang von einem Algorithmus zum auf ihm aufbauenden Algorithmus eine gesteigerte Leistungsfähigkeit. In Szenario D ist die Leistungsfähigkeit der Algorithmen konstant. Hier ist, wie schon in den vorigen Abschnitten diskutiert, der Schnitt auf die Jetgewichte verteilt so niedrig angesetzt, dass eine Änderung keinen Effekt zeigt.

Im B_s^0 -Kanal ist eine gesteigerte Leistungsfähigkeit der drei Algorithmenkombinationen in Szenario A zu erkennen. Die Kenngrößen bei Szenario B verbessern sich bei Übergang von dem 2D- auf den 3D-Algorithmus. Ansonsten sind die Schnitte für die gewählten Effizienzwerte so niedrig gewählt, dass die Leistungsfähigkeit konstant bleibt.

Vergleicht man die Werte der Reinheit und der UUR, die mit der neuen Kalibration erstellt wurden, mit denen, die mit der alten Kalibration ermittelt wurden (siehe die Tabelle A.1 und die Abbildung 6.1), so ist zu erkennen, dass die Werte mit neuer Kalibration für den Higgskanal entweder unter den Ergebnissen liegen, die mit der alten Kalibration ermittelt wurden, oder statistisch gleich groß sind.

Bei dem B_s^0 -Kanal mit der alten Kalibration ist im Gegensatz zu den oben ermittelten Werten ein Rückgang der Leistungsfähigkeit beim Übergang vom 3D- zum SV2-Algorithmus zu beobachten. Dies geschieht mit der neuen Kalibration nicht, die Leistungsfähigkeit bleibt konstant.

Es ist zu bemerken, dass die im Vergleich zu den alten Kalibrationshistogrammen geringe Statistik der modifizierten Histogramme nicht in die Berechnung der angegebenen Fehler mit eingeht.

Im Weiteren muss untersucht werden, warum die ermittelten Ergebnisse mit der alten Kalibration zum Teil besser als die mit der modifizierten Kalibration ermittelten Werte sind. Dies war aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

Kanal	Szenario	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	P [%]	UUR
2D-Algorithmus					
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	A	2,14	$30,0 \pm 0,4$	93 ± 2	375 ± 18
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	B	0,12	$45,0 \pm 0,5$	76 ± 1	57 ± 1
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	C	-0,50	$50,0 \pm 0,5$	$52,8 \pm 0,6$	$18,0 \pm 0,2$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	D	-1,97	$60,0 \pm 0,5$	$36,1 \pm 0,4$	$7,54 \pm 0,05$
3D-Algorithmus					
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	A	2,34	$30,0 \pm 0,4$	95 ± 2	463 ± 25
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	B	0,23	$45,0 \pm 0,5$	79 ± 1	66 ± 1
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	C	-0,52	$50,0 \pm 0,5$	$55,6 \pm 0,7$	$20,1 \pm 0,2$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	D	-2,25	$60,0 \pm 0,5$	$36,0 \pm 0,4$	$7,49 \pm 0,05$
SV2-Algorithmus					
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	A	4,97	$30,0 \pm 0,4$	96 ± 2	714 ± 47
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	B	-0,13	$45,0 \pm 0,5$	85 ± 1	99 ± 2
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	C	-1,17	$50,0 \pm 0,5$	$68,3 \pm 0,9$	$34,5 \pm 0,5$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	D	-3,03	$60,0 \pm 0,5$	$36,2 \pm 0,4$	$7,58 \pm 0,05$
2D-Algorithmus					
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	A	1,09	$30,0 \pm 0,4$	83 ± 1	$32,6 \pm 0,9$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	B	-0,53	$45,0 \pm 0,5$	$48,9 \pm 0,6$	$4,33 \pm 0,04$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	C	-0,92	$50,0 \pm 0,5$	$43,7 \pm 0,5$	$3,16 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	D'	-1,55	$55,0 \pm 0,5$	$39,4 \pm 0,4$	$2,40 \pm 0,02$
3D-Algorithmus					
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	A	1,36	$30,0 \pm 0,4$	85 ± 1	38 ± 1
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	B	-0,47	$45,0 \pm 0,5$	$53,4 \pm 0,7$	$5,19 \pm 0,06$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	C	-0,93	$50,0 \pm 0,5$	$43,9 \pm 0,5$	$3,19 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	D'	-1,61	$55,0 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,4$	$2,40 \pm 0,02$
SV2-Algorithmus					
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	A	0,77	$30,0 \pm 0,4$	86 ± 1	41 ± 1
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	B	-1,42	$45,0 \pm 0,5$	$53,2 \pm 0,7$	$5,14 \pm 0,06$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	C	-1,89	$50,0 \pm 0,5$	$43,7 \pm 0,6$	$3,16 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	D'	-2,54	$55,1 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,4$	$2,40 \pm 0,02$

Tabelle 5.7: Ermittelte Kenngrößen der drei Algorithmen bei den verschiedenen gewählten Effizienzen ϵ_b , der Untergrundunterdrückungsrate UUR und der Reinheit P mit Anwendung der neuen Kalibration. Die Fehler sind rein statistischer Natur, die Statistik der Kalibrationshistogramme geht in die Fehler nicht mit ein.

5.5 Das Variablenverhalten bei Pixelineffizienzen

In diesem Abschnitt soll der Einfluss des Pixeldetektors auf die Ergebnisse des in den Abschnitten 5.3 und 5.4 untersuchten auf dem sekundären Vertex basierenden b-Tagging-Algorithmus untersucht werden.

Der Pixeldetektor (siehe Abschnitt 2.3.2) spielt durch seine präzise Ortsauflösung der Trefferinformationen und die dadurch ermöglichte präzise Vertexrekonstruktion und Spurfindung eine entscheidende Rolle für das b-Tagging. Deshalb soll untersucht werden, wie empfindlich die in Abschnitt 5.3 untersuchten Variablen M , F und N sowie die Sekundärvertexrekonstruktionseffizienzen ϵ_b^{SV} und ϵ_u^{SV} auf eine Ineffizienz des Pixeldetektors reagieren.

Die in diesem Abschnitt betrachtete Ereignisklasse ist $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$, den Untergrund bilden u-Jets aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$. Die zugrundeliegende ATHENA-Version (Version 9.0.1) ist eine andere als die in den übrigen Abschnitten genutzte (Version 10.0.1), da dieser Abschnitt eine frühere Analyse beschreibt.

Die Programmerweiterung, die ermöglicht, einen zufällig verteilten Anteil der Pixel des Pixeldetektors auszuschalten, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Gry05] entwickelt. Die Anzahl tatsächlicher „toter Pixel“ ist gaußverteilt um den eingestellten Wert. In Abbildung 5.18 ist die Prozentangabe der „toter Pixel“ pro Ereignis aufgetragen, wenn eine Ineffizienz von 5 % gefordert wird.

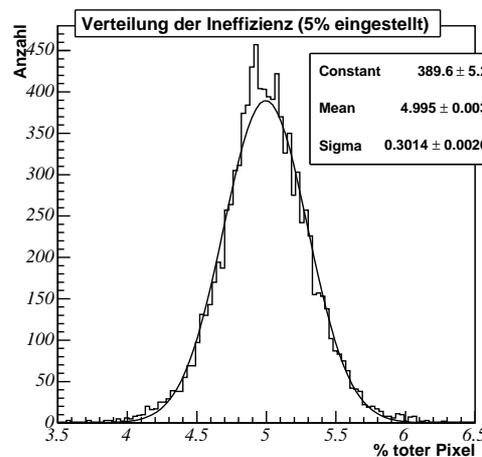


Abbildung 5.18: Verteilung der Pixelineffizienzen, wenn im Mittel 5% der Pixel ausgeschaltet sind [Gry05].

Maßgröße für die hier betrachteten Größen ist die Kolmogorov-Distanz D . Sie ist definiert als

$$D = \max |S_1(x) - S_2(x)| \in [0; 1] . \quad (5.15)$$

Die Kolmogorov-Distanz D erlaubt es, die Unterschiedlichkeit zweier Histogramme, welche von einer Variablen x abhängen, abzuschätzen. Die Distanz berechnet sich aus dem maximalen Abstand zweier aufsummierter, normierter Histogramme, die die gleiche Anzahl an Bins besitzen müssen. Das Integral des ersten Histogramms sei

Pixelineffizienz [%]	D für M	D für F	D für N
b-Jet-Spuren			
5	$0,006 \pm 0,006$	$0,004 \pm 0,004$	$0,0084 \pm 0,0008$
10	$0,012 \pm 0,006$	$0,004 \pm 0,004$	$0,014 \pm 0,002$
30	$0,047 \pm 0,006$	$0,013 \pm 0,004$	$0,049 \pm 0,001$
u-Jet-Spuren			
5	$0,01 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$0,001 \pm 0,002$
10	$0,01 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$0,001 \pm 0,002$
30	$0,03 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01$	$0,002 \pm 0,003$

Tabelle 5.8: Verhalten der Variablen M, F und N für b-Jet-Spuren und u-Jet-Spuren bei nichtoptimalem Pixeldetektor

Pixelineffizienz [%]	ϵ_b^{SV}	ϵ_u^{SV}
0	$0,615 \pm 0,013$	$0,043 \pm 0,002$
5	$0,610 \pm 0,013$	$0,043 \pm 0,002$
10	$0,602 \pm 0,013$	$0,043 \pm 0,002$
30	$0,576 \pm 0,012$	$0,042 \pm 0,002$

Tabelle 5.9: Verhalten der Sekundärvertexrekonstruktionseffizienz für b-Jet-Spuren und u-Jet-Spuren bei nichtoptimalem Pixeldetektor

hierbei $S_1(x)$, das des zweiten Histogramms $S_2(x)$. Bei zwei völlig unterschiedlichen Histogrammen würde das Ergebnis der Berechnung ihrer Kolmogorovdistanz $D = 1$, bei zwei identischen $D = 0$ lauten. Als Beispiel wurde hier die invariante Masse bei perfektem Pixeldetektor gegenüber der invarianten Masse bei 30 % Pixelineffizienz in Abbildung 5.19 (a) aufgetragen. Die beiden aufintegrierten Histogramme (Abb. 5.19 (b)) zeigen am Ort der größten Distanz die Kolmogorov-Distanz $D = 0,047 \pm 0,006$. In den Abbildungen 5.19 (c) und (d) ist die Änderung der Größen F und N bei 30 % Pixelineffizienz zu sehen.

In Tabelle 5.8 sind die jeweiligen Kolmogorov-Distanzen für die drei Variablen bei Pixeldetektorineffizienzen von 5 %, 10 % und 30 % im Vergleich zu einem perfekten Detektor aufgetragen. Die Fehler berechnen sich gemäß

$$D = \left| \frac{n_1}{N_1} - \frac{n_2}{N_2} \right|; \Delta D^2 = \left(\frac{n_1 \Delta N_1}{N_1^2} \right)^2 + \left(\frac{n_2 \Delta N_2}{N_2^2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta n_1}{N_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta n_2}{N_2} \right)^2, \quad (5.16)$$

wobei n_1 die Anzahl der Histogrammeinträge des ersten Histogramms bis zum maximalen Abstand zwischen beiden Histogrammen und N_1 die Gesamtanzahl der Histogrammeinträge darstellt. Die Variablen n_2 und N_2 ergeben sich entsprechend. Die jeweiligen Fehler sind $\Delta N = \sqrt{N}$.

Die ermittelten Ergebnisse für b-Jet-Spuren zeigen, dass sich bei der Größe F kaum eine Änderung ergibt. Die beiden Größen M und N reagieren sensitiv auf Ineffizienzen des Pixeldetektors. Alle drei Größen behalten jedoch ihre ursprüngliche Form bei (siehe auch Abb. 5.19 (a), (c) und (d)), auch die Sekundärvertexrekonstruktionseffizienz zeigt nur wenig Änderung (siehe Tabelle 5.9).

Die Kolmogorov-Distanzen für u-Jet-Spuren sind sehr gering, zumeist sogar inner-

halb der Fehlergrenzen mit null verträglich.

Insgesamt wird deshalb ein b-Tagging selbst bei einem 30 % fehlerhaften Pixeldetektor möglich sein.

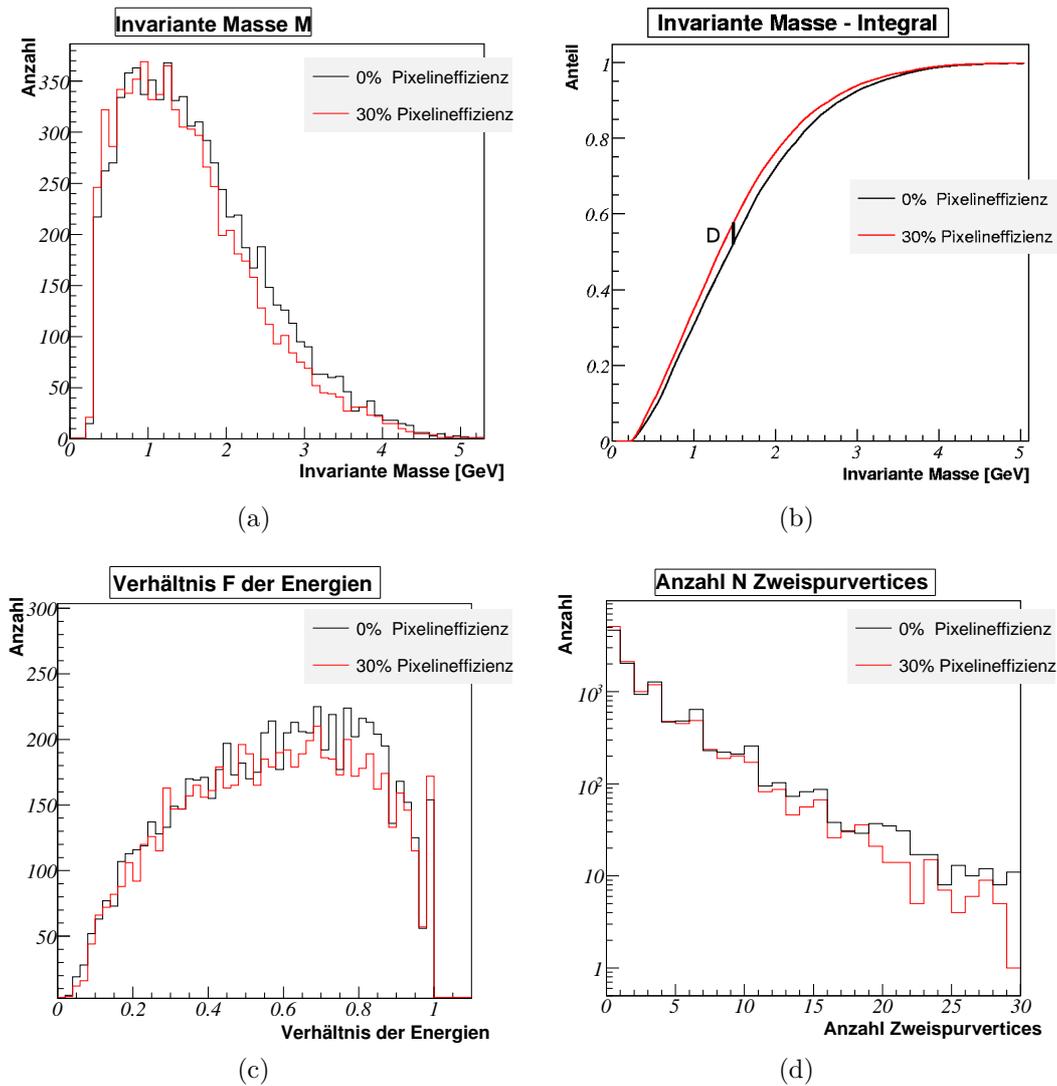


Abbildung 5.19: (a) Invariante Masse M bei 0 % und 30 % Ineffizienz des Pixeldetektors, (b) Definition der Kolmogorov-Distanz D am Beispiel der invarianten Masse, (c) Verhältnis F der Energien bei 0 % und 30 % Pixelineffizienz und (d) Anzahl N genutzter Zweispurvertices bei 0 % und 30 % Pixelineffizienz in halblogarithmischer Darstellung.

Kapitel 6

Ergebnisse der Untersuchungen

Effiziente b-Tagging-Algorithmen sind unter anderem für die Untersuchung von B_s^0 -Oszillationen und für die Suche nach dem Higgs-Teilchen unabdingbar.

In dieser Arbeit wurde nach einer Beschreibung des ATLAS-Detektors die prinzipielle Vorgehensweise bei der Simulation und Rekonstruktion von Ereignissen für den ATLAS-Detektor thematisiert. Zwei für die oben genannten Forschungsgebiete interessanten Zerfallskanäle, $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, wurden beschrieben und auf Eigenschaften wie die Impuls- und Winkelverteilungen ihrer Partonen, Spuren und Jets hin untersucht. Auf diesen Ergebnissen aufbauend wurde eine Studie zum auf dem Abstand basierenden b-Tagging durchgeführt.

Die beiden Signalkanäle weisen deutliche Unterschiede auf, welche in Kapitel 4 untersucht wurden. Die Verteilung des transversalen Impulses zeigt für \bar{b} -Quarks aus dem Higgszerfall im Mittel aufgrund der großen Higgsmasse deutlich höhere Werte als die Verteilung der \bar{b} -Quarks, die in ein B_s^0 -Meson hadronisieren und nach $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ zerfallen. Auch ist im Higgs-Kanal die mittlere Anzahl von Jets pro Ereignis und die mittlere Anzahl von Spuren pro Jet höher als im B_s^0 -Kanal. Ein Vergleich des Higgs-Kanals $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit den Untergrundkanälen $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ sowie mit dem signalbegleitenden Untergrund zeigt, dass sich die u-Quarks (hier sind alle leichten Quarks gemeint) aus dem signalbegleitenden Untergrund in der transversalen Impulsverteilung deutlicher von der Verteilung der b-Quarks trennen lassen als die entsprechende Verteilung der u-Quarks aus dem Higgszerfall. Die u-Jets (Jets aus leichten Quarks) aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ neigen in ihren p_t -Werten zu deutlich geringeren Werten als die entsprechenden b-Jetverteilungen aus dem Signalereignis. Bei den Ereignissen aus dem Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ werden alle u-Jets berücksichtigt, nicht nur solche, die ihren Ursprung im Higgszerfall haben.

Die im vierten Kapitel untersuchten c-Quark- und c-Jet-Verteilungen sind im Vergleich zu den Verteilungen der leichten Quarks weniger gut von den b-Quark- und b-Jet-Verteilungen trennbar, teilweise ist eine Trennung im Rahmen der Messungenauigkeiten nicht möglich.

Das auf dem Abstand basierende b-Tagging, das im fünften Kapitel vertieft behandelt wurde, beruht auf der Kombination dreier Teilalgorithmen: dem auf dem transversalen Impact-Parameter basierenden Algorithmus, dem auf dem longitudi-

nen Impact-Parameter basierenden Algorithmus und dem auf der Rekonstruktion von sekundären Vertices basierenden Algorithmus.

Der erste untersuchte Algorithmus basiert auf dem transversalen Impact-Parameter (2D-Algorithmus). Aufgrund ihrer langen Lebensdauer besitzen B-Mesonen im Mittel größere transversale Impact-Parameter als andere Teilchen. Um Spuren mit kleinen Impact-Parameter-Fehlern für diesen Algorithmus mehr Gewicht zu geben, wird eine Signifikanz aus dem transversalen Impact-Parameter geteilt durch seinen Fehler berechnet. Mittels dieser Signifikanz wird jeder Spur ein Spurgewicht zugeordnet, welches proportional zu der Wahrscheinlichkeit ist, dass es sich um die Spur eines Teilchens handelt, das aus einem B-Meson-Zerfall stammt. Diese Spurgewichte ergeben, logarithmisch über alle Spuren aus einem Jet aufsummiert, die Jetgewichte-Verteilung. Diese Jetgewichte können mit einem Schnittwert verglichen werden. Liegt ein Jet oberhalb eines Schnittwertes, identifiziert ihn der Algorithmus als b-Jet. Die Leistungsfähigkeit des Algorithmus erkennt man an seiner Effizienz. Sie lässt sich außerdem daran messen, wie viele missidentifizierte Jets sich bei einem bestimmten Schnittwert in der Menge der identifizierten Jets befinden. Dies spiegelt sich in der Reinheit bzw. der Untergrundunterdrückungsrate des Ergebnisses wider.

Der Untersuchung des 2D-Algorithmus folgte eine analoge Analyse des 3D-Algorithmus. Dieser Algorithmus basiert auf der Kombination des longitudinalen Impact-Parameters mit dem transversalen Impact-Parameter zu einem gemeinsamen Algorithmus.

Falls es zwei oder mehr Spuren in einem Jet gibt, kann ein sekundärer Vertex gesucht werden. Aus diesem sekundären Vertex können anschließend weitere diskriminierende Variablen ermittelt und mit den vorigen Algorithmen zu einer gesamten, auf dem Abstand basierenden Jetgewichte-Verteilung kombiniert werden (SV2-Algorithmus).

Die Ergebnisse aus der Anwendung der Algorithmen auf die betrachteten Zerfallskanäle sind in den Tabellen in Anhang A und in Abbildung 6.1 zusammengefasst. Der B_s^0 -Kanal weist im Vergleich zu den Ergebnissen des Higgs-Kanals durchgehend schlechtere Reinheitswerte und Untergrundunterdrückungsraten auf (siehe Abb. 6.1 (a) und (b) und Tabelle A.1). Die Werte verbessern sich bei Kombination beider Impact-Parameter-Komponenten, verschlechtern sich jedoch deutlich bei Kombination mit der auf dem Sekundärvertex basierenden Methode.

Der auf den Higgs-Kanal angewandte Algorithmus verbessert sich bei jeder Erweiterung. Der SV2-Algorithmus eignet sich demzufolge besser für die Identifikation der B-Mesonen, die aus dem Higgszerfall stammen, als derjenigen aus dem anderen betrachteten Signalkanal.

Die Ergebnisse für den Higgs-Kanal mit den beiden Untergrundkanälen $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ und $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ zeigen die Abbildungen 6.1 (c) und (d). Die Untergrundunterdrückung für u-Jets aus dem externen Zerfallskanal gelingt bei einer Effizienz von 30 % besser als die Unterdrückung von u-Jets aus dem signalbegleitenden Untergrund.

Die Untergrundunterdrückung für c-Jets ist problematischer, aber zumindest im Bereich von Effizienzen um 30 % möglich. Auch hier erhöht sich die Leistungsfähigkeit bei Kombination der Algorithmen.

Insgesamt sind in den Abbildungen 6.1 (a)-(d) bei Effizienzen von 55 % bzw. 60 % keine Verbesserungen unter Kombination der Algorithmen erkennbar. Dies lässt sich

dadurch begründen, dass bei diesen hohen Effizienzen der Schnitt auf die Jetgewichte so niedrig angesetzt werden muss, dass man insgesamt eine hohe Statistik über dem Schnittwert erhält.

Die in den Abschnitten 5.1 bis 5.3 untersuchten Algorithmen wurden auf Basis von fest implementierten Kalibrationshistogrammen ermittelt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden spezielle, auf die betrachteten Kanäle angepasste Kalibrationshistogramme berechnet und einer systematischen Studie unterzogen. Die Ergebnisse der Algorithmen mit Anwendung dieser modifizierten Kalibrationshistogramme wurden für die beiden Signalkanäle in Abschnitt 5.4 untersucht.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.1 (e) und (f) sowie in Tabelle 5.7 dargestellt. Die hier angegebenen Fehler wurden berechnet, ohne den systematischen Fehler zu beachten, der durch die Anwendung der angepassten Kalibrationshistogramme in die Ergebnisse eingeht. Die neuen Kalibrationshistogramme besitzen im Vergleich zu den festimplementierten Histogrammen eine weitaus geringere Statistik.

Meist zeigen die Ergebnisse mit der modifizierten Kalibration nur wenig Abweichung von den Werten, die mit der alten Kalibration ermittelt wurden. Einige der mittels der modifizierten Kalibration ermittelten Werte sind jedoch schlechter als die entsprechenden, mit der alten Kalibration ermittelten Werte. Die Werte im B_s^0 -Kanal verschlechtern sich mit der neuen Kalibration nicht bei Vergleich zwischen 3D- und SV2-Algorithmus, sondern bleiben konstant.

Die Unterschiede zwischen den ermittelten Ergebnissen mit alter und neuer Kalibration müssten genauer untersucht werden, was zeitlich im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich war.

Studien zum auf dem Abstand basierenden b-Tagging des Higgs-Kanals mit dem Untergrundkanal $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{t}$ wurden schon in [CKRdV03] durchgeführt. Diese Untersuchungen findet man ebenso in [NdlHRV03], darüber hinaus wurde dort die Untergrundunterdrückungsrate von c-Jets aus dem Untergrundkanal $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ analysiert. In beiden Veröffentlichungen sind die zu beobachtenden relativen Änderungen mit den in der vorliegenden Arbeit ermittelten Ergebnissen vergleichbar.

Diese Studien wurden auf Grundlage einer anderen Normierung der Effizienz und der Untergrundunterdrückungsrate, als sie in dieser Arbeit vorgenommen wurde, durchgeführt, weshalb die Ergebnisse nicht direkt mit den hier ermittelten verglichen werden können.

In [Gry05] wurden Studien zum auf dem transversalen Impact-Parameter basierenden b-Tagging unter derselben Normierung der Kenngrößen wie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Die Ergebnisse der angesprochenen Arbeit für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit u-Jet Untergrund aus signalbegleitendem Untergrund sind in Tabelle A.3 aufgetragen.

Es war nicht zu erwarten, dass die in [Gry05] ermittelten Werte statistisch identisch zu den Ergebnissen in dieser Arbeit sind, da in [Gry05] mit einer älteren Version der Analyse-Software ATHENA gearbeitet wurde. Vergleicht man die Ergebnisse, ist jedoch insbesondere im Bereich hoher Schnitte eine Übereinstimmung der ermittelten Werte zu erkennen. Im Bereich hoher Effizienzen gibt es deutliche Abweichungen. Dies ist damit zu erklären, dass in der neueren ATHENA-Version durch die genutzte PYTHIA-Version einige Untergrundprozesse simuliert werden, die zuvor übergangen

wurden.

Insgesamt ist es mit den betrachteten Algorithmen möglich, insbesondere B-Mesonen aus dem Higgszerfall effizient nachzuweisen. Der Nachweis gelingt für den betrachteten B_s^0 -Kanal weniger effizient, ist jedoch auch dort möglich.

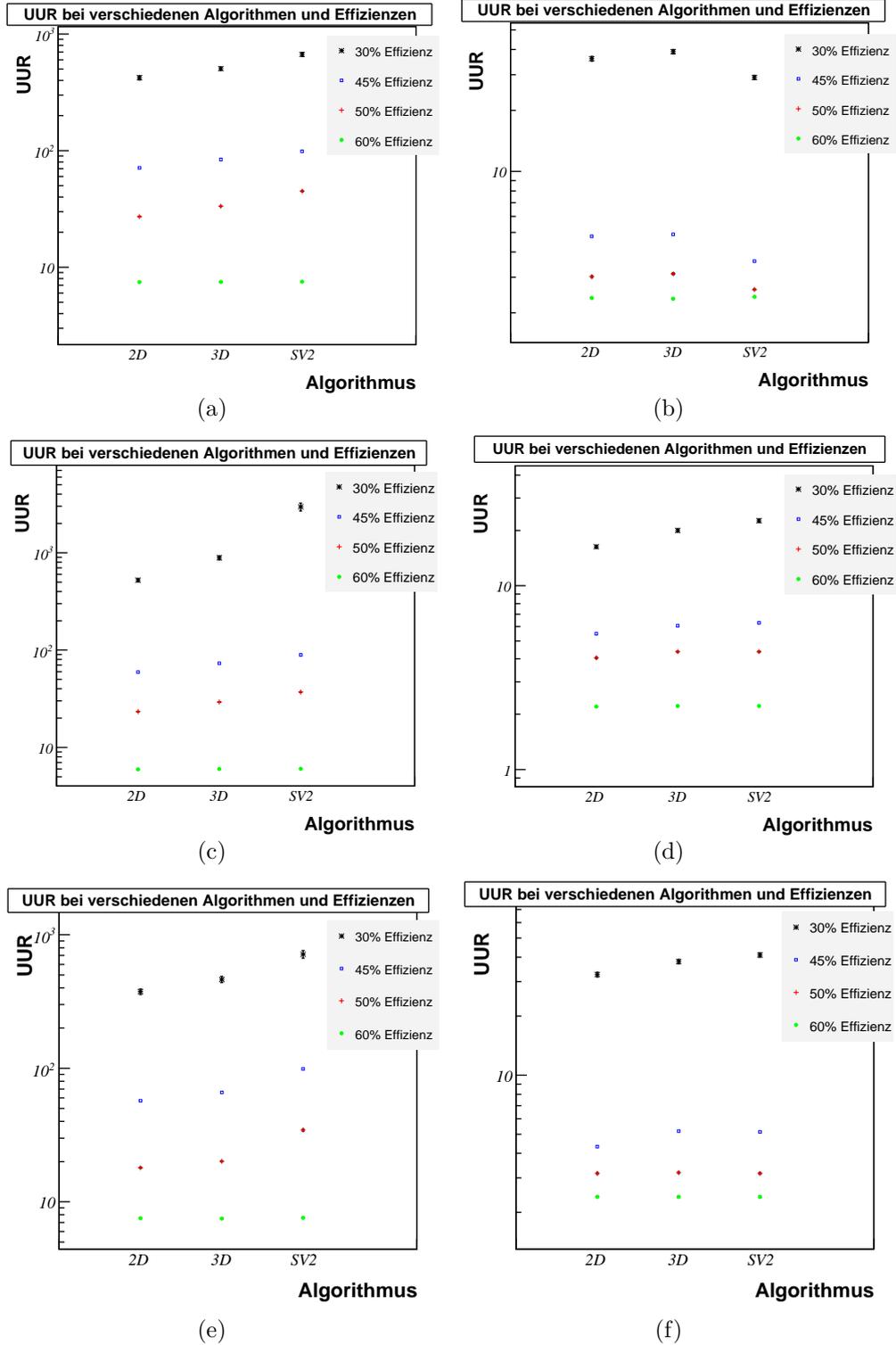


Abbildung 6.1: Die UUR des b-Taggings bei unterschiedlichen Algorithmenkombinationen und Effizienzen, für (a) [(e)] $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit signalbegleitendem Untergrund mit alter [neuer] Kalibration, (b) [(f)] $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ mit signalbegleitendem Untergrund mit alter [neuer] Kalibration, (c) $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit u-Jet-Untergrund aus $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ mit alter Kalibration und (d) $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit c-Jet-Untergrund aus $WH \rightarrow \mu\nu c\bar{c}$ mit alter Kalibration.

Anhang A

Die Ergebnistabellen

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse aus Kapitel 5 in den Tabellen A.1 und A.2 zusammengefasst. Die Ergebnisse des Abschnittes 5.4 wurden bereits in Tabelle 5.7 dargestellt. Die Tabelle A.3 zeigt einen Vergleich der in dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse für den 2D-Algorithmus mit entsprechenden Werten aus [Gry05].

Kanal	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	P [%]	UUR
2D-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	3,30	$30,0 \pm 0,2$	94 ± 1	422 ± 18
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	0,59	$45,0 \pm 0,3$	$79,9 \pm 0,9$	$71,2 \pm 0,9$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-0,34	$50,0 \pm 0,3$	$62,9 \pm 0,8$	$27,2 \pm 0,2$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-1,72	$60,0 \pm 0,3$	$35,8 \pm 0,8$	$7,47 \pm 0,03$
3D-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	3,74	$30,0 \pm 0,2$	95 ± 1	505 ± 18
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	0,74	$45,0 \pm 0,3$	$82,4 \pm 0,8$	84 ± 1
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-0,30	$50,0 \pm 0,3$	$67,5 \pm 0,7$	$33,4 \pm 0,3$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-1,98	$60,0 \pm 0,3$	$35,8 \pm 0,7$	$7,48 \pm 0,03$
SV2-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	5,96	$30,0 \pm 0,2$	96 ± 1	668 ± 27
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-0,07	$45,0 \pm 0,3$	$84,6 \pm 0,8$	99 ± 2
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-1,48	$50,0 \pm 0,3$	$73,7 \pm 0,7$	$45,0 \pm 0,5$
WH $\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	-3,22	$60,0 \pm 0,3$	$35,9 \pm 0,7$	$7,50 \pm 0,03$
2D-Algorithmus				
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	1,86	$30,0 \pm 0,4$	84 ± 1	36 ± 1
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-0,41	$44,8 \pm 0,5$	$51,4 \pm 0,6$	$4,78 \pm 0,05$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-0,81	$50,0 \pm 0,5$	$42,8 \pm 0,5$	$3,02 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-1,40	$55,0 \pm 0,5$	$39,2 \pm 0,4$	$2,37 \pm 0,02$
3D-Algorithmus				
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	2,05	$30,0 \pm 0,4$	85 ± 1	39 ± 1
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-0,46	$44,9 \pm 0,5$	$52,0 \pm 0,6$	$4,88 \pm 0,05$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-0,89	$50,0 \pm 0,5$	$43,4 \pm 0,5$	$3,12 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-1,59	$55,0 \pm 0,5$	$39,0 \pm 0,4$	$2,35 \pm 0,02$
SV2-Algorithmus				
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	0,41	$30,0 \pm 0,4$	81 ± 1	$29,1 \pm 0,7$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-1,97	$45,0 \pm 0,5$	$44,5 \pm 0,5$	$3,60 \pm 0,03$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-2,45	$50,0 \pm 0,5$	$39,2 \pm 0,4$	$2,61 \pm 0,02$
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	-2,74	$55,0 \pm 0,5$	$39,4 \pm 0,4$	$2,40 \pm 0,02$

Tabelle A.1: Ermittelte Kenngrößen in verschiedenen Bereichen der Effizienz ϵ_b , der Reinheits P und der Untergrundunterdrückungsrate UUR.

Untergrundkanal	$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	UUR	UUR _c
2D-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	3,30	$30,0 \pm 0,2$	523 ± 20	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	0,60	$45,0 \pm 0,3$	$59,3 \pm 0,8$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-0,35	$50,0 \pm 0,3$	$23,3 \pm 0,2$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-1,70	$60,0 \pm 0,3$	$5,96 \pm 0,02$	
3D-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	3,75	$30,0 \pm 0,2$	889 ± 45	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	0,75	$45,0 \pm 0,3$	73 ± 1	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-0,30	$50,0 \pm 0,3$	$29,2 \pm 0,3$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-1,95	$60,0 \pm 0,3$	$6,00 \pm 0,02$	
SV2-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	5,95	$30,0 \pm 0,2$	2960 ± 270	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-0,10	$45,0 \pm 0,3$	89 ± 1	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-1,50	$50,0 \pm 0,3$	$37,0 \pm 0,4$	
WH $\rightarrow \mu\nu u\bar{u}$	-3,21	$60,0 \pm 0,3$	$6,02 \pm 0,02$	
2D-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	3,30	$30,0 \pm 0,2$		$16,3 \pm 0,3$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	0,60	$45,0 \pm 0,3$		$5,48 \pm 0,06$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-0,35	$50,0 \pm 0,3$		$4,05 \pm 0,04$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-1,70	$60,0 \pm 0,3$		$2,20 \pm 0,02$
3D-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	3,75	$30,0 \pm 0,2$		$20,0 \pm 0,4$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	0,75	$45,0 \pm 0,3$		$6,06 \pm 0,07$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-0,30	$50,0 \pm 0,3$		$4,38 \pm 0,04$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-1,95	$60,0 \pm 0,3$		$2,22 \pm 0,01$
SV2-Algorithmus				
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	5,95	$30,0 \pm 0,2$		$22,6 \pm 0,5$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-0,10	$45,0 \pm 0,3$		$6,29 \pm 0,08$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-1,50	$50,0 \pm 0,3$		$4,38 \pm 0,04$
WH $\rightarrow \mu\nu c\bar{c}$	-3,21	$60,0 \pm 0,3$		$2,22 \pm 0,01$

Tabelle A.2: Ermittelte Kenngrößen in verschiedenen Bereichen der Effizienz ϵ_b und der Untergrundunterdrückungsrate UUR.

$\omega_{Jet}^{Schnitt}$	ϵ_b [%]	P [%]	UUR
[Gry05]			
3,33	$30,0 \pm 0,4$	94 ± 2	444 ± 23
0,63	$45,0 \pm 0,5$	82 ± 1	82 ± 2
-0,33	$50,0 \pm 0,5$	$66,4 \pm 0,9$	$31,7 \pm 0,4$
-1,78	$60,0 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,5$	$8,65 \pm 0,06$
vorliegende Arbeit			
3,30	$30,0 \pm 0,2$	94 ± 1	422 ± 18
0,59	$45,0 \pm 0,3$	$79,9 \pm 0,9$	$71,2 \pm 0,9$
-0,34	$50,0 \pm 0,3$	$62,9 \pm 0,8$	$27,2 \pm 0,2$
-1,72	$60,0 \pm 0,3$	$35,8 \pm 0,8$	$7,47 \pm 0,03$

Tabelle A.3: Ermittelte Kenngrößen in verschiedenen Bereichen der Effizienz ϵ_b , der Reinheit P und der Untergrundunterdrückungsrate UUR für den Zerfallskanal $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit Untergrund aus ISR und FSR im Signalkanal für den 2D-Algorithmus aus [Gry05] und der vorliegenden Arbeit.

Anhang B

Der Pixelmodulteststrahl

In den Monaten Juni, Juli und August 2004 fanden zwei Teststrahlperioden speziell für Pixelmodule (Pixel-Standalone-Teststrahlperioden) am CERN in Genf statt. In diesem Anhang soll der Aufbau des Pixel-Standalone-Teststrahls beschrieben werden. Anschließend werden die Ausleseelektronik und das Strahlprofil vorgestellt. Eine Analyse von Teststrahlenden der Bonn ATLAS Teleskope (BAT) schließt diesen Anhang ab.

B.1 Der Aufbau

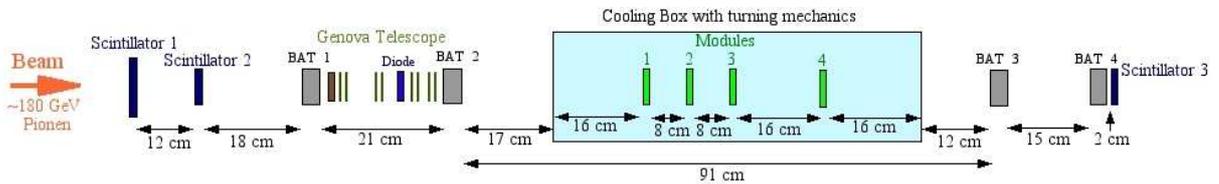


Abbildung B.1: Schematischer Aufbau des Pixel-Standalone-Teststrahls [Kuh04]. Die Fehler der Längenangaben L_i sind $\Delta L_i = \pm 1$ cm.

Der Aufbau des Pixel-Standalone-Teststrahls im Jahr 2004 ist dem Aufbau, der schon 2003 genutzt wurde, sehr ähnlich. Dieser ist in sehr ausführlicher Form in [Dob04] beschrieben worden.

Wie in Abbildung B.1 und in Abbildung B.2 dargestellt, ist der Aufbau folgender: Der 180 GeV Pionenstrahl, der vom Super-Proton-Synchrotron (SPS) geliefert wird (siehe hierzu Abschnitt B.3), dringt zunächst durch einen 5×5 cm² und einen 3×3 cm² großen Plastikszintillator hindurch. Diese Szintillatoren bilden zusammen mit einem dritten, 3×3 cm² großen Plastikszintillator hinter dem Aufbau bei niedriger Strahlintensität den Trigger der Schaltung. Bei hoher Intensität des Strahls (bis zu einer Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm⁻²s⁻¹ [Tro05a]) wird als Zufalls-Trigger ein Clock-Signal genutzt, welches ein periodisches Auslesesignal sendet. Die Szintillatoren sind für hohe Intensitäten aufgrund ihrer relativ langsamen Auslesegeschwindigkeit ungeeignet. Szintillator Nr.2 wurde bei der zweiten Teststrahlperiode nicht genutzt. Im Aufbau folgt als nächstes entlang der Strahlrichtung das erste von insgesamt

vier BAT-Modulen. Diese Module bestehen aus Silizium-Streifendetektoren, welche auf einem modularen Konzept basieren. Ihre Aufgabe ist es, genaue Informationen über den Verlauf des Strahls und dessen Intensität zu liefern und die einzelnen Teilchenspuren zu lokalisieren. Die BAT-Module können jedoch, wie die Szintillatoren, aufgrund ihrer Auslesegeschwindigkeit nur bei niedrigen Intensitäten genutzt werden.

Bei hohen Intensitäten kann zum Sammeln von Informationen über den Strahl das Teleskop aus Genua genutzt werden, welches sich zwischen den zwei BAT-Modulen vor der Teststrahlbox befindet. Das Genua-Teleskop besteht aus acht einzelnen Siliziumchips. Diese Chips sind die gleichen, die auch in den Pixelmodulen verwendet werden (vgl. Kap. 2.3.2). Sie sind paarweise zueinander um 90° gedreht, um eine bessere Auflösung zu erhalten.

Als letztes und essentielles Bauteil ist die Kühlbox zu nennen, in der sich vier Module befinden, die getestet werden sollen. Sie befindet sich zwischen dem dritten und vierten BAT-Modul. Die Module sind drehbar montiert und an ein Kühlsystem angeschlossen. Der Winkel der Module zum Strahl kann vom Kontrollraum aus in einer Richtung verändert und außen an der Kühlbox an einem Winkelmessgerät überprüft werden. Die gesamte Kühlbox kann ebenfalls vom Kontrollraum aus in x- und y-Richtung (Abb. B.3) senkrecht zum Strahl bewegt werden.

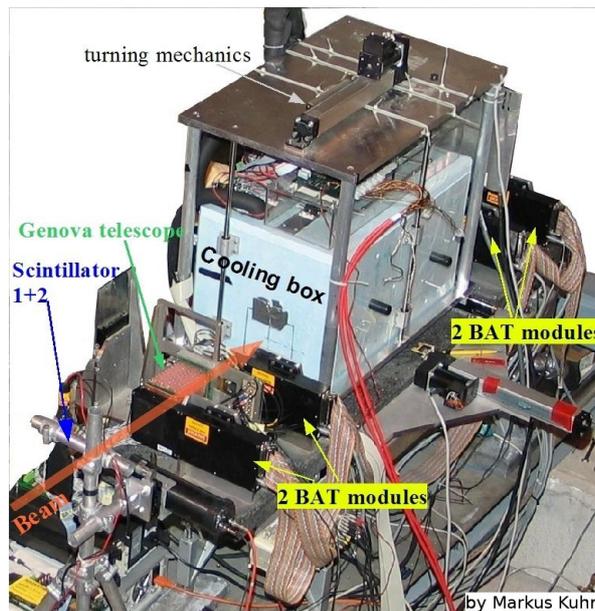


Abbildung B.2: Die Teststrahlbox [Kuh04]. Der rote Pfeil markiert die Strahlrichtung.

B.2 Das Detektorkontrollsystem

Das Detektorkontrollsystem DCS (Detector Control System) ist ein Kontroll- und Auslesesystem, welches speziell für den ATLAS-Detektor entwickelt wurde. Seine Komponenten wurden im beschriebenen Teststrahl mit speziell angepasster Software genutzt.

Es besteht aus unterschiedlichen FE-Systemen (Front End) und einem SCADA-

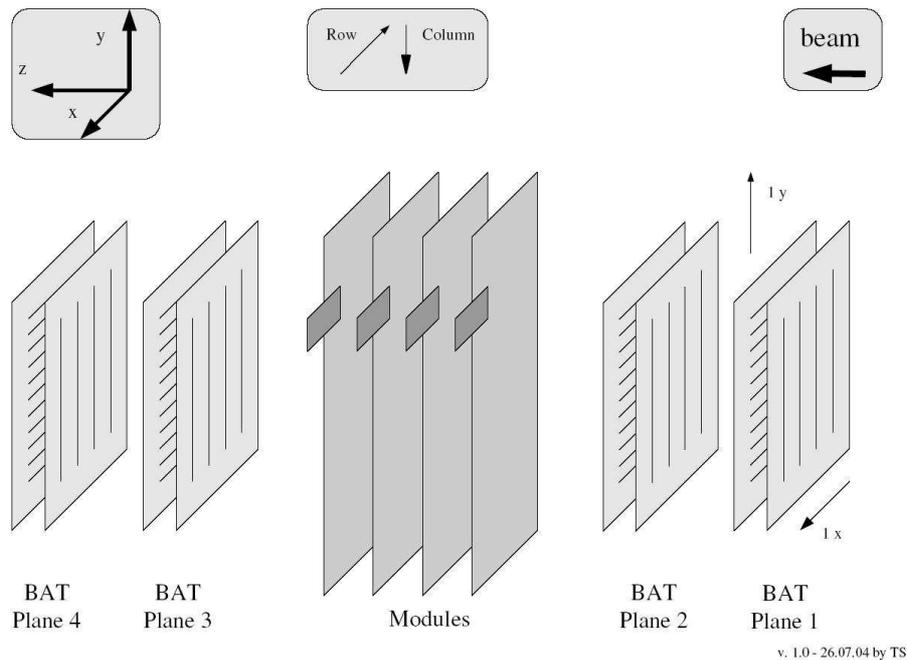


Abbildung B.3: Das Koordinatensystem im Teststrahl [Sta04].

System (Supervisory Control And Data Acquisition). Mit dem DCS ist zum einen ist eine direkte Datennahme über die FEs möglich, zum anderen stellt es eine Kontrollfunktion über die Datennahme zur Verfügung. SCADA und FEs sind durch ein Netzwerk und eine spezielle, standardisierte Schnittstelle (OPC) miteinander verbunden.

Die einzelnen FE-Systeme sind:

- ELMB (Embedded Local Monitor Board):
Dieses besteht aus einem analogen und einem digitalen Teil sowie einer speziellen Schnittstelle. Es hat 64 optionale analoge Eingänge, 18 frei einsetzbare I/O-Anschlüsse und acht digitale Ein- und Ausgänge;
- Temperatur- und Feuchtigkeits-Sensoren, die durch das ELMB mit dem DCS verbunden sind;
- Stromversorgung der Module:
Drei unterschiedliche Spannungen werden kontrolliert und überwacht. Die V_{dda} versorgt den analogen Teil der Modulauslese. Der digitale Teil sowie der MCC (Modul Control Chip) werden von der V_{dd} versorgt. Die Hochspannung V_{det} ist die Depletionsspannung.

In der Teststrahlbox befinden sich mehrere Temperatursensoren und (nur während der zweiten Teststrahlperiode) ein Feuchtigkeitssensor. Diese Sensoren sind mit dem ELMB verbunden, welches die entsprechenden Daten via CAN-Bus an den DCS-Computer liefert. Über das Echtzeit-Datenerfassungssystem können die aktuellen Werte am DCS-Computer betrachtet werden. V_{dd} und V_{dda} werden vom Regulator-Board generiert und liegen zusammen mit der von einem Hochspannungsgerät gelieferten Hochspannung (HV) an den Modulen an. V_{dd} und V_{dda} können, wie Temperatur und Feuchtigkeit, vom DCS ausgelesen werden. Die HVs für die Module

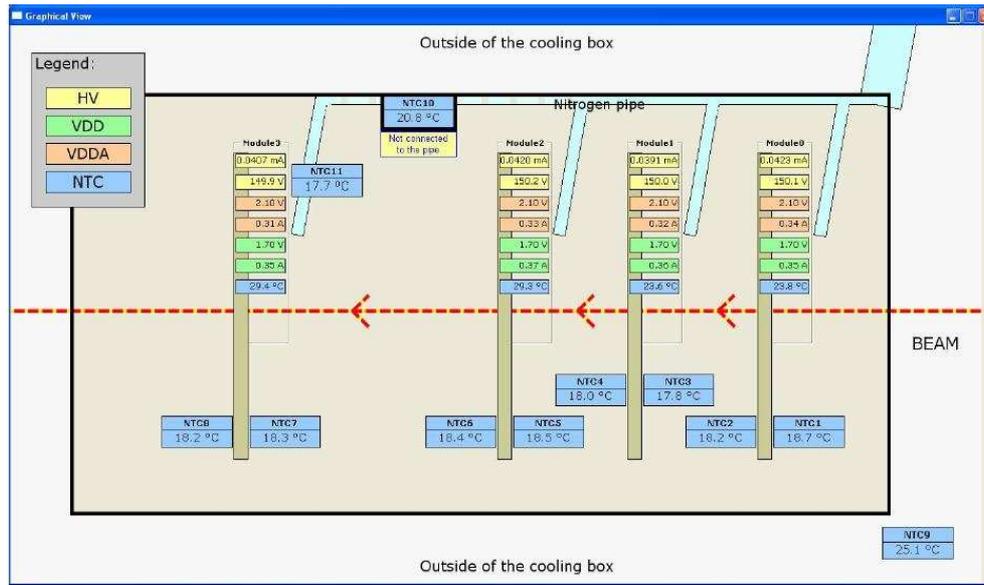


Abbildung B.4: Bildschirmausgabe der DCS-Software. Zu sehen sind die vier Module mit den verschiedenen Werten, die ausgelesen werden können, sowie die Werte, die von den Temperatursensoren (NTCs) ausgegeben werden.

und das Genua-Teleskop hingegen können vom DCS nicht nur ausgelesen, sondern auch verändert werden. Ein Bild der Bildschirmausgabe des DCS während der ersten Teststrahlperiode mit den Temperatur-, Strom- und Spannungswerten in der Teststrahlbox ist in Abbildung B.4 zu sehen.

B.3 Das Strahlprofil

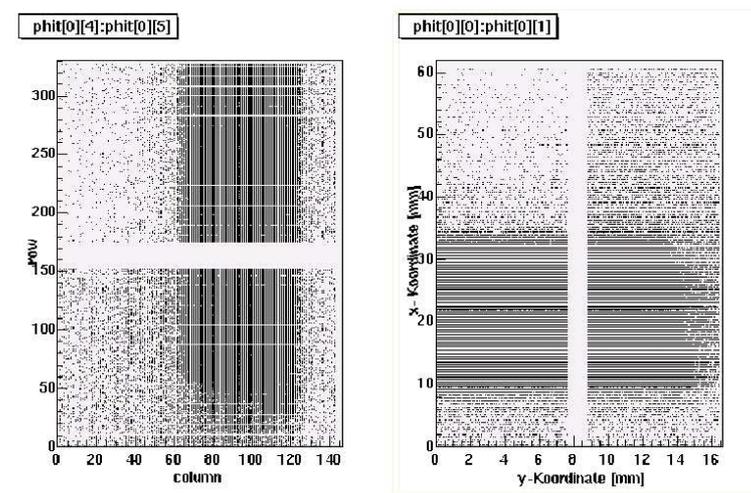


Abbildung B.5: Trefferhistogramm des Strahls auf einem Modul (links) und Umwandlung in Koordinaten (rechts).

Der Strahl besteht aus π^+ (bzw. π^-) mit einer Energie von 180 GeV. Die Pionen werden vom SPS geliefert: Im SPS beschleunigte Protonen (bzw. Antiprotonen)

prallen auf ein Be-Target. Dort reagieren sie mit den Teilchen im Targetmaterial ($pp \rightarrow \pi^+\pi^+$, $pn \rightarrow \pi^+\pi^0$) und erzeugen u.a. Pionen. Aus den fokussierten und gefilterten Zerfallsprodukten entsteht der Strahl, der beim Teststrahl genutzt wird.

In Abbildung B.5 sieht man das Modul 510733 vom LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) im Run 3094. Es ist das erste Modul im Strahl. Die Histogramme zeigen die Treffer auf dem Modul; aufgetragen ist links die Zeile gegen die Spalte, rechts die daraus berechnete x- gegen die y-Koordinate (Abb. B.3). Man erkennt, dass der Strahl nicht ganz zentriert ist. Er trifft etwas seitlich auf das Modul und seine Intensität nimmt in Richtung positiver y-Achse ab. Die Spalte ohne Treffer ist der Bereich des Moduls, in dem sich die „Ganged Pixel“ befinden. Das sind zwei zusammengeschlossene Pixel, bei denen einer aus technischen Gründen nicht direkt vom FE-Chip ausgelesen werden kann. Durch das Zusammenschließen ist trotzdem eine Auslese möglich, man kann jedoch bei einem Treffer nicht sagen, welchen Pixel der beiden er getroffen hat. Dieser Bereich der Größe $2 \cdot 200 \mu\text{m} = 400 \mu\text{m}$ in der Mitte des Moduls wurde vom Modul nicht ausgelesen.

B.4 Auswertung

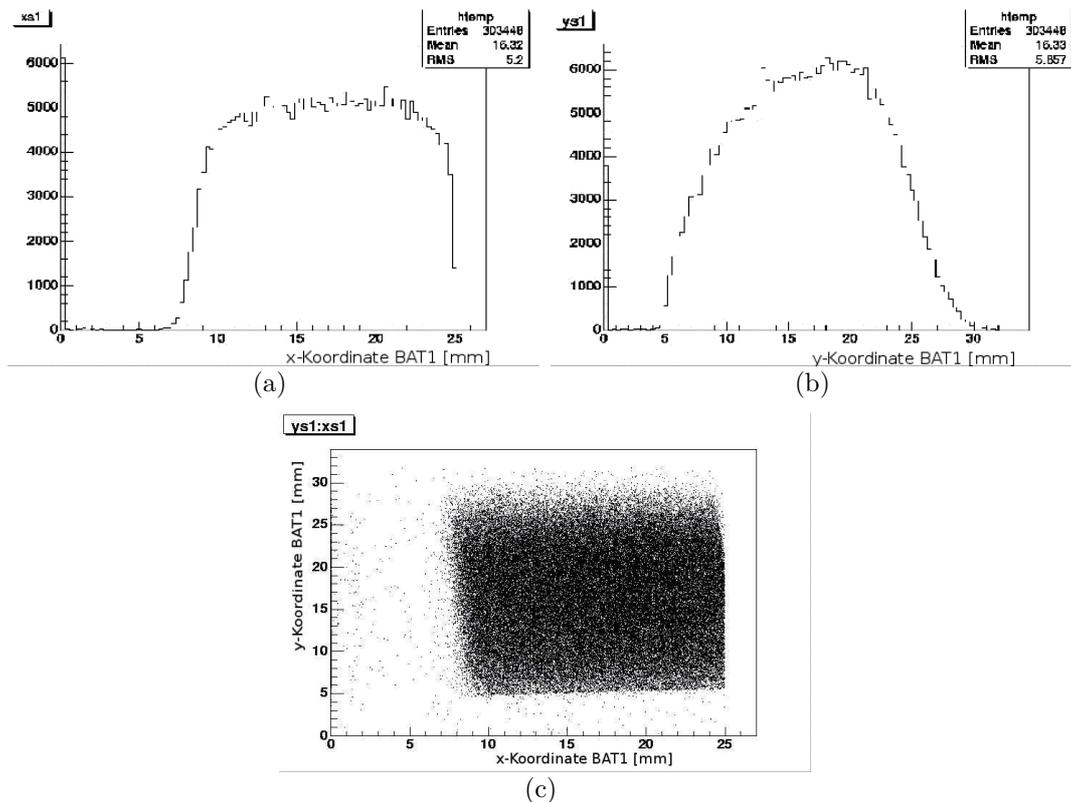


Abbildung B.6: Trefferpositionen im ersten BAT-Modul (Run 3059, TPLL 4 (Turbo Pixel Low Level Card)).

Während der Messreihen wurden die unterschiedlichsten Eigenschaften der Module untersucht (siehe [Tro05b]). Hierbei wurden die BAT-Module bei niedriger Strahlintensität dazu genutzt, Informationen über den Verlauf der Teilchenspuren zu liefern.

Für hohe Intensitäten sind sie nicht geeignet, da ihre Auslese hierfür zu langsam arbeitet: Die Signallänge ist so lang, dass ihre Länge bei hohen Intensitäten größer ist als der zeitliche Abstand zwischen zwei auftreffenden Teilchen. Da die hohe Signalarate die Elektronik der BAT-Module zerstören würde, wurden die Teleskope für die Messreihen mit hoher Intensität ausgebaut.

Die Treffer in den BAT-Modulen sollen in diesem Kapitel genauer untersucht werden. Die genutzten Daten stammen vom Run 3059, TPLL 4 (Turbo Pixel Low Level Card), und wurden am CERN ausgewertet.

In Abbildung B.6 sind die Treffer im ersten BAT-Modul aufgezeigt. Abbildung B.6 (a) zeigt die x-Koordinate, Abbildung B.6 (b) die y-Koordinate. Die y-Achse entspricht jeweils der Trefferhäufigkeit. Hierauf folgt die Trefferabbildung in x- und y-Koordinaten als zweidimensionales Histogramm (Abb. B.6 (c)).

Es gibt in beiden Koordinaten Treffer mit dem Wert Null. Diese scheinen ein Fehler des ersten BAT-Module zu sein, in allen anderen BAT-Module treten sie nicht auf. Die Strahlachse ist nicht auf die Mitte der Module zentriert. Dies ist dadurch zu erklären, dass die exakte Positionierung des Versuchsaufbaus technisch schwierig war. Auch ist das wirkliche Strahlprofil breiter als das im BAT-Modul gemessene Profil, da nur getriggert wird, falls ein Pion durch die Triggerdioden geht. Das gezeigte Profil steht also in direktem Zusammenhang mit den Abmessungen der Triggerdioden.

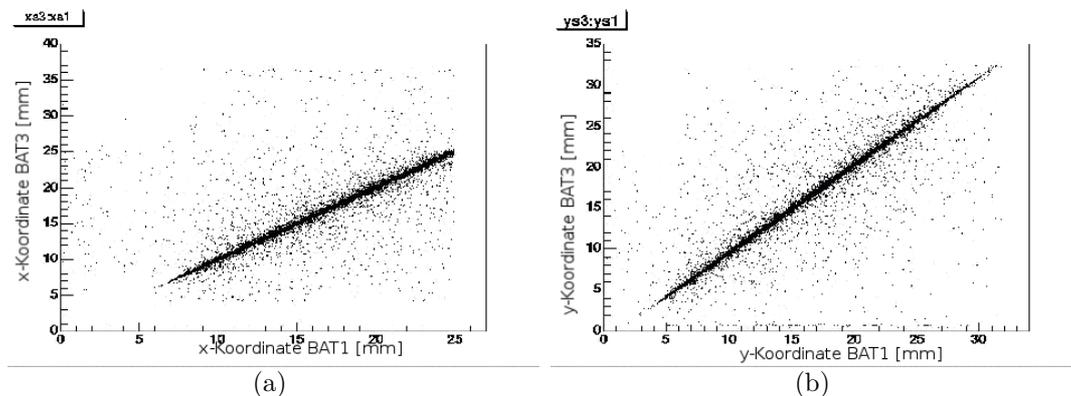


Abbildung B.7: Korrelation des ersten und des dritten BAT-Moduls, (a) die x-Koordinaten und (b) die y-Koordinaten.

Untersuchung der Korrelation der BAT-Module

Es folgt eine Untersuchung der Korrelation der BAT-Module. Das Ziel dieser Untersuchung ist es, ein vertieftes Verständnis für diese Korrelationen zu erhalten.

Aufgetragen ist in den Histogrammen B.7 die Korrelation zwischen erstem und drittem BAT-Modul. In Histogramm B.7 (a) ist die Korrelation der x-Koordinaten aufgetragen. Die x-Achse entspricht dem ersten BAT-Modul, die y-Achse dem dritten BAT-Modul. Im rechten Histogramm sind die y-Koordinaten, mit entsprechendem Achsenverlauf, gegeneinander aufgetragen. Die Abbildungen sollten eine Winkelhalbierende zeigen; im Rahmen der Messungenauigkeit und aufgrund einer Verschiebung und Verdrehung der BAT-Module gegeneinander sind sie als zufriedenstellend

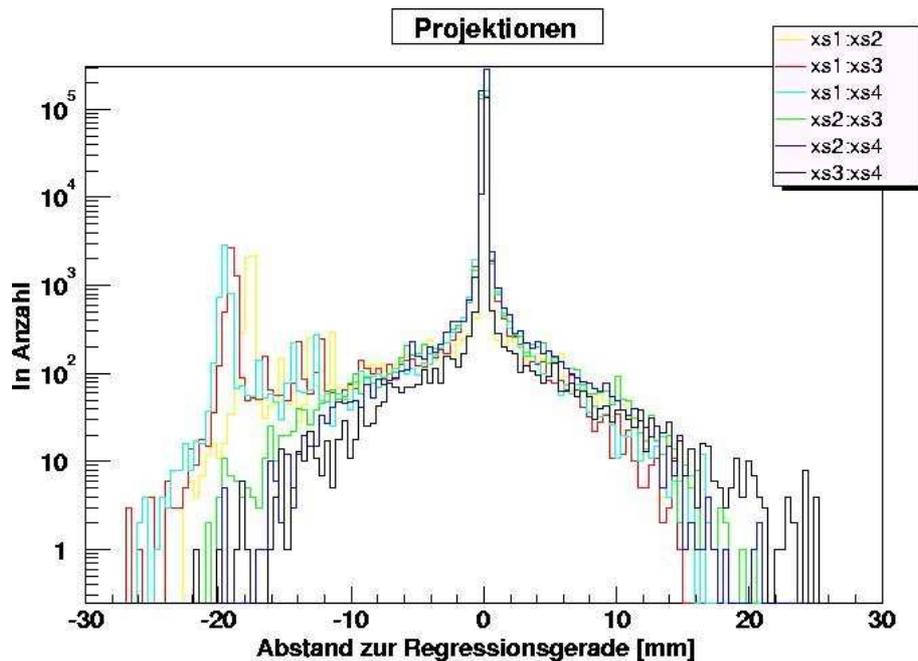


Abbildung B.8: Abstand der Treffer in der Korrelation von der Regressionsgerade.

zu beurteilen. Einige Treffer streuen um die Gerade herum.

Zur Untersuchung der fehlerhaften Treffer werden Geraden an die Korrelationsverteilung angepasst. Anschließend werden die Abstände der einzelnen Treffer von dieser Regressionsgerade ermittelt und in Abbildung B.8 für alle Einträge aufgetragen.

Bei den Korrelationen mit dem ersten BAT erkennt man jeweils ein zweites Maximum in der linken Hälfte des Histogrammes, das von einem Fehler dieses BAT-Modules herrührt (vgl. Abb. B.6). Bei der Regression wurden diese Treffer nicht berücksichtigt. Man beachte, dass die y-Achse in logarithmischer Darstellung aufgetragen ist.

Um die Natur der Kurven genauer zu untersuchen, wird eine doppelte Gaußfunktion - eine für den Untergrund, eine für das Maximum - angepasst (Abb. B.9). Links oben sind die von den Daten überlagerten Fitergebnisse mit logarithmischer y-Achse zu sehen, die anderen Bilder zeigen denselben Fit linear ohne Vergrößerung, sowie in einem Ausschnitt der x- und der y-Achse. Weder das Maximum noch der Untergrund werden vollkommen durch die angepasste Gaußkurve dargestellt. Die resultierenden Parameter der Anpassung sind im Histogramm angegeben. (Die zuerst aufgetragenen Parameter sind die des Untergrundes, es folgen die des Maximums):

Konstante Untergrund	Mittelwert Untergrund	Sigma Untergrund
43.41 ± 1.09	-0.091 ± 0.034	3.144 ± 0.069
Konstante Maximum	Mittelwert Maximum	Sigma Maximum
$7.289^{04} \pm 0.16^{04}$	0.0040 ± 0.0004	0.063 ± 8.7^{-05}

Anscheinend können die Abweichungen in den Korrelationen nicht durch diese Anpassung beschrieben werden.

Insgesamt erfüllen die BAT-Module die von ihnen geforderte Aufgabe, Teilchenspu-

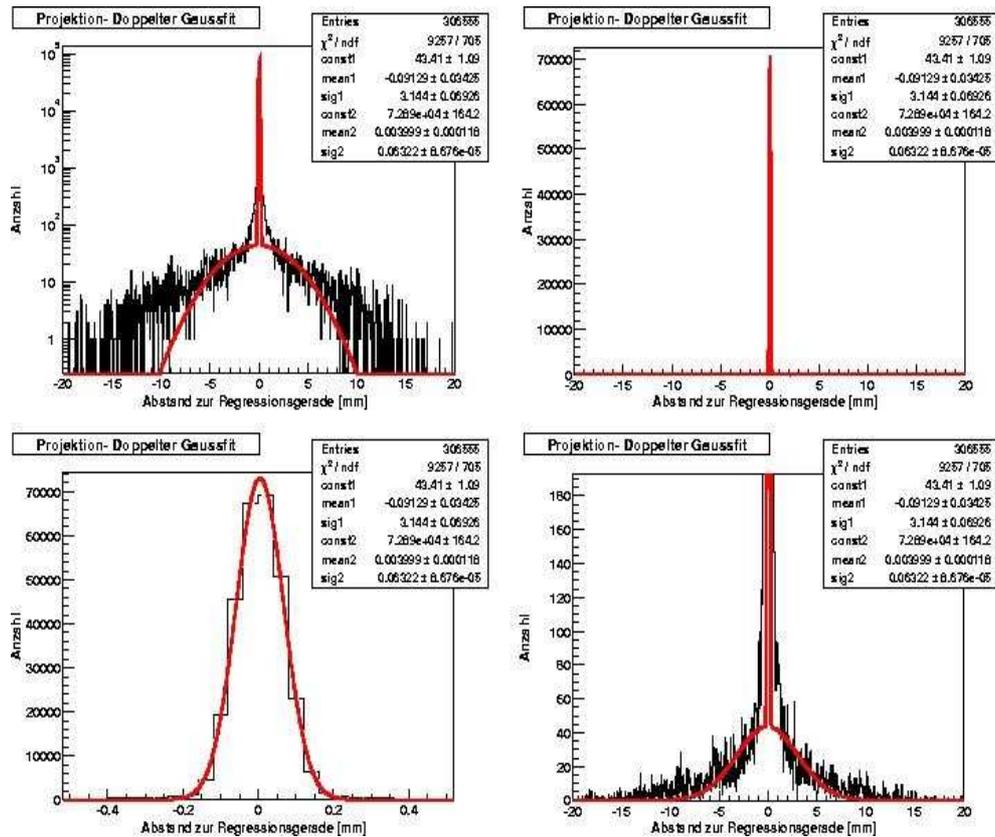


Abbildung B.9: Gaußfit.

ren zu lokalisieren. Sie sind wie erwartet miteinander korreliert, die von der Korrelationsgeraden abweichenden Treffer müssten genauer untersucht werden.

Weitere Analysen zu den Ergebnissen des Pixel-Standalone-Teststrahls sind in den Veröffentlichungen [Tro05b] und [Tro05a] zu finden.

Anhang C

Verwendete Akronyme

Hier sind die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Akronyme in alphabetischer Reihenfolge aufgelistet:

Akronym	Bedeutung
AMI	ATLAS Metadata Interface
ATLAS	A Torodial LHC Apparatus
BAT	Bonn ATLAS Telescope
CKM-Matrix	Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix
CP-Verletzung	Chargeconjugation-Parity-Verletzung
CSC	Cathode Strip Chambers
DC0/DC1/DC2	Data Challenge 0/1/2
FE	Front End
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory
FSR	Final State Radiation
ISR	Initial State Radiation
LBNL	Lawrence Berkeley National Laboratory
LEP	Large Electron Positron Collider
LHC	Large Hadron Collider
MAGDA	Manager for Grid-based Data
MCC	Module Control Chip
MC	Monte Carlo
MDT	Monitored Drift Tubes
MSSM	minimal supersymmetrisches Standardmodell
QCD	Quantenchromodynamik
RMS	Root Mean Square
RPC	Resistive Plate Chambers
SCT	Semiconductor Tracker
SPS	Super Proton Synchrotron
SUSY	Superymmetrie
TGC	Thin Gap Chambers
ToT	Time Over Threshold
TPLL	Turbo Pixel Low Level Card
TRT	Transition Radiation Tracker
UUR	Untergrundunterdrückungsrate

Literaturverzeichnis

- [ADLO03] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, and the OPAL Collaboration (The LEP Working Group for Higgs Boson Searches). Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP, CERN-EP/2003-011, Phys. Lett. B565 (2003) 61-75. 2003.
- [ATL96] ATLAS Collaboration.
CALORIMETER PERFORMANCE Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40,
LIQUID ARGON CALORIMETER Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41,
TILE CALORIMETER Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42 , 1996.
- [ATL97a] ATLAS Collaboration.
MUON SPECTROMETER Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 1997.
- [ATL97b] ATLAS Collaboration.
INNER DETECTOR Technical Design Report, CERN/LHCC/97-16, April 1997.
- [ATL98a] ATLAS Collaboration.
TRIGGER PERFORMANCE Status Report, CERN/LHCC/98-15, 1998.
- [ATL98b] ATLAS Collaboration.
PIXEL DETECTOR Technical Design Report, CERN/LHCC/98-13, Mai 1998.
- [ATL99a] ATLAS Collaboration.
Technical Design Report, Volume I, CERN/LHCC/99-14, Mai 1999.
- [ATL99b] ATLAS Collaboration.
Technical Design Report, Volume II, CERN/LHCC/99-15, Mai 1999.
- [ATL04] ATLAS Collaboration.
ATHENA: The ATLAS Common Framework, Developer Guide, CERN, DRAFT, Februar 2004.
- [Bru86] R. Brun et al. GEANT3, 1986.

- [Cab63] N. Cabbibo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531, 1963.
- [CER97] CERN AC. HF267, 04-07-1997.
- [CKRdV03] S. Corread, V. Kostioukhine, A. Rozanov, and J.B. de Vivie. b-tagging with DC1 data, ATL-PHYS-2004-006, November 2003.
- [CP94] R. Clift and A. Poppleton. IPATREC: inner detector pattern-recognition and track-fitting, ATL-SOFT-94-009, Juni 1994.
- [Dob04] D. Dobos. The ATLAS Pixel Testbeam, Diplomarbeit Universität Dortmund, 2004.
- [For03] The ATLAS DC1 Task Force. ATLAS Data Challenge 1, ATL-SOFT-2003-012, November 2003.
- [Frü87] R. Frühwirth. APPLICATION OF KALMAN FILTERING TO TRACK AND VERTEX FITTING, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 262 (1987) 444 , 1987.
- [Gar03] Jose E. Garcia. b-tagging performance with xKalman and iPatRec,, S/W Workshop, Dezember 2003.
- [Gav97] I. Gavrilenko. Description of Global Pattern Recognition Program (xKalman), ATL-INDET-97-165;ATL-I-PN-165, 1997.
- [Gri96] D. Griffiths. *Elementarteilchenphysik*. Akademie Verlag, 1996.
- [Gru93] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. Wissenschaftsverlag, 1993.
- [Gry05] K. Grybel. Effizienz eines auf dem Impact-Parameter basierenden b-Tagging Algorithmus bei nichtoptimalen Eigenschaften des ATLAS-Pixel-Detektors, Diplomarbeit Universität Siegen, Februar 2005.
- [Hag02] K. Hagiwara et al. Review of particle physics, physical review d66,010001, 2002.
- [Hig64] P. W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12:132, 1964.
- [Hüg04] F. Hügging. Front-End electronics and integration of ATLAS pixel modules, physics/0401106 (Graphik bearbeitet von T. Stahl), Universität Bonn, 2004.
- [KM73] M. Kobayashi and T. Maskawa. Cp violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652, 1973.
- [Kos03a] V. Kostioukhine. VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS, ATL-PHYS-2003-031, August 2003.
- [Kos03b] V. Kostioukhine. Secondary vertex based b-tagging, ATL-PHYS-2003-033, September 2003.

- [Kos04] V. Kostioukhine. Private Mitteilung an Kai Grybel, Oktober 2004.
- [Kuh04] M. Kuhn. Private Mitteilung, 2004.
- [NdlHRV03] J.E.Garcia Navarro, S.Gonzales de la Hoz, E. Ros, and M. Vos. The b-tagging performance of the complete ATLAS DC1 layout using WH events, ATL-COM-INDET-2003-017, 2003.
- [PS95] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [Sco92] D. W. Scott. *Multivariate density estimation theory, practice, and visualization*. NY Wiley, New York 1992.
- [Sjö94] T. Sjöstrand. *Comp. Phys. Comm.*, 82 (1994) 74, 1994.
- [Sta04] T. Stahl. Private Mitteilung, 2004.
- [Tro05a] C. Troncon et al. Analysis of test beam data of ATLAS Pixel detector modules with a high intensity pion beam, in Vorbereitung, 2005.
- [Tro05b] C. Troncon et al. Testbeam measurement of the detection efficiency of ATLAS Pixel production modules, in Vorbereitung, 2005.
- [Wal05] W. Walkowiak. Private Mitteilung, 2005.

Danksagung

Abschließen möchte ich diese Arbeit mit dem Dank an alle Menschen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt:

Prof. Dr. Buchholz, der mir die Möglichkeit gegeben hat, neue Erfahrungen und Fertigkeiten zu sammeln, mich mit interessanten physikalischen Phänomenen beschäftigen zu können und nicht zuletzt sowohl am CERN als auch in Siegen eine Vielzahl interessanter und netter Leute kennen zu lernen.

Prof. Dr. Claus Grupen, der sich dazu bereit erklärt hat, die oftmals ungeliebte Aufgabe des Zweitkorrektors zu übernehmen.

Meinem Betreuer *Dr. Wolfgang Walkowiak* für viele gute Anregungen und fruchtbare Diskussionen.

Kai Grybel für seine unermessliche Geduld bei meinen nahezu täglichen Besuchen in seinem Büro, seinen Erklärungen und seiner Hilfe bei vielen großen und kleinen programmiertechnischen und physikalischen Problemen.

Thorsten Stahl, meinem Büropartner, der mir oft und gerne geholfen hat.

Vadim Kostioukhine, der meine Fragen zu den von ihm geschriebenen Programmen immer beantwortet hat.

Martin Jung, Sebastian Funk, Peter Schade und Jana Peters für Kaffee, nette Gespräche, Tanzen und Piratenschifferobern.

Tobias Decher, der sich trotz Weltjugendtag und Hausbau die Zeit genommen hat, diese Arbeit Korrektur zu lesen.

Meinen Eltern und Geschwistern, die mich immer unterstützt haben.

Ganz besonders danke ich *Peter Kaufmann* für sein Verständnis und seine Unterstützung in der oft anstrengenden Zeit während der Diplomarbeit, insbesondere während meines CERN-Aufenthaltes.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

.....
(Ort) (Datum)

.....
(Unterschrift)