

Effizienz eines auf dem Impact-Parameter
basierenden b-Tagging Algorithmus bei
nichtoptimalen Eigenschaften des
ATLAS-Pixel-Detektors

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

dem Fachbereich Physik der
Universität Siegen

vorgelegt von
Kai Karsten Grybel

Februar 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Ziele des ATLAS-Experiments	3
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchen	3
2.2	Die Suche nach dem Higgs-Boson	5
2.3	Die Physik der B-Mesonen bei ATLAS	6
3	Der ATLAS-Detektor	9
3.1	Der innere Detektor	9
3.1.1	Der Pixeldetektor	9
3.1.2	Der Streifendetektor(SCT)	11
3.1.3	Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT)	11
3.2	Die Kalorimeter	12
3.2.1	Das elektromagnetische Kalorimeter	13
3.2.2	Das hadronische Kalorimeter	14
3.3	Das Myonspektrometer	15
3.4	Das Messprinzip der Pixeldetektormodule	16
3.4.1	Halbleiterdetektoren	17
3.4.2	Die Segmentierung des Pixeldetektors	19
3.4.3	Die Ausleseelektronik	20
4	Simulation und Rekonstruktion mit ATHENA	23
4.1	Die Simulation und Speicherung der Daten	23
4.2	Das Einlesen der Daten und Datenfluss	25
4.2.1	Daten und Algorithmen	26
4.2.2	Die simulierten Detektorsignale und „wahre“ Informationen	27
4.2.3	Die Daten-Objekte	27
4.2.4	Die Simulation von Ineffizienzen im Pixeldetektor	28
4.3	Die Spurrekonstruktion	28
4.3.1	Das ATLAS-Koordinatensystem	28
4.3.2	Die Spurparameter	28
4.3.3	Der Spurrekonstruktionsalgorithmus xKalman	30
4.3.4	Der Spurrekonstruktionsalgorithmus iPatRec	33
4.3.5	Die Ergebnisse der Spurrekonstruktionsalgorithmen	34
4.4	Die Vertexsuche	37

4.5	Die Jetrekonstruktion	38
5	Impact-Parameter basiertes b-Tagging	41
5.1	Der b-Tagging Algorithmus	41
5.2	Der Higgsstrahlungsprozess	42
5.3	Die Ermittlung der Jetgewichte	44
5.3.1	Die Zuordnung von Teilchenspuren und Partonen zu Jets . . .	45
5.3.2	Der Impact-Parameter in der Rekonstruktion	47
5.3.3	Die Kalibrationshistogramme	48
5.3.4	Die Berechnung der Jetgewichte	52
5.4	Die Ergebnisse für den b-Tagging-Algorithmus	53
5.4.1	Die Bestimmung der Effizienz des b-Tagging Algorithmus . . .	54
5.4.2	Die Ergebnisse für den Drei- und Zwei-Lagen-Pixeldetektor . .	58
5.4.3	Die Betrachtung von Ineffizienzen im Pixeldetektor	61
5.4.4	Die Untersuchung der Untergrundunterdrückungsrate	68
6	Zusammenfassung und Ausblick	75
A	Verwendete Abkürzungen	79

Kapitel 1

Einleitung

Der ATLAS-Detektor (A Torodial LHC Apparatus) ist eines der vier Experimente am neuen Beschleunigerring LHC (Large Hadron Collider), der 2007 seinen Betrieb am europäischen Labor für Elementarteilchenphysik CERN in Genf aufnehmen soll. In diesem Beschleunigerring werden zwei Protonenstrahlen gegenläufig auf eine Energie von 7 TeV beschleunigt und an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Mit der Schwerpunktsenergie von 14 TeV wird dieser Beschleunigerring die leistungsfähigste Maschine ihrer Art sein und kann daher einer Vielzahl physikalischer Fragestellungen untersuchen. Diese Arbeit beginnt mit einem Überblick über die wichtigsten Forschungsgebiete der ATLAS-Kollaboration, wie z.B. der Suche nach dem Higgsteilchen. Zur Bewältigung der dort geschilderten Forschungsaufgaben ist es notwendig, dass für die Analyse der Daten, die der Detektor aufzeichnen wird, effektive Algorithmen zur Verfügung stehen. Mit Hilfe der Algorithmen sollen verschiedene Ereignistypen unterschieden, beteiligte Teilchen identifiziert und schließlich physikalische Aussagen getätigt werden. Zu diesen Algorithmen gehört der Impact-Parameter basierte b-Tagging Algorithmus, der in dieser Arbeit vorgestellt und diskutiert wird.

Für viele der in Kapitel 2 vorgestellten Forschungsbereiche von ATLAS ist ein effektives b-Tagging erforderlich, wie z.B. beim Nachweis des Higgsteilchen durch seinen Zerfall in zwei b-Quarks. Dieser Higgszerfall bietet einen der „goldenen Kanäle“ in einem Higgsmassenbereich von ca. $90 - 150 \frac{\text{GeV}}{c^2}$. Unter b-Tagging versteht man die Identifikation eines Teilchens, das ein b-Quark (bzw. \bar{b} -Quark) enthält, anhand der Spuren seiner Tochterpartikel und den daraus entstehenden Jets (Energiedepositionen von Teilchenbündeln) in den Kalorimetern. Die hierfür benötigten Informationen aus dem Ereignis werden von dem ATLAS-Detektor, dessen Aufbau im Kapitel 3 geschildert wird, geliefert.

Da der Detektor erst im Jahr 2007 erste Daten liefern soll, ist man zur Entwicklung der Analysealgorithmen auf simulierte Ereignisse angewiesen. Die Beschreibung der Simulation der Ereignisdaten sowie die grundlegenden Schritte zur Rekonstruktion der zum b-Tagging benötigten Informationen, wie die Spuren der am Primärvertex entstandenen Teilchen oder die Energiedepositionen in den Kalorimetern, ist Gegenstand von Kapitel 4.

Gerade für die Spurfindung und der primären Vertexrekonstruktion kommt dem

Pixeldetektor durch seine präzise Ortsauflösung der Trefferinformationen eine entscheidende Rolle zu. Abweichungen vom ursprünglichen Aufbau dieses Detektors, wie z.B. die eventuelle Einsparung der mittleren der drei Pixellagen, wirken sich daher direkt auf die Effizienz des in Kapitel 5 vorgestellten b-Tagging-Algorithmus aus. So werden in Kapitel 5 nach der Vorstellung des generellen Prinzips des auf dem Impact-Parameter basierenden b-Tagging Algorithmus Auswirkungen dieser Einsparung der mittleren Pixeldektorlage auf den geschilderten Algorithmus diskutiert. Auch die Auswirkungen möglicher Ineffizienzen (toter Pixel) im Pixeldektor werden in diesem Kapitel untersucht. Hierbei werden zwei mögliche Methoden zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Algorithmus angewendet. Beide Methoden verwenden die berechneten Jetgewichte, die mit der Wahrscheinlichkeit verknüpft sind, dass der Jet seinen Ursprung in einem B-Meson hat. Die erste Methode betrachtet einen optimalen Pixeldektor und legt verschiedene Schnitte ω_{Jet}^{Cut} in der Jetgewichte-Verteilung und damit bestimmte b-Tagging Effizienzen fest. Die Auswirkungen von Verschlechterungen im Pixeldektor spiegeln sich dann in der Entwicklung der Effizienz des b-Taggings und der Reinheit der Menge identifizierter b-Jets wieder. Die zweite Methode fordert eine konstante b-Tagging Effizienz bei Variation der Detektorineffizienzen. Die Auswirkungen der toten Pixel spiegeln sich dann in der Veränderung der Leistungsfähigkeit des Algorithmus bezüglich der Unterdrückung von Jets, die ihren Ursprung in leichten Quarks haben, wieder.

Kapitel 2

Physikalische Ziele des ATLAS-Experiments

Die physikalischen Ziele des ATLAS-Experimentes sind vielfältig. Dieses Experiment soll zum einen Aufschluß über noch offene Fragen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik geben und zum anderen Theorien jenseits des Standardmodells untersuchen.

Das Standardmodell ist die der Elementarteilchenphysik zugrunde liegende Theorie, deren Grundzüge in Abschnitt 2.1 vorgestellt werden. In dieser Theorie bleiben zwei grundlegende Fragen offen. So bereitet die Erklärung der unterschiedlichen Massen der einzelnen Elementarteilchen Probleme. Eine Theorie, die die Masse über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung in das Standardmodell einbindet, ist der sogenannte Higgsmechanismus [1]. ATLAS wird in der Lage sein, den „erlaubten“ Massenbereich des, von dieser Theorie vorausgesagten Higgsteilchens abzudecken und dieses Teilchen nachzuweisen (siehe Abschnitt 2.2).

Die zweite offene Frage betrifft die CP-Verletzung. Dank der hohen Schwerpunktsenergie von LHC (Large Hadron Collider) ist es möglich die CP-Verletzung nicht nur im K^0 -System, sondern auch im B_d^0 - und B_s^0 -System zu studieren. Daher bildet die B-Physik ein weiteres Forschungsgebiet bei ATLAS (siehe Abschnitt 2.3). Hier sollen Oszillationen im B^0 -System genauer untersucht werden, sowie experimentelle Überprüfungen der CP-Verletzung und des Standardmodells unternommen werden. In dem Forschungsgebiet jenseits des Standardmodells wird ATLAS in der Lage sein, sogenannte supersymmetrische Teilchen zu entdecken, falls solche existieren, oder zumindest die Massengrenzen für supersymmetrische Teilchen nach oben zu erweitern.

2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Das Standardmodell der Elementarteilchen wird in vielen Lehrbüchern wie z.B. in [2] beschrieben. In dieser Theorie wird zwischen Bosonen (ganzzahliger Spin) und Fermionen (halbzahliger Spin) unterschieden. Die Fermionen sind wiederum in zwei Gruppen eingeteilt, die unterschiedlichen Wechselwirkungen unterliegen. Die eine Gruppe bilden die sogenannten Quarks. Quarks sind bisher nicht als freie Teilchen

gemessen worden, sondern immer in gebundenen Zuständen, den Hadronen. Zu den Hadronen zählen z.B. Protonen und Neutronen, aus denen sich die Atomkerne der Elemente zusammensetzen. Die Quarks sind in drei Familien eingeteilt. Sie besitzen die Ladung $+2/3$ bzw. $-1/3$ einer Elementarladung.

Die zweite Gruppe bilden die Leptonen, die eine ganzzahlige negative Elementarladung tragen. Im Gegensatz zu den Quarks können Leptonen als freie Teilchen nachgewiesen werden. Auch die sechs nachgewiesenen Leptonen werden in drei Familien eingeteilt. Die im Standardmodell vorkommenden Teilchen können in folgender Form zusammengefasst werden:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}}_{\text{Quarks}} \quad \underbrace{\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}}_{\text{Leptonen}}.$$

Zu jedem dieser Teilchen existiert ein Partner, das jeweilige Antiteilchen. Dieses Antiteilchen besitzt dieselbe Masse und eine entgegengesetzte Ladung.

Im Standardmodell existieren drei Wechselwirkungen (wirkende Kräfte zwischen den Teilchen). Sie werden als die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung bezeichnet. Jede dieser drei Wechselwirkungen wird durch Austauschbosonen vermittelt. Der starken Wechselwirkung unterliegen nur die Quarks. Die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung werden Gluonen genannt und sorgen sowohl für die Bindung der Quarks in den Hadronen als auch für die Bindung mehrerer Hadronen in Zuständen wie z.B. den Atomkernen. Die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung. Die Quantenelektrodynamik (QED) befasst sich mit der elektromagnetischen Kraft. Die Kraft der elektromagnetischen Wechselwirkung wird durch das Photon vermittelt und wirkt auf alle geladenen Teilchen. Die schwache Wechselwirkung wird durch den Austausch der massiven Bosonen W^\pm und Z^0 vermittelt und wirkt auf alle Teilchen. Daher kann die schwache Wechselwirkung zwar immer auftreten, übernimmt aber die führende Rolle nur dann, wenn elektromagnetische oder starke Prozesse durch Erhaltungssätze, die für die schwache Wechselwirkung nicht gelten, verboten oder unterdrückt sind. Ein Beispiel für das Auftreten von schwach wechselwirkenden Prozessen ist der radioaktive β -Zerfall von Kernen. In den letzten Jahrzehnten konnte die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung zu einer Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt werden [3].

Trotz einiger Bemühungen ist es bisher nicht gelungen, die Gravitation als letzte der fundamentalen Wechselwirkungen in dieses Modell einzubinden. Die Gravitation könnte analog zu den anderen Wechselwirkungen im Standardmodell durch den Austausch von sogenannten Gravitonen beschrieben werden. Diese Gravitonen konnten bisher nicht nachgewiesen werden.

Die mathematische Beschreibung der Theorie der Elementarteilchen gehört der Symmetriegruppe

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

an. $SU(3)_C$ bezieht sich auf die Symmetrie der starken Wechselwirkung (Drehun-

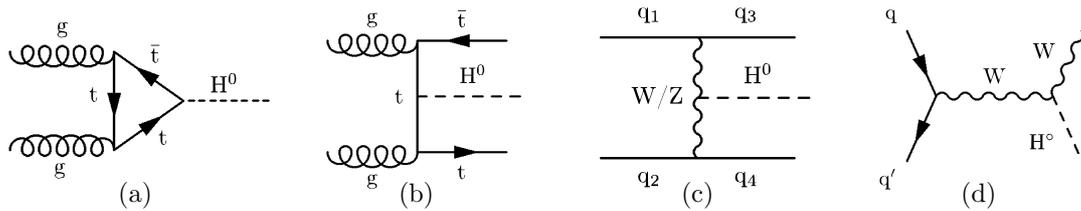


Abbildung 2.1: Feynman-Graphen der wichtigsten Produktionsprozesse des Higgsteilchens am LHC. Es wird die Higgsproduktion durch (a) Gluonfusion, (b) $t\bar{t}$ -Annihilation, (c) Vektorbosonfusion und (d) die sogenannte Higgsstrahlung skizziert.

gen im Farbraum der Quarks), während die mathematische Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung der Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ angehört (L bezeichnet den schwachen Isospin und Y die Hyperladung). Das Standardmodell der Elementarteilchen ist in seiner jetzigen Form nicht in der Lage, die unterschiedlichen Massen der einzelnen Quarks und Leptonen zu erklären. Der Einführung eines Massenterms der jeweiligen Elementarteilchen folgt ein Bruch der oben genannten Symmetriegruppe, auf die sich die bisherige Theorie gründet. Der Higgsmechanismus stellt die Masse als Kopplung der Teilchen mit einem skalaren Higgsfeld dar. Durch die spontane Symmetriebrechung kann die Masse in die Theorie eingebunden werden, ohne dass die grundlegende mathematische Symmetriegruppe verloren geht. Die Einführung des Higgsfeldes hat die Existenz eines weiteren Teilchens zur Folge, des Higgsteilchens. Dieses Higgsteilchen ist das einzige Teilchen des Standardmodells, das bisher nicht nachgewiesen werden konnte.

Ein freier Parameter der Theorie ist die Masse des Higgsteilchens. Die Higgstheorie legt die Masse lediglich in einem Bereich von ca. $50 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ bis $1 \frac{\text{TeV}}{c^2}$ fest. Durch Experimente, wie z.B. dem LEP-Beschleuniger (Large Electron Positron) am CERN, konnte die untere Massengrenze bereits auf ungefähr $110 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ angehoben werden. Da der LHC den gesamten Energiebereich der möglichen Higgs Masse abdeckt, wird das ATLAS-Experiment die Frage nach der Existenz des Higgsteilchens beantworten können.

2.2 Die Suche nach dem Higgs-Boson

In Abb. 2.1 sind die Feynman-Graphen der wichtigsten Produktionskanäle skizziert. Die einzelnen Wirkungsquerschnitte sind von der Masse des Higgsbosons abhängig. Der im gesamten Energiebereich vorherrschende Prozess zur Higgsproduktion ist die Gluonfusion. Bei dieser Higgsproduktion annihilieren zwei Gluonen, die von den Quarks in den Protonen abgestrahlt wurden, zu einem Higgsboson.

Aufgrund seiner erwarteten extrem kurzen Lebensdauer zerfällt das Higgsteilchen sofort wieder. Neben den Wirkungsquerschnitten zur Produktion des Higgsteilchens sind auch die Zerfallsraten des Teilchens in die verschiedenen Zerfallskanäle von seiner Masse abhängig. Hinzu kommt, dass das Higgsignal aus den restlichen Ereignissen herausgefiltert werden muss. Dies bedeutet, dass man nicht nur die Frage

betrachten muss, in welche Teilchen das Higgsteilchen wie oft zerfällt, sondern ebenfalls, wie gut ein entstehendes Signal von Untergrundereignissen getrennt werden kann. Daher kann es sein, dass der zum Nachweis des Higgsteilchens günstigste Zerfallskanal nicht unbedingt derjenige ist, der statistisch am häufigsten auftritt (den größten Wirkungsquerschnitt besitzt). Tabelle 2.1 zeigt die „goldenen Kanäle“, die sich am besten zum Nachweis des Higgsteilchens bei verschiedenen Massen eignen.

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 2.1: Die „goldenen Kanäle“ des Higgs-Teilchen Nachweises für verschiedene Higgsmassenbereiche (nach [4]).

Bei einem leichten Higgsteilchen wird der Zerfall in zwei Photonen oder zwei b-Quarks eine entscheidende Rolle spielen. Sollte die Higgsmasse über der doppelten Masse eines W- oder Z-Bosons liegen, dominiert der Zerfall in zwei Teilchen dieser Art (sollte die Masse kurz unterhalb zweier Z-Bosonen liegen, wird ein virtuelles Z erzeugt).

Die verschiedenen Zerfallskanäle stellen verschiedene Ansprüche sowohl an den Detektor als auch an die Analyse der Daten. So ist der Nachweis des Higgsteilchens durch seinen Zerfall in zwei b-Quarks ohne ein effizientes b-Tagging in der Analyse nicht möglich. Auf die assoziierte Produktion des Higgsteilchens, seine Abstrahlung von einem W-Boson (siehe Abb. 2.1 (d)) und seinen anschließenden Zerfall in zwei b-Quarks wird in Abschnitt 5.2 genauer eingegangen.

2.3 Die Physik der B-Mesonen bei ATLAS

Ein Forschungsgebiet im ATLAS-Experiment wird die Physik der B-Mesonen sein. Dank der hohen Luminosität des LHC ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) sowie der Schwerpunktsenergie von 14 TeV ist die Produktionsrate von B-Mesonen höher als bei älteren Maschinen (ungefähr ein b-Quark-Paar in 100 Proton-Proton-Kollisionen). Daher können bei ATLAS bereits gemessene Ergebnisse präzisiert und weitere Vorhersagen des Standardmodells für die Physik der B-Mesonen überprüft werden. Voraussetzung hierfür ist ein effizientes b-Tagging in der Analyse der gemessenen Daten.

Ein Gebiet der B-Physik bei ATLAS beschäftigt sich mit der CP-Verletzung im B^0 -System. Das B^0 ist ein neutrales Meson, das ein b-Quark enthält. Die Masseneigenzustände der Quarks sind keine Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. In der schwachen Wechselwirkung tritt eine Quarkmischung als Eigenzustand auf,

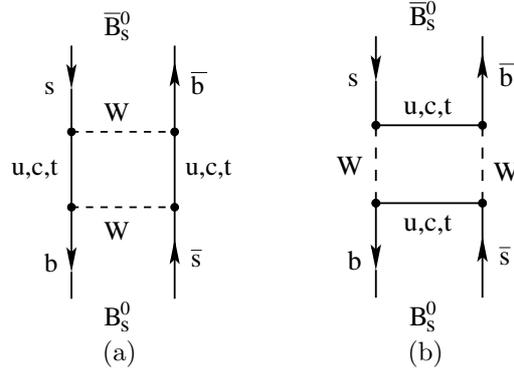


Abbildung 2.2: Die Feynman-Graphen der B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation.

die durch die sogenannte CKM-Matrix¹ beschrieben wird. Bei der CKM-Matrix handelt es sich um eine unitäre Matrix. Die Unitaritätsbedingung der CKM-Matrix führt zu neun Gleichungen, die die einzelnen Matrixelemente miteinander verknüpfen. Die Gleichungen lassen sich in der komplexen Ebene als Dreiecke darstellen (Unitaritätsdreiecke). Der Winkel α im Unitaritätsdreieck, der aus der Beziehung

$$V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0$$

folgt, liegt gegenüber der Seite $V_{cb}^*V_{cd}$. Der Winkel β liegt gegenüber der Seite $V_{ub}^*V_{ud}$. Der letzte fehlende Winkel wird mit γ bezeichnet. Ohne CP-Verletzung würde dieses Dreieck zu einer Linie zusammenfallen, da alle Einträge der Matrix reell wären. Daher kann eine Bestimmung der Größe der CP-Verletzung z.B. durch die Bestimmung des Winkels β vollzogen werden.

Zur experimentellen Bestimmung der CP-Verletzung führt man Messungen der Asymmetrie $A(t)$ in den Zerfallsraten von B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen durch. Hier führt eine CP-Verletzung zu einem unterschiedlichen Verhalten bei Zerfällen von Teilchen und Antiteilchen. Die Asymmetrie $A(t)$ ist in [5] wie folgt definiert:

$$A(t) = \frac{N(\bar{B}^0 \rightarrow f) - N(B^0 \rightarrow f)}{N(\bar{B}^0 \rightarrow f) + N(B^0 \rightarrow f)} = a \cos(\Delta m t) + b \sin(\Delta m t) \quad (2.1)$$

wobei $N(B^0 \rightarrow f)$ die Zerfallsrate des B^0 in den Endzustand f bezeichnet. Die Amplitude a gibt die Größe der direkten und b die Größe der indirekten CP-Verletzung an. Die Größe Δm bezeichnet den Massenunterschied von B^0 und \bar{B}^0 . Die Zeitabhängigkeit in der Gleichung stammt aus der Flavour-Oszillation der beiden Teilchen, auf die weiter unten eingegangen wird.

In der Vereinfachung, dass nur indirekte CP-Verletzung auftritt, gilt:

$$A(t) = b \sin(\Delta m t). \quad (2.2)$$

Die Asymmetrie der Zerfälle zur Bestimmung der CP-Verletzung wird bei ATLAS im Zerfall $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ (B_d^0 bezeichnet ein B-Meson aus einem b- und einem d-Quark) untersucht. Hier ergibt sich die Asymmetrie zu:

¹benannt nach den Physikern **C**abbibo, **K**obayashi und **M**askawa

$$A(t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta m t). \quad (2.3)$$

Dieser Zerfall und damit auch der Winkel β ist bereits schon in früheren Experimenten (wie z.B. BaBar am SLAC, Stanford Linear Accelerator Center, Kalifornien, USA) vermessen worden. Bei ATLAS erhofft man sich aufgrund höherer Statistik eine Verbesserung der Genauigkeit dieses Wertes.

Neben der CP-Verletzung im B_d^0 -Zerfall soll ATLAS ebenfalls die CP-Verletzung im B_s^0 -Zerfall (B-Meson aus einem b- und einem s-Quark) messen. Das Standardmodell sagt hier einen wesentlich kleineren Wert voraus. Hier wird analog der Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi\Phi$ betrachtet.

Wie im oberen Abschnitt schon angedeutet, treten wie im K^0 -System im B_s^0 -System Flavour-Oszillationen auf. Dies bedeutet, dass sich ein anfängliches B_s^0 - in ein \bar{B}_s^0 -Meson umwandelt und umgekehrt. Diese Oszillationen können als sogenannte Boxdiagramme dargestellt werden (siehe Abb. 2.2). Bei ATLAS soll die Periodendauer dieser Oszillation der B_s^0 -Mesonen vermessen werden, die im wesentlichen proportional zur Massendifferenz Δm_s der beiden Teilchenarten ist. Während die Massendifferenz der B_d^0 gut vermessen wurde, ist die Massendifferenz Δm_s bisher nicht direkt vermessen worden, da frühere Experimente aufgrund ihrer niedrigeren Schwerpunktsenergie nicht in der Lage waren, B_s^0 -Teilchen in genügender Zahl herzustellen. Daher kann zur Zeit nur eine experimentelle Obergrenze von $\Delta m_s > 10,6 \cdot 10^{12} \hbar s^{-1}$ [6] angegeben werden.

Ein weiterer Punkt der ATLAS-B-Physik wird die Suche nach seltenen B-Zerfällen sein. Auf Zerfälle der Art $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- (X)$ kann aufgrund der auftretenden Leptonen getriggert werden. Diese seltenen B-Zerfälle sollen Hinweise auf neue Physik liefern. Hier wäre zum Beispiel die Suche nach flavour-ändernden neutralen Ströme in der schwachen Wechselwirkung zu nennen.

Kapitel 3

Der ATLAS-Detektor

Den schematischen Aufbau des ATLAS-Detektors zeigt Abb. 3.1. Der ATLAS-Detektor besteht im wesentlichen aus dem inneren Detektor, dem elektromagnetischen Kalorimeter, den Hadronkalorimetern und dem Myonspektrometer.

Im folgenden wird der Aufbau des ATLAS-Detektors, wie er im ATLAS - Technical Design Report (TDR) [4] beschrieben wird, erklärt. Hierzu werden die verschiedenen Detektorkomponenten erläutert und die dazu gehörigen physikalischen Messprinzipien verdeutlicht. Besonderer Wert wird auf den Pixeldetektor gelegt, da sich die vorliegende Arbeit unter anderem mit den Eigenschaften des Pixeldetektors und deren Auswirkungen auf b-Tagging-Effizienzen beschäftigt. Daher wird im letzten Abschnitt detaillierter auf die Module des Pixeldetektors eingegangen.

3.1 Der innere Detektor

Der innere Detektor besteht aus drei verschiedenen Komponenten, dem Pixel-, dem Streifen- und dem Übergangsstrahlungsdetektor. Zur Bestimmung des Impulses der Teilchen wird im inneren Detektor ein Magnetfeld von 2 T parallel zur Strahlachse angelegt. Die Spur- und Vertexrekonstruktion (mit Hilfe des Magnetfeldes, das die Impulsmessung ermöglicht) ist die Hauptaufgabe dieser drei Detektorteile. Hierfür ist vor allem die präzise Messung der Raumpunkte möglicher Teilchenspuren notwendig. Zudem müssen der Pixel- und der Streifendetektor aufgrund hoher Spurdichten ein gutes Auflösungsvermögen besitzen, um dicht beieinander liegende Teilchenspuren voneinander trennen zu können. Wie im folgenden beschrieben wird, ist der innere Detektor in der Lage, im Zentralbereich bis zu sieben präzise Raumpunkte (aus dem Pixel- und dem Streifendetektor) und im Mittel 36 Raumpunkte aus dem Übergangsstrahlungsdetektor für die Vertex- und Spurrekonstruktion zu liefern.

3.1.1 Der Pixeldetektor

Der Aufbau dieses Detektors ist in Abb. 3.3 gezeigt. Er besteht aus drei parallel zur Strahlrichtung angeordneten zylinderförmigen Lagen, sowie jeweils drei kreisförmigen Scheiben an beiden Enden. Die innerste Lage (oder auch B-Lage) befindet sich bei einem Radius von 5,05 cm. Die zweite Lage besitzt einen Radius von 8,85 cm,

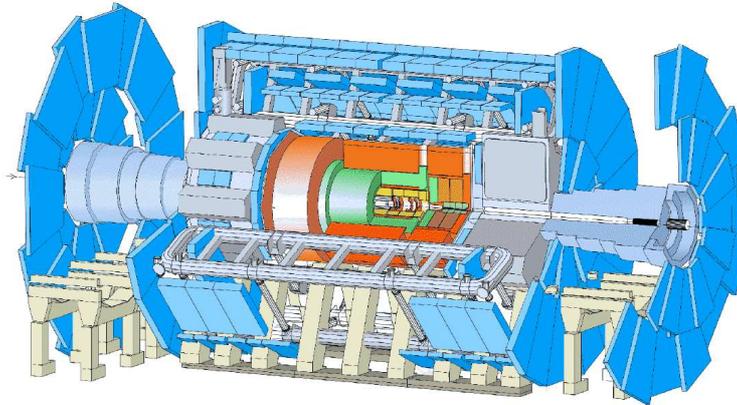


Abbildung 3.1: Eine schematische Skizze des ATLAS-Detektors [4]. Der Detektor wird eine Länge von 22 m und eine Breite von 44 m erreichen.

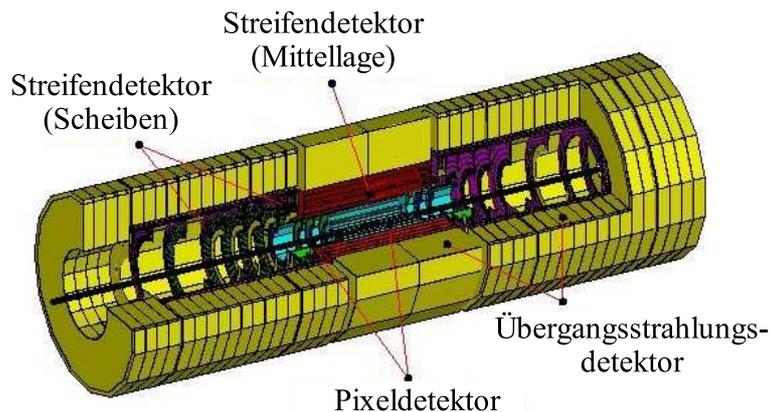


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des inneren Detektors von ATLAS [7].

während die äußerste Lage einen Radius von 12,25 cm hat. Die Radien der Lagen haben sich seit der ursprünglichen Planung des TDR geändert [8].

Der Pixeldetektor ist aus einheitlichen Modulen aufgebaut. Sie bestehen aus Halbleitersensoren, deren Elektroden (jeweils eine Elektrode bei jedem Sensor) in 46080 Pixel segmentiert sind (siehe auch Abschnitt 3.4). Diese Module werden auf sogenannten Staves plaziert. Ein Stave ist ein Streifen aus Kohlenstofffaser, auf dem jeweils 13 Module hintereinander montiert werden. Diese Staves werden parallel zur Strahlachse in den Detektorlagen angeordnet. Die innerste Lage wird mit 22 Staves bestückt. Die zweite Lage enthält, da diese einen größeren Radius besitzt, 40 Staves und die dritte Lage schließlich 56. Die einzelnen Staves werden hierbei um einen Winkel von 20° , in Bezug auf den Radius der Lagen, verkippt angebracht.

Der Pixeldetektor umschließt den nominalen primären Vertex in seiner Mitte. Für die spätere Vertex- und Spurrekonstruktion ist es wichtig, zum einen eine möglichst

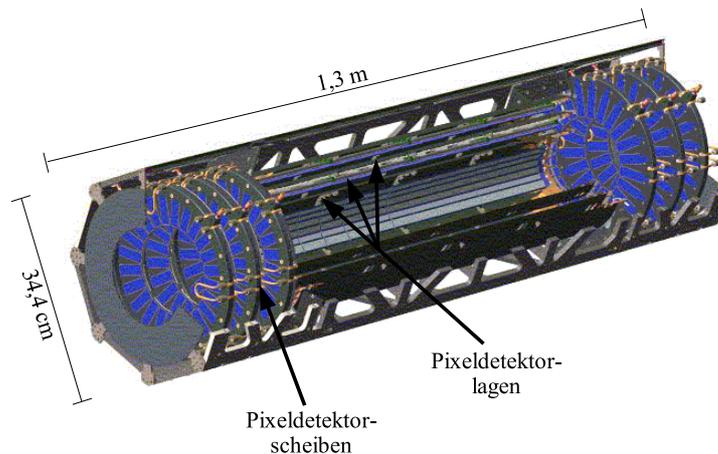


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Pixeldetektors von ATLAS [7].

präzise Messung des Ortes eines Teilchendurchgangs durchzuführen und zum anderen räumlich nahe gelegene Spuren auflösen zu können. Da die Pixeldetektorlagen dicht am Kollisionsspunkt liegen, ist die Teilchendichte der durch die Lagen laufenden Teilchen hier am größten. Aus diesem Grund wird in diesem Detektorteil die feinste Segmentierung angebracht. Daher besitzen die Pixel der Pixeldetektormodule eine Größe von $400\ \mu\text{m}$ in Längsrichtung und $50\ \mu\text{m}$ in der Breite. Die erreichbare Ortsauflösung beträgt im Mittel $12\ \mu\text{m}$ in der r - ϕ -Ebene und $66\ \mu\text{m}$ in der z -Richtung (zur genauen Definition des ATLAS-Koordinatensystem siehe auch Abschnitt 4.3.1). Die Funktionsweise und der genaue Aufbau der Module werden in Abschnitt 3.4 beschrieben.

3.1.2 Der Streifendetektor(SCT)

Beim SCT (SemiConductor Tracker) handelt es sich ebenfalls um einen Halbleiterdetektor, der ähnlich dem Pixeldetektor aufgebaut ist. Er besteht aus vier zylinderförmigen Lagen und jeweils neun kreisförmigen Scheiben an den Aussenseiten. Der Unterschied zum Pixeldetektor liegt darin, dass der SCT eine größere Segmentierung aufweist (siehe auch Abb. 3.9). Statt in Pixel werden die sensitiven Bereiche in Streifen mit einer Länge von $12,8\ \text{cm}$ und einer Breite von $80\ \mu\text{m}$ aufgeteilt. Um die räumliche Auflösung der Streifen in Längsrichtung zu ermöglichen, besteht eine Detektorlage aus zwei Lagen von Streifendetektoren, die derart aufeinander montiert werden, dass die Streifen einen Winkel von $40\ \text{mrad}$ zueinander bilden. Durch diesen Winkel erhält man in der Kombination zweier Lagen einen räumlichen Punkt mit einer Genauigkeit von $16\ \mu\text{m}$ in r - ϕ -Richtung und $580\ \mu\text{m}$ in Z -Richtung. Im Zentralbereich des SCTs liefert dieser Detektor bis zu vier präzise Raumpunkte für die Rekonstruktion von Teilchenspuren.

3.1.3 Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT)

Der TRT (Transition Radiation Tracker) ist der äußerste Teil des inneren Detektors (siehe auch Abb. 3.2). Er besteht aus Röhren mit einem Durchmesser von $4\ \text{mm}$, die

mit Xenon Gas befüllt werden. In der Mitte der Röhre befindet sich ein gespannter Draht. Zwischen dem Mantel der Röhre und dem Draht wird eine Spannung angelegt, die ein elektrisches Feld von mehreren kV/cm erzeugt. Zwischen den Röhren befinden sich Folien aus Polypropylen. Die Röhren sind in 73 Lagen in einem Bereich von $|\eta| \leq 0.5$ ¹ parallel zur Strahlachse angebracht. An diesen Mittelbereich schließen sich 14 Kreisringe an. Diese Kreisringe besitzen einen inneren Radius von 64 cm und einem äußeren Radius von 103 cm. Hinzu kommen noch jeweils vier weitere Kreisscheiben mit einem inneren Radius von 48 cm und demselben äußeren Radius. In den Kreisringen befinden sich, radial bezüglich der Strahlachse ausgerichtete Röhren, die wiederum in Polypropylen eingebettet sind. Die Kreisringe decken die Bereiche von $0.5 \leq |\eta| \leq 2.5$ ab. Insgesamt besteht der TRT aus 420 000 Röhren.

Das Messprinzip des TRT beruht auf der Übergangsstrahlung. Übergangsstrahlung entsteht, wenn sich ein geladenes Teilchen auf eine Grenzfläche zweier Materialien zubewegt und eine Spiegelladung im Material influenziert. Das Teilchen bildet mit seiner Spiegelladung einen elektrischen Dipol. Die Stärke des Dipols ändert sich mit der Geschwindigkeit des Teilchens und sinkt auf Null, wenn das Teilchen die Grenzfläche erreicht hat. Die zeitliche Veränderung der Dipolfeldstärke verursacht die Abstrahlung von Photonen (meist im Röntgenbereich). Diese Strahlung wird Übergangsstrahlung genannt.

Um die Zahl der Photonen zu erhöhen, werden Folien in den Detektor gebaut, um die Zahl der Materialübergänge zu erhöhen. Treten die entstandenen Photonen in die TRT-Röhren ein, erzeugen sie durch die Wechselwirkung mit dem Gas (Paarbildung, Comptoneffekt oder auch Photoeffekt) Ladungsträger, die zum Draht hin beschleunigt werden. Nahe dem Draht erhalten die Ladungsträger Energien, die ausreichen um andere Elektronen aus den Gasatomen zu lösen und so eine Lawine von freien Ladungsträgern zu erzeugen. Diese Lawine wird als Ladungsimpuls am Draht gemessen.

Die Information eines Treffers in einer solchen Röhre entspricht einer zwei-dimensionalen Ortsinformation in $r-\phi$. Eine Ermittlung der dritten Raumdimension kann anhand der Messung der Signallaufzeit vorgenommen werden. Hierbei wird der Zeitpunkt des ankommenden Signals auf beiden Seiten der Röhre verglichen und die Differenz gibt Aufschluß über den Ausgangsort des Signals. Dies erfordert eine schnelle Auslese des Signals. Der TRT erreicht eine Ortsauflösung von ca. 170 μm in der $r-\phi$ -Ebene.

3.2 Die Kalorimeter

Kalorimeter haben die Aufgabe, die Energien von einfallenden Teilchen zu bestimmen. Durch eine Segmentierung der Kalorimeter erreicht man eine zusätzliche Ortsinformation der Energiedepositionen. Örtliche Häufungen von größeren Energiedepositionen im hadronischen oder im elektromagnetischen Kalorimeter werden Jets genannt.

¹Die Pseudorapidität ist definiert als $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$. θ ist der Polarwinkel bezüglich der Strahlachse.

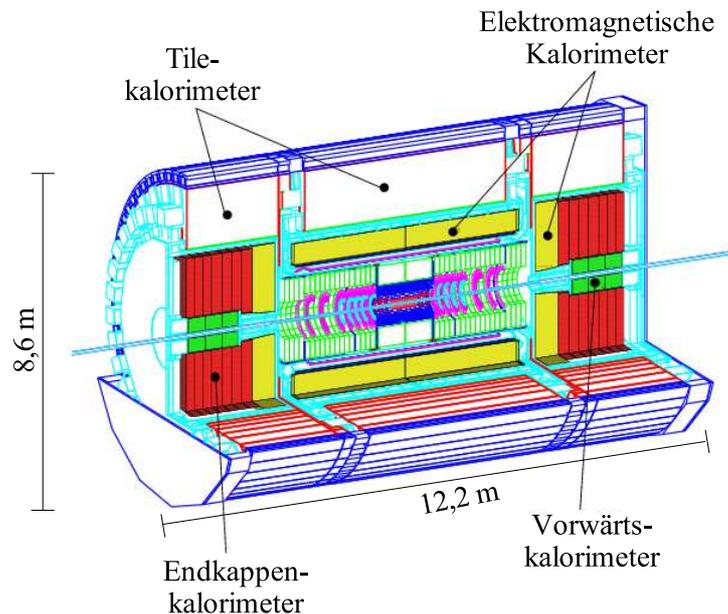


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Kalorimeter [4].

Die Anordnung der Kalorimeter im ATLAS-Detektor ist in Abb. 3.4 gezeigt. Bei allen Kalorimetern des ATLAS-Detektors handelt es sich um sogenannte Sampling-Kalorimeter. Sampling-Kalorimeter bestehen aus zwei, sich abwechselnden Materialschichten. Bei der ersten Schicht handelt es sich um ein Material, in dem das Teilchen, dessen Energie gemessen werden soll, durch Ionisation Sekundärelektronen erzeugt. Dieses Material wird passives Material genannt, da hier keine Energiemessung stattfindet. Die Sekundärelektronen besitzen eine niedrigere Energie und ihre Anzahl ist proportional zur deponierten Energie vom primären Teilchen.

Die zweite Schicht dient dem Nachweis der entstandenen Sekundärelektronen. Da im Material dieser Schicht die Energiemessung stattfindet, nennt man es aktives Material. Auch im aktiven Material deponiert das primäre Teilchen Energie, aber aufgrund der meist geringeren Dichte, wesentlich weniger als im passiven Material.

3.2.1 Das elektromagnetische Kalorimeter

Dieses Kalorimeter dient der Energiemessung und Absorption der Photonen und Elektronen. Es ist in drei Teile unterteilt. Der Bereich von $|\eta| \leq 1,475$ wird von einem zentralen zylinderförmigen Kalorimeter abgedeckt und die Bereiche $1,475 \leq |\eta| \leq 3,2$ von zwei Endkappenkalorimetern. Die Schichten sind in diesem Detektorteil im Zentralbereich parallel (in einer speziellen Akkordeonstruktur) und in den Endkappenkalorimetern radial zur Strahlachse angebracht. Um das Kalorimeter räumlich klein zu halten, wählt man Blei als passives Material (Elektronen besitzen

in Blei eine geringe Strahlungslänge X_0 von 0,56 cm). Als aktives Material wird flüssiges Argon verwendet.

Die Sekundärelektronen erzeugen im flüssigen Argon Elektron-Ion-Paare. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung driften die entstandenen Ladungsträger zur entsprechenden Elektrode. Schon bei der Entstehung der Ladungen finden, durch Influenz, Ladungsverschiebungen auf der Elektrode statt und es kann ein Signal gemessen werden. Die Höhe des Signales hängt zum einen von der Driftgeschwindigkeit und zum anderen von der Anzahl der Ladungen ab.

Die Dicke der Bleischicht ist auf den Nachweis und die Absorption von Elektronen und Photonen optimiert. Hadronen deponieren in diesem Kalorimeter weniger Energie pro Strecke und können, mit einer Absorptionslänge von ungefähr 17 cm in Blei, das Kalorimeter durchqueren. Da die Dicke der Schichten im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter zwischen 24 und 30 Strahlungslängen X_0 eines Elektrons oder Photons beträgt, werden beide Teilchenarten in diesem Kalorimeter nahezu komplett absorbiert. Typische elektromagnetische Schauer (Energiedepositionen von Teilchen, die vom primären Teilchen erzeugt wurden oder vom primären Teilchen selbst) haben im Vergleich zu hadronischen Schauern eine geringere Schauertiefe (d.h. Teilchen geben ihre Energie schneller ab und legen daher geringere Strecken im Kalorimeter zurück).

3.2.2 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter umgibt das elektromagnetische Kalorimeter und hat die Aufgabe, vornehmlich Hadronen zu absorbieren und zu vermessen. Elektronen und Photonen, die aus dem inneren Detektor stammen, sind bereits im elektromagnetischen Kalorimeter nahezu komplett absorbiert worden und es gelangen nur sehr wenige in diesen Teil des Detektors. Signaturen von elektromagnetischen Energiedepositionen (geringere Schauertiefe) stammen meist von Elektronen oder Photonen, die in einer Hadronwechselwirkung entstanden sind.

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen (Ortauflösung, Strahlenbelastung usw.) an das Kalorimeter in den unterschiedlichen Bereichen von η ist es in drei Typen geteilt:

- **Das Tile-Kalorimeter:**

Diese Detektorkomponente deckt den Bereich ab, in dem Teilchen in einem Winkel größer als 25° zur Strahlachse emittiert werden. Auch hier wechseln sich Schichten aktiven und passiven Materials ab. Als passives Material wählt man Eisen. Zum Nachweis der im Eisen entstandenen Teilchen wird ein szintillierendes Material benutzt. Dies bedeutet, dass Teilchen, die in den Szintillator gelangen, teilweise ihre Energie an die Atome abgeben und diese damit anregen. Fällt das Atom wieder in seinen Grundzustand, emittiert es die Differenzenergie in Form eines niederenergetischen Photons. Diese Photonen werden dann von Photoelektronenvervielfachern (Photomultipliern) registriert, verstärkt und in ein Signal umgeformt. Dieses Signal ist proportional

zur Photonenintensität und damit auch proportional zur deponierten Energie im betrachteten Segment des Kalorimeters.

- **Das hadronische Endkappenkalorimeter:**

Durch die Anordnung im Detektor (siehe Abb. 3.4) wird dieses Kalorimeter von Teilchen, die einen Winkel zwischen 5° und 25° mit der Strahlachse einschließen, getroffen. Dementsprechend werden in diesem Kalorimeter höhere Teilchenintensitäten, im Vergleich zum Zentralbereich des Detektors, auftreten. Dadurch ist der Einsatz von Szintillatoren (wie im Tile-Kalorimeter) nicht möglich, da diese Materialien nicht strahlungshart genug sind. Aus diesem Grund verwendet man flüssiges Argon als aktives Material. Zwischen den aktiven Schichten zur Messung der Energie befinden sich Kupferplatten, in denen die Hadronen durch Wechselwirkung Energie abgeben.

- **Das Vorwärtskalorimeter:**

Dieses Kalorimeter befindet sich dicht an der Strahlachse und ist damit einer sehr hohen Teilchendichte bzw. Strahlungsbelastung ausgesetzt. Der Aufbau besteht im wesentlichen aus einer Kupfer- bzw Wolframmatrix, d.h. einem Kupferblock in den regelmäßig Röhren parallel zur Strahlachse gebohrt sind. In diesen Röhren befinden sich, auf positive Hochspannung gesetzte Kupferstäbe. Zwischen Stab und Röhrenmantel besteht ein Abstand von $250 \mu\text{m}$ bzw. $500 \mu\text{m}$ (es existieren beide Varianten), der mit flüssigem Argon gefüllt ist. Der Kupfer- oder Wolframblock wird geerdet. Durchquerende Teilchen erzeugen Ladungsträger die zur entsprechenden Elektrode driften. Ein Signal erhält man durch die Influenz von Ladung auf der Elektrode.

3.3 Das Myonspektrometer

Die Myonkammern befinden sich, wie Abb. 3.1 zeigt, im äußersten Teil des ATLAS-Detektors. Teilchen, die bis hierher nicht absorbiert wurden und deren Teilchenbahn zum primären Vertex zeigen, sind Kandidaten für Myonen. Myonen treten mit anderen Teilchen nur über die elektromagnetische und schwache Kraft in Wechselwirkung. Daher werden sie nicht so schnell absorbiert wie Hadronen (die insbesondere der starken Wechselwirkung unterliegen). Durch ihre im Vergleich zum Elektron 200 mal größere Masse spielen Effekte wie Bremsstrahlung eine kleinere Rolle, so dass Myonen auch einen sehr viel geringeren Energieverlust pro Strecke als Elektronen besitzen. Aus diesem Grund sind sie als einzige geladene Teilchen in der Lage, den Detektor vom primären Vertex bis zu den Myonkammern zu durchqueren.

Die Myonkammern sollen neben der Identifikation von Myonen auch deren Impuls messen. Daher sorgen supraleitende Toroidmagnete, die eine Feldstärke von 2 T erzeugen, für eine Krümmung der Myonbahnen in der r-z-Ebene. Aus dieser Krümmung kann der Impuls der Teilchen berechnet werden.

Zum Nachweis von Myonen werden vier verschiedene Detektorarten verwendet.

- **Monitored Drift Tubes (MDT):**

Hierbei handelt es sich um ein Proportionalzählrohr mit einem Durchmesser

von 30 mm. In diesen Röhren befindet sich ein Draht von 50 μm Durchmesser. Die Röhren sind gefüllt mit einem Gasgemisch aus 93% Ar und 7% CO_2 . Zwischen Draht und Röhrenwand wird eine Spannung angelegt. Daher erfährt ein durch Ionisierung gelöstes Elektron eine Beschleunigung zum Draht und erzeugt durch die eintretende Lawinenbildung ein Signal. Dieser Detektorteil dient der Orts- und Impulsmessung der Myonen.

- **Cathode Strip Chambers (CSC):**

Die CSC ist eine Vieldrahtproportionalkammer. Der Zwischenraum zwischen den Drähten wird mit einem Gasgemisch aus 30% Ar, 50% CO_2 und 20% CF_4 gefüllt. Ein durchquerendes Teilchen erzeugt, nach demselben physikalischen Prinzip wie in den MDTs, ein Signal. Die CSC wird nahe der Strahlachse eingesetzt, d.h. die CSC wird im Vergleich zum MDT einer höheren Teilchendichte ausgesetzt. Die Vieldrahtproportionalkammer muss daher eine feinere Aufteilung der Drähte aufweisen.

- **Resistive Plate Chambers (RPC):**

In RPCs wird $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ -Gas zwischen zwei Bakelit-Platten gebracht. An die beiden Platten wird eine elektrische Spannung angelegt, die ein elektrisches Feld von einigen kV/mm erzeugt. Myonen ionisieren beim Durchqueren des Gases die Atome und erzeugen Ladungsträger, die im elektrischen Feld abgesaugt werden. Sofort beim Beginn der Drift der Ladungsträger wird durch Influenz ein Signal auf den Bakelit-Platten gemessen. Diese Myondetektor verfügt über eine schnelle Signalauslese. Aus diesem Grund wird die RPC als Auslöser (Trigger) für die Datenspeicherung verwendet (wenn man Ereignisse verlangt, in denen ein oder mehrere Myonen in den Wechselwirkungen am primären Vertex entstanden sind).

- **Thin Gap Chambers (TGC):**

Die Architektur der TGCs ist ähnlich den CSCs mit dem Unterschied, dass hier der Abstand der Anodendrähte zueinander größer als der Abstand Anode-Kathode gewählt wurde. Durch den kürzeren Abstand zwischen Anode und Kathode werden die Driftzeiten der Elektronen ebenfalls kürzer. Dadurch wird ein zeitlich schnelleres Ansprechen der TGCs ermöglicht, das wichtig ist, um diesen Detektor, wie die RPCs, als Trigger einzusetzen.

3.4 Das Messprinzip der Pixeldetektormodule

Der schematische Querschnitt eines Pixeldetektormoduls ist in Abb. 3.5 skizziert. Der Sensorbereich besteht aus einem Halbleiterdetektor, dessen Aufbau im nächsten Abschnitt erklärt wird. Ausgelesen werden die Pixel des Sensors über sogenannte Front-End-Chips. Diese steuert wiederum der MCC (Module Control Chip), der im Auslesetakt von 40 MHz die Daten aus den Front-End-Chips, bei entsprechendem Triggersignal, anfordert und weitergibt. Dies ist auch die Frequenz, mit der die Protonenkollisionen am LHC stattfinden. Der Pixeldetektor liefert beim Durchtritt

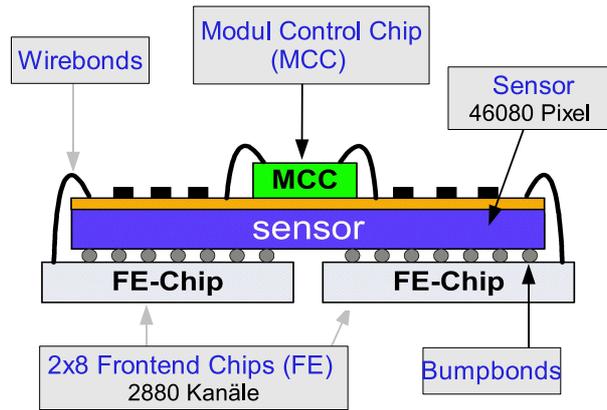


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung vom Aufbau eines Modules [9].

eines Teilchens die Information, welcher Pixel getroffen wurde (Ortsinformation) und die Time-over-Threshold (ToT, siehe auch Abschnitt 3.4.3), d.h. eine Information, die proportional zur im Pixel deponierten Ladung ist.

3.4.1 Halbleiterdetektoren

Halbleiter sind Materialien, deren Bandstruktur der Energieniveaus eine Bandlücke aufweist. Dies bedeutet, dass ein Halbleiter im Grundzustand ein Isolator ist. Erst wenn Elektronen genügend Energie besitzen, um die Bandlücke zu überqueren und ins Leitungsband zu springen, existieren im Halbleiter freie Ladungsträger. Daraus folgt, dass Halbleiter erst ab einer gewissen Spannung, die temperaturabhängig ist, elektrisch leitend werden. Die elektrische Leitfähigkeit von Halbleitermaterialien lässt sich mit Hilfe von Dotierungen manipulieren.

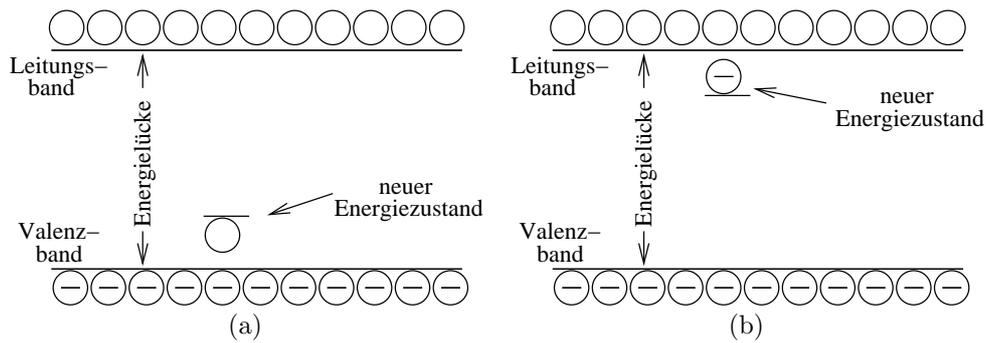


Abbildung 3.6: Erzeugen von neuen Energiezuständen in der Bandlücke durch (a) n-Dotierung und (b) p-Dotierung.

Bei einem dotierten Halbleiter handelt es sich um einen Kristall in den extra Fehlstellen, d.h. Fremdatome, eingebaut wurden. Diese Fremdatome werden in ihren Eigenschaften so gewählt, dass sie entweder in der äußersten Schale ein Elektron mehr (p-Dotierung) oder ein Elektron weniger besitzen (n-Dotierung). Daher ist, bei der p-Dotierung, ein Elektron des Fremdatomes im Kristallverband im Vergleich zu den anderen schwächer gebunden. Im Bändermodell wird hierdurch ein zusätzlicher Zu-

stand kurz unterhalb des Leitungsbandes gebildet. Die Elektronen, die sich in diesem Zustand befinden, müssen nur eine wesentlich geringere Energielücke überwinden, um ins Leitungsband zu gelangen und zu einem Ladungstransport beizutragen. Bei n-Dotierung wird ein zusätzlicher Zustand kurz oberhalb des Valenzbandes gebildet. Dies bedeutet, dass durch den Einbau dieser Fremdatome Elektronen aus dem Valenzband in diese neuen Zustände springen können und auf diese Weise „Löcher“ im Valenzband entstehen. Springen Nachbarlektronen in diese Löcher, entspricht dies einem Ladungstransport („Löcherleitung“). Abb. 3.6 skizziert die Lage der zusätzlichen Energieniveaus zwischen Valenz- und Leitungsband.

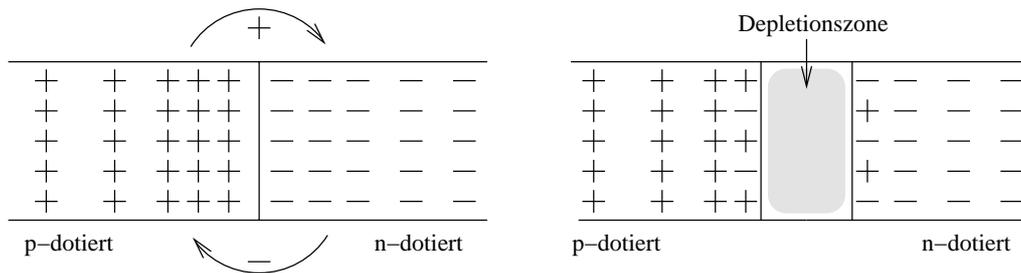


Abbildung 3.7: Ladungsdiffusion an der Grenzschicht zwischen p- und n-dotiertem Halbleiter.

In einem Übergangsbereich von einem p- in einen n-dotierten Halbleiter, werden die leicht gebundenen negativen Ladungsträger aus dem p-dotierten Bereich in den n-dotierten Bereich diffundieren und besetzen dort die Löcher oder die zusätzlichen Zustände kurz oberhalb des Valenzbandes. Es entsteht im n-dotierten Grenzbereich, wie Abb. 3.7 zeigt, eine positive Raumladung und im Gegensatz dazu eine negative Raumladung an der Grenzfläche des p-dotierten Materials. Die entstehende Potentialdifferenz verhindert, dass weitere Ladungsträger auf die „Löcherseite“ diffundieren (oder Löcher auf die „Ladungsseite“). Es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Da in den Randgebieten alle Ladungsträger gebunden sind, existieren hier keine freien Ladungsträger. Daher nennt man diese Zone auch Verarmungs- oder Depletionszone. Der Sensorbereich der Pixelmodule besteht im Prinzip aus einer Diode, also aus einem Übergang von einem p-dotierten zu einem n-dotierten Material. Wird der Sensor in Sperrichtung betrieben, d.h. legt man eine negative Spannung an den p-dotierten und eine positive Spannung an den n-dotierten Bereich an, so werden die überschüssigen positiven Ladungen bzw. die überschüssigen Löcher abgesaugt und die Depletionszone verbreitert sich. Die angelegte Spannung bei ATLAS beträgt zu Anfang 150 V (dies liegt über der Depletionsspannung) und kann im Laufe des Betriebs des Detektors bis auf 600 V erhöht werden, um den Auswirkungen von Strahlenschäden entgegen zu wirken, indem die Breite der Depletionszone über die gesamte geplante Laufzeit (10 Jahre) aufrecht erhalten wird.

Durchquert ein Teilchen diese Verarmungszone, so gibt es durch Stöße (Energieabgabe entsprechend der Bethe-Bloch-Formel) mit den Elektronen in diesem Halbleiter Energie ab. Reicht diese Energie aus, ein Elektron aus dem Atomverband heraus zu lösen, so erzeugt das Teilchen Ladungsträger in der Depletionszone (Elektron-Loch-Paare). Diese werden aber durch die anliegende elektrische Spannung abgesaugt. Die

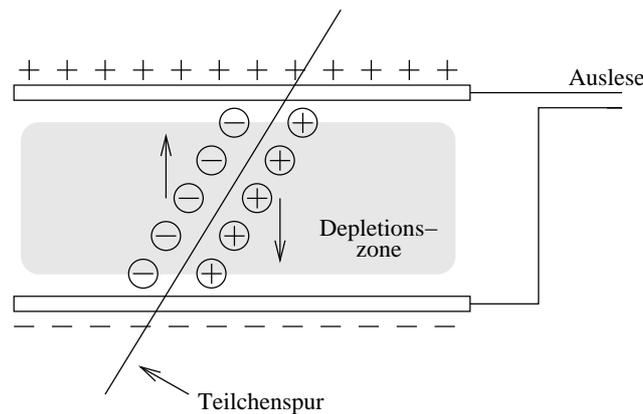


Abbildung 3.8: Entstehung von Ladungsträgern in der Depletionszone durch ionisierende Teilchen.

Elektronen sowie Ionen driften zu den Elektroden und influenzieren dort Ladungen, die wiederum als Signal gemessen werden. Dieses Signal steigt mit der Strecke, die die Ladungssträger driften und erreicht sein Maximum beim Auftreffen der Ladungen auf der Elektrode. Die maximale Driftlänge ergibt sich aus der Dicke der Depletionszone. Die Ausdehnung dieses sensitiven Bereiches beträgt bei ATLAS ca. 200 μm . Die Höhe des Signals ist proportional zur Anzahl entstandener Elektronen und damit proportional zur vom Teilchen in dem Sensor deponierten Energie.

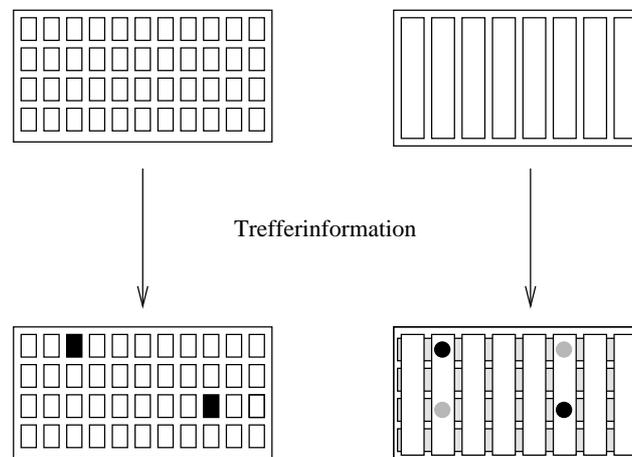


Abbildung 3.9: Segmentierung der Elektrode bei Pixel- und Streifendetektoren.

3.4.2 Die Segmentierung des Pixeldetektors

Die Anode, zu der die Elektronen aus der Depletionszone driften, ist in Segmente, eben die Pixel oder Streifen, unterteilt. Durch die Segmentierung erreicht man eine genaue Ortsauflösung. Den Unterschied in der Ortsmessung durch die unterschiedliche Segmentierung von Pixel- und Streifendetektor verdeutlicht Abb. 3.9. Durch die feine Segmentierung erhält man zusammen mit der Information, aus welcher Lage die Treffermeldung eines Pixels stammt, eine 3D-Ortsinformation. Bei

einem Streifendetektor erhält man die Ortsinformation durch Verwendung von zwei Lagen, die untereinander angebracht sind und einen Winkel größer null zueinander bilden. Bei dieser Technik können allerdings Fehlzuordnungen auftreten, da die schwarzen Treffer in Abb. 3.9(b) nicht von den grauen Treffern zu unterscheiden sind. Diese Doppeldeutigkeiten von Treffern treten beim Pixeldetektor nicht auf. Da die Segmentierung für den Pixeldetektor aufwendiger und damit teurer als für den Streifendetektor ist, setzt man dennoch Streifendetektoren ein. Die Streifendetektoren kommen erst in größerer Entfernung zum Kollisionspunkt zum Einsatz, da die Teilchendichte mit dem Radius des Detektor bezüglich der Strahlachse abnimmt und somit Treffer, die zu Doppeldeutigkeiten führen könnten, seltener werden.

Da die Elektronen, die im Sensor erzeugt wurden, auf dem Weg zur Anode auseinander driften (transversale Diffusion), werden oft mehrere benachbarte Pixel oder Streifen von einem durchgehenden Teilchen angesprochen und es entstehen Doppel- oder Mehrfachtreffer, d.h. benachbarte Pixel gehören beide zu einem Treffer. Bei einem Doppeltreffer muss der Durchtrittsort eines Teilchens durch den Sensor am Rand eines Pixels liegen. Daher führen Doppeltreffer zu einer Verbesserung der Ortsauflösung, so dass dies einer der Effekte ist, weshalb die Ortsauflösung mit $16 \mu\text{m}$ in r - ϕ -Richtung unterhalb der Pixelgröße liegt.

Jeder Pixel im Pixeldetektor ist über einen „Bump-Bond“ leitend mit der Ausleseelektronik in den Front-End-Chips verbunden.

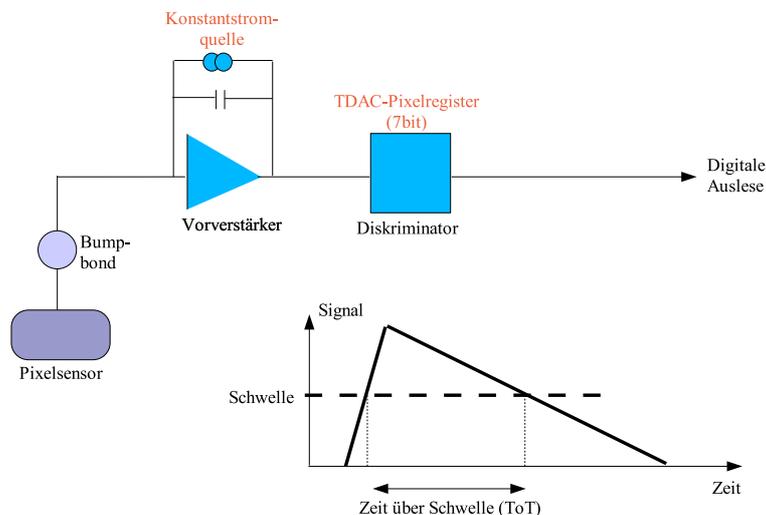


Abbildung 3.10: Vereinfachte Schemaskizze der Ausleseelektronik eines Pixels.

3.4.3 Die Ausleseelektronik

Das Prinzip der Ausleseelektronik eines Pixels ist in Abb. 3.10 vereinfacht skizziert. Das vom Sensorpixel kommende Signal gelangt zuerst zu einem ladungsempfindlichen Verstärker, der ein zur Ladung proportionales Spannungssignal erzeugt, und es lädt einen Kondensator auf. Der Entladestrom für den Kondensator aus einer Konstantstromquelle kann über einen Digital-to-Analog-Converter eingestellt werden, so dass das resultierende Signal hinter dem Verstärker, eine zur Ladung proportionale

Höhe, sowie eine nahezu ladungsunabhängig abfallende Flanke besitzt. Der Zusammenhang zwischen der Steigung der Flanke und der Ladung wird während der Produktion der Module vermessen und als Kalibration der Pixel zur Auswertung der Daten zur Verfügung stehen. Der Kondensator wird mit dem eingestellten Strom kontinuierlich entladen. Tritt das verstärkte Signal über eine am Diskriminator einstellbare Schwelle (TDAC), schaltet der Diskriminator seinen Ausgang auf logisch eins. Da die fallende Flanke lediglich von der Höhe des Spannungspulses abhängig ist (die Steigung aber nicht) enthält die Anzahl der Auslesetakten (40 MHz), in der sich der Diskriminatorausgang auf logisch eins befindet, die Information, wieviel Ladung im Pixel deponiert wurde. Diese Time-over-Threshold (ToT) wird, neben der Pixeladresse und dem Zeitstempel des Treffers, als digitalisierte Information der deponierten Ladung an die Auslese weitergegeben.

Der LHC arbeitet mit einer Taktfrequenz von 40 MHz, d.h. alle 25 ns treffen zwei weitere Protonpakete (Bunches) aufeinander. Um die Daten aus der Ausleseelektronik mit dem richtigen Zeitstempel versehen zu können, müssen alle Signale im gleichen Taktzyklus die Schwelle im Diskriminator überschreiten, d.h. die Signale müssen synchron ankommen. Zwischen Ladungsdeposition im Pixel und Reaktion der Auslese existiert eine Verzögerung, die aber bei allen Pixeln die gleiche Dauer besitzt. Die Anstiegsdauer, bis ein Signal über die Schwelle tritt, ist ebenfalls ladungsabhängig. Dies bedeutet, dass Signale, die einer höheren Ladungsdeposition entsprechen, schneller ansteigen. Steigt ein Signal zu langsam an, so erreicht es die Schwelle nicht im entsprechenden Taktzyklus und wird dem nächsten Taktzyklus zugeordnet.

Daher entsteht effektiv eine Erhöhung der Schwelle, wenn man verlangt, dass das Signal dem richtigen Taktzyklus zugeordnet werden soll. Diese erhöhte Schwelle wird Intime-Schwelle genannt.

Kapitel 4

Simulation und Rekonstruktion mit ATHENA

Mit dem Namen ATHENA [10] wird von der ATLAS-Kollaboration das Hauptprogramm zur Simulation und Rekonstruktion von Ereignissen bezeichnet, das die einzelnen Algorithmen steuert und verbindet. Dieses Hauptprogramm beinhaltet die Programmpakete, in denen die Algorithmen zur Simulation und Rekonstruktion von Ereignissen implementiert sind.

In diesem Kapitel soll ein Überblick gegeben werden, wie die benötigten Daten für die in Kapitel 5 beschriebenen Analysen, berechnet werden. Hierbei wird zuerst auf die Simulation und die Speicherung von Ereignisdaten (Abschnitt 4.1) eingegangen. Unter der Simulation der Ereignisse versteht man die Verwendung von Monte-Carlo-Methoden zur Berechnung des harten Streuprozesses der kollidierenden Protonen und der Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit dem Detektor. Nach der Speicherung stehen diese Daten zur Rekonstruktion zur Verfügung.

Abschnitt 4.2 befasst sich mit dem Einlesen der Ereignisdaten, sowie der Umwandlung der Daten in das für ATHENA passende Format. Es wird das Datenformat für den Pixeldetektor vorgestellt, um danach zu beschreiben, in welcher Weise Ineffizienzenraten des Pixeldetektors (Raten von toten Pixeln) in die Programme von ATHENA eingebaut werden können. Diese Ineffizienzen werden eingebaut, um deren Auswirkungen auf den b-Tagging-Algorithmus zu untersuchen (siehe Kapitel 5).

Zur b-Tagging-Analyse werden die aus den simulierten Daten rekonstruierten Teilchenspuren, die Jets und der primäre Vertex benötigt. Diese Rekonstruktionen müssen daher vor Beginn des b-Taggings stattfinden. Gerade die Ergebnisse der Spurrekonstruktion (Abschnitt 4.3) bilden die Grundlage des b-Taggings. Daher wird der später verwendete Spurrekonstruktionsalgorithmus xKalman ausführlicher dargestellt. Die Abschnitte 4.4 und 4.5 zeigen das Prinzip der primären Vertex- und Jetrekonstruktion auf.

4.1 Die Simulation und Speicherung der Daten

Zur Entwicklung und zum Test der verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen greift man auf simulierte Daten zurück. Zur Erstellung der Daten wird der harte Streu-

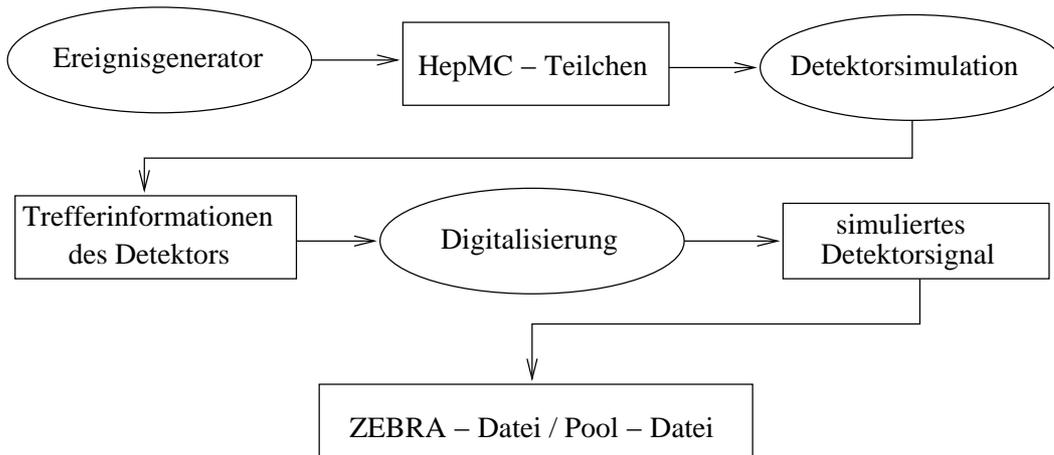


Abbildung 4.1: Simulationsschritte zur Herstellung einer zur Rekonstruktion geeigneten Daten-Datei.

prozess der Quarks in den Protonen, die anschließende Aufspaltung in verschiedene Teilchen und deren Wechselwirkung mit dem Detektor berechnet. Die Simulationen sind sehr rechenintensiv. Daher werden die Erstellung der simulierten Daten und die Rekonstruktionsschritte getrennt durchgeführt. Um die Computerressourcen effektiv zu nutzen, müssen die Simulationsberechnungen global organisiert werden, d.h. es werden verschiedene benötigte Zerfallskanäle simuliert und anschließend zentral, d.h. für jeden zugänglich, gespeichert. Dies hat man bereits in der Vergangenheit mit bestimmten Detektorversionen und verschiedenen Zerfallskanälen getan. Die Ergebnisse, d.h. die ermittelten Daten, die zu einer bestimmten Detektorversion gehören und dieselben physikalischen Effekte bei der Simulation berücksichtigen, fasst man in einer sogenannten „Data-Challenge“ zusammen.

Die erste Data-Challenge (DC0) wurde im Jahr 2001 durchgeführt und hatte die Aufgabe, die Software zu testen und physikalische Analysen durchzuführen. Bei den späteren Simulationen nahm man weitere physikalische Effekte wie Pile-Up (Anhäufung mehrerer Kollisionen in einem Ereignis) hinzu und erhöhte neben der Komplexität (d.h. Zahl der berücksichtigten physikalischen Effekte) auch die Gesamtzahl der simulierten Ereignisse. Während für die DC0 eine Ereignismenge von 10^5 Ereignissen simuliert wurde, waren es bereits 10^7 Ereignisse in der DC1 und es sollen 10^8 Ereignisse in der DC2 werden. Für genauere Informationen über die DC1 sei an dieser Stelle auf [11] verwiesen.

Die Informationen über die Datensätze sind in den Datenbanken AMI (ATLAS Metadata Interface) und Magda (Manager for Grid-based Data) gespeichert. In diesen Datenbanken sind Informationen über die Art sowie die Anzahl der simulierten Ereignisse, die zur Simulation verwendeten physikalische Parameter (z.B. angenommene Higgsmasse) und angenommenes Detektordesign enthalten. Gespeichert werden die Datensätze in verschiedenen Datenmassenspeichern z.B. am CERN (Castor) oder am Computerzentrum CPPM in Marseilles.

Abbildung 4.1 skizziert die Simulationsschritte, die zur Erstellung eines Datenpaketes durchlaufen werden. Der erste Schritt besteht aus der Simulation des harten

Streuprozesses der Quarks in den beiden Protonen, die im Mittelpunkt des ATLAS-Detektors kollidieren. Diese Rechenschritte werden von Ereignisgeneratoren wie z.B. dem Programmpaket Pythia durchgeführt. Die Ereignisgeneratoren berechnen auch die Hadronisierung, die stattfindet, bevor die Partonen (Elementarteilchen aus dem primären Vertex) aus dem harten Streuprozess die erste Lage des Pixeldetektors erreichen. Diese simulierten Teilchen werden in dem Datenformat HepMC [12] gespeichert. Die in Pythia verwendeten Parameter für die verschiedenen Zerfallskanäle, sowie für verschiedene physikalischen Modelle sind in [11] aufgelistet. Ein Beispiel für die definierten physikalischen Parameter in Pythia ist die gaussförmige Verschmierung des primären Vertex ($\sigma_x = \sigma_y = 15 \mu m$, $\sigma_z = 5,6 cm$).

Die Detektorsimulation, d.h. die Wechselwirkung der verschiedenen Teilchen mit den unterschiedlichen Detektorkomponenten bzw. dem Material des Detektors, wird mit dem Programmpaket GEANT berechnet. Im Falle der DC1 wurde das Fortran-basierte Programmpaket GEANT3 [13] verwendet, während man für die DC2 auf das C++-basierende GEANT4-Programmpaket umgestiegen ist. Die GEANT3-Programme verwenden die Ergebnisse der Ereignisgeneratoren, sowie Angaben zum Detektoraufbau, um die Trefferinformationen des Detektors zu erzeugen. Diese Trefferinformationen beinhalten die deponierte Energie im betrachteten Detektorelement. Die anschließende Digitalisierung wandelt die Trefferinformationen in ein simuliertes Detektorsignal um. Im Fall des Pixeldetektors werden zum einen Hardwareparameter wie die eingestellte Schwelle im Diskriminator oder mögliche maskierte (ausgeschaltete) Pixel eingerechnet. Zum anderen werden Effekte berücksichtigt, die ein Signal verschlechtern oder auch verfälschen können, wie thermisches Rauschen, fehlerhafte Bump-Bonds oder eine verminderte Effizienz der elektronischen Auslese von Signalen. Eine Auflistung der einstellbaren Parameter ist in [14] zu finden. Als Ergebnis dieser Digitalisierung erhält man ein simuliertes Detektorsignal mit den vorher eingestellten Eigenschaften der entsprechenden Detektorkomponenten. Zusätzlich wird die Information abgespeichert, welcher Effekt zu welchem Treffer geführt hat (ob durch einen Teilchendurchtritt oder einen Störeffekt, wie z.B. elektronisches Rauschen). In der DC1 wurden die Detektorsignale als ZEBRA-Datei abgespeichert.

Die ZEBRA-Dateien werden in den Datenmassenspeichern abgelegt und stehen als Eingabedateien den Rekonstruktionsprogrammen zur Verfügung.

4.2 Das Einlesen der Daten und Datenfluss

In diesem Abschnitt wird aufgezeigt, wie die simulierten Daten in die Rekonstruktion eingelesen und anschließend Datenobjekte erzeugt, gespeichert und bearbeitet werden. Hier werden grundlegende Strukturen von ATHENA vorgestellt.

Daneben findet das Format der Pixeltrefferinformationen besondere Beachtung. Zum Schluß dieses Abschnitts wird aufgezeigt, in welcher Weise Ineffizienzen des Pixeldetektors in die Rekonstruktion eingebaut werden können.

4.2.1 Daten und Algorithmen

In ATHENA wird streng unterschieden, ob es sich bei einer Klasse um eine Daten- oder eine Algorithmenklasse handelt. Die transiente Speicherung von Daten (transiente Daten werden nach Beendigung des Programmes gelöscht), wie z.B. Zwischenergebnisse der Rekonstruktion (einzelne Spuren), fällt in den Aufgabenbereich der Datenklassen, während Algorithmenklassen die Datenobjekte verarbeiten bzw. neue herstellen. Abb. 4.2 skizziert den prinzipiellen Arbeitsablauf in ATHENA. Das Rahmenprogramm reserviert zu Beginn der Rekonstruktion Speicherplatz. Dieser transiente Speicher (TDS, Transient Data Store) wird von einem Serviceprogramm namens StoreGate (SG) verwaltet. Nach der Initialisierung des Speichers werden die einzelnen Algorithmenklassen von ATHENA der Reihe nach aufgerufen. Eine Algorithmenklasse, die gewisse Eingabedaten benötigt, fordert beim SG Datenobjekte vom Typ einer Datenklasse an. Sind solche Datenobjekte im TDS vorhanden, so erhält der Algorithmus diese Datenobjekte und verarbeitet sie. Zur Speicherung des Ergebnisses legt der Algorithmus ein Objekt einer Datenklasse an, füllt das Objekt mit den berechneten Daten und übergibt das Datenobjekt wieder dem SG, damit es im TDS gespeichert wird. Der nächste Algorithmus kann jetzt auf das neue Datenobjekt zugreifen.

Einer Algorithmenklasse wird immer eine Kopie des angeforderten Datenobjektes, das bereits im TDS gespeichert ist, übergeben. In den meisten Fällen kann ein Datenobjekt nach seiner Speicherung im TDS nicht mehr verändert werden. Erst wenn das Programm abgeschlossen ist, wird der TDS gelöscht und die nicht an anderer Stelle gespeicherten Datenobjekte gehen verloren.

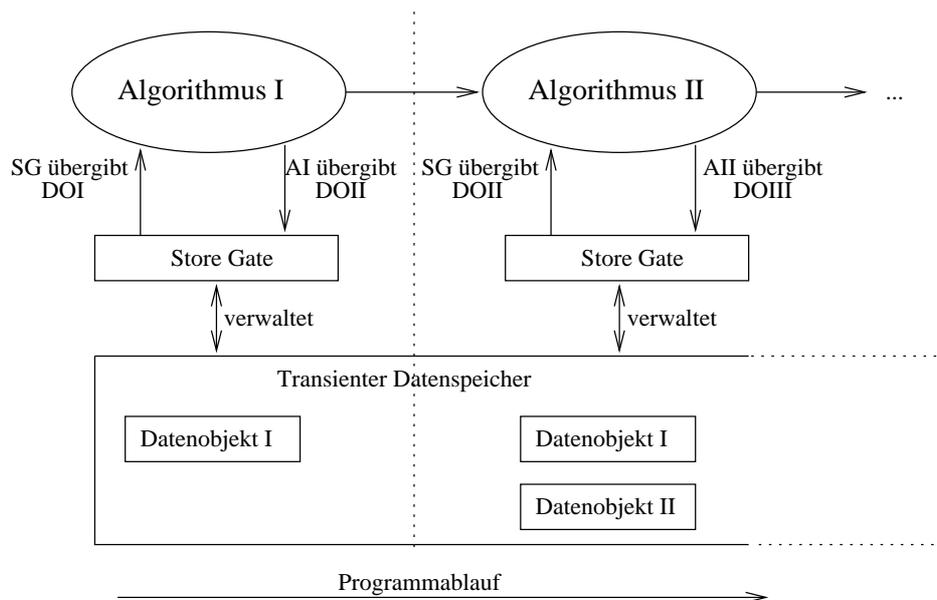


Abbildung 4.2: Algorithmen arbeiten auf Datenklassen und die daraus resultierenden Daten werden im TDS gespeichert.

4.2.2 Die simulierten Detektorsignale und „wahre“ Informationen

Das Einlesen der Daten aus den ZEBRA-Dateien ist der Startpunkt des Rekonstruktionsteils von ATHENA, wenn auf bereits simulierte Ereignisse zurückgegriffen wird (später werden an dieser Stelle die Daten eingelesen, die vom ATLAS-Detektor stammen). Die sogenannten Konverter-Klassen lesen die Daten aus der ZEBRA-Datei ein, wandeln sie in das für ATHENA passende Format um und speichern sie im TDS. Das Format im Falle der Pixel- und der Streifendetektordaten wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Bei Beginn werden pro Ereignis zwei verschiedene Arten von Datenobjekten im TDS angelegt. Die eine Art von Datenobjekt speichert Signale in dem Format, in dem es bei laufendem Betrieb vom ATLAS-Detektor von diesem geliefert werden soll und in der anderen Art von Datenobjekt werden weitere Informationen, die nur in der Simulations- und Entwicklungsphase zur Verfügung stehen, gespeichert. Bei der zweiten Art von Datenobjekt handelt es sich um die Informationen, welches Teilchen exakt vom Eventgenerator erzeugt wurde, in welche Richtung es welchen Impuls trägt usw.. Diese „wahren“ Informationen dienen später dazu, entwickelte Algorithmen zu testen und zu optimieren.

4.2.3 Die Daten-Objekte

Für den Pixel- und den Streifendetektor werden die simulierten Messdaten aus dem ZEBRA-File von den Konverter-Klassen in sogenannte „RawDataObjects“ (RDO) umgewandelt. Diese RDOs enthalten die Pixeltrefferinformationen, d.h. den relativen Ort des getroffenen Pixels sowie die ToT (Time over Threshold, siehe Abschnitt 3.4.3) des Signals. Die hierzu gehörigen „wahren“ Werte werden in „SimulatedDataObjects“ (SDO) umgewandelt und enthalten Informationen über die Art des Treffers. Die Informationen stammen aus der Digitalisierungsphase des Signales. Sie beinhalten die Angaben, ob es sich bei dem Signal um einen Treffer, der durch einen Teilchendurchtritt verursacht wurde, oder um Störeffekte wie Rauschen oder defekte Pixel handelt.

Anhand dieser Information ist der Anwender in der Lage, Störeffekte zu berücksichtigen oder zu vernachlässigen. Bevor die RDOs zur Spurrekonstruktion genutzt werden, können mit einem Selektionsprogramm die zu den entsprechenden Effekten gehörenden RDOs gelöscht werden. Möchte ein Anwender kein elektronisches Rauschen in seiner Studie berücksichtigen, werden an dieser Stelle alle RDOs gelöscht, die aufgrund dieses Effektes in der Digitalisierungsphase dem Signal hinzugefügt wurden. Das geschieht, indem das Programm-Modul „PixelSimDataSelector“ alle Pixel-RDOs aus dem TDS anfordert, die entsprechenden Objekte löscht und anschließend die alte Liste der RDOs mit den neuen Objekten im TDS überschreibt. Da an dieser Stelle Daten im TDS geändert oder gelöscht werden, ist dies eine der wenigen Ausnahmen, an denen schon gespeicherte Daten überschrieben werden. Danach werden die Trefferinformationen, die in den RDOs gespeichert sind, den Spurrekonstruktionsalgorithmen zu Verfügung gestellt. Diese haben dann die Auf-

gabe, aus den einzelnen Treffern mögliche Teilchenbahnen zu ermitteln.

4.2.4 Die Simulation von Ineffizienzen im Pixeldetektor

In ihrer jetzigen Form, bieten die Programmpakete von ATHENA im Rekonstruktionszweig keine Option, um Ineffizienzen des Pixeldetektors variabel einzustellen. Das Programmpaket PixelSimSelector wurde für diese Arbeit in der Art erweitert, dass eine einstellbare und zufällig ausgewählte Anzahl Pixeltreffer gelöscht werden kann. Das Programm fordert die Liste der Pixel-RDOs aus dem TDS an. Danach durchläuft es diese Liste. Pro RDO erzeugt es eine Zufallszahl zwischen 0 und 100 und vergleicht diese Zahl mit der vom Anwender vorher eingestellten prozentualen Ineffizienzrate des Pixeldetektors. Liegt die Zufallszahl unterhalb der Ineffizienzrate, wird das RDO gelöscht und steht somit bei der anschließenden Spurrekonstruktion nicht mehr zur Verfügung. Auf diese Weise wird die eingestellte Prozentzahl „toter“ Pixel erreicht, d.h. eine simulierte Ineffizienz.

4.3 Die Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion ermittelt aus den einzelnen Trefferdaten des inneren Detektors Teilchenspuren. Die rekonstruierten Teilchenspuren sind neben dem rekonstruierten primären Vertex (siehe Abschnitt 4.4) und den Jets (siehe Abschnitt 4.5) der Ausgangspunkt für den b-Tagging Algorithmus, der in Kapitel 5 vorgestellt wird. Dieser Abschnitt beinhaltet neben der generellen Definition der Spurparameter die Erläuterung der beiden zur Verfügung stehenden Spurrekonstruktionsalgorithmen xKalman und iPatRec, sowie einen Vergleich der jeweiligen Ergebnisse. Da im weiteren hauptsächlich auf die Ergebnisse von xKalman zurückgegriffen wird, wird dieser Algorithmus ausführlicher behandelt.

4.3.1 Das ATLAS-Koordinatensystem

Das globale ATLAS-Koordinatensystem ist ein rechtshändiges Koordinatensystem, dessen positive x-Achse vom Kollisionspunkt zum Mittelpunkt des LHC-Rings zeigt. Rechtwinklig dazu steht die y-Achse senkrecht nach oben und die z-Achse entsprechend in Strahlrichtung.

4.3.2 Die Spurparameter

Die Spurparameter sind die Variablen, die eine Spurbahn, d.h. auf Grund des Magnetfelds gekrümmte Spurbahnen, exakt beschreiben. Um eine Helix zu beschreiben, werden fünf Parameter und ein Referenzpunkt benötigt. In der ATLAS-Software verwendet man als Spurparameter den Impact-Parameter A_0 , die z-Koordinate z_0 , den inversen Transversalimpuls $1/P_T$, den Azimutalwinkel ϕ und den Kotangens des Polarwinkels θ . Alle Parameter sind am Referenzpunkt P_0 der kürzesten Entfernung

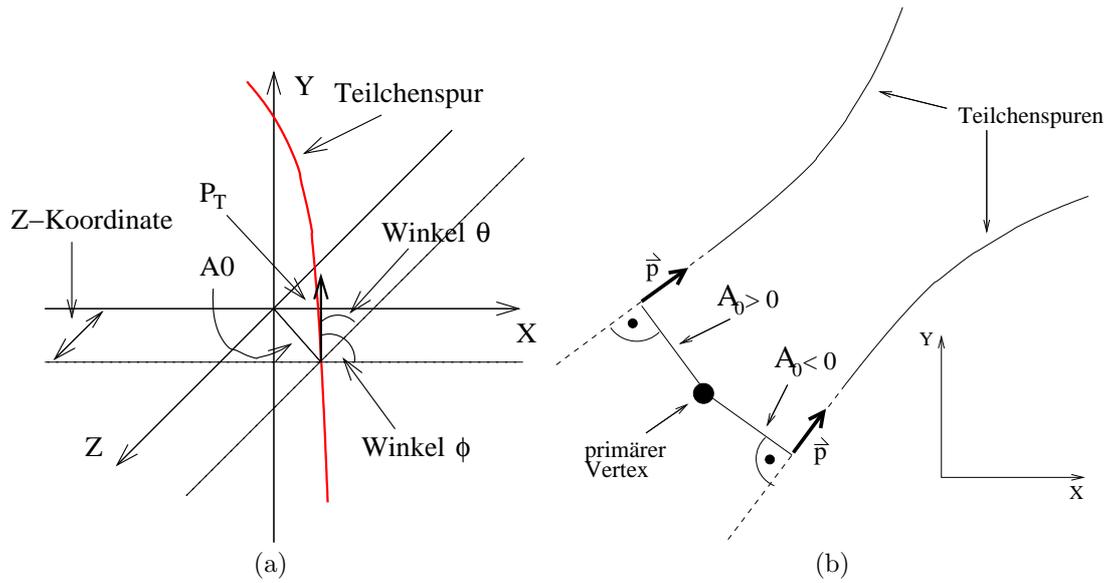


Abbildung 4.3: (a) Bedeutung und Definition der Trackparameter und (b) genauere Definition des Impact-Parameters

(entspricht dem Betrag des Impact-Parameters) der Trajektorie zum Ursprung definiert. Im folgenden werden die einzelnen Trackparameter erläutert (siehe dazu auch Abb. 4.3(a)):

- **Der Impact-Parameter A_0 :**

Der Impact- oder auch Stoß-Parameter ist der kürzeste Abstand der Spurtrajektorie in der x-y-Ebene zum Nullpunkt des ATLAS-Koordinatensystems im Zentrum des Detektors. Das Vorzeichen dieser Größe ergibt sich aus der Gleichung

$$\text{sign}(A_0) = -(\hat{A}_0 \times \hat{p}) \cdot \hat{L}. \quad (4.1)$$

Die Einheitsvektoren \hat{L} , \hat{A}_0 und \hat{p} stehen für den Drehimpuls der Helix, den Impact-Parameter (Einheitsvektor zeigt vom Ursprung auf den Punkt P_0) und den Transversalimpuls des Teilchens.

Abbildung 4.3(b) verdeutlicht die Konstruktion des Impact Parameters und dessen Vorzeichen.

- **Die Z-Koordinate z_0 :**

Die Z-Koordinate z_0 entspricht dem vorzeichenbehafteten Abstand des Punktes P_0 vom Ursprung in z-Richtung (Vorzeichen entsprechend dem ATLAS-Koordinatensystem).

- **Der inverse Transversalimpuls $1/P_T$:**

Der Transversalimpuls ist der Impulsanteil in der x-y-Ebene. Aus dem Transversalimpuls kann auf die Krümmung C der Teilchenbahn geschlossen werden:

$$C = \frac{0.006q}{P_T}. \quad (4.2)$$

Die angegebene Formel gilt für ein B-Feld der Stärke von 2 T, wie es im inneren Detektor durch die Magnete erzeugt wird. Das Vorzeichen dieses Parameters gibt zusätzlich die Ladung q des Teilchens an. Ein negatives Vorzeichen kodiert die Information eines negativ geladenen Teilchens, ein positives Vorzeichen steht dementsprechend für ein positiv geladenes Teilchen.

- **Der Winkel Φ :**

Dieser Winkel hat einen Wertebereich von $[-\pi, \pi]$ und ist als der Winkel der Trajektorie in der x-y-Ebene mit der x-Achse definiert.

- **Der $\cot \theta$:**

Der Polarwinkel θ besitzt den Wertebereich $[-\pi, \pi]$ und bezeichnet den Winkel der Trajektorie zur z-Achse. Der Wert $-\pi$ führt zu einer Teilchenbahn, die in die negative z-Richtung zeigt.

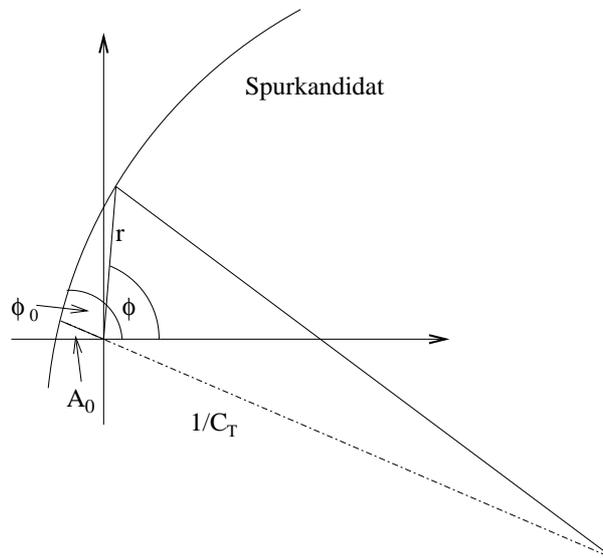


Abbildung 4.4: Bedeutung der Parameter in Gleichung 4.3.

4.3.3 Der Spurrekonstruktionsalgorithmus xKalman

Der Algorithmus xKalman basiert auf dem sogenannten Kalman-Filter (siehe [15] und dortige Verweise). Die Rekonstruktion der Teilchenbahnen aus den Trefferinformationen, wird von diesem Algorithmus in unterschiedlichen Schritten durchgeführt. Der Algorithmus beginnt, indem er Spurkandidaten aus den Trefferinformationen des TRT erstellt. Anschließend werden Bahnen dieser Spurkandidaten in den Streifen- und den Pixeldetektor extrapoliert. In den beiden Detektorteilen wird für jeden dieser Kandidaten errechnet, wieviele Treffer auf der extrapolierten Bahn existieren. Zum Schluß wird jeder Spurkandidat von den beiden Präzisionsdetektoren wieder in den TRT extrapoliert und dort erneut korrigiert. Erst wenn ein Spurkandidat alle diese Schritte erfolgreich durchlaufen hat, wird er als rekonstruierte Teilchenspur gespeichert. Die einzelnen Schritte werden im folgenden genauer beschrieben.

Die hier folgenden Rekonstruktionsschritte gelten für den Zentralbereich des inneren Detektors, in dem die Röhren des TRT parallel zur Strahlachse liegen. Hier werden die Trefferinformation, vorgegeben durch die Geometrie des TRT, in der (transversalen) r - ϕ -Ebene betrachtet. Die Trefferinformationen der radial angeordneten Röhren des TRT werden entsprechend der Geometrie in der r - z -Ebene ausgewertet. Gleichungen der radialen Geometrie sind in [16] zu finden.

Der Algorithmus beginnt mit der Spurrekonstruktion im TRT, da hier die Teilchendichte der im primären Vertex entstandenen Teilchen kleiner ist im Vergleich zur Teilchendichte im Streifen- oder auch im Pixeldetektor. Die Abhängigkeit des Winkels ϕ vom Radius r (zur Definition dieser Größen siehe Abb.4.4) kann dargestellt werden durch:

$$\sin(\phi - \phi_0) = \frac{rC_T}{2} \frac{(1 - A_0^2/r^2)}{(1 - c_T A_0)} + \frac{A_0}{r} \simeq \frac{rC_T}{2} + \frac{A_0}{r}. \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet $C_T = \frac{0.006q}{p_T}$ die Krümmung der Helix eines Teilchens mit dem Transversalimpuls p_T und der Ladung q in einem Magnetfeld der Stärke 2 T. $\phi_0 - \pi$ entspricht dem oben erwähnten Spurparameter Φ . In der Näherung eines kleinen Impact Parameters A_0 sowie einer geringen Krümmung der Spur, lässt sich Gleichung 4.3 wie folgt schreiben:

$$\phi = \phi_0 + \arcsin\left(\frac{rC_T}{2}\right) \simeq \phi_0 + \frac{rC_T}{2}. \quad (4.4)$$

Die Gleichung zeigt, dass Spuren in der r - ϕ -Ebene als Geraden mit der Steigung $\frac{C_T}{2}$ und dem Achsenabschnitt ϕ_0 , approximiert werden können. Der Transversalimpuls p_T der Teilchen muss oberhalb von 0,5 GeV (bzw. -0.5 GeV bei negativ geladenen Teilchen) liegen, ansonsten verlassen sie aufgrund des Magnetfeldes nicht den inneren Detektor. Mit der obigen Definition von C_T , existiert daher eine maximale Steigung C_{max} mit $P_T = P_T^{min} = 0,5$ GeV und eine minimale Steigung C_{min} mit $P_T = -P_T^{min} = -0,5$ GeV.

Der Algorithmus xKalman beginnt daher mit einer Abbildung der Trefferinformationen des TRT in die r - ϕ -Ebene. Die Suche nach Spurkandidaten wird so auf die Suche nach Geraden in der r - ϕ -Ebene reduziert. Hierzu wird eine Histogrammierungsmethode verwendet. Jede mögliche Gerade wird durch die beiden Parameter C_T und ϕ_0 beschrieben. Spannt man einen entsprechenden zweidimensionalen Parameterraum (C_T, ϕ_0) auf, wird jede Gerade aus der r - ϕ -Ebene in diesem Parameterraum durch einen Punkt dargestellt. Umgekehrt kann jede Treffermeldung einer TRT-Röhre zu (unendlich) vielen Geraden gehören und wird somit in unendlich viele Punkte der Parameterebene abgebildet. Der Algorithmus baut ein zweidimensionales Histogramm in den Parameterwerten C_T und ϕ_0 auf. Für jeden getroffenen Punkt in der r - ϕ -Ebene (TRT-Röhre) werden alle möglichen Geraden berechnet (Steigung wird von C_{min} in kleinen Schritten bis auf C_{max} erhöht). Die Anzahl der Geraden, die zu berechnen sind, wird daher zum einen durch die Werte von C_{max} und C_{min} und zum anderen durch die Schrittweite, in der die Steigung von ihrem minimalen Wert bis zum Maximum erhöht wird (Grundeinstellung beträgt $0,0001 \text{ cm}^{-1}$) beschränkt.

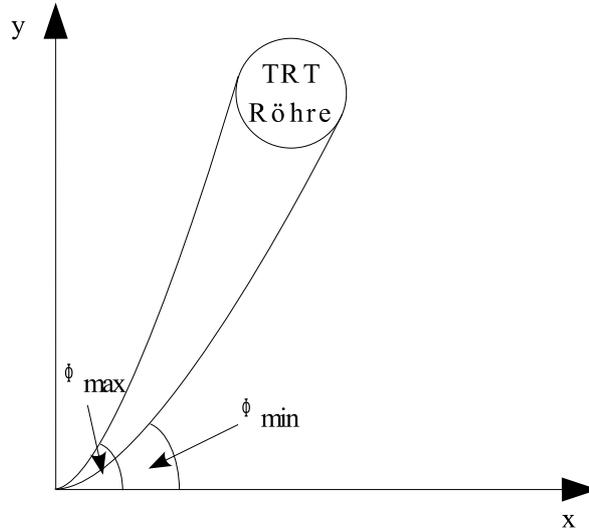


Abbildung 4.5: Darstellung des Winkelbereichs $[\phi_{min}, \phi_{max}]$ für eine gewählte Krümmung der Spurlixsuche im TRT (Abb. nach [16]).

Für jeden Wert von C existieren, wie Abb. 4.5 zeigt, zwei Grenzwerte von ϕ_0 . Der erste minimale Winkel gibt an, welchen Wert ϕ_0 annehmen kann, damit die Spur (oder auch Gerade in der r - ϕ -Ebene) durch den einen Rand der Röhre und der zweite maximale Winkel gibt an, wann die Spur durch den Rand auf der anderen Seite der Röhre verläuft. Daher wird für jedes C der Winkel ϕ_0 schrittweise von ϕ_{min} bis ϕ_{max} erhöht und das resultierende Parameterwertepaar in das Parameterhistogramm eingetragen.

TRT-Treffer, die zu einer Teilchenbahn gehören, haben alle einen Punkt im Parameterraum gemeinsam. Dies bedeutet, dass bei einem zweidimensionalen Histogramm (in C_T und ϕ_0) Häufungspunkte bei den gesuchten Geraden auftreten. Sobald ein Bin des Histogramms mehr als 8-10 Einträge (je nach Einstellung) aufweisen kann, gilt dieses Parameterpaar als ermittelter Spurkandidat.

Die Spurkandidaten aus dem TRT sind die Startpunkte für den zweiten Schritt der Spurrekonstruktion mit xKalman. Hierbei wird ein Spurkandidat auf die äußerste Lage des Streifendetektors extrapoliert. Zudem wird auf dieser Lage mittels der Kovarianzmatrix des Spurkandidaten ein Bereich definiert, in dem nach Treffern gesucht wird. Alle in diesem Bereich gefundenen Treffer (im TDS als RDO gespeichert) werden als mögliche Treffer, die zu dieser Spur gehören, betrachtet. Existiert in diesem Bereich kein Treffer wird dies als fehlender Treffer in der betrachteten Lage angesehen. Ansonsten wird der Treffer, der den kleinsten räumlichen Abstand (kleinstes $\delta\chi^2$) zum extrapolierten Spurpunkt in der Lage besitzt, der Spur hinzugefügt. Die anderen Treffer werden gespeichert. Die Spurkandidatenparameter werden dann, ausgehend von diesem neuen Treffer, korrigiert und eine Lage weiter nach innen extrapoliert. Dort wird nach demselben Muster nach Treffern gesucht. Durch die weiteren Treffer, die der Spur zugeordnet wurden, werden die Bereiche, in denen nach Treffern gesucht wird, immer kleiner (die Berechnung der Korrektur der Spurkandidatenparameter und seiner Kovarianzmatrix wird in [15] und den dort

angegebenen Referenzen dargestellt).

Diese Suche wird abgeschlossen, wenn die innerste Lage des Pixeldetektors erreicht ist, in zwei aufeinander folgenden Lagen kein Treffer zugeordnet werden konnte oder wenn ein anderer Spurkandidat, der vom selben Spurkandidaten im TRT ausgeht, bis zur innersten Lage des Pixeldetektors bereits ein kleineres $\chi^2 = \Sigma\delta\chi^2$ aufweist, als der aktuell betrachtete (Spur wird verworfen). Geschieht dies, geht der Algorithmus zur letzten Lage zurück, an der mehrere Treffer einer Spur zugeordnet werden konnten und berechnet die Spurbahn mit dem nächsten Treffer. Sind alle kombinatorischen Möglichkeiten durchgerechnet, wird verglichen, ob zu einer Starthelix aus dem TRT mehrere Spurkandidaten im Streifen- und Pixeldetektor existieren. In diesem Fall wird die Spur, die weniger Treffer in den beiden innersten Detektorteilen aufweisen kann, verworfen. Bei gleichen Trefferanzahlen wird die Spur mit dem kleineren χ^2 als Spurkandidat verwendet.

Anschließend wird jede Spur von der innersten Lage des Pixeldetektors, Lage für Lage nach außen extrapoliert. Anhand der Zuordnung von Treffern werden die Spurparameter erneut angepasst. Gelangt der Algorithmus wieder an den TRT, so wurden Spuren bestimmt, deren Bahn die beste Anpassung möglicher Spuren an die Treffer in den Präzisionslagen sind. Der letzte Schritt besteht in einer Extrapolation dieser Spuren zurück in den TRT. Wiederum werden die Spurparameter angepasst. Zum Schluß gibt der Algorithmus als Ergebnis eine Anzahl von Spuren (gegeben durch die fünf Spurparameter) sowie deren Kovarianzmatrix zurück.

In xKalman sind folgende (modifizierbaren) Schnitte implementiert:

- Anzahl der Treffer in den Präzisionslagen pro Spur: ≥ 7 ,
- Anzahl der Präzisionstreffer, die nur einer einzelnen Spur zugeordnet werden konnten: ≥ 6 ,
- $P_T > 1$ GeV,
- Anzahl der TRT-Treffer: ≥ 9 .

4.3.4 Der Spurrekonstruktionsalgorithmus iPatRec

Bei iPatRec [17] handelt es sich um einen Spurrekonstruktionsalgorithmus, der extra für den ATLAS-Detektor entworfen wurde. Der erste Schritt von iPatRec besteht in der Anbindung einer Geometriedatenbank, die Informationen über Anordnung und Material in den einzelnen Detektorschichten des inneren Detektors enthält.

Als Startpunkte (Seeds) der Spurrekonstruktion wählt der Algorithmus Kalorimetereinträge (sowohl aus dem elektromagnetischen wie auch aus dem hadronischen Kalorimeter) und/oder Spuren im Myonsystem aus. Der iPatRec-Algorithmus legt eine Gerade von den Seeds zum primären Vertex. Um diese Verbindung wird eine sogenannte „Road“ gelegt, d.h. ein Schlauch definierter Breite vom Startpunkt zum primären Vertex.

Die Präzisionslagen des inneren Detektors (Pixel- und SCT-Lagen) liefern ≥ 7 Raumpunkte bei einem Teilchendurchgang. Diese beiden Detektoren werden von

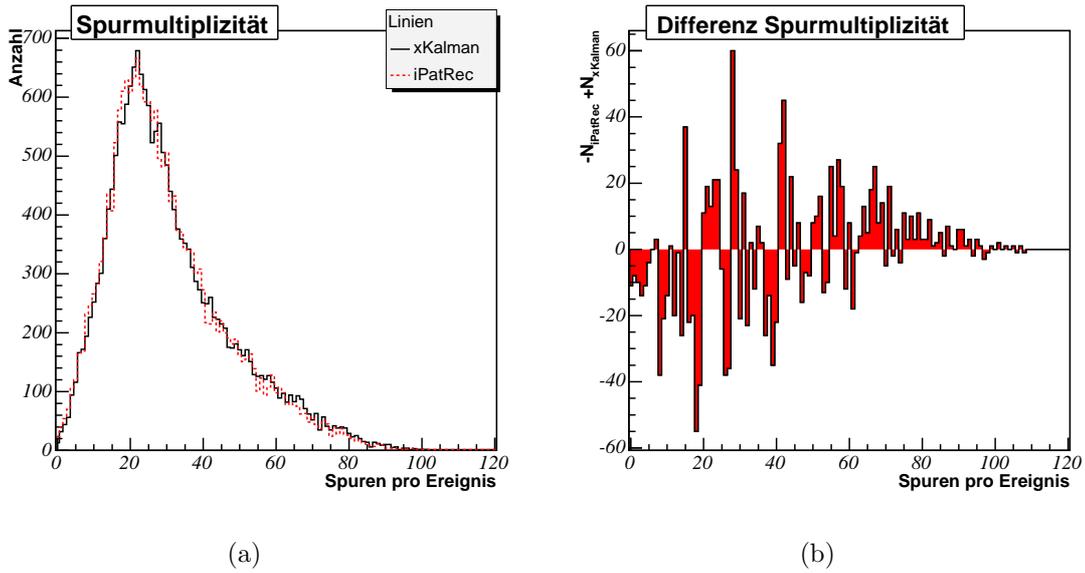


Abbildung 4.6: Der Vergleich der Spurmultiplicitäten der Algorithmen xKalman und iPatRec. In (b) wird die Differenz der Anzahl in jedem Bin gezeigt.

iPatRec in vier radiale Bereiche eingeteilt. Kann ein erster Helixfit innerhalb einer „Road“ in drei von den vier Bereichen mindestens einen Spurpunkt aufweisen, so bildet diese Helix einen Spurkandidaten. Anschließend werden weitere Treffer entlang der Spurtrajektorie hinzugenommen und die Helix korrigiert. Zuletzt wird die Spur in den TRT extrapoliert und die dortigen Treffer werden der Teilchenbahn angeordnet. Anschließend wird die Anpassung der Spurtrajektorie an alle zugeordneten Treffer als Ergebnisspur gespeichert.

Ein Spurkandidat muss folgende Forderungen erfüllen, um nicht verworfen zu werden:

- Anzahl der Präzisionstreffer: ≥ 7 ,
- nicht mehr als zwei fehlende Treffer in aufeinanderfolgenden Lagen der Präzisionsdetektoren,
- der Helixfit darf kein $\chi^2 \geq 3.0$ pro Freiheitsgrad besitzen ($\chi^2 \geq 5.0$ für Spuren deren Startpunkt im elektromagnetischen Kalorimeter liegen),
- $P_T \geq 1$ GeV.

4.3.5 Die Ergebnisse der Spurrekonstruktionsalgorithmen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Spurrekonstruktion der beiden Algorithmen xKalman und iPatRec auf derselben Ereignismenge miteinander verglichen. Zur Rekonstruktion wurden jeweils 20 000 Ereignisse des Higgsstrahlungsprozesses

$$W^\pm \rightarrow W^\pm H \rightarrow \mu^\pm \nu b\bar{b}$$

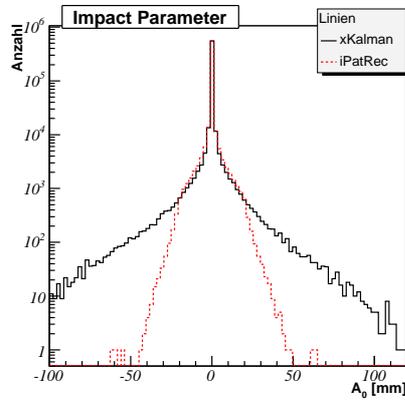
verwendet. Zu dem Prozess siehe auch Abschnitt 5.2.

Abb. 4.6(a) zeigt die Spurmultiplicität, d.h. die Anzahl der gefundenen Spuren pro Ereignis. In den meisten Ereignissen können zwischen 20 und 25 Spuren rekonstruiert werden. Wie die Verteilung zeigt, geht die Anzahl danach exponentiell zurück und wird bei ca. 100 Spuren pro Ereignis verschwindend gering. Dieser Verlauf gilt sowohl für die von xKalman als auch für die von iPatRec rekonstruierten Spuren.

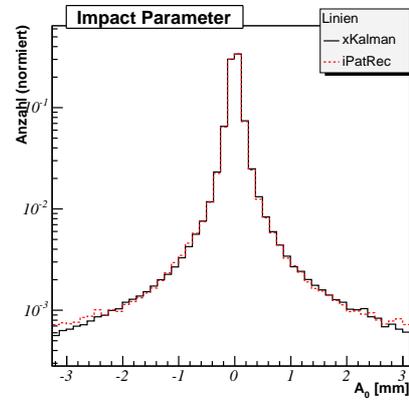
Die Differenz der jeweiligen Einträge in den Bins der Histogramme der beiden Rekonstruktionsalgorithmen, ist in Abb. 4.6(b) dargestellt. Hierbei wurde jedem Eintrag von xKalman ein Wert von +1 und jedem Eintrag von iPatRec ein Wert von -1 zugeordnet. Die Gesamtanzahl der gefundenen Spuren unterscheidet sich statistisch um $(2,3 \pm 0,2)\%$ (bezogen auf die Gesamtzahl der Spuren von xKalman), d.h. xKalman ermittelt im Schnitt ca. 0,7 Spuren pro Ereignis mehr als iPatRec. Daher schwanken die Einträge in Abb. 4.6(b) um null. Jedoch ist eine kleinere Verschiebung hin zu größeren Werten bei xKalman zu beobachten.

Die Spurparameterverteilungen der rekonstruierten Teilchenbahnen sind in Abb. 4.7 (a)-(f) dargestellt. Die Abbildung Abb. 4.7 (a) und die normierte (auf die jeweiligen Gesamtanzahlen rekonstruierter Spuren) Abb. 4.7 (b) verdeutlichen, dass über 95 % aller Spuren einen Impact-Parameter kleiner 2 mm besitzen. Der Polarwinkel ist über den Bereich von $-\pi$ bis π gleichverteilt und die Azimutalwinkelverteilung ergibt, dass die meisten Spuren einen kleinen Winkel mit der Strahlachse einschließen. Die Transversalimpulsverteilung zeigt, dass die meisten Spuren zu kleineren Transversalimpulsen tendieren. Das Fehlen der kleineren Transversalimpulswerte in der Verteilung geht auf einen Schnitt in den Rekonstruktionsalgorithmen zurück, der festlegt, dass eine zu rekonstruierende Spur einen Transversalimpuls größer als 1 GeV haben muss. Die Verteilung der z-Koordinate ist symmetrisch um den Ursprung und hat die erwartete Verschmierung von ca. 5,6 cm (RMS der Verteilung). Betrachtet man die Unterschiede der Verteilungen der Spurparameter aus den Rekonstruktionsalgorithmen xKalman und iPatRec, so fällt die Diskrepanz in den Verteilungen des Impact-Parameters auf. Spuren mit größerem Impact Parameter werden von iPatRec nicht rekonstruiert. Bis $A_0 \approx 20$ mm sind die Verteilungen beider Algorithmen nahezu identisch, darüber hinaus sind lediglich bei xKalman Einträge zu finden. Zum einen fällt dieser Unterschied nicht ins Gewicht, da nur 0,5 % aller xKalman-Spuren einen Impact-Parameter von über 20 mm besitzen. Zum anderen können Teilchen, die einen Impact-Parameter von dieser Größenordnung besitzen, nicht vom primären Vertex oder aus Zerfällen in unmittelbarer Nähe des primären Vertex stammen. In der Analyse in Abschnitt 5.4 werden Teilchen mit einem Impact-Parameter größer als 1,5 mm verworfen. Im Hinblick auf das b-Tagging spielt die Diskrepanz der Impact-Parameterverteilung daher keine Rolle.

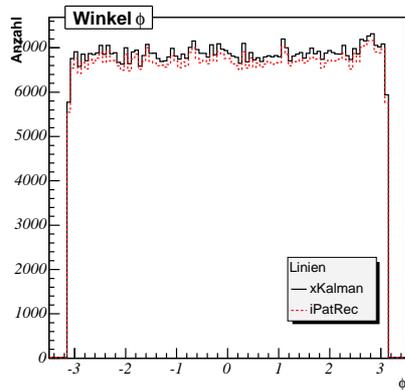
In der Verteilung des Azimutalwinkels θ zeigt sich, dass iPatRec weniger Spuren in der Nähe der Strahlachse findet. Im Zentralbereich des Detektors ermitteln beide Algorithmen gleiche Anzahlen von Teilchenspuren. Dies lässt darauf schließen, dass die Differenz der Gesamtanzahl von Spuren aus der Rekonstruktion von Teilchenspuren nahe der Strahlachse herrührt. Betrachtet man hierzu die Transversalimpulsverteilungen beider Algorithmen, wird deutlich, dass der Schnitt auf den Transversalimpuls ($P_T > 1$ GeV) bei iPatRec im Algorithmus strenger implementiert ist, im Vergleich zu xKalman. Die Zahl der rekonstruierten Spuren, die ein



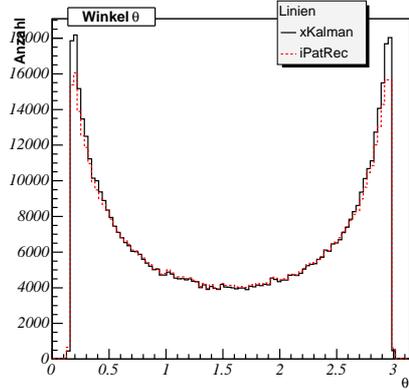
(a)



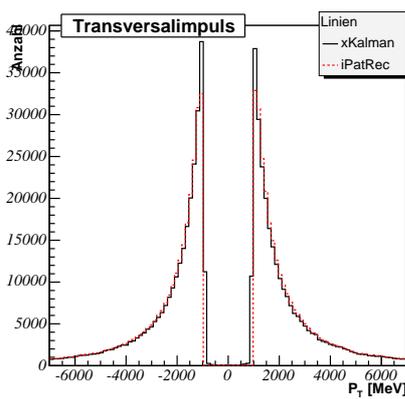
(b)



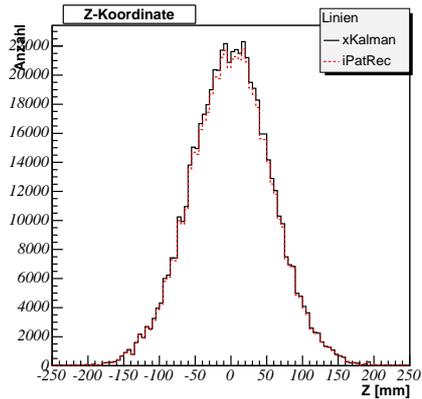
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 4.7: Vergleich der Spurparameter, ermittelt durch die beiden Algorithmen xKalman bzw. iPatRec.

$P_T < 1$ GeV haben, könnten die Diskrepanz der Anzahl der rekonstruierten Spuren nahe der Strahlachse erklären.

Insgesamt zeigen beide Rekonstruktionsalgorithmen vergleichbare Ergebnisse. Lediglich der Unterschied der rekonstruierten Spuren nahe der Strahlachse ließe Unterschiede in der b-Tagging-Analyse von Kapitel 5 für den Fall erwarten, dass man den Algorithmus auf θ -Bereiche nahe der Strahlachse beschränken würde. Um diese möglichen Unterschiede zu vermeiden, werden bei der Analyse des b-Tagging Algorithmus alle Spuren verworfen, die ein $P_T < 1$ GeV aufweisen.

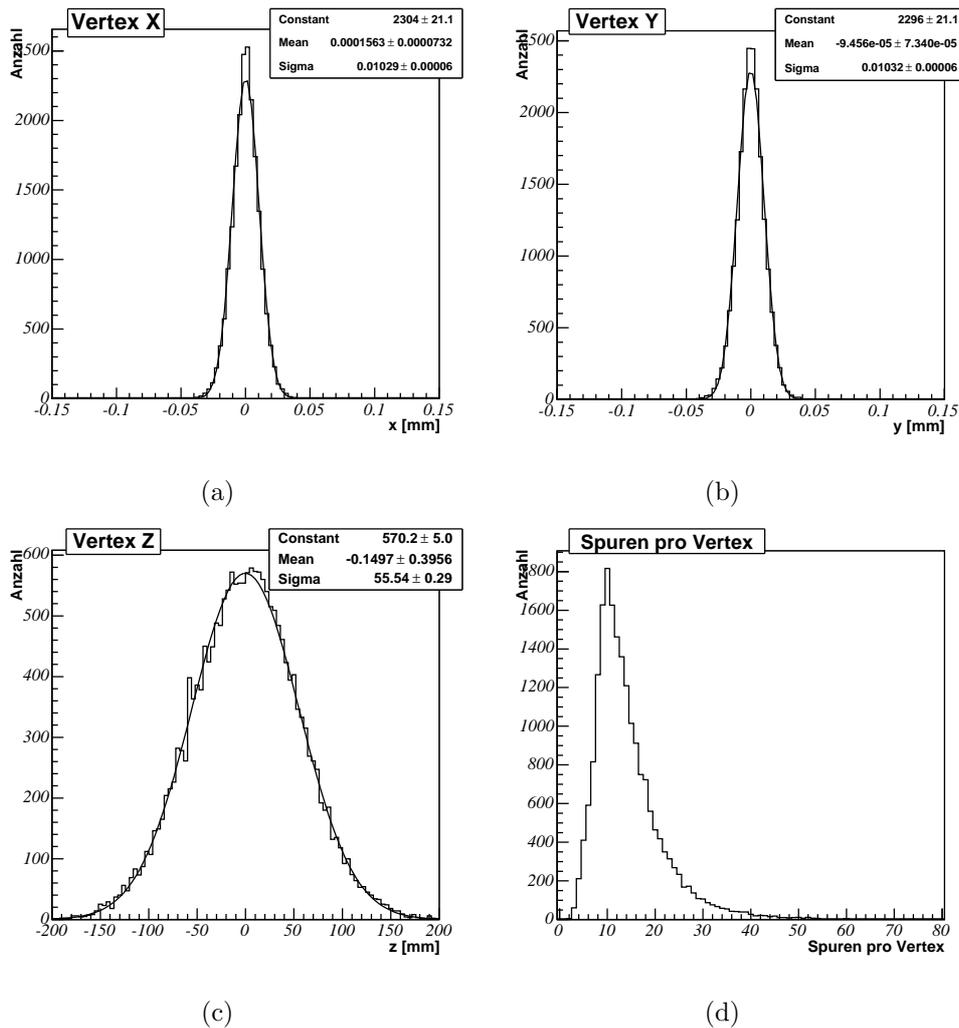


Abbildung 4.8: Die ersten drei Abbildungen zeigen die Ergebnisse der Bestimmung der drei Raumkoordinaten des primären Vertex anhand von xKalman-Spuren. In Abbildung (d) wird die Verteilung der Anzahl der Spuren gezeigt, die in die Bestimmung des primären Vertex eingehen.

4.4 Die Vertexsuche

Der primäre Vertex ist der Ort, an dem der Streuprozess der beiden Protonen stattfindet. Aufgabe der Primärvertexrekonstruktion ist es, aus den rekonstruierten Teil-

chenspuren diesen Punkt zu bestimmen. Für den in Kapitel 5 vorgestellten b-Tagging Algorithmus wird das Fortran-Programmpaket *VKalVrtAthena* [18] verwendet. Neben diesem Programmpaket stehen weitere Pakete zur Verfügung, die komplett in C++ programmiert sind. Diese Pakete unterscheiden sich in ihrem Algorithmus nicht wesentlich von dem Fortran-Paket. Daher gilt das Schema der Vertexfindung ebenso für diese Pakete (wie z.B. für das Programmpaket *InDetPriVertexFinder*). Im ersten Schritt der Vertexfindung werden alle Spuren aussortiert, die eine der folgenden Forderungen nicht erfüllen (Werte gelten nur für *VKalVrtAthena*):

- Transversalimpuls: $P_T > 1$ GeV,
- Impact-Parameter: $A_0 < 0,1$ mm,
- Fehler des Impact-Parameters: $\sigma_{A_0} < 0,25$ mm.

Im zweiten Schritt wird aus den Spuren durch einen Fit ein gemeinsamer 3-dimensionaler Vertex gebildet. Anschließend wird für jede Spur das χ^2 (gegeben durch den kürzesten Abstand einer Spurtrajektorie zum aktuell betrachteten primären Vertex) berechnet und alle Beiträge aufsummiert. Überschreitet diese Summe eine einstellbare Grenze ξ , so wird die Spur mit dem höchsten χ^2 aus dem Fit entfernt. Die übrigen Spuren durchlaufen den Algorithmus erneut, bis ein Vertex gefunden wird, der in der Summe der χ^2 unterhalb von ξ liegt. Die Grenze ξ hat entscheidenden Einfluss auf diesen Algorithmus. Liegt die Grenze zu hoch, werden Spuren berücksichtigt, die eigentlich von Sekundärvertices stammen, und die Auflösung des primären Vertex wird schlechter. Wählt man ξ zu niedrig, fallen zu viele Spuren aus dem Algorithmus. Bei Variationen dieser Größe hat sich die Einstellung $\xi \approx 7,5$ bewährt (siehe auch [19]).

Die ermittelten Koordinatenverteilungen der rekonstruierten primären Vertices dieses Algorithmus sind in den Abbildungen 4.8 (a)-(d) dargestellt. Bei den hier verwendeten Ereignissen handelt es sich um die bereits in Abschnitt 4.3.5 verwendeten Ereignisse des Higgsstrahlungsprozesses. Die benötigten Spuren zur Vertexbestimmung stammen aus der Rekonstruktion mit xKalman. Um die Verschmierung des Vertex (der Vertex wurde in der Simulationsphase gaussförmig um die Nulllage des Koordinatensystem verschmiert, siehe Abschnitt 4.1) um den Koordinatenursprung zu bestimmen, wurden an die Koordinatenhistogramme Gausskurven angepasst. Die Breiten der Gausskurven in x- und in y-Richtung liegen bei ungefähr $10 \mu\text{m}$, während die z-Richtung eine Breite von ca. $5,5$ cm aufweist. Die Breite der Verteilung in z entspricht der Verschmierung des Vertex in der Simulation der Ereignisse. Die Breiten in der x- und y-Richtung liegen unterhalb der Verschmierung des primären Vertex in diesen Richtungen.

4.5 Die Jetrekonstruktion

Jets wurden bereits in Abschnitt 3.2 als örtliche Häufung von Energiedepositionen in den Kalorimetern beschrieben. Das Ergebnis der Jetrekonstruktion enthält den Betrag der deponierten Energie und den dazu gehörigen Ort im Kalorimeter.

Die Standardjetalgorithmen [20] teilen zu Beginn die Kalorimeter in Regionen ein, die gleiche Granularitäten besitzen. Zu jeder dieser Regionen wird eine Matrix erstellt, in die alle dortigen Energiedepositionen eingetragen werden. Diese Matrizen werden dann zu einer kombinierten Matrix zusammengefasst. Diese Matrix besitzt die Zellgröße von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 2\pi/64$ (kann aber je nach Bedarf geändert werden). Die Einträge der ursprünglichen Matrizen werden in die neue Matrix umgerechnet (die Zellen werden entsprechend der geometrischen Lage gefüllt). Hinzu kommt eine „Verschmierung“ über die Zellen hinweg, um der ursprünglichen Zellgröße der Matrizen Rechnung zu tragen.

Der nächste Schritt besteht in der Suche nach lokalen Maxima innerhalb der kombinierten Matrix. Findet der Algorithmus in einem Fenster der Größe von 3×3 Zellen eine Energiedeposition größer als 2 GeV, wird dieser Punkt als Jetkandidat gespeichert. Zusätzlich werden die kinematischen Variablen ($\eta_{\text{Jet}}, \phi_{\text{Jet}}$) des Jetkandidaten berechnet (hierzu wird das Fenster um den Jetkandidat auf 9×9 erweitert). Jeder neue Jetkandidat wird anschließend mit den bereits rekonstruierten Jets verglichen. Existiert ein weiterer Jet, dessen räumliche Distanz zum aktuell betrachteten Jetkandidaten kleiner als eine einstellbare Grenze ist, wird der Jetkandidat mit der niedrigeren Energie verworfen. Zum Schluss werden die kinematischen Variablen der ermittelten Jets zusammen mit der Jetenergie gespeichert.

Kapitel 5

Impact-Parameter basiertes b-Tagging

Dieses Kapitel beinhaltet die Beschreibung des b-Tagging Algorithmus, die Ermittlung seiner Leistungsfähigkeit sowie die Änderung der Leistungsfähigkeit unter Variation der Pixelineffizienzen für zwei verschiedene Pixeldetektorvarianten (Zwei- bzw. Drei-Lagen-Pixeldetektor).

Der erste Abschnitt 5.1 gibt einen generellen Überblick über die Funktionsweise des b-Tagging Algorithmus. Die in Abschnitt 5.2 vorgestellten Signalereignisse der Art $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ werden anschließend mittels des Algorithmus analysiert und die zum b-Tagging benötigten Jetgewichte berechnet. Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse der Leistungsfähigkeit dieses Algorithmus unter verschiedenen Bedingungen vorgestellt bzw. diskutiert.

5.1 Der b-Tagging Algorithmus

Der in dieser Arbeit betrachtete b-Tagging Algorithmus verwendet den Impact-Parameter der Spuren als charakteristische Variable, um die b-Quarks von den anderen Partonen aus dem harten Streuprozess zu trennen. Die B-Mesonen¹ (Teilchen die ein b-Quark enthalten) haben mit $(1,55 \pm 0,03) \cdot 10^{-12}$ s [6] eine längere Lebensdauer als andere Teilchen oder Resonanzen. Dies liegt daran, dass diese Teilchen lediglich über die schwache Wechselwirkung zerfallen können, da das b-Quark beim Übergang zu einem c-Quark die Quarkfamilie wechseln muss. Zerfälle mit einem Wechsel der Quarkfamilie werden unterdrückt, d.h. geschehen statistisch gesehen seltener. Die längere Lebensdauer führt dazu, dass die B-Mesonen, abhängig von ihrem Impuls, zumeist nicht in unmittelbarer Nähe zum primären Vertex zerfallen (Reichweite ca. 0,5 mm) und Teilchen, die aus dem B-Zerfall stammen, auf einen Sekundärvertex, ihren Zerfallsvertex, zurückgeführt werden können. Daher weisen diese Teilchenspuren im Vergleich zu Teilchen, die aus dem Primärvertex oder aus der unmittelbaren Nähe des Primärvertex stammen, statistisch einen höheren Impact-Parameter bezüglich

¹B-Mesonen steht hier für B^0 und B^\pm . Die oben angegebene Lebensdauer bezieht sich auf ein B^0 -Meson. Die folgenden Aussagen gelten genauso für B^\pm , da deren Lebensdauer mit $(1,65 \pm 0,03) \cdot 10^{-12}$ s von der gleichen Größenordnung sind.

des primären Vertex auf. Darüber hinaus sind die Teilchenspuren hochenergetischer B-Mesonen räumlich konzentriert, so dass ihre Tochterpartonen als Jet in den hadronischen Kalorimetern gemessen werden. Durch den Ursprung der Jets in den Partonen aus dem harten Streuprozess kann eine Zuordnung von Jets zu primären Partonen vorgenommen werden. Dies bedeutet, dass man z.B. von b-Quark-Jets sprechen kann, die in der weiteren Arbeit als b-Jets bezeichnet werden.

Ziel des Algorithmus ist es, b-Jets von anderen Jets zu unterscheiden. Mögliche Jets in den hadronischen Kalorimetern können ihren Ursprung nur in den Quarks haben, die aus dem harten Streuprozess stammen. In den folgenden Betrachtungen werden die u-, d- und s-Quarks als leichte Quarks zusammengefasst und deren Jets in dieser Arbeit als u-Jets bezeichnet. Teilchen, die ein c-Quark enthalten, haben eine Lebensdauer, die mit $(1,05 \pm 0,01) \cdot 10^{-12}$ s für D^\pm -Mesonen [6] zwar niedriger, aber von gleicher Größenordnung wie die Lebensdauer von b-Quark-Teilchen ist. Daher ist die Differenzierung zwischen c- und b-Quarks schwieriger und muss gesondert betrachtet werden. Die c-Jets finden daher im folgenden keine Berücksichtigung, sondern es werden zunächst die Möglichkeiten zur Selektion von b-Jets aus den leichten Jets untersucht.

Die b-Quarks aus dem harten Streuprozess führen zu Jets in den Kalorimetern. Da aber die Teilchenspuren der Zerfallsprodukte der b-Quarks die charakteristische Information (die Größe des Impact-Parameters) tragen, auf die geschnitten werden kann, wird zu Beginn des Algorithmus eine Spur-zu-Jet-Zuordnung durchgeführt. Anhand der Größe der Impact-Parameter aller Spuren, die einem Jet zugeordnet werden, wird ein Jetgewicht berechnet, das das Wahrscheinlichkeitsverhältnis widerspiegelt, dass es sich um einen b- oder einen u-Jet handelt. Liegt dieses Jetgewicht oberhalb einer gewählten Grenze, wird der b-Jet-Kandidat als b-Jet bezeichnet. Da zur Ermittlung der Jetgewichte lediglich der Impact-Parameter in der transversalen Ebene verwendet wird, bezeichnet man diesen Algorithmus auch als 2D-b-Tagging Algorithmus.

In der Vorbereitungsphase des ATLAS-Experimentes werden simulierte Daten für die entsprechenden Zerfallskanäle verwendet. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Informationen (MC-Informationen) kann verglichen werden, wie viele b-Jets richtig identifiziert und wie viele u-Jets missidentifiziert wurden. Diese Vergleiche werden zu einer Optimierung des Schnitts auf die Jetgewichte benutzt bzw. in dieser Arbeit verwendet, um Auswirkungen einer fehlenden Mittellage oder verschiedene Anteile von toten Pixeln im Pixeldetektor auf die Leistungsfähigkeit des Algorithmus zu untersuchen.

5.2 Der Higgsstrahlungsprozess

Zur Untersuchung des b-Tagging-Algorithmus wird im folgenden immer auf Datensätze zurückgegriffen, in denen ein Higgsteilchen in zwei b-Quarks zerfällt. Der Prozess der Erzeugung und des Zerfalls des Higgsteilchens ist in Abb. 5.1 skizziert. Hierbei wurden die Prozesse auf den Zerfall des W-Bosons in ein Myon und ein Neutrino eingeschränkt.

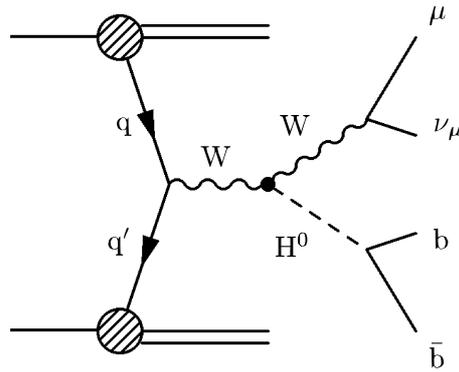


Abbildung 5.1: Feynman-Graphen des Signalereignisses, das in der weiteren Analyse verwendet wird.

Die Abstrahlung eines Higgsteilchens von einem W-Boson ist einer der Hauptproduktionsmechanismen von Higgsteilchen am LHC im Massenbereich von $90 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ bis $150 \frac{\text{GeV}}{c^2}$.

Der Ausgangspunkt des Prozesses bildet die Produktion eines W-Bosons. Dies geschieht im harten Streuprozess z.B. durch elektroschwache Übergänge der aus dem Proton stammenden Quarks unter Abstrahlung eines W-Bosons. Das entstandene W-Boson strahlt am W-WH-Vertex einen Teil seiner Energie in Form eines Higgsteilchens ab. Die Higgsmasse wird, wenn nicht anders gekennzeichnet, mit $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ angenommen. Bei dieser Higgsmasse, stellt der Zerfall $H \rightarrow b\bar{b}$ einen der „goldenen Kanäle“ in der Higgsuche dar (siehe auch Abschnitt 2.2). Daher ist ein effizientes b-Tagging in diesem Massenbereich des Higgsteilchens von besonderem Interesse.

In der Simulation wurde festgelegt, dass das W-Boson nach der Higgsabstrahlung in ein μ und entsprechend in ein ν_μ zerfällt. Das Neutrino wird den Detektor ohne Wechselwirkung verlassen und ist daher nicht sichtbar. Es wird in den Myontriggern des ATLAS-Detektors gefordert, dass mindestens ein Myon im entstandenen Signal gemessen wurde. Auf diese Weise wird eine erste Selektion des Ereignissignales aus der Gesamtmenge von Ereignissen erreicht. In den hier folgenden Analysen werden stets nur simulierte Signalereignisse betrachtet. Daher werden mit Untergrund immer die zusätzlich im Signalereignis auftauchenden Jets, die keine b-Jets sind, bezeichnet. Die Selektion von b-Jets wird innerhalb eines Signalereignisses vorgenommen und soll nicht dazu dienen, Signalereignisse von anderen Ereignissen zu trennen. Bei der Analyse wird davon ausgegangen, dass die Trennung von Signal und konkurrierenden Prozessen bereits geschehen ist.

Die beiden hochenergetischen b-Quarks des Higgszerfalls werden Hadronen bilden, die in Tochterteilchen zerfallen und daher mehrere Spuren im inneren Detektor hinterlassen. Durch den hohen Impuls der b-Quarks und dem gemeinsamen Ausgangspunkt der Spuren der Tochterteilchen, ist zu erwarten, dass die Spuren räumlich eng beieinander liegen. Erreichen die verschiedenen Teilchen das Kalorimeter, werden sie absorbiert und schließlich als Jet gemessen. Daher wird der Zerfall des Higgsteilchens in zwei b-Quarks zu mindestens zwei Jets in den Hadronkalorimetern führen.

Neben den Jets der b-Quarks werden weitere Jets auftreten. Diese werden durch andere Quarks aus dem harten Streuprozess oder durch Quarks verursacht, die aus

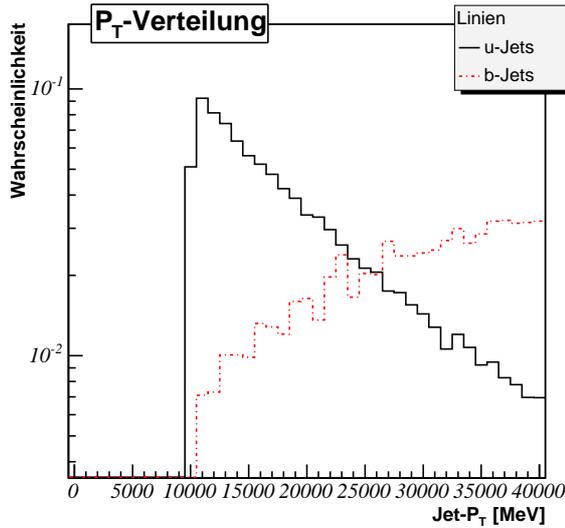


Abbildung 5.2: Die Transversalimpulsverteilung von u- und b-Jets im Bereich bis 40 GeV. Die Unterschiede bei niedrigeren Impulswerten können für eine erste Selektion von b-Jets verwendet werden.

Gluonen entstanden sind, die von den Quarks der beiden primären Protonen abgestrahlt wurden. Das Abstrahlen von Gluonen von den primären Quarks in den Protonen wird als Initial-State-Radiation (ISR) bezeichnet. Unter Final-State-Radiation (FSR) versteht man die Abstrahlung von Gluonen von den Teilchen, die im harten Streuprozess entstanden sind. Hierbei ist zu erwarten, dass Jets, die durch ISR und FSR entstanden sind, im Vergleich zu den Jets aus dem Higgszerfall, weniger Energie besitzen. Vergleicht man die Transversalimpulsverteilungen beider Jetarten (Abb. 5.2), werden deutliche Unterschiede bei niedrigeren P_T -Werten sichtbar. Die Verteilung der b-Jets beginnt erst bei ca. 10 GeV, während die u-Jet Verteilung bei ungefähr 12 GeV die meisten Einträge besitzt und dann exponentiell abfällt. Es ist daher sinnvoll, bei der Selektion von b-Jets nur Jets mit einem $P_T > 15$ GeV zu betrachten. Soweit nicht anders gekennzeichnet, werden im folgenden nur Jets untersucht, die diesem Schnitt genügen.

In Abb. 5.3 sind die Jetmultiplizitätsverteilungen des oben beschriebenen Zerfalls (a) ohne und (b) mit dem Schnitt (gestrichelte Linie) auf den Transversalimpuls gezeigt. Wie zu erwarten ist, zeigt die ursprüngliche Verteilung, dass ein Ereignis zumeist aus zwei oder drei Jets besteht und höhere Anzahlen von Jets immer seltener werden. Die Forderung nach einem minimalen P_T führt zu einer Verschiebung des Maximums der Verteilung auf ca. zwei Jets pro Ereignis, bei denen es sich nicht zwangsläufig um b-Jets handeln muss. Einige wenige Ereignisse haben lediglich einen Jet, d.h. dass entweder ein b-Quark-Jet nicht als Jet rekonstruiert oder die beiden b-Jets räumlich nicht getrennt werden konnten.

5.3 Die Ermittlung der Jetgewichte

Die Tochterteilchen eines b-Quarks führen zu Einträgen in den Kalorimetern. Für jeden dieser Jets soll ein Jetgewicht berechnet werden. Die entscheidende Größe zur Berechnung des Jetgewichts ist der Impact-Parameter der Teilchenspuren, der in

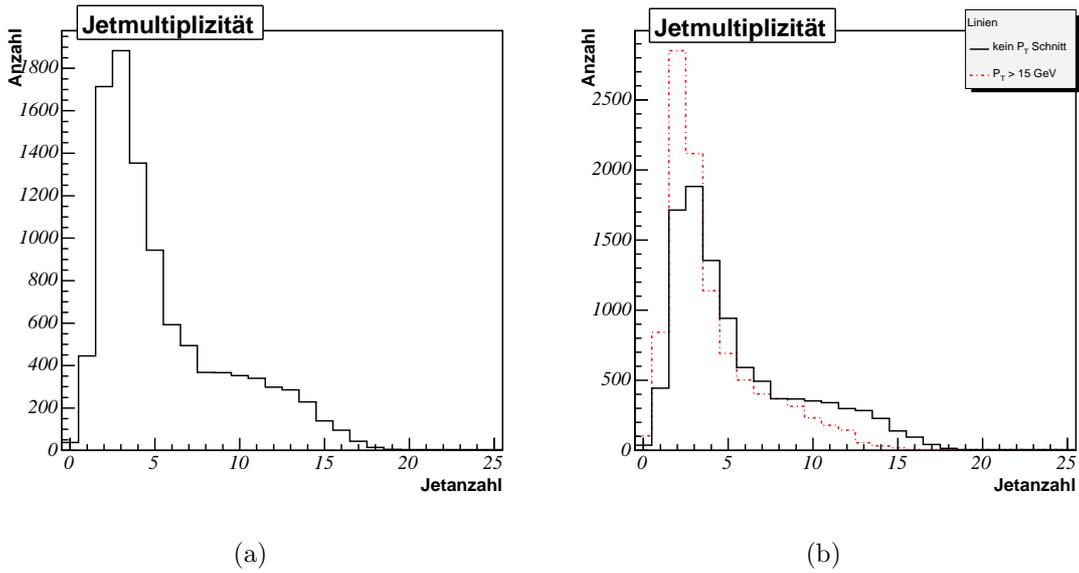


Abbildung 5.3: Die Jetmultiplizitätsverteilung der Jets im Kalorimeter von simulierten Ereignissen $WH \rightarrow H\mu\nu \rightarrow b\bar{b}\mu\nu$. In (a) wird die ursprüngliche Verteilung gezeigt, während in (b) diese Verteilung mit der aus dem Schnitt auf den Transversalimpuls ($P_T > 15$ GeV) resultierenden Verteilung verglichen wird.

dieser Rekonstruktionphase entsprechend Abschnitt 5.3.2 neu definiert wird. Daher beginnt der Algorithmus in Abschnitt 5.3.1 mit einer Spur-zu-Jet-Zuordnung. Anschließend wird mit Hilfe von Kalibrationshistogrammen ein Spurgewicht pro Spur im Jet konstruiert. Die Spurgewichte aller Spuren eines Jets werden dann in einem Jetgewicht zusammengefasst.

5.3.1 Die Zuordnung von Teilchenspuren und Partonen zu Jets

Der erste Schritt zur Selektion von b-Jets aus dem Signalereignis ist die Zuordnung der rekonstruierten Spuren zu den einzelnen Jets. Alle Spuren, die bei der Zuordnung berücksichtigt werden, müssen den folgenden Anforderungen genügen:

- Güte der Spuranpassung: $\chi^2 < 3$,
- Größe des Impact-Parameters: $A_0 < 1$ mm,
- minimaler Transversalimpuls: $P_T > 1$ GeV,
- mehr als sieben Treffer in den Präzisionslagen des inneren Detektors,
- mindestens ein Treffer in der B-Lage sowie mindestens zwei Spurpunkte im gesamten Pixeldetektor,
- maximale Größe der z-Koordinate: $z_{\text{Spur}} < 0,15 \text{ cm} \sqrt{1 + \cot^2(\theta)}$.

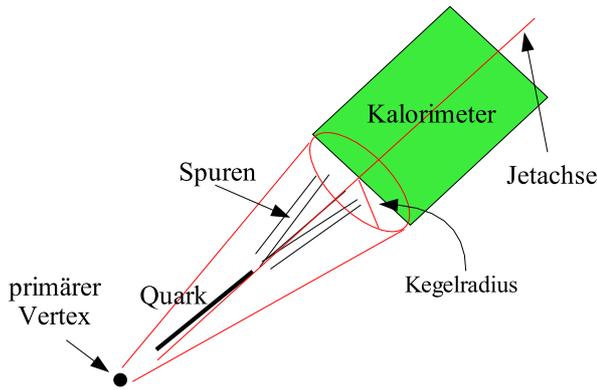


Abbildung 5.4: Darstellung der räumlichen Zuordnung verschiedener Spuren zu einem Jet.

Nach der Selektion der Spuren wird die Liste der vorhandenen Jets eines Ereignisses durchlaufen und der räumliche Winkelabstand D

$$D = \sqrt{(\eta_{\text{Jet}} - \eta_{\text{Spur}})^2 + (\phi_{\text{Jet}} - \phi_{\text{Spur}})^2} \quad (5.1)$$

jeder Spur zum aktuell betrachteten Jet berechnet. Falls dieser Wert größer als 0,4 ist, wird diese Spur nicht dem aktuellen Jet zugeordnet. Ist der Winkelabstand D der Spur zum Jet kleiner als 0,4, besteht der nächste Schritt darin, zu überprüfen, ob diese Spur ein kleineres D zu einem anderen Jet aufweisen kann. Tritt dies nicht auf, wird diese rekonstruierte Teilchenspur dem aktuell betrachteten Jet zugeordnet und die nächste Spur wird untersucht. Die daraus resultierende Spurmultiplicität pro Jet ist in Abb. 5.5 aufgetragen. Den meisten Jets werden ein bis zwei Spuren zugeordnet. Einigen Jets konnten keine Spuren zugeordnet werden. Dies kann an einer Fehlzuordnung anderer Spuren, einer fehlerhaften Rekonstruktion einiger Teilchenspuren oder Jets sowie Energiedepositionen von Teilchen liegen, die nicht aus dem harten Streuprozess stammen oder ihren Ursprung im Zerfall eines neutralen Teilchens haben, das keine Spur im inneren Detektor hinterlassen hat.

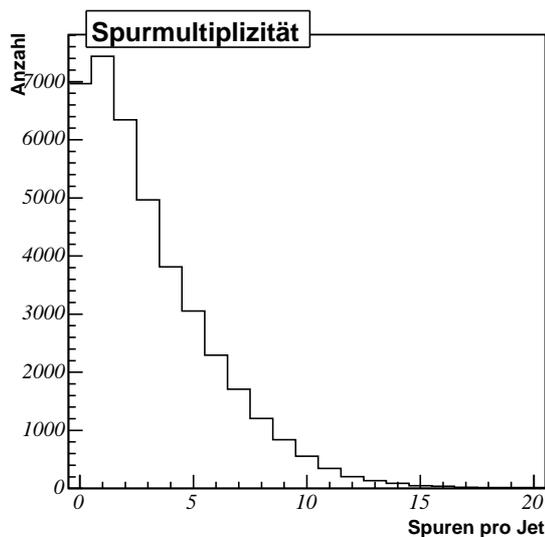


Abbildung 5.5: Multiplizität der einem Jet zugeordneten Spuren.

Aus der Simulation der Ereignisse stehen die Informationen zur Verfügung, welche Teilchen im harten Streuprozess erzeugt wurden, sowie die Richtung, in die sie flogen.

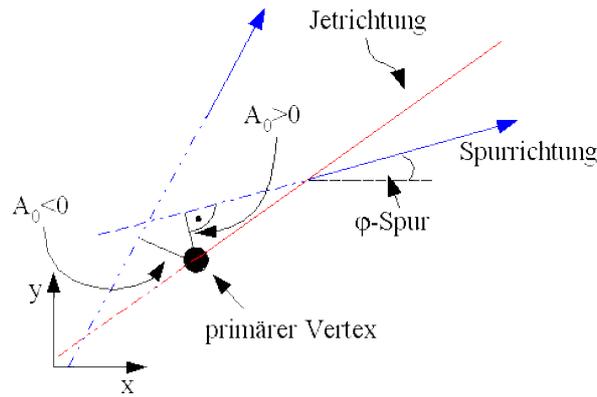


Abbildung 5.6: Definition des Impact Parameters und seines Vorzeichens in den Rekonstruktionsalgorithmen.

Diese Information wird verwendet, um den Jets ein Ursprungsteilchen zuzuordnen, d.h. zu entscheiden, bei welchem Jet es sich um einen u- bzw. um einen b-Jet handelt. Diese Zuordnung verläuft ähnlich der oben vorgestellten Spurzuordnung. Die Liste der Jets wird durchlaufen und zu jedem Jet wird ein Quark gesucht, das aus dem harten Streuprozess stammt und welches in die Jetrichtung flog. Existiert ein Quark, dessen Ausbreitungsrichtung einen kleineren Winkelabstand D (analoge Definition zu Gl. 5.1) als 0,3 aufweist, wird das Quark als Auslöser des aktuell betrachteten Jets angesehen. Abb. 5.4 zeigt das Prinzip der gesamten Zuordnung im Fall eines b-Jets.

5.3.2 Der Impact-Parameter in der Rekonstruktion

In den Rekonstruktionsalgorithmen wird der Impact-Parameter nicht mehr als die kürzeste Distanz der Spurtrajektorie zum Ursprung des Koordinatensystems definiert, sondern als die kürzeste Entfernung der rekonstruierten Spurtrajektorie zum rekonstruierten primären Vertex. Zur Berechnung des primären Vertex wurde das Softwarepaket *VKalVrtAthena* [18] verwendet.

Zudem wird eine andere Vorzeichenkonvention des Impact-Parameters gewählt. Das Vorzeichen des Impact-Parameters wird durch die Zuordnung der Spur zu einem Jet (siehe Abschnitt 5.3.1) bestimmt. Schneidet die Spurtrajektorie, vom primären Vertex in Jetrichtung gesehen, die Jetachse vor dem primären Vertex, so erhält die Spur einen positiven Impact-Parameter ($A_0 > 0$). Entsprechend wird das Vorzeichen negativ gewählt, wenn der Schnittpunkt der Jetachse und der Trajektorie hinter dem primären Vertex bezogen auf die Jetachse liegt ($A_0 < 0$). Das Vorzeichen kann daher anhand folgender Formel ausgedrückt werden:

$$\text{sign}(A_0) = \sin(\phi_{\text{Jet}} - \phi_{\text{Spur}}) X_0, \quad (5.2)$$

wobei X_0 den Einheitsvektor des Impact-Parameters vom Ursprung zum Punkt der kürzesten Entfernung zur Spurtrajektorie bezeichnet. Das Vorzeichen von X_0 entspricht dem Vorzeichen der alten Impact-Parameter Vorzeichenkonvention.

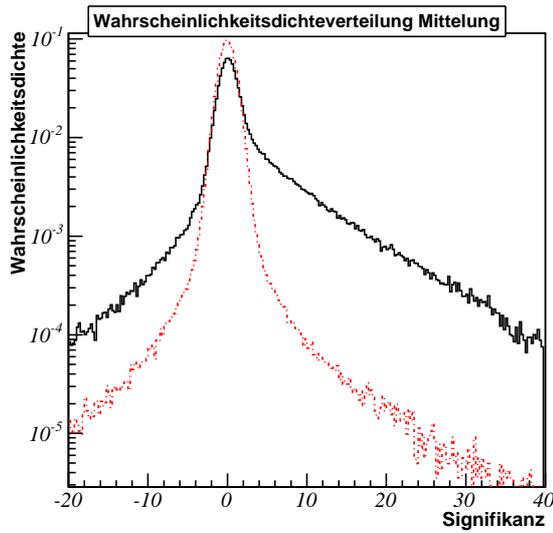


Abbildung 5.7: Verwendete Kalibrationshistogramme zur Wahrscheinlichkeitsverteilung der Signifikanzen von Spuren aus u- (gestrichelte Linie) oder aus b-Jets (durchgezogene Linie).

5.3.3 Die Kalibrationshistogramme

Wie schon in Abschnitt 5.1 erwähnt, soll mittels der Impact-Parameter der Spuren ein Jetgewicht berechnet werden, das proportional zur Wahrscheinlichkeit ist, dass es sich um einen b-Jet handelt. Die charakteristische Größe, auf die geschnitten werden soll, ist eine Eigenschaft der rekonstruierten Teilchenspuren. Es wird zuerst ein Gewicht für jede Spur berechnet, das proportional zur Wahrscheinlichkeit ist, dass diese Spur zu einem b-Jet gehört.

Zur Ermittlung des Spurgewichtes wird der Algorithmus kalibriert. Dies bedeutet, dass vor der Anwendung des Programms die Signifikanz

$$S(A_0) = \frac{A_0}{\sigma_{A_0}} \quad (5.3)$$

von b-Jet-Spuren simuliert wird. A_0 bezeichnet den Impact-Parameter in der neuen Definition und σ_{A_0} seinen Fehler. Mit diesen simulierten Signifikanzen erstellt man ein Histogramm, das normiert eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für Signifikanzwerte von b-Jet-Spuren ergibt. Die entsprechende Wahrscheinlichkeitsverteilung der Signifikanzwerte von Spuren aus Jets, die ihren Ursprung in leichten Quarks haben, kann auf analoge Weise erstellt werden. Die im Algorithmus verwendeten Wahrscheinlichkeitsverteilungen für u- und b-Jet-Spuren sind in Abb. 5.7 gezeigt.

In der Abbildung zeigen sich deutlich die unterschiedlichen Verläufe der Signifikanzwahrscheinlichkeiten. Die Signifikanzen der Spuren der u-Jets sind eng um $S(A_0) \approx 0$ verteilt, während die Verteilung der Signifikanzen von b-Jet-Spuren die längere Lebensdauer von B-Mesonen widerspiegelt und daher einen längeren Ausläufer zu größeren Signifikanzen aufweist.

In der Rekonstruktion ist der Ursprung eines Jets unbekannt. Die Signifikanzwerte der Spuren, die einem Jet zugeordnet werden, ergeben sich aus dem Impact-Parameter und seinem Fehler und können daher nach der Spurrekonstruktion ermittelt werden. Mit Hilfe der vorher erstellten Kalibrationshistogramme kann die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der eine Spur in das Bin fallen würde, das

zu ihrer Signifikanz gehört, unter der Hypothese, dass es sich um die Spur eines b- bzw. u-Jets handelt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Spur, die zu einem b-Jet bzw. u-Jet gehört, in das Signifikanzbin $S(A_0, \sigma_{A_0})$ zu fallen, wird mit $P_b = P_b(S)$ bzw. $P_u = P_u(S)$ bezeichnet. Das Verhältnis von P_b und P_u ist daher proportional zur Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei gegebener Signifikanz der Spur, um eine Spur aus einem b-Jet und nicht aus einem u-Jet handelt. Das Spurgewicht ω_{Spur} wird definiert als:

$$\omega_{\text{Spur}} = \frac{P_b(S)}{P_u(S)}. \quad (5.4)$$

Bei größeren Signifikanzen der unbekanntenen Spur wird ω größer als eins, und es handelt sich mit größerer Wahrscheinlichkeit um eine b-Jet-Spur.

Die Kalibrationshistogramme sind fest im b-Tagging-Algorithmus von ATHENA verankert. Die Verteilungen der Signifikanzen sind u.a. abhängig von der Art des verwendeten Ereignisses, der Detektorstruktur oder anderen Parametern, wie der angenommenen Higgsmasse. Zur Optimierung dieses Verfahrens müsste daher vor der Anwendung ein separates Paar von Kalibrationshistogrammen für jedes betrachtete Szenario erstellt werden. Das Anlegen einer Bibliothek von Histogrammen für verschiedene Szenarien ist für die Zukunft geplant [21], bis jetzt aber noch nicht in ATHENA verwirklicht. Zur Zeit werden nur die Histogramme in Abb. 5.7 im b-Tagging-Algorithmus angeboten. Um die möglichen Anwendungsgebiete zu erhöhen, wurden die Signifikanzverteilungen der b-Jet-Spuren aus dem Zerfall eines Higgs-Teilchens mit einer angenommenen Masse von $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ bzw. $400 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ gemittelt. Die Signifikanzverteilung der u-Jet-Spuren stammt aus der Mittelung von simulierten Daten $W \rightarrow WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ mit der Higgsmasse von $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ und von $400 \frac{\text{GeV}}{c^2}$. Diese Kalibrationshistogramme dienen dazu, mit Hilfe des b-Taggings Higgszerfälle in zwei b-Quarks von den Higgszerfällen in zwei u-Quarks zu trennen. Die Studien der Effizienz und der Unterdrückungsrate für diese Anwendung wurde bereits in [8] sowie [22] unternommen.

Die Anwendung des b-Taggings in dieser Arbeit bezieht sich hingegen auf die Separation der b-Jets von den u-Jets des Signalzerfalls des Higgsteilchen mit der Masse von $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ in zwei b-Quarks. Um den b-Tagging-Algorithmus von ATHENA zu kalibrieren, müsste typischerweise ein Wahrscheinlichkeitshistogramm der Signifikanzen von u-Jet-Spuren erstellt werden, deren u-Quarks aus ISR und FSR im Signalzerfall $H \rightarrow b\bar{b}$ stammen. Zudem müssten hierfür lediglich Daten verwendet werden, in denen die Higgsmasse zu $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ angenommen wurde.

In Abbildung 5.8 werden Kalibrationshistogramme für die Ereignisse mit einem (a) $400 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ und (b) $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ Higgszerfall gezeigt, wobei die u-Jet-Spuren aus den simulierten Ereignissen $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ stammen. Die Mittelung dieser beiden Histogramme ergibt das in ATHENA eingebaute Kalibrationshistogramm, das in Abb. 5.7 zu sehen ist. In Abb. 5.8 (c) sind die entsprechenden Signifikanzen von Spuren berechnet worden, die ausschließlich aus dem Signalzerfall $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ stammen. Der Verlauf der b-Signifikanzen muss identisch mit dem b-Jet-Kalibrationshistogramm in (b) sein. Die Signifikanzenverteilung der u-Jet-Spuren ist breiter im Vergleich zu (b), so dass Spuren von b-Jets bei gleicher Signifikanz kleinere Spurgewichte erhalten.

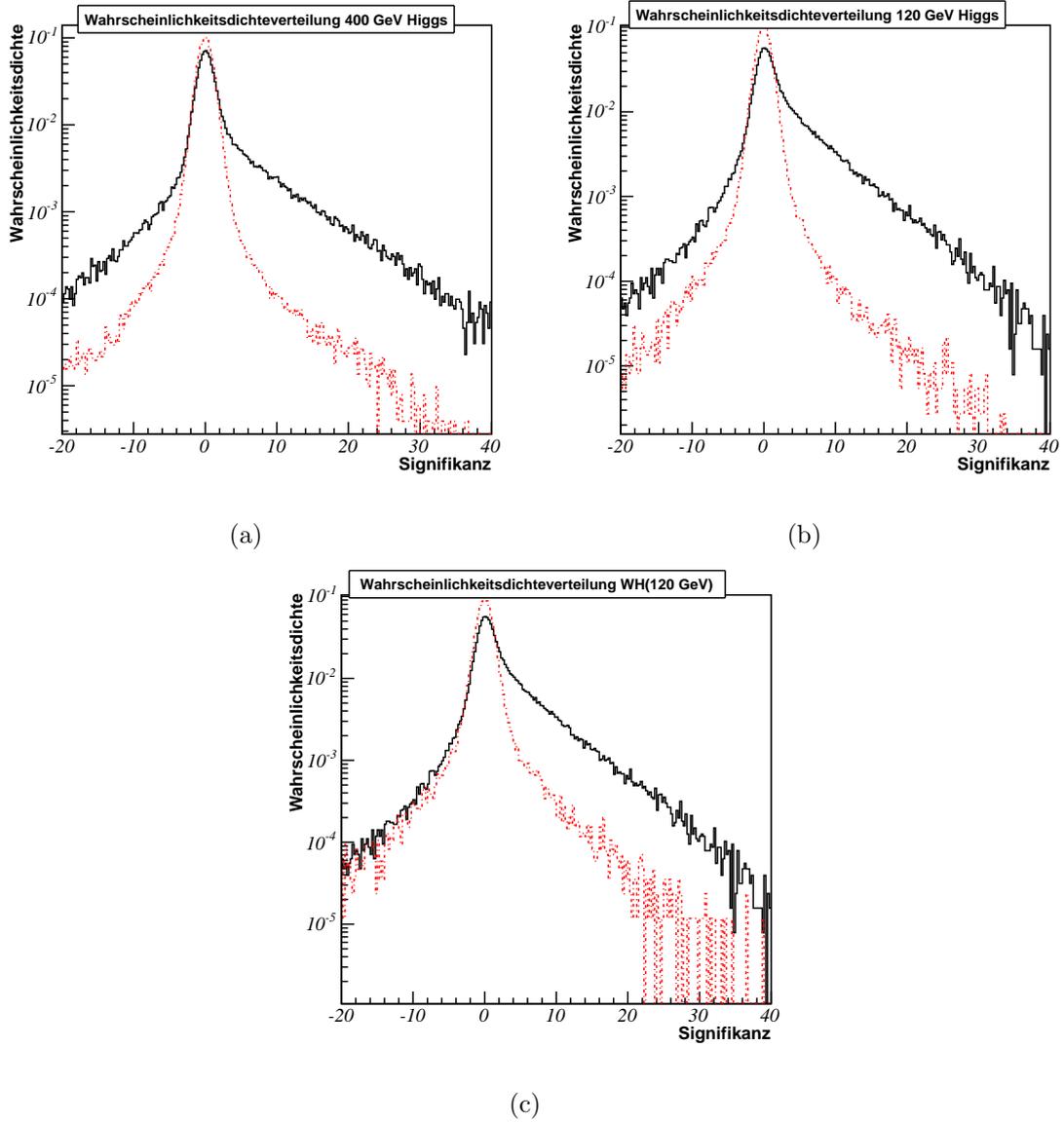


Abbildung 5.8: Kalibrationshistogramme für Zerfälle eines (a) $400 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ und (b) $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ schweren Higgsteilchens. Die u-Jet-Spuren stammen aus dem Zerfall $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$. Die Signifikanzen der Spuren in (c) stammen alle aus dem Signalzerfall (also auch die u-Jet-Spuren) $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ mit angenommener Higgsmasse von $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$. Die gestrichelten Linien geben stets den Verlauf der Signifikanzen der u-Jet-Spuren an.

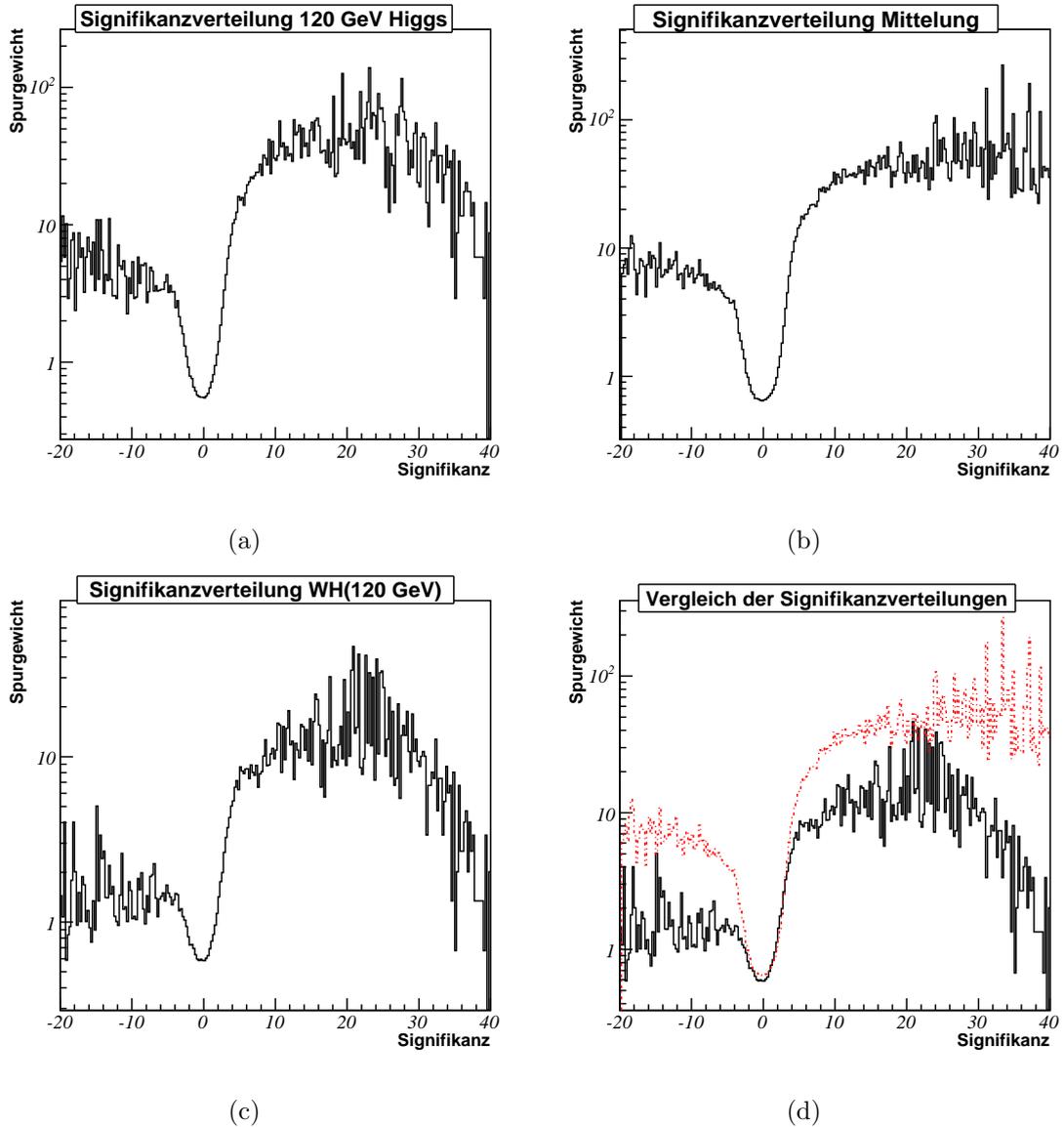


Abbildung 5.9: Darstellung der berechneten Spurgewichte in Abhängigkeit der Signifikanz. Als Grundlage wurden die Kalibrationshistogramme aus Abb. 5.8 verwendet. Abb. (a) zeigt den Verlauf der Spurgewichte auf der Grundlage eines $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ schweren Higgsteilchens, während in (b) die Mittelung eines $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ bzw. $400 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ schweren Higgsteilchens gezeigt wird. In beiden Histogrammen stammen die Kalibrationen aus dem Zerfall $H \rightarrow u\bar{u}$. In (c) wurden zur Kalibration nur Spuren aus dem Signalereignis verwendet. Der Vergleich in (d) verdeutlicht die Unterschiede zwischen (b), gestrichelt gezeichnet, bzw. (c), durchgezogene Linie.

In Abbildung 5.9 sind die Gewichte berechnet worden, die eine Spur aufgrund ihrer Signifikanz erhalten würde. Im ersten Graphen wurden die zu ATHENA analogen Kalibrationshistogramme für ein $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ Higgs, im zweiten Bild die Histogramme aus Abb. 5.8 (c) und in (c) schließlich die gemittelten ATHENA-Histogramme als Grundlage verwendet. Der Vergleich in Abb. 5.9 (d) macht die Unterschiede zwischen (b) und (c) deutlich. Im Bereich $|S(A_0)| > \approx 0$ liegen die Gewichte der Spuren sehr nahe beieinander, während bei Signifikanzen $|S(A_0)| > \approx 6$ Spuren aus dem Signalereignis deutlich geringere Spurgewichte erhalten. Dies wird zu einer Erniedrigung der b-Jetgewichte und damit zu einer erhöhten Missidentifizierung dieser b-Jets im Signal führen.

Trotz der Unterschiede in den beiden Kalibrationshistogrammen, wurde zur Bestimmung der Gewichte die in ATHENA implementierte Kalibration für diese Arbeit verwendet. Zur Erstellung eigener Kalibrationshistogramme wird eine größere Anzahl Ereignisse, gerade für die Kalibration der u-Jet-Spuren, benötigt. Diese größere Anzahl der Signalereignisse $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ liegt in den simulierten Datenmengen der Data Challenge 1 (DC1) nicht vor. Die bisherigen Kalibrationen für die u-Jet-Spuren gründen sich auf die Ereignisse $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$, die in ausreichender Zahl simuliert wurden. Aus Zeitgründen wurde daher auf die optimale Kalibration des Algorithmus verzichtet. Die Verwendung eines nicht optimalen Kalibrationshistogramms führt zu einem systematischen Fehler in den Ergebnissen. Der Verlauf der Gewichte ist bei beiden Sets von Kalibrationshistogrammen nicht grundlegend verschieden, wie Abb. 5.9 (d) zeigt. Im Bereich hoher Statistik, d.h. im Bereich in dem die meisten Spuren liegen, ist der Verlauf der der jeweiligen Signifikanz zugeordneten Gewichte nahezu identisch. Lediglich bei betragsmäßig höheren Signifikanzen ergeben sich Unterschiede. Diese Signifikanzen treten aber seltener auf und werden daher weniger zum Ergebnis beitragen. Daher ist ein b-Tagging mit Hilfe des im ATHENA-Programm verankerten Kalibrationshistogramms problemlos möglich.

Nach dem Vergleich der berechneten Spursignifikanzen mit den Kalibrationshistogrammen existiert zu jeder selektierten Spur ein Spurgewicht. Aus allen Spurgewichten von Spuren, die einem Jet zugeordnet wurden, wird im folgenden ein Jetgewicht konstruiert.

5.3.4 Die Berechnung der Jetgewichte

Das Jetgewicht eines Jets gibt das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten wieder, dass es sich bei einem Jet um einen b- bzw. u-Jet handelt. Diese Größe wird aus den Spurgewichten der einzelnen dem Jet zugeordneten Spuren berechnet.

Es sei a_1 die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei Spur 1 um einen b-Jet handelt, bzw. a_2 sei die Wahrscheinlichkeit für Spur 2 von einem b-Jet zu stammen. Die Wahrscheinlichkeit a_{12} , dass sowohl a_1 wie auch a_2 von einem B-Zerfall stammen, ist daher $a_{12} = a_1 a_2$ oder auch $\log a_{12} = \log a_1 + \log a_2$.

Das Jetgewicht eines Jets, dem n Spuren zugeordnet wurden, kann daher wie folgt definiert werden:

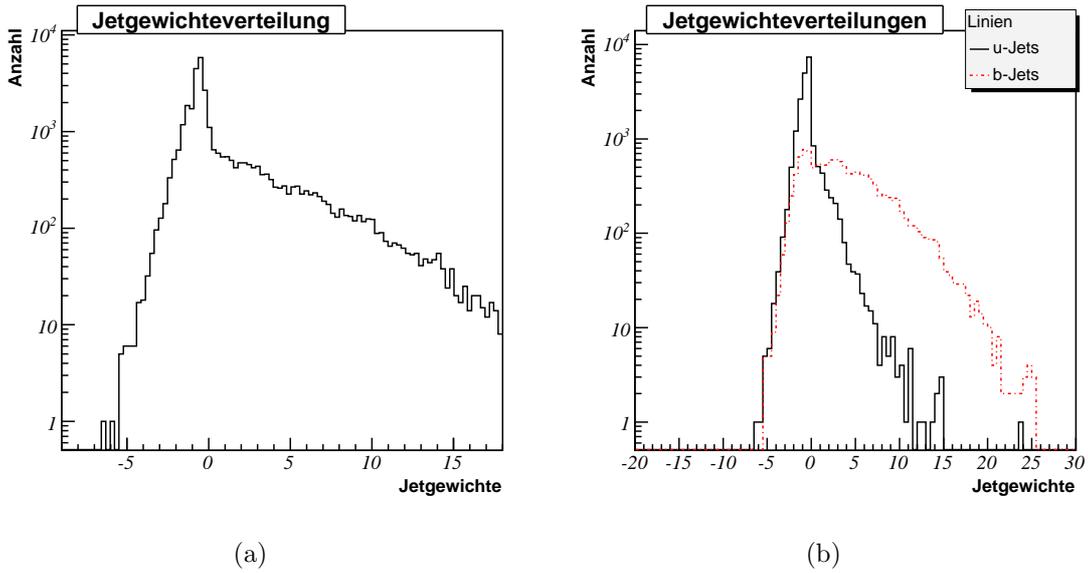


Abbildung 5.10: Die Ergebnisse für die Jetgewichte (a) aller vorkommenden Jets bzw. (b) separat für u- und b-Jets. Es wurden jeweils nur Jets berücksichtigt, denen mindestens eine Spur zugeteilt wurde.

$$\omega_{\text{Jet}} = \sum_i^n \log \omega_{\text{Spur},i}. \quad (5.5)$$

Bei einem Jet, der keine Spuren aufweisen kann, würde diese Definition zu einem Jetgewicht von null führen. Dies würde einer identischen Wahrscheinlichkeit für einen u- oder b-Jet entsprechen. Da jedoch über einen Jet ohne Spuren mit Hilfe dieses Algorithmus keine Aussage getroffen werden kann, müssen in der späteren Betrachtung der Rekonstruktionseffizienz für b-Jets, solche Jets dem Untergrund zugeordnet werden, d.h. als u-Jets interpretiert werden.

Die resultierende Jetgewichte Verteilung aller Jets, die mehr als eine Spur aufweisen können, ist in Abb. 5.10 dargestellt. Um die Unterschiede in den Ergebnissen der Jetgewichte für b- und u-Jets zu zeigen, wurden diese in Abbildung 5.10 (b) getrennt dargestellt. Die Verteilung der b-Jetgewichte weist deutlich höhere Werte im Gegensatz zu den u-Jetgewichten auf. Werte von $\omega_{\text{Jet}} > 15$ werden nahezu nur von b-Jets erreicht. Daher wird bei der Ermittlung der Rekonstruktionseffizienz für b-Jets der Schnitt immer nur in einem Bereich von $\omega_{\text{Jet}} = -5 \dots 15$ variiert.

Setzt man den Schnitt auf die Jetgewichte an und ermittelt die Anzahl der richtig identifizierten b-Jets und der falsch identifizierten u-Jets, kann man Größen wie die Effizienz und die Reinheit definieren, um die Güte dieses 2D-b-Tagging-Algorithmus zu beurteilen. Dies ist Gegenstand des folgenden Abschnitts.

5.4 Die Ergebnisse für den b-Tagging-Algorithmus

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchung dieses Algorithmus vorgestellt. Hierzu werden zuerst die Kenngrößen zur Beurteilung des Algorithmus de-

finiert. Danach wird die Entwicklung dieser Kenngrößen bei Entfernung der Mittellage aus dem Pixeldetektor berechnet, sowie die Auswirkungen von simulierten Ineffizienzen (Anteile toter Pixel) im Pixeldetektor auf die Effizienz und Reinheit des Algorithmus beschrieben. Bei diesen Berechnungen wird der Schnitt auf die Jetgewichte stets konstant gehalten.

Im letzten Abschnitt wird die Untergrundunterdrückungsrate eingeführt und deren Änderung in Abhängigkeit der Effizienz des Algorithmus untersucht. In den Ergebnissen wird wieder ein Drei- bzw. Zwei-Lagen-Pixeldetektor sowie verschiedene Anteile toter Pixel (Ineffizienzen) betrachtet.

5.4.1 Die Bestimmung der Effizienz des b-Tagging Algorithmus

Das Ergebnis des auf dem Impact-Parameter basierenden b-Tagging Algorithmus besteht darin, dass er eine Anzahl an Jets (b_{gesamt}) zurück gibt, deren Jetgewicht oberhalb eines angegebenen Schnittes liegt. Die Kriterien für diesen Algorithmus sind, wie viele b-Jets in einer Ereignismenge, d.h. in der Anzahl Ereignisse, die b_{true} b-Jets enthalten, richtig identifiziert werden (b_{tag}) und wie viele falsch interpretierte u-Jets (b_{miss}) dabei auftreten. Die Effizienz ϵ_b wird definiert als

$$\epsilon_b = \frac{b_{\text{tag}}}{b_{\text{true}}} \quad (5.6)$$

und gibt den Anteil der korrekt identifizierten b-Jets an. Die Effizienz ist eine Funktion des gewählten Schnitts auf das Jetgewicht. Setzt man den Schnitt niedrig, so werden viele von den b-Jets richtig erkannt. Allerdings liegen auch mehr u-Jets oberhalb des Schnitts, die als b-Jets missidentifiziert werden.

Treten Missidentifizierungen auf, so spiegelt sich dies in der Reinheit wider. Die Reinheit P, definiert als

$$P = \frac{b_{\text{tag}}}{b_{\text{gesamt}}} = \frac{b_{\text{tag}}}{b_{\text{tag}} + b_{\text{miss}}} \quad (5.7)$$

gibt an, bei welchem Anteil der vom Algorithmus ermittelten b-Jets es sich wirklich um b-Jets handelt.

Um einen Eindruck zu bekommen, wie diese Größen von dem gewählten Schnitt abhängen, variiert man den Schnitt $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ auf die Jetgewichte. Abb. 5.11 (b) zeigt den Verlauf der Effizienz in Abhängigkeit des Schnitts auf die Jetgewichte. Der Wert des Schnitts wurde in dem Bereich von [-5,15] variiert.

In Abb. 5.11 (a) werden die gezählten b_{tag} - und b_{miss} -Jets in Abhängigkeit von $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ gezeigt. Die b_{tag} -Jet-Kurve ist proportional zum Verlauf der Effizienz ϵ_b in (b). Abbildung 5.11 (c) macht deutlich, dass die Reinheit P von $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=15$ bis zu einem Schnitt $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=3.4$ stabil über 95 % liegt. Die hohe Reinheit und der damit verbundene hohe Schnittwert hat zur Folge, dass die Effizienz des Algorithmus mit ungefähr 30 % relativ niedrig liegt. Verringert man die Schnittgrenze bis ca. $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=0$, steigt die Effizienz auf 45 - 50 %, wobei die Reinheit in diesem Gebiet auf 40 % einbricht. Erst bei einem Schnitt $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}} \approx -1,7$, der zu einer Effizienz von ca. 60 % führt, stabilisiert

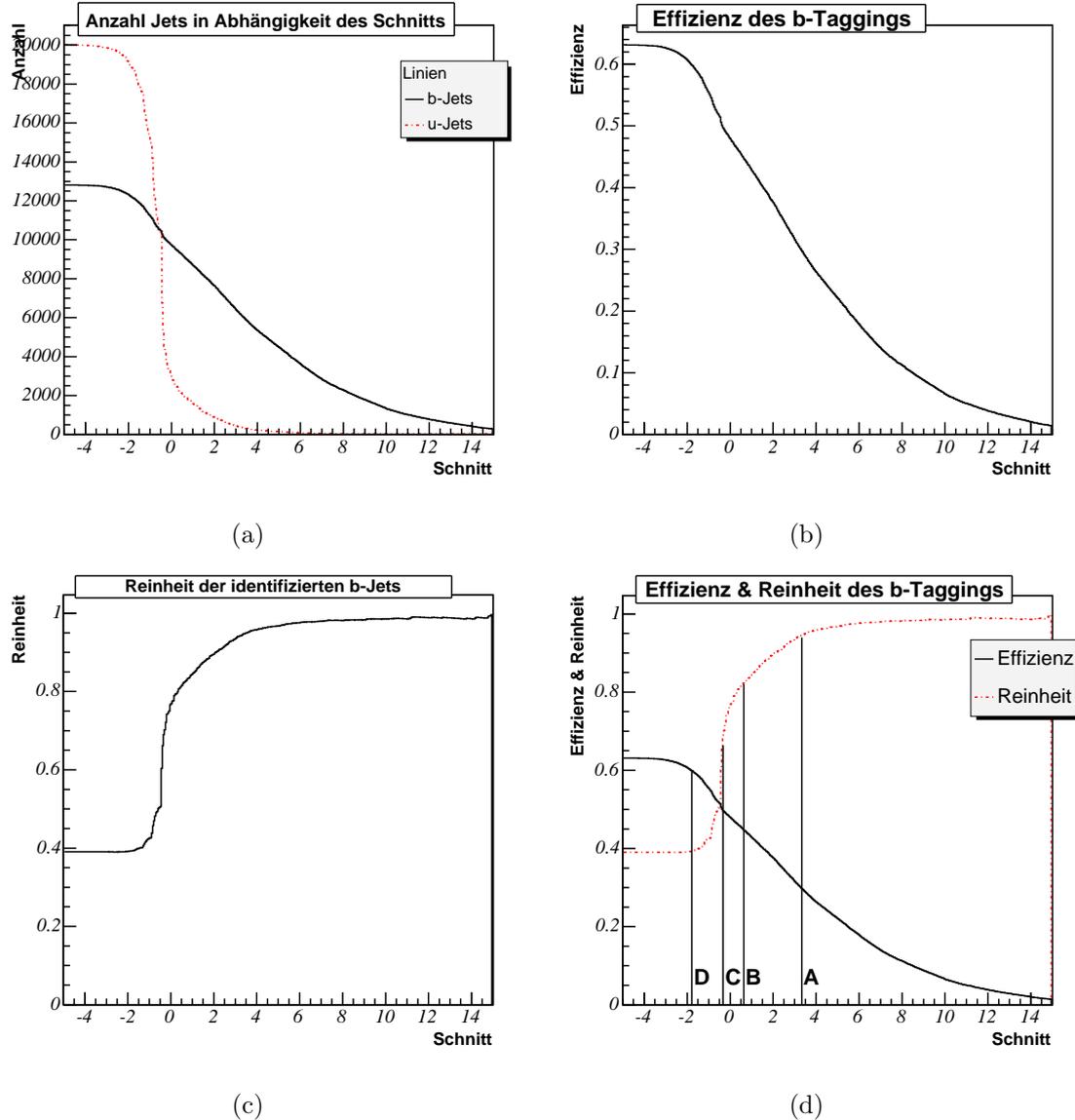


Abbildung 5.11: Ergebnisse der Schnittvariation zur b-Jet-Identifikation in Signalereignissen $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$. Die Higgsmasse wird mit 120 GeV angenommen. In der Simulation wurde ein 3-Lagen-Pixel-Detektor vorausgesetzt. Abb. (a) zeigt die gezählten b_{tag} - und b_{miss} -Jets in Abhängigkeit $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$. Die Anzahl der b_{tag} -Jets ist proportional zur in Abb. (b) gezeigten Effizienz. Die b_{miss} -Jets führen zu einer Absenkung der Reinheit, deren Verlauf in Abhängigkeit von $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ in Abb. (c) zu sehen ist. Abb. (d) zeigt die Effizienz und die Reinheit sowie die zur Analyse festgelegten Schnitte.

sich die Reinheitskurve. Dies liegt daran, dass der Schnitt so niedrig gewählt wurde, dass die meisten u-Jets schon als b_{miss} -Jet identifiziert wurden. Die Reinheitskurve läuft in dem gezeigten Schnittbereich nicht gegen Null. Dies liegt daran, dass den meisten u-Quarks kein Jet zugeordnet werden konnte und somit schon bei der Jet-zu-Quark-Zuordnung eine Untergrundunterdrückung stattgefunden hat. Der gleiche Effekt führt allerdings auch dazu, dass die obere Grenze der Effizienz des Algorithmus bei 63 % liegt, da den fehlenden b-Quarks ebenfalls keine Jets zugeordnet werden konnten.

Um in den weiteren Abschnitten verschiedene Varianten des Pixeldetektors (zwei oder drei Pixellagen) sowie verschiedene Szenarien, d.h. verschiedene Anteile toter Pixel im Pixeldetektor, und deren Auswirkung auf die oben definierten Kenngrößen (ϵ_b , P) angeben zu können, werden vier $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ -Werte bei optimalem Pixeldetektor (drei Lagen, 0 % tote Pixel) gewählt. Zu diesen Schnittgrößen werden die Effizienz und die Reinheit bezüglich des b-Taggings berechnet. In den weiteren Abschnitten werden die Kenngrößen bei gleichen Schnitten $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ ermittelt und die Effizienz wie die Reinheit bei verschiedenen Pixeldetektoreigenschaften verglichen.

Szenario	$\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$	Effizienz ϵ_b [%]	Reinheit P [%]
A	3,33	$30,0 \pm 0,4$	94 ± 2
B	0,63	$45,0 \pm 0,5$	82 ± 1
C	-0,33	$50,0 \pm 0,5$	$66,4 \pm 0,9$
D	-1,78	$60,0 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,5$

Tabelle 5.1: Ermittelte Kenngrößen des Algorithmus in verschiedenen Bereichen der Effizienz und der Reinheitskurve.

Die Wahl der Schnitte wurde anhand der Effizienz- und Reinheitskurve des b-Tagging Algorithmus vorgenommen (siehe Abb. 5.11 (d)). Der erste gewählte Schnitt (Szenario A mit Schnitt $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=3,33$) soll möglichst reine b-Jets liefern. Die nächsten beiden Schnitte sollen in dem Bereich $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=-1\dots 1$ liegen, in dem die Reinheitskurve sehr stark absinkt. Hieraus folgt das Szenario B mit einem Schnitt bei $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=0,63$ sowie Szenario C mit dem Schnitt bei $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=-0,33$. Der letzte Vergleichswert liegt in dem Bereich hoher Effizienz, aber niedriger Reinheit. Dies ist Szenario D mit dem Schnitt bei $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}=-1,78$. Tabelle 5.1 gibt die gewählten Schnitte sowie die dazugehörigen bestimmten Kenngrößen an.

Der Fehler der b-Tagging Effizienz und der Reinheit wurde aus dem statistischen Fehler der beteiligten Größen berechnet. Für die Reinheit sind die fehlerbehafteten Größen die Zahl der identifizierten b-Jets b_{tag} sowie die Gesamtzahl der Jets über dem Schnitt b_{gesamt} . Der statistische Fehler der Größe b_{tag} beträgt:

$$\Delta b_{\text{tag}} = \frac{b_{\text{tag}}}{\sqrt{b_{\text{tag}}}} = \sqrt{b_{\text{tag}}}. \quad (5.8)$$

Mit dem berechneten Fehler Δb_{tag} sowie dem analog bestimmten Fehler von b_{gesamt} ergibt sich der gesamte Fehler der Reinheit P durch Fehlerfortpflanzung zu:

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

Die Fehler der Effizienz ϵ_b sowie der Untergrundunterdrückungsrate, die in Abschnitt 5.4.4 definiert wird, wurden analog zu dem Fehler der Reinheit bestimmt.

Im folgenden soll auf die systematischen Fehler eingegangen werden. Eine systematische Fehlerquelle ist die Verwendung von nichtoptimalen Kalibrationshistogrammen und wurde bereits in Abschnitt 5.3.3 angesprochen. Aufgrund des nahezu identischen Verlaufs der Gewichtevertelung im Bereich der häufig auftretenden Signifikanzen $S(A_0) = -3\dots 4$ ist nicht mit einem großen Beitrag dieses systematischen Fehlers zum Gesamtfehler zu rechnen. Um die genaue Größe dieses systematischen Fehlers bestimmen zu können, müssten Kalibrationshistogramme speziell für den untersuchten Zerfall erstellt werden. Anhand der Ergebnisse der Rekonstruktion mit Hilfe der neuen Kalibrationshistogramme könnte durch Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeit auf die Größe des systematischen Fehlers geschlossen werden. Eine Untersuchung dieses Fehlers für den Fall eines Higgszerfalls $H \rightarrow b\bar{b}$ mit Untergrundjets aus der Reaktion $H \rightarrow u\bar{u}$ wurde in [23] angesprochen. Hiernach liegt der systematische Fehler in etwa in der gleichen Größenordnung wie der statistische Fehler der ermittelten Ergebnisse dieser Arbeit. Die Ergebnisse sind nicht exakt vergleichbar, da in [23] zum einen die Selektion zwischen zwei verschiedenen Zerfallarten stattfindet und zum anderen die geforderten Effizienzen anders normiert wurden. Auf die Unterschiede wird in Abschnitt 5.4.4 näher eingegangen.

Ein weiterer systematischer Fehler stellt die Wahl der alleinigen Verwendung von Spuren, die von xKalman ermittelt wurden, dar. Zur Abschätzung der Größe dieses systematischen Fehlers wäre eine erneute Rekonstruktion der Ereignisse unter Verwendung der iPatRec-Spuren notwendig. Die Unterschiede in den Ergebnissen des b-Taggings bei Verwendung der beiden Spurrekonstruktionsalgorithmen wurden z.B. in [24] thematisiert. Auch hier handelt es sich wiederum um Analysen des Higgszerfalls in ein b-Quark-Paar mit einem Higgszerfall in zwei u-Quarks als Untergrundkanal, so dass die Ergebnisse nicht exakt vergleichbar sind, sondern lediglich eine Abschätzung der Größe des systematischen Fehlers erlauben. Hier zeigt sich, dass im Bereich höherer Schnitte signifikante Unterschiede in den Ergebnissen auftreten, die ebenfalls ungefähr in der Größenordnung des statistischen Fehlers liegen.

Zur Abschätzung der Größe der beiden systematischen Fehlern ist eine erneute Rekonstruktion der Ereignisse notwendig, die aus Zeitgründen im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte. Die Fehlerangaben der folgenden Ergebnisse sind daher reine statistische Fehler.

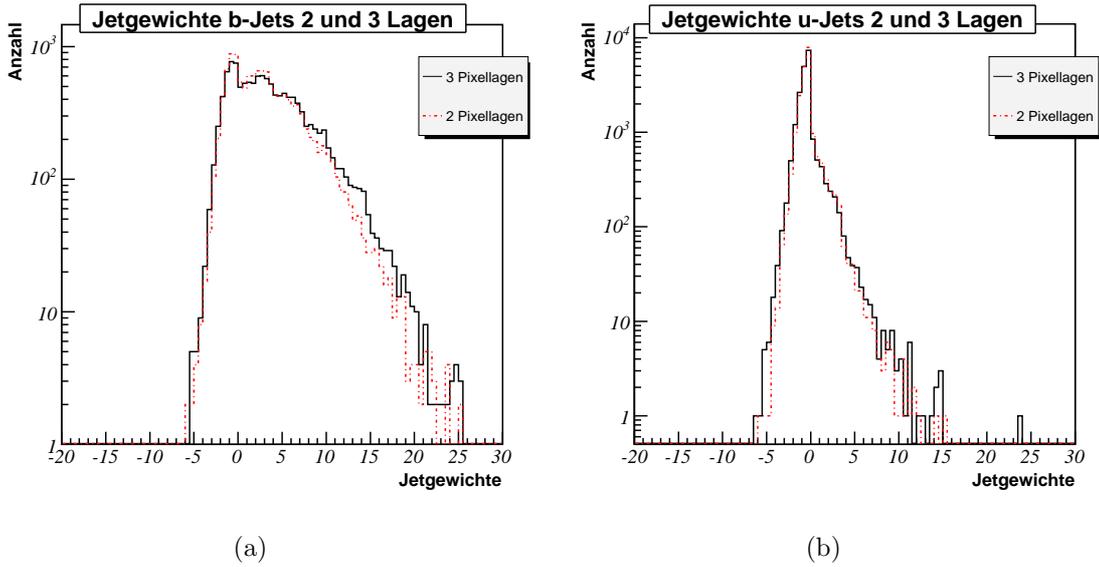


Abbildung 5.12: Jetgewichte-Verteilung bei einem Zwei- und einem Drei-Lagen-Pixeldetektor für (a) b-Jets und (b) für u-Jets.

5.4.2 Die Ergebnisse für den Drei- und Zwei-Lagen-Pixeldetektor

In diesem Abschnitt werden die Kenngrößen des Algorithmus in den im vorigen Abschnitt definierten vier Szenarien bei Verwendung eines Drei-Lagen-Pixeldetektors mit den Kenngrößen bei Verwendung eines Zwei-Lagen-Pixeldetektors verglichen. Die einzige Änderung im Detektordesign bei diesen beiden Varianten betrifft den Pixeldetektor, d.h. der Streifendetektor und der TRT sind identisch; nur die mittlere Lage des Pixeldetektors wurde entfernt. Die Radien der beiden übrigen Lagen wurden dabei nicht verändert.

Der Unterschied in der Rekonstruktion besteht im wesentlichen aus dem fehlenden Spurpunkt in der mittleren Lage des Pixeldetektors. Daher ist zu erwarten, dass einige Spuren pro Ereignis weniger rekonstruiert werden, d.h. dass die Spurmultiplicität abnimmt. Dies wird zur Folge haben, dass zur Berechnung des Jetgewichts betroffener Jets weniger Spuren zur Verfügung stehen und das Jetgewicht dieser Jets dadurch abnimmt. Hierdurch können b-Jets, deren Jetgewicht bei dem Drei-Lagen-Pixeldetektor knapp oberhalb des Schnitts ω_{Jet}^{Cut} lag, unter den Schnitt fallen und damit nicht mehr als b-Jet erkannt werden. Das Resultat wäre eine Verschlechterung der Effizienz ϵ_b durch die fehlende Mittellage.

Abb. 5.12 zeigt einen Vergleich der Verteilung der Jetgewichte von u_{true} - und b_{true} -Jets für die beiden Detektorvarianten. Der Vergleich zeigt, dass die Jets im Mittel an Jetgewicht verlieren. Verliert ein Jet eine Spur, die ein Spurgewicht kleiner eins ($\omega_{Spur} < 1 \Rightarrow \log \omega_{Spur} < 0$) trägt, so erhöht sich das dazu gehörige Jetgewicht. Dies geschieht bei Jets mit negativem Jetgewicht. Daher ist zu beobachten, dass sich alle Jetgewichte gegen Null bewegen, d.h. dass die Verteilung an Breite verliert und um Null herum konzentriert wird. Dieser Effekt wird schematisch in Abb. 5.13 verdeutlicht.

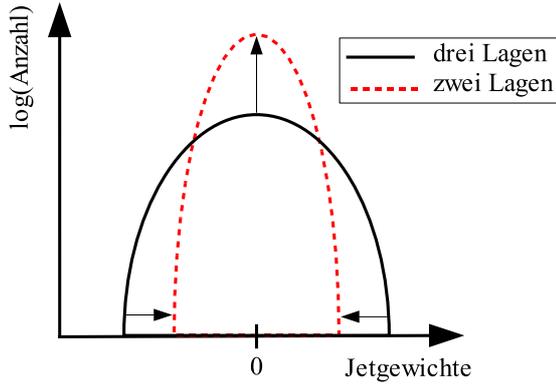


Abbildung 5.13: Skizze, die die Auswirkungen einer fehlenden Mittellage (bzw. von toten Pixeln) auf die berechneten Jetgewichte der Signalereignisse verdeutlicht.

Szenario	Effizienz ϵ_b [%]		Reinheit P [%]	
	3-Lagen	2-Lagen	3-Lagen	2-Lagen
A	$30,0 \pm 0,4$	$26,6 \pm 0,4$	94 ± 2	95 ± 2
B	$45,0 \pm 0,5$	$42,9 \pm 0,5$	82 ± 1	81 ± 1
C	$50,0 \pm 0,5$	$48,5 \pm 0,5$	$66,4 \pm 0,9$	$63,7 \pm 0,9$
D	$60,0 \pm 0,5$	$59,4 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,5$	$38,5 \pm 0,5$

Tabelle 5.2: Ermittelte Kenngrößen des Algorithmus bei Verwendung eines Zwei- bzw. Drei-Lagen-Pixeldetektors.

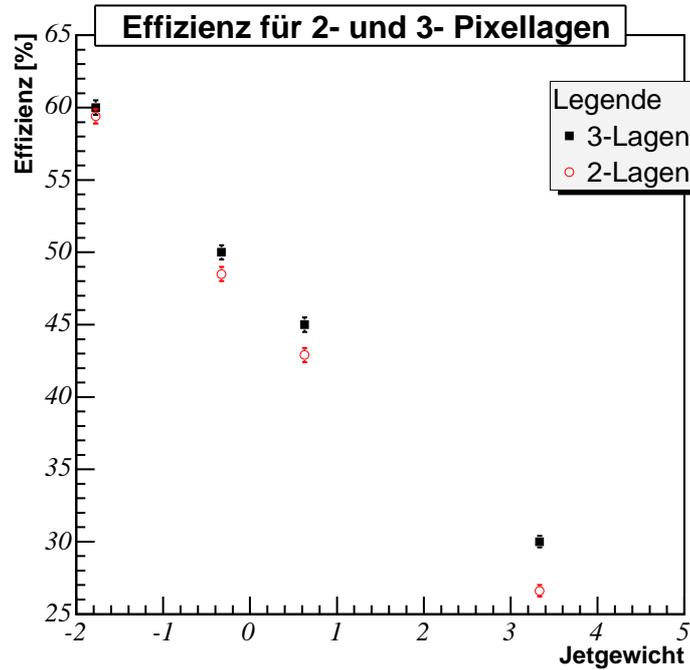
Szenario	$R_{\text{Eff}}(2/3)$	$R_{\text{Reinheit}}(2/3)$
A	$0,89 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,03$
B	$0,95 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,02$
C	$0,97 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,02$
D	$0,99 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,02$

Tabelle 5.3: Ermittelte Kenngrößen des Algorithmus bei Verwendung eines Zwei- bzw. Drei-Lagen-Pixeldetektors.

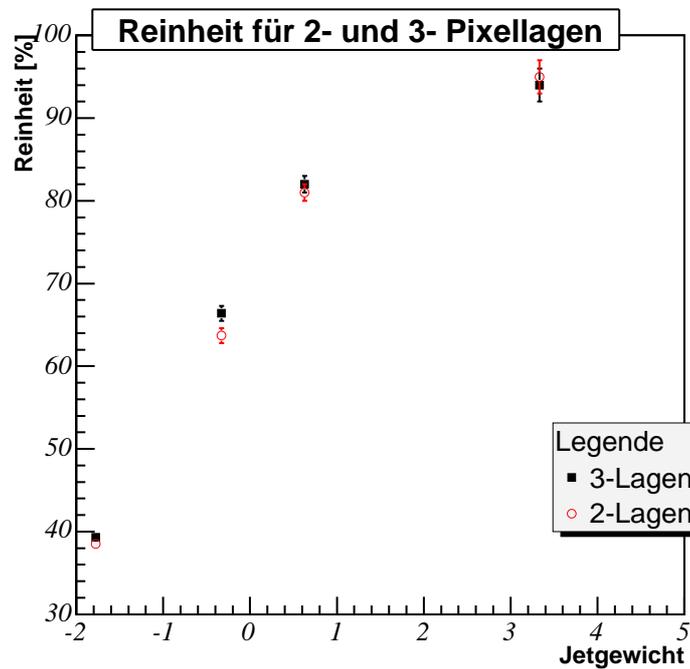
Die Ergebnisse für ϵ_b und P nach der Rekonstruktion des Signals der Detektorvariante mit zwei Pixellagen ist in Tabelle 5.2 dargestellt. Hierbei wurden die vier Szenarien A-D berücksichtigt. Tabelle 5.3 zeigt die relativen Veränderungen R der beiden Kenngrößen in den vier Szenarien.

Abb. 5.14 zeigt einen graphischen Vergleich dieser Ergebnisse für beide Detektorvarianten. Die Absenkung der b-Tagging Effizienz ϵ_b ist in (a) zu sehen. In Szenario D wirkt sich die fehlende Detektorlage aufgrund des niedrigen Schnitts am wenigsten aus. Da hier der Schnitt sehr niedrig gewählt wurde, spielen die Verschiebungen der Jetgewichte hier kaum eine Rolle. Der Unterschied besteht zumeist darin, dass ein b-Jet aufgrund der fehlenden Mittellage seine gesamten Spuren verliert und damit als u-Jet identifiziert wird. Wird der Schnitt $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ höher gesetzt, steigt der Unterschied der Ergebnisse von beiden Detektorvarianten. Dieser Anstieg in Abhängigkeit des Schnitts bei verschiedenen Pixeldetektoreigenschaften wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die u_{true} -Jets erfahren aufgrund der fehlenden Mittellage ebenfalls Spurverluste.



(a)



(b)

Abbildung 5.14: Vergleich der Kenngrößen des Algorithmus nach Rekonstruktion des Signals eines Detektors mit zwei Pixellagen (Kreise) und drei Pixellagen (Quadrate).

Die u-Jetgewichte verschieben sich daher gleichermaßen Richtung Null. Hierdurch werden einige u-Jets mit ihrem Gewicht unterhalb des Schnittes fallen und somit nicht mehr als b-Jets missidentifiziert. Aus diesem Grund bleibt die Reinheit P bei Entfernung einer Pixellage nahezu konstant.

5.4.3 Die Betrachtung von Ineffizienzen im Pixeldetektor

In diesem Abschnitt werden verschiedene Anteile toter Pixel (I_{Pixel}) im Pixeldetektor und deren Auswirkung auf den 2D-Impact-Parameter-Algorithmus simuliert. Die Simulationen wurden mit einem Drei- und einem Zwei-Lagen-Pixeldetektor durchgeführt.

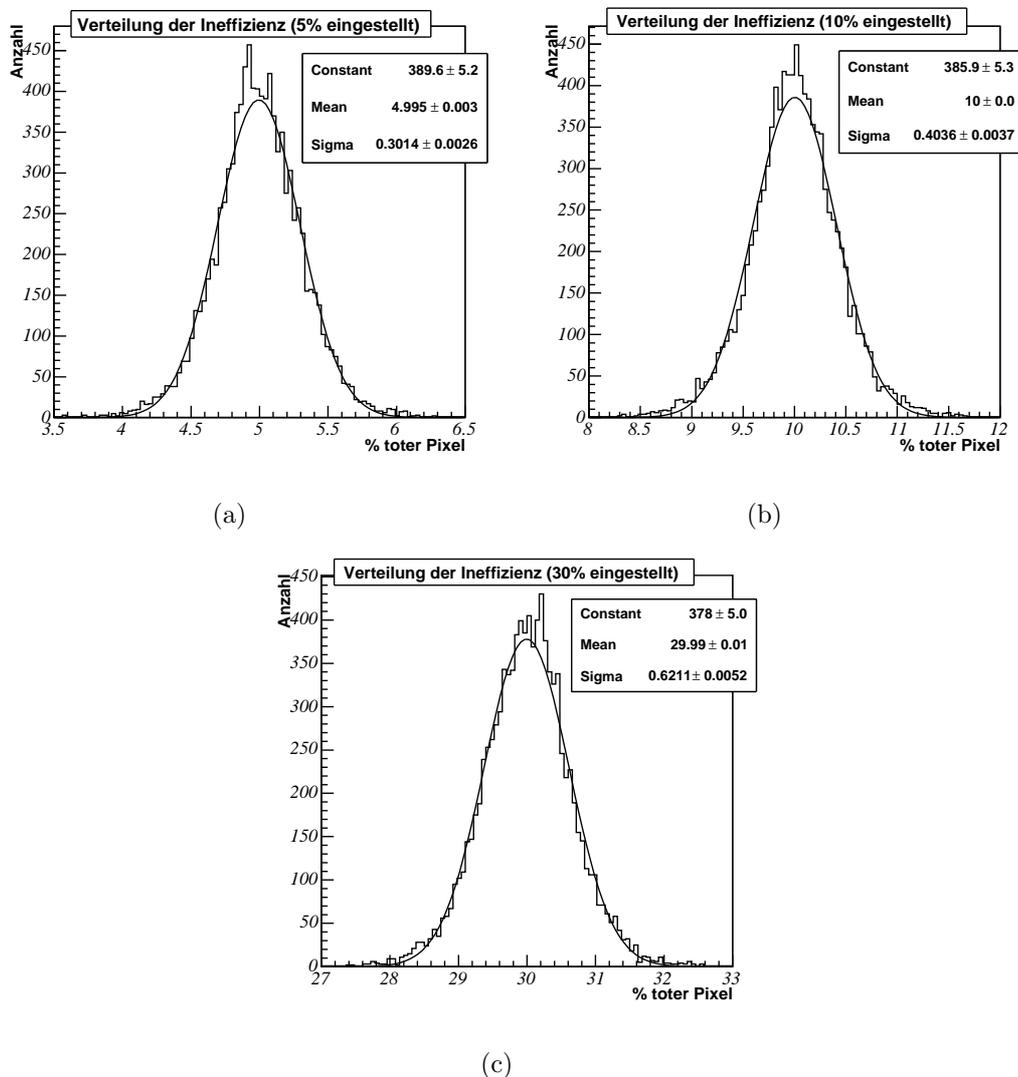


Abbildung 5.15: Verteilung des Anteils, der durch tote Pixel verloren gegangenen Trefferinformation im Pixeldetektor bei (a) 5 %, (b) 10 % und (c) 30 % eingestellter Ineffizienzrate I_{Pixel} .

Die bei der Simulation eingestellten Ineffizienzen I_{Pixel} für Treffer im Pixeldetektors betragen $I_{\text{Pixel}}=0$ %, 5 %, 10%, 30 %. Die wirkliche Anzahl gelöschter Pixeldaten

durch tote Pixel pro Ereignis schwankt um den eingestellten Wert, da die eingestellte Ineffizienz I_{Pixel} lediglich die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der eine Pixelinformation gelöscht wird (siehe Abschnitt 4.2.4). Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung des Anteils der durch tote Pixel verlorenen Trefferinformationen für die drei Einstellungen mit $I_{\text{Pixel}} \neq 0$. Der Fehler des Anteils der toten Pixel wurde durch die Varianz σ der angepassten Gausskurven abgeschätzt.

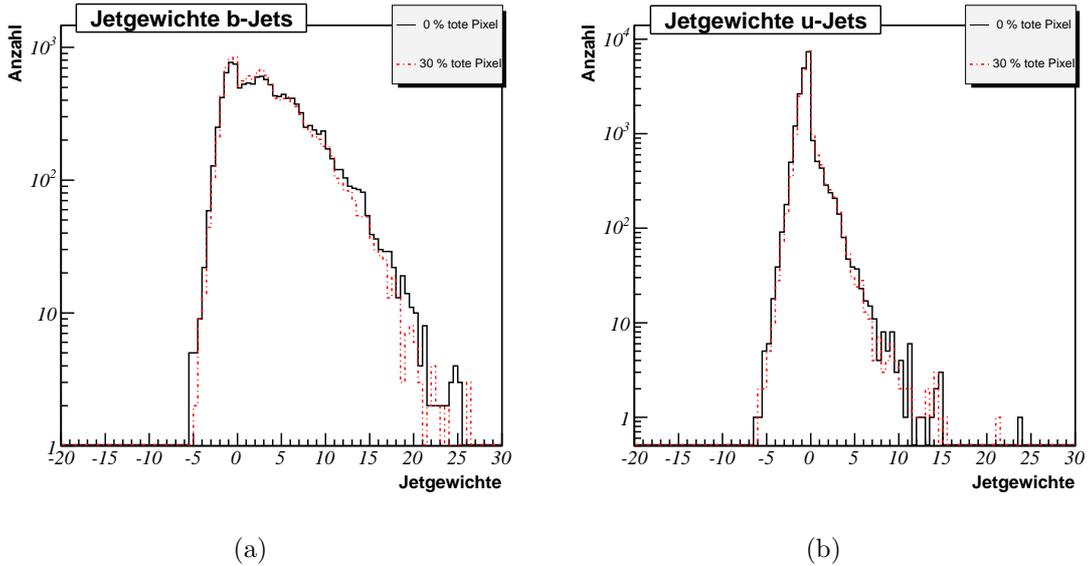


Abbildung 5.16: Jetgewichte von (a) b- und (b) u- Jets rekonstruiert unter Verwendung eines Detektors mit optimalen Eigenschaften (durchgezogene Linie), sowie mit 30 % toten Pixeln (gestrichelte Linie).

Analog zu der Studie mit dem Zwei- und Drei-Lagen-Pixeldetektor, wird wieder eine Verschlechterung der Effizienz ϵ_b mit steigender Zahl toter Pixel erwartet. Da auch hier Spuren aufgrund der toten Pixel nicht rekonstruiert werden, wird die Breite der Verteilung der Jetgewichte wiederum kleiner und um Null herum konzentriert. In Abb. 5.16 wird die Verteilung der Jetgewichte bei optimalen Eigenschaften eines Drei-Lagen-Pixeldetektors mit einem Drei-Lagen-Pixeldetektor, der 30% tote Pixel aufweist, verglichen. Sowohl die u- wie auch die b-Jetgewichte zeigen die Verschiebung zum Nullpunkt.

In der Tabelle 5.4 sind die ermittelten Kenngrößen für verschiedene Pixelineffizienzen I_{Pixel} eines Drei-Lagen-Pixeldetektors enthalten. Die entsprechenden Werte des Algorithmus bei Verwendung eines Zwei-Lagen-Detektor sind in Tabelle 5.5 gezeigt. Ermittelt wurden wieder die Effizienz ϵ_b und die Reinheit P für die vier Szenarien A-D. Die beiden Abbildungen 5.17 und 5.18 vergleichen graphisch die ermittelten Werte für die Effizienz ϵ_b und die Reinheit P für einen Drei- bzw. Zwei-Lagen-Pixeldetektor.

Aus den Werten ist die Abnahme der Effizienz ϵ_b im Bereich der hohen Schnitte $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ bei Erhöhung der Zahl der toten Pixel zu erkennen. Die Reinheit P der identifizierten Jets ist nahezu konstant bei Variation von I_{Pixel} . Dies lässt darauf schließen, dass die Verschiebung der Jetgewichte die u- und b-Jets gleichermaßen betrifft.

Szenario	I_{Pixel} [%]	Effizienz ϵ_b [%]	Reinheit P [%]
A	0	$30,0 \pm 0,4$	94 ± 2
A	5	$29,6 \pm 0,4$	94 ± 2
A	10	$29,3 \pm 0,4$	94 ± 2
A	30	$27,8 \pm 0,4$	94 ± 2
B	0	$45,0 \pm 0,5$	82 ± 1
B	5	$44,8 \pm 0,5$	82 ± 1
B	10	$44,7 \pm 0,5$	82 ± 1
B	30	$44,2 \pm 0,5$	81 ± 1
C	0	$50,0 \pm 0,5$	$66,4 \pm 0,9$
C	5	$49,8 \pm 0,5$	$66,2 \pm 0,9$
C	10	$49,8 \pm 0,5$	$66,0 \pm 0,9$
C	30	$49,6 \pm 0,5$	$64,4 \pm 0,9$
D	0	$60,0 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,5$
D	5	$60,0 \pm 0,5$	$39,2 \pm 0,5$
D	10	$60,0 \pm 0,5$	$39,3 \pm 0,5$
D	30	$60,4 \pm 0,6$	$39,6 \pm 0,5$

Tabelle 5.4: Effizienz ϵ_b und Reinheit P des Algorithmus für verschiedene Ineffizienzen I_{Pixel} des Drei-Lagen-Pixeldetektors.

Szenario	I_{Pixel} [%]	Effizienz ϵ_b [%]	Reinheit P [%]
A	0	$26,6 \pm 0,4$	95 ± 2
A	5	$26,4 \pm 0,4$	95 ± 2
A	10	$26,0 \pm 0,4$	95 ± 2
A	30	$24,5 \pm 0,4$	95 ± 2
B	0	$42,9 \pm 0,5$	81 ± 1
B	5	$42,6 \pm 0,5$	81 ± 1
B	10	$42,5 \pm 0,5$	81 ± 1
B	30	$41,6 \pm 0,5$	80 ± 1
C	0	$48,5 \pm 0,5$	$63,7 \pm 0,9$
C	5	$48,3 \pm 0,5$	$63,5 \pm 0,9$
C	10	$48,2 \pm 0,5$	$63,3 \pm 0,9$
C	30	$47,8 \pm 0,5$	$62,7 \pm 0,9$
D	0	$59,4 \pm 0,5$	$38,5 \pm 0,5$
D	5	$59,5 \pm 0,5$	$38,5 \pm 0,5$
D	10	$59,5 \pm 0,5$	$38,6 \pm 0,5$
D	30	$59,7 \pm 0,5$	$38,9 \pm 0,5$

Tabelle 5.5: Effizienz ϵ_b und Reinheit P des Algorithmus für verschiedene Ineffizienzen I_{Pixel} des Zwei-Lagen-Pixeldetektors.

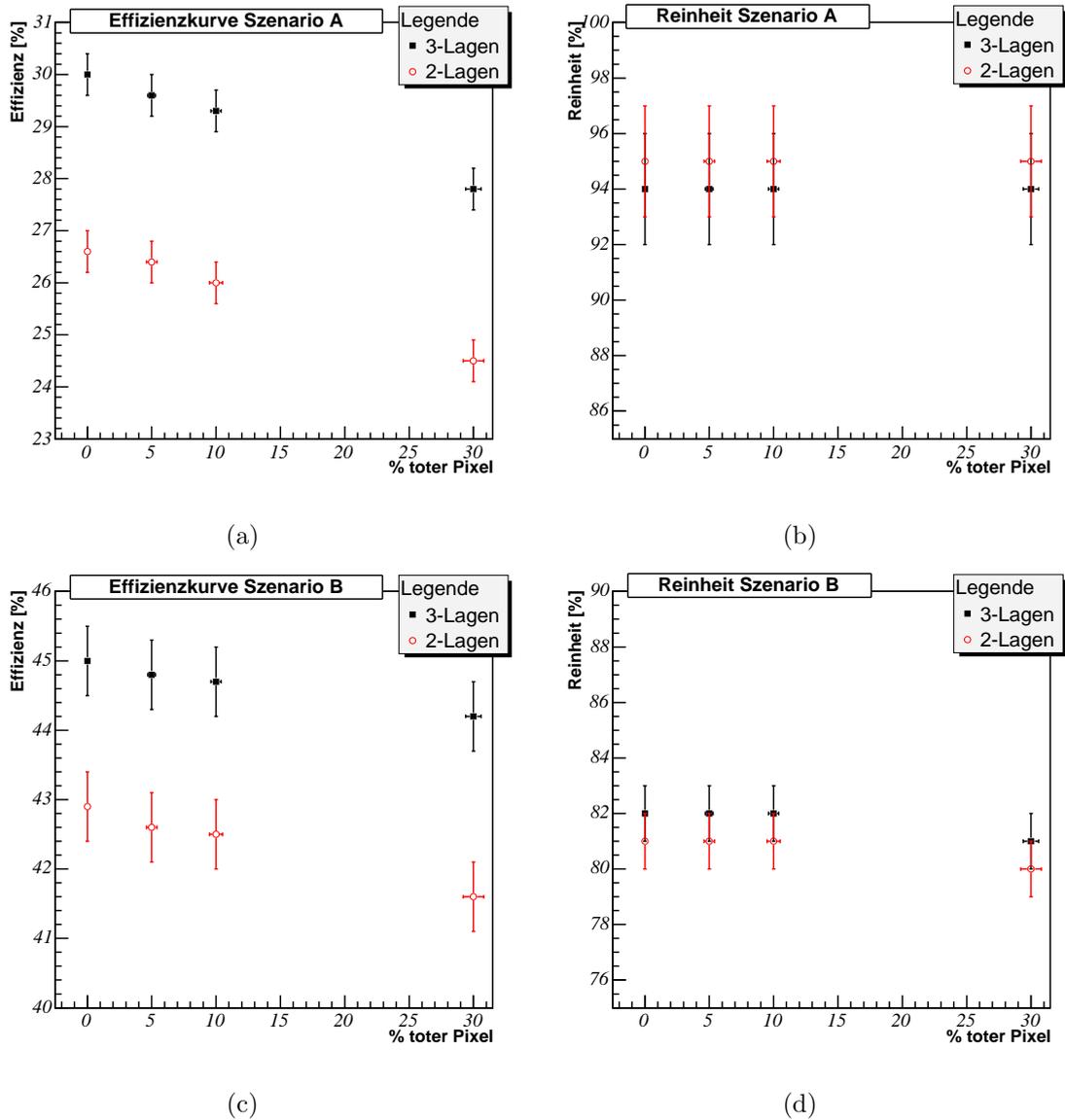


Abbildung 5.17: Vergleich der Entwicklung der Effizienz ϵ_b und der Reinheit P bei verschiedenen Ineffizienzen eines Zwei- bzw. Drei-Lagen-Pixeldetektors für das Szenario A (Abb. (a) und (b)) und für das Szenario B (Abb. (c) und (d)).

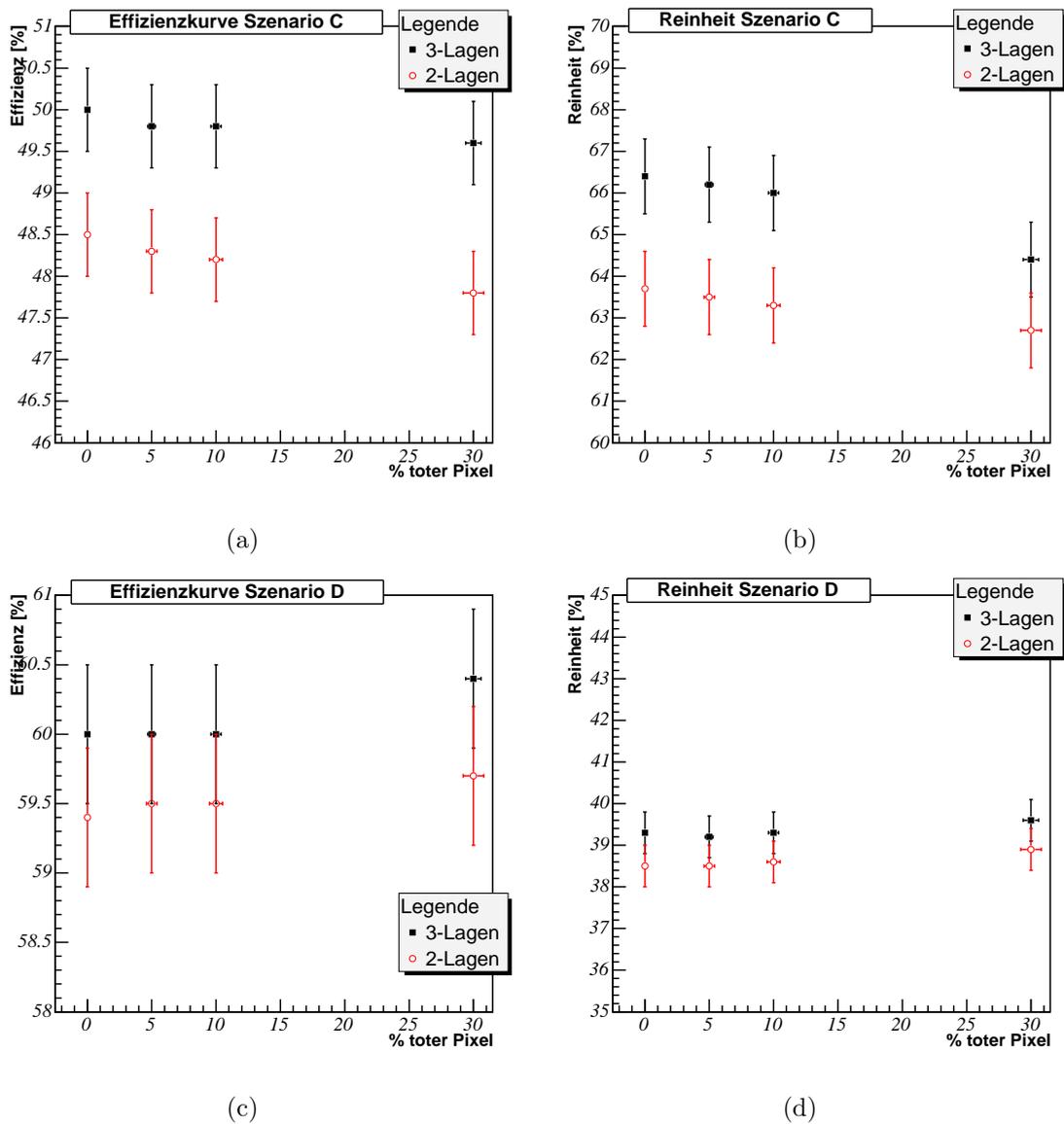


Abbildung 5.18: Vergleich der Entwicklung der Effizienz ϵ_b und der Reinheit P bei verschiedenen Ineffizienzen eines Zwei- bzw. Drei-Lagen-Pixeldetektors für das Szenario C (Abb. (a) und (b)) und für das Szenario D (Abb. (c) und (d))

Szenario	R_{ϵ_b}		R_P	
	3-Lagen	2-Lagen	3-Lagen	2-Lagen
A	$0,93 \pm 0,02$	$0,92 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,03$	$1,00 \pm 0,03$
B	$0,98 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,02$
C	$0,99 \pm 0,01$	$0,99 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,02$	$0,98 \pm 0,02$
D	$1,01 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,02$

Tabelle 5.6: Die relativen Änderungen der Kenngrößen in den vier Szenarien bei Verwendung eines Detektors mit 30 % toten Pixeln verglichen zur Verwendung eines optimalen Detektor.

Die Erhöhung der Effizienz ϵ_b in Szenario D liegt im Bereich des statistischen Fehlers dieser Größe, ergibt sich aber aufgrund der Tatsache, dass der Schnitt im negativen Bereich liegt. Die Jetgewichte bewegen sich auch im Bereich von negativen Jetgewichten gegen Null, d.h. sie erhöhen ihr Jetgewicht durch Verlust von Spuren. b_{true} -Jets, die knapp unterhalb des Schnitts lagen, erhalten nach Wegfall einer ihrer Spuren ein höheres Jetgewicht und erreichen Gewichtswerte, die oberhalb des Schnitts liegen. Da durch diesen Effekt mehr b_{true} -Jets identifiziert werden, steigt die Effizienz ϵ_b . Steigende Effizienzen ϵ_b bei steigenden Anteilen toter Pixel kommen daher nur im Bereich von negativen Schnittwerten vor.

Die relativen Änderungen der Kenngrößen sind in Tabelle 5.6 gezeigt. Der Quotient R bildet das Verhältnis der jeweiligen Kenngröße bei 30 % toten Pixeln mit der entsprechenden Kenngröße bei einem optimalen Pixeldetektor. Hier zeigt sich deutlich, dass die Kenngrößen bei niedrigen Schnitten stabil bei Erhöhung des Anteils toter Pixel (bis zu 30%) sind. Einen signifikanten Verlust erhält man lediglich in Szenario A (hoher Schnitt). Die berechneten Werte der Effizienz ϵ_b zeigen nur hier signifikante Unterschiede zwischen einem optimalen und fehlerhaften Detektor.

Der Verlust an Effizienz ϵ_b in Szenario A liegt an den unterschiedlichen Verschiebungen, die das Jetgewicht bei Verlust einer Spur erfährt. Jets, die Spuren verlieren, die ein größeres Spurgewicht tragen, bewegen sich im Mittel mit einer größeren Schrittweite zur Null hin.

Spuren, die ihren Ursprung in einem b-Quark haben, lassen sich zumeist auf einen gemeinsamen sekundären Vertex zurückführen. Durch den gemeinsamen sekundären Vertex haben diese Spuren daher Impact-Parameter, die in derselben Größenordnung liegen und damit auch eine vergleichbare Signifikanz besitzen. Spuren, die von einem Tertiärvertex stammen, werden meist in diesem b-Tagging-Algorithmus nicht betrachtet, da bei der Spur-zu-Jet-Zuordnung ein Schnitt auf den Impact-Parameter ($A_0 < 1$ mm) gesetzt wurde. Man kann eine Abschätzung der mittleren Signifikanz pro Spur in Abhängigkeit des Jetgewichts erlangen, indem man das Jetgewicht durch die Anzahl der zugeordneten Spuren dividiert und anschließend gegen das Jetgewicht aufträgt. Das zweidimensionale Histogramm in Abbildung 5.19 (a) zeigt diese mittlere Signifikanz pro Spur. Die Verteilung weist deutliche Linien auf. Diese Linien treten auf, da die mittlere Signifikanz pro Spur in Einheiten der Spurnzahl eingeteilt ist, d.h. es existieren zu einem Jetgewicht Jets mit einer, zwei, drei usw. Spuren. Zu jeder Zahl von Spuren in einem Jet gibt es eine Linie. Zur Verdeutlichung wurden

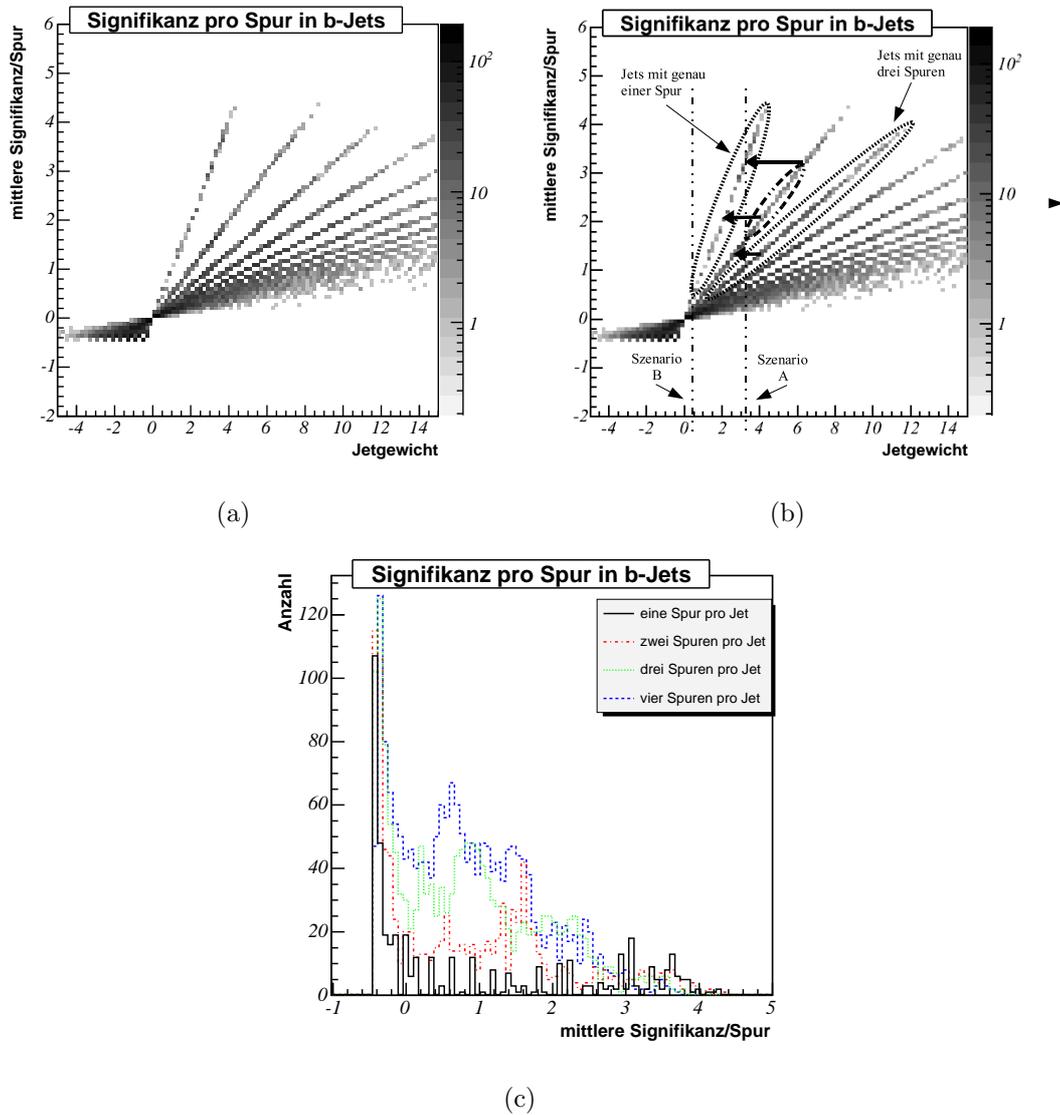


Abbildung 5.19: (a) und (b) zeigen die Korrelationsverteilung der mittleren Signifikanz pro Spur in Abhängigkeit vom Jetgewicht des Jets, dem die Spur zugeordnet wird. Abb. (c) zeigt eine Projektion auf die mittlere Signifikanz-pro-Spur-Achse für unterschiedliche Spurzahlen in einem Jet.

in Abb. 5.19 (b) die Linien der Jets mit einer und mit drei Spuren markiert. Entfällt in einem Jet eine Spur, wechselt der Jet die Linie parallel zur x-Achse, da in diesem Bild das Jetgewicht durch Verlust einer Spur die mittlere Signifikanz einer Spur einbüßt. Die mittlere Signifikanz der übrigen Spuren bleibt davon unberührt. Dies ist in Abb. 5.19 (b) durch die drei Pfeile zwischen den Linien angedeutet. Hierdurch ergeben sich Bereiche, in denen die Jets die Linie wechseln dürfen, d.h. eine Spur verlieren dürfen, ohne unterhalb des Schnitts zu fallen. So zeigt der oberste Pfeil den Grenzwert der mittleren Signifikanz für Jets, die die Linie, die zu Jets mit zwei Spuren gehört, noch wechseln dürfen, ohne dass dies Auswirkungen auf die Effizienz ϵ_b hat. Alle darunter liegenden Jets, die eine niedrigere Signifikanz pro Jet besitzen, würden unterhalb des Schnitts fallen und die Effizienz des b-Taggings verringern.

Abbildung 5.19 (b) verdeutlicht ebenfalls, dass die Bereiche von Jets, die keine Spuren verlieren dürfen um mit ihrem Jetgewicht weiterhin oberhalb des Schnitts zu liegen, vom Schnitt ω_{Jet}^{Cut} selber abhängig sind. In Szenario A ist dieser Bereich, der in der Abbildung durch die grob gestrichelte Ellipse markiert ist, größer als entsprechende Bereiche für die Linien in Szenario B. In der Nähe des Schnitts ω_{Jet}^{Cut} für Szenario B sind diese Bereiche so klein, dass Jets oftmals mehrere Spuren verlieren dürfen, ohne dass sie unterhalb dieses Schnitts fallen.

Die Betrachtung der mittleren Signifikanzen pro Spur erklärt, warum der Effizienzunterschied gerade in Bereichen höherer Schnitte, im Vergleich zu niedrigeren Schnitten, stärker zum Tragen kommt. Abbildung 5.19 (c) stellt die Häufigkeitsverteilung von b-Jets mit unterschiedlicher Anzahl von Spuren in Abhängigkeit des Jetgewichtes dar. Die oben definierten Bereiche, in denen ein Jet keine Spur verlieren darf ohne unterhalb des Schnitts zu fallen, sind zwar bei niedrigen Spurzahlen und hohem Jetgewichten am Größten, treten aber, wie Abb. 5.19 (c) zeigt, seltener auf. Aus diesem Grund beträgt der Effekt der b-Tagging-Effizienzverminderung durch Pixelineffizienzen auch bei hohen Schnitten und hohen Pixelineffizienzen nur einige Prozent.

5.4.4 Die Untersuchung der Untergrundunterdrückungsrate

Eine weitere Kenngröße des Algorithmus stellt die Untergrundunterdrückungsrate

$$UUR = \frac{u_{\text{true}}}{b_{\text{miss}}} \quad (5.10)$$

dar, die angibt, wieviele u_{true} im statistischen Mittel im Signal enthalten sein müssen, damit ein u-Jet als b-Jet missidentifiziert wird. Aus der Definition folgt, dass eine möglichst hohe UUR für den Algorithmus wünschenswert ist.

Die UUR bietet den Vorteil, dass sie auch dann berechnet werden kann, wenn das Verhältnis Signal zu Untergrund nicht bekannt ist. Wie in der Durchführung der Analysen von [8] und [22] werden die Gewichtevertellungen für b- und u-Jets einzeln normiert und es wird auf die resultierenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Jetgewichte geschnitten. Aus diesen Schnitten auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung von u- und b-Jetgewichten lässt sich sowohl die Effizienz ϵ_b wie auch die UUR bestimmen, nicht aber die Reinheit P. Hierfür ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

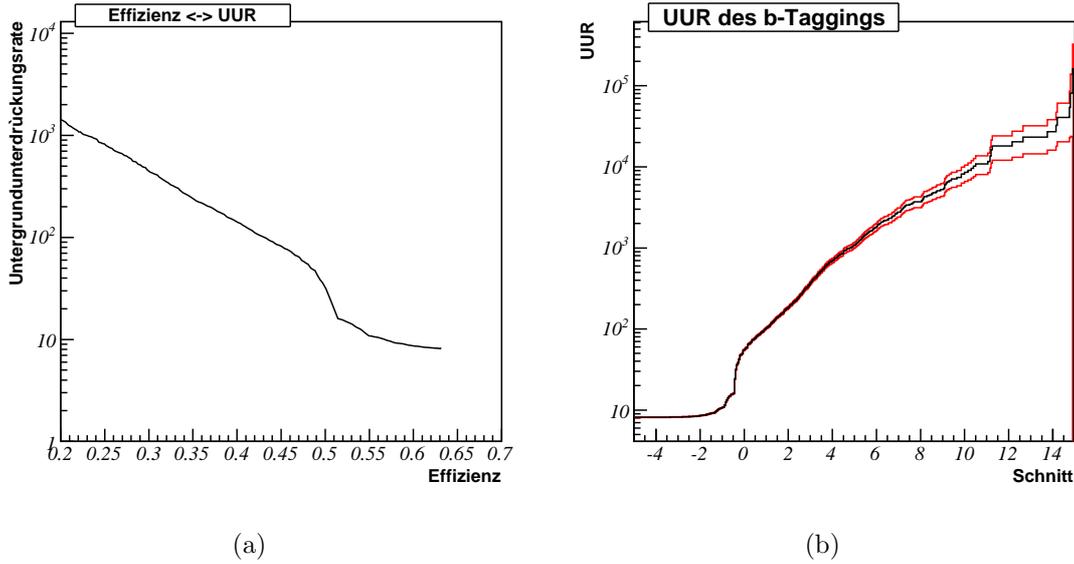


Abbildung 5.20: Abhängigkeit der Untergrundunterdrückungsrate (a) von der geforderten Effizienz ϵ_b und (b) vom eingestellten Schnitt ω_{Jet}^{Cut} (die obere und untere rote Linie geben den Fehlerbereich der UUR an).

erforderlich. Zudem werden die Normierungen in diesen Arbeiten auf die Zahl der u- und b-Quarks bezogen, denen in der Quark-zu-Jet-Zuordnung ein Quark aus dem harten Streuprozess zugeordnet werden konnte.

In dieser Arbeit wird der Untergrund durch das Signalereignis in Form von u-Jets aus ISR (Initial-State-Radiation) und FSR (Final-State-Radiation) genommen, so dass die Reinheit des Ergebnisses bestimmt werden kann.

Ergebnisse werden bei solchen Untersuchungen als Angabe der UUR bei festen Effizienzen ϵ_b angegeben. Die Entwicklung der UUR in Abhängigkeit der Effizienz ϵ_b , sowie die Entwicklung der UUR in Abhängigkeit vom eingestellten Schnitt, ist in Abb. 5.20 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die UUR in einem Bereich $0 < \omega_{Jet}^{Cut} < 8$ bei steigender Effizienz exponentiell abfällt. Unterhalb von $\omega_{Jet}^{Cut} \approx 0$ ändert sich die negative Steigung des Verlaufs der UUR nochmals, so dass die UUR rapide unter zehn fällt. Die bestenfalls exponentielle Änderung der UUR verdeutlicht die starke Abhängigkeit dieser Größe vom gewählten Schnitt ω_{Jet}^{Cut} . Es ist daher zu erwarten, dass selbst kleine Veränderungen im Schnitt große Änderungen der Unterdrückungsrate hervorrufen werden (gerade im Bereich um Null herum). Zur Untersuchung der Auswirkung einer fehlenden Mittellage sowie Pixelineffizienzen im Pixeldetektor auf die UUR, wird mit denselben Schnitten wie in den vorherigen Abschnitten (Szenarien A-D) begonnen. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Auswirkungen von toten Pixeln auf die UUR ist verschieden von der Vorgehensweise in den letzten beiden Abschnitten. Während bei den vorherigen Untersuchungen der Schnitt ω_{Jet}^{Cut} festgehalten wurde, wird jetzt eine konstante Effizienz ϵ_b gefordert. Bei Verlust von Effizienz ϵ_b aufgrund toter Pixel wird der Schnitt ω_{Jet}^{Cut} so lange variiert, bis der Effizienzverlust ausgeglichen ist. Dies bedeutet einen niedrigeren Schnitt bei einem Detektor mit Pi-

Effizienz ϵ_b [%]	UUR		$R_{\text{UUR}}(2/3)$
	3-Lagen	2-Lagen	
30	444 ± 23	326 ± 15	$0,73 \pm 0,05$
45	82 ± 2	61 ± 1	$0,74 \pm 0,02$
50	$31,7 \pm 0,4$	$16,3 \pm 0,2$	$0,51 \pm 0,01$
60	$8,65 \pm 0,06$	$8,48 \pm 0,06$	$0,98 \pm 0,01$

Tabelle 5.7: Auswirkungen der fehlenden Mittellage des Pixeldetektors auf die UUR des b-Tagging-Algorithmus.

xelineffizienzen, um die gleiche Effizienz zu erhalten. Der niedrigere Schnitt in $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ wird eine niedrigere UUR zur Folge haben.

Einen ersten Vergleich der Auswirkung der fehlenden Mittellage auf die UUR bei verschiedenen Effizienzen ϵ_b , zeigt Tabelle 5.7.

Aus dieser Tabelle geht hervor, dass die UUR aufgrund der fehlenden Mittellage stark absinkt. Lediglich bei $\epsilon_b = 60\%$ ist $R_{\text{UUR}}(2/3) \approx 1$. Vor allem zeigt sich, dass die relativen Unterschiede $R_{\text{UUR}}(2/3)$ der Kenngrößen bei konstanter Effizienz größer sind, im Vergleich zum festen Schnitt (vgl. Abschnitt 5.4.2). Diese scheinbare Diskrepanz liegt in den unterschiedlichen Verfahren der Vergleiche von einem Zwei- bzw. Drei-Lagen-Pixeldetektor. Bei der Betrachtung des Algorithmus unter der Voraussetzung eines festen Schnitts $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$, ist die Veränderungen der Kenngrößen auf die Verschiebung der Jetgewichte zurückzuführen. Diese Verschiebung hat u- und b-Jets gleichermaßen betroffen. Bei einer Verschiebung des Schnitts, um die Effizienz ϵ_b konstant zu halten, verändert sich vor allem das Verhältnis von u- zu b-Jets. Korrigiert man den Schnitt entsprechend der geforderten Effizienz, liegen nach der Korrektur im Verhältnis mehr u-Jets als b-Jets über dem Schnitt, so dass die UUR rapide sinkt. Dies wird deutlich, wenn man Abb. 5.11 (a) betrachtet. Insbesondere der Bereich, in dem die Kurve der b_{miss} -Jets eine größere Steigung bei kleiner werdenden Schnitten aufweist als die Kurve der b_{true} -Jets, erfährt die größten Veränderungen in der UUR bei kleinen Variationen des Schnitts. Dies zeigte sich auch bereits in Abb. 5.20 (b), in der die starke Abhängigkeit der UUR vom gewählten Schnitt $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}}$ deutlich wurde. Wie schon diskutiert wurde, ist vor allem eine Veränderung im Bereich um $\omega_{\text{Jet}}^{\text{Cut}} = 0$ zu erwarten. Daher zeigen gerade die Ergebnisse von $\epsilon_b = 45\%$ und vor allem bei $\epsilon_b = 50\%$ große Unterschiede in der UUR beim Übergang von zwei zu drei Lagen im Pixeldetektor.

Bei einer geforderten Effizienz von $\epsilon_b = 60\%$ fällt eine kleine Änderung des Schnitts nicht mehr entscheidend ins Gewicht. Die meisten Jets haben ein Jetgewicht, das oberhalb des geforderten Schnitts liegt. Daher schwankt das Verhältnis von u- zu b-Jets kaum noch unter kleinen Verschiebungen des Schnitts in diesem Bereich.

In Tabelle 5.8 sind die Ergebnisse der UUR bei konstanter Effizienz und verschiedenen Ineffizienzraten des Detektors enthalten. Auch hier zeigen sich mit steigender Zahl toter Pixel deutliche Auswirkungen auf die UUR wie Abb. 5.21 verdeutlicht.

In Tabelle 5.9 sind die relativen Änderungen der UUR von einem Detektor mit 30 % toten Pixeln im Verhältnis zu einem optimalen Detektor für die verschiedenen geforderten Effizienzen ϵ_b dargestellt. Die Werte weisen eine stärkere relative Änderung

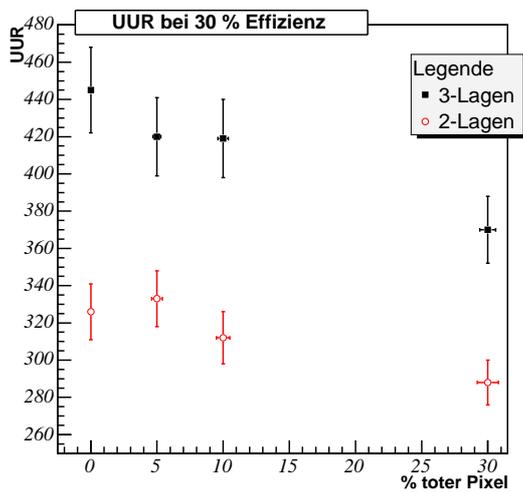
im Vergleich zu den zuvor diskutierten Kenngrößen ϵ_b und P bei festgehaltenem Schnitt ω_{Jet}^{Cut} auf. Lediglich im Bereich hoher Effizienzen bleibt die UUR stabil. Dies ist aufgrund des niedrigen Schnitts zu erwarten und wurde bereits zu Beginn dieses Abschnitts diskutiert.

Effizienz [%]	tote Pixel [%]	UUR	
		3-Lagen	2-Lagen
30	0	444 ± 23	326 ± 15
30	5	420 ± 21	333 ± 15
30	10	419 ± 21	312 ± 14
30	30	370 ± 18	288 ± 12
45	0	82 ± 2	61 ± 1
45	5	79 ± 2	61 ± 1
45	10	77 ± 2	59 ± 1
45	30	72 ± 2	51 ± 1
50	0	31,7 ± 0,4	16,3 ± 0,2
50	5	31,3 ± 0,4	15,2 ± 0,1
50	10	30,8 ± 0,4	15,1 ± 0,1
50	30	26,3 ± 0,3	14,7 ± 0,1
60	0	8,65 ± 0,06	8,48 ± 0,06
60	5	8,65 ± 0,06	8,50 ± 0,06
60	10	8,65 ± 0,06	8,52 ± 0,06
60	30	8,78 ± 0,06	8,63 ± 0,06

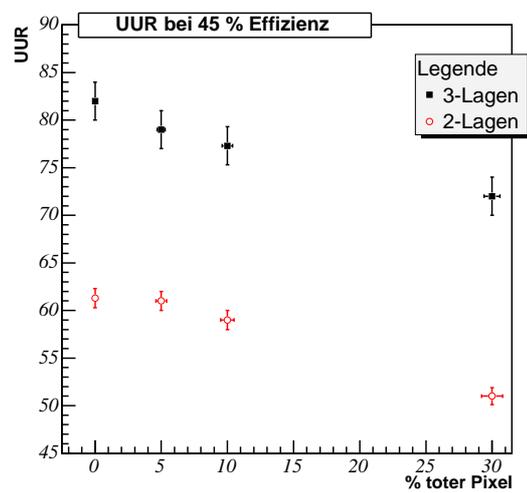
Tabelle 5.8: Entwicklung der UUR des Algorithmus für verschiedene Anteile toter Pixel für den Drei- und den Zwei-Lagen-Pixeldetektor bei verschiedenen geforderten Effizienzen ϵ_b .

Effizienz ϵ_b	$R_{UUR}(30\%/0\%)$		$R_{UUR30\%}(2/3)$
	3-Lagen	2-Lagen	
30	0,83 ± 0,07	0,88 ± 0,06	0,77 ± 0,05
45	0,88 ± 0,03	0,83 ± 0,02	0,71 ± 0,02
50	0,83 ± 0,02	0,90 ± 0,02	0,56 ± 0,01
60	1,01 ± 0,01	1,02 ± 0,01	0,98 ± 0,01

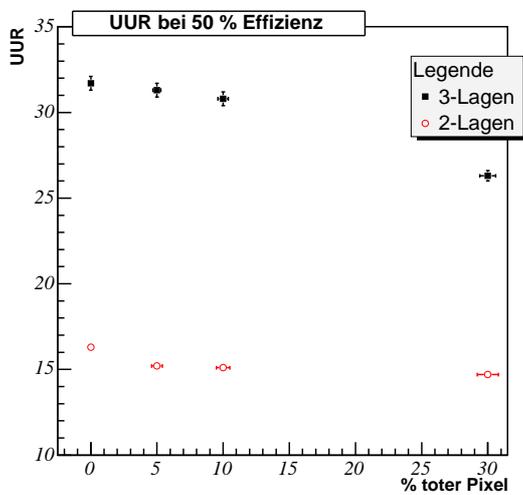
Tabelle 5.9: Bestimmung der relativen Änderung der UUR bei einem Detektor mit 30 % toten Pixeln im Verhältnis zu einem optimalen Detektor unter der Forderung konstanter Effizienzen ϵ_b . Die letzte Spalte zeigt die relative Änderung eines 30 % fehlerhaften Zwei- zu einem 30 % fehlerhaften Drei-Lagen-Pixeldetektor.



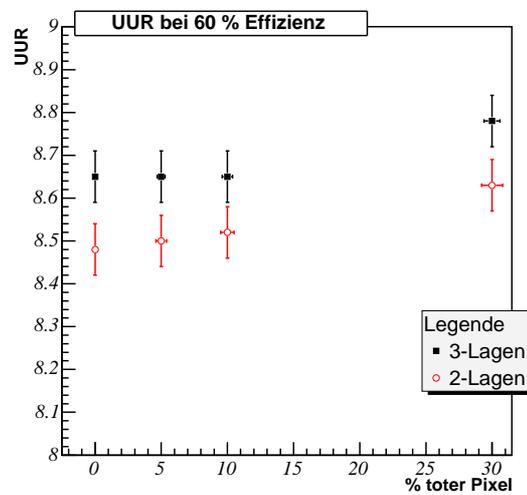
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 5.21: Entwicklung der UUR unter Variation der Anteile toter Pixel eines Zwei- und eines Drei-Lagen-Pixeldetektors für verschiedene jeweils konstant gehaltene b-Tagging-Effizienzen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Der Zerfall von B-Mesonen spielt in vielen teilchenphysikalischen Forschungsbereichen wie z.B. der Suche nach dem Higgsteilchen oder der Untersuchung der CP-Verletzung eine wichtige Rolle. In dieser Arbeit wurde der Impact-Parameter der Spuren der Tochterpartikel eines zerfallenen B-Mesons zur Identifikation von b-Quarks verwendet, die in einem signifikanten Abstand zum primären Vertex entstanden sind. In der Spurrekonstruktion und damit in der b-Quark-Identifizierung sind die Trefferinformation des Pixeldetektor von entscheidender Bedeutung, da der Pixeldetektor durch seine feine Segmentierung eine präzise Ortsauflösung bietet und damit eine genaue Vermessung der Teilchenspuren bzw. eine genaue Rekonstruktion des primären Vertex ermöglicht.

In dieser Arbeit wurden die Auswirkungen einer möglicherweise wegfallenden Mittelage des Pixeldetektors, sowie die Auswirkungen verschiedener Anteile toter Pixel im Pixeldetektor untersucht. Als Kenngrößen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit des auf dem Impact-Parameter basierenden b-Tagging Algorithmus bei verschiedenen Detektorvarianten bzw. Anteilen toter Pixel im Pixeldetektor wurden die b-Tagging-Effizienz ϵ_b und die Reinheit P der Menge der identifizierten b-Jets bzw. die Untergrundunterdrückungsrate (UUR) gewählt. Zum Untergrund wurden in dieser Arbeit alle Teilchen gezählt, die ihren Ursprung in den leichten Quarks haben. Zur Studie der Kenngrößen des b-Tagging Algorithmus wurden Signalereignisse verwendet, in denen ein Higgsteilchen, mit einer angenommenen Masse von $120 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ in ein $b\bar{b}$ -Quark-Paar zerfällt. Bei dieser Higgsmasse stellt der Zerfall einen wichtigen Kanal zur möglichen Entdeckung des Higgsteilchens dar und unterstreicht daher die Relevanz von effektiven b-Tagging-Algorithmen.

Der untersuchte b-Tagging Algorithmus verwendet den Impact-Parameter der Spuren der Tochterpartikel eines B-Mesons bezüglich des rekonstruierten primären Vertex. Aus dem Impact-Parameter wird für jede Spur ein Spurgewicht konstruiert, das proportional zur Wahrscheinlichkeit ist, dass die Spur zu einem Tochterpartikel eines B-Mesons gehört. Aus den Spurgewichten der Spuren, die einem Jet zugeordnet wurden, wird ein Jetgewicht bestimmt. In dieser Arbeit wurden zwei Methoden verwendet, um die Leistungsfähigkeit des b-Tagging-Algorithmus zu untersuchen. Bei der ersten Methode der Ermittlung der b-Tagging Effizienz ϵ_b in Abhängigkeit der Pixeldetektorleistungsfähigkeit wurden vier verschiedene Schnitte ω_{Jet}^{Cut} auf die

Jetgewichte definiert. Die verschiedenen Schnitte wurden bei Variation der Detektoreigenschaften wie der Zahl der Detektorlagen oder der Anteile toter Pixel im Detektor festgehalten. Hierbei erwies sich vor allem die Reinheit P der Menge der vom Algorithmus ermittelten b -Jets als besonders stabil. Eine fehlende Mittellage oder verschiedene Anteile toter Pixel verringern die Jetgewichte der Jets aus leichten Quarks im gleichem Verhältnis wie die Jetgewichte der b -Jets. Daher ist eine Abnahme der Leistungsfähigkeit des Algorithmus bei einem Pixeldetektor mit höheren Anteilen toter Pixel in der Effizienz ϵ_b und nicht in der Reinheit P zu finden. Das Verhältnis $R_{\epsilon_b}(2/3)$ der Effizienz ϵ_b eines Pixeldetektors mit 30 % fehlerhaften Pixeln zur b -Tagging Effizienz des optimalen Detektors zeigt eine relative Änderung von 11 % bei einem Schnitt $\omega_{Jet}^{Cut} = 3,33$, d.h. eine Verschlechterung von $\epsilon_b = (30,0 \pm 0,4)\%$ (optimaler Detektor) auf $\epsilon_b = (26,6 \pm 0,4)\%$ (30 % tote Pixel). In den anderen drei betrachteten Szenarien, in denen der Schnitt niedriger angesetzt wurde, erwies sich die b -Tagging Effizienz stabiler unter Variation der Anteile der toten Pixel im Pixeldetektor. In diesen Bereichen stellt sich der Algorithmus als sehr robust, aber wenig effizient für das b -Tagging dar. Die Leistungsfähigkeit des Algorithmus kann gesteigert werden, indem das genutzte Kalibrationshistogramm auf die jeweilige Anwendung bezogen optimiert wird. Das Erreichen höherer Effizienzen ist trotzdem nur in Kombination mit anderen b -Tagging Algorithmen möglich. Hier wäre die Möglichkeit zu nennen, die dritte Dimension des Impact-Parameters zu nutzen (dreidimensionaler b -Tagging Algorithmus) oder durch Rekonstruktion von sekundären Vertizes in den B -Zerfällen weitere charakteristische Variablen zu konstruieren wie z.B. eine Verteilung der invarianten Masse aus den Spuren, die einem sekundären Vertex angehören. Diese Methoden werden in [25] vorgestellt.

Bei der zweiten Methode wurde die Untergrundunterdrückungsrate in Abhängigkeit der Pixeldetektorleistungsfähigkeit bei verschiedenen konstant geforderten b -Tagging Effizienzen ermittelt. Die Untersuchung der Untergrundunterdrückungsrate (UUR) stellte eine starke Abhängigkeit der UUR vom gewählten Schnitt heraus. Selbst bei kleinen Verschiebungen der Schnitte in den Jetgewichten, um die b -Tagging Effizienz konstant zu halten, sinkt die UUR signifikant. Gerade bei Schnitten in den Jetgewichten, die vor der Korrektur um $\omega_{Jet} \approx 0$ lagen, ergeben sich die größten Veränderungen der UUR bei Verschlechterung des Pixeldetektors. Dies ist vor allem in der Änderungen der UUR bei einer geforderten b -Tagging Effizienz von 50 % für den Zwei- und den Drei-Lagen-Pixeldetektor zu erkennen, in dem der Wert der UUR von $31,7 \pm 0,4$ auf $16,3 \pm 0,2$ absinkt. Die Studie eines Pixeldetektors mit 30 % toten Pixeln ergab ebenfalls eine Verminderung der UUR von z.B. 444 ± 23 für einen optimalen Drei-Lagen-Pixeldetektor auf 370 ± 18 für den Pixeldetektor mit 30 % toten Pixeln bei einer geforderten b -Tagging Effizienz von 30 %. Die entspricht einer relativen Verschlechterung der UUR von 17 %. Das Ergebnis zeigt, dass es nicht möglich ist, die Effizienzverminderung, die man durch tote Pixel im Detektor erhält, durch eine Verschiebung des Schnitts ω_{Jet}^{Cut} zu kompensieren, ohne eine signifikant schlechtere Untergrundunterdrückung zu erhalten.

Die relativen Änderungen der jeweiligen Kenngrößen lassen den Schluß zu, dass minimale Verluste der Leistungsfähigkeit des Algorithmus bei schlechteren Detektoreigenschaften bei festem Schnitt ω_{Jet}^{Cut} zu erwarten sind. Wird jedoch eine konstante

b-Tagging-Effizienz gefordert, so ist eine deutliche Abhängigkeit der UUR von der Pixeldetektorineffizienz zu beobachten.

Um die Ergebnisse von Auswirkungen verschiedener Anteile toter Pixel auf die UUR mit den Arbeiten [8] und [22] vergleichen zu können, müsste die Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Algorithmus auf die Berücksichtigung anderer Untergrundprozesse ausgedehnt werden. Dabei würden die Jets aus leichten Quarks nicht mehr aus dem Signalereignis selbst, sondern aus konkurrierenden Prozessen wie z.B. $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$ stammen.

Anhang A

Verwendete Abkürzungen

Hier folgt eine Auflistung der in dieser Arbeit verwendeten technischen Abkürzungen und deren Bedeutung:

Abkürzung	Bedeutung
AMI	ATLAS Metadata Interface
ATLAS	A Torodial LHC Apparatus
CSC	Cathode Strip Chambers
DC0/DC1/DC2	Data Challenge 0/1/2
FSR	Final State Radiation
ISR	Initial State Radiation
LEP	Large Electron Positron
LHC	Large Hadron Collider
Magda	Manager for Grid-based Data
MCC	Module Control Chip
MC	Monte Carlo
MDT	Monitored Drift Tubes
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
RDO	Raw Data Object
RMS	Root Mean Square
RPC	Resistive Plate Chambers
SCT	Semiconductor Tracker
SDO	Simulated Data Object
SG	Store Gate
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
TDAC	Threshold Digital Analog Changer
TDR	Technical Design Report
TDS	Transient Data Store
TGC	Thin Gap Chambers
ToT	Time Over Threshold
TRT	Transition Radiation Tracker
UUR	Untergrundunterdrückungsrate

Literaturverzeichnis

- [1] P.W. Higgs. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons, Phys. Rev. 145 (1966) 1156
- [2] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder. An Introduction to Quantum Field Theory 1995
- [3] S.L. Glashow. Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
A. Salam, in W. Svatholm, Elementary Particle Theory, Almquist und Wiksell, Stockholm (1968) 367;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [4] ATLAS Collaboration. DETEKTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report, CERN/LHCC/99-14 Mai 1999
- [5] ATLAS Collaboration. DETEKTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report, CERN/LHCC/99-15 Mai 1999
- [6] Particle Data Group. Particle Physics Booklet July 2000
- [7] ATLAS Website.
”*http* :
www.atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/DetStatus/DetStatus.html”
Dezember 2004
- [8] S.Corread, V.Kostioukhine, J.Leveque, A.Rozanov, J.B. de Vivie. ”b-tagging with DC1 data”, ATL-PHYS-2004-006 November 2003
- [9] F. Hügging. Front-End electronics and integration of ATLAS pixel modules, physics/0401106 2004
- [10] ATLAS Collaboration. Athena The ATLAS Common Framework, Developer Guide Februar 2004
- [11] The ATLAS DC1 Task Force. ATLAS Data Challenge 1, ATL-SOFT-2003-012 November 2003
- [12] M. Dobbs, J.B.Hansen. HepMC a C++ Event Record for High Energy Physics, ATL-SOFT-2000-001 Juni 2000
- [13] R. Brun et al. GEANT3 1986

- [14] David Calvet. Pixel Digitization Package Mai 2001
- [15] R. Frühwirth. APPLICATION OF KALMAN FILTERING TO TRACK AND VERTEX FITTING, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 262 (1987) 444
- [16] I. Gavrilenko. XKALMAN algorithm description, ATLAS Internal Note Januar 1996
- [17] Roger Clift, Alan Poppleton. IPATREC: inner detector pattern-recognition and track-fitting, ATL-SOFT-94-009 Juni 1994
- [18] V. Kostioukhine. VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS, ATL-PHYS-2003-031 August 2003
- [19] ATLAS Collaboration. INNER DETECTOR Technical Design Report, CERN/LHCC/97-16 April 1997
- [20] ATLAS Collaboration. CALORIMETER PERFORMANCE, CERN/LHCC/96-40 Dezember 1996
- [21] V. Kostioukhine. private Mitteilung Oktober 2004
- [22] J.E. Garcia Navarro, S. Gonzales de la Hoz, E. Ros, M. Vos. The b-tagging performance of the complete ATLAS DC1 layout using WH events, ATL-COM-INDET-2003-017 2003
- [23] V. Kostioukhine. State of art in b-tagging, Pixelwoche CERN, Juni 2004
- [24] Jose E. Garcia. b-tagging performance with xKalman and iPatRec, S/W Workshop, Dezember 2003
- [25] V. Kostioukhine. Secondary vertex based b-tagging, ATL-PHYS-2003-033 September 2003

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben:

- *Prof. Dr. Buchholz*, der mir durch seine Betreuung diese Arbeit und den Blick in die Welt der Elementarteilchenphysik ermöglicht hat.
- *Prof. Dr. Claus Grupen* für die Bereitschaft diese Arbeit als Zweitkorrekteur zu bewerten.
- *Dr. Wolfgang Walkowiak*, der nicht nur meine Arbeit korrekturgelesen, sondern sich immer wieder Zeit genommen hat, meine Ergebnisse zu begutachten und stets Ideen sowie Anregungen für weitere interessante Analyseschritte hatte.
- *Thorsten Stahl* für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- *Ulrich Husemann* für seine zahlreichen Tips im Umgang mit Root, Latex und Linux.
- *Alexandre Rozanov, Vadim Kostioukhine, Jean Baptiste de Vivie* und *Karim Bernardet*, die stets bereit waren meine Fragen so gut wie möglich zu beantworten und über inhaltliche Themen des b-Taggings zu diskutieren.
- *Markus Elsing, Fredrick Akesson, Grant Gorfine* und *David Rousseau*, die immer bereit waren bei Problemen mit der ATLAS-Software Hilfestellung zu geben.
- *Martin Jung, Sven Faller* und *Nils Offen* mit denen ich einen Großteil meines Studiums verbracht habe und deren Ratschläge (somit auch danke an die „Theorieabteilung“) und Bestärkungen mir oft weiterhalfen.
- Den Mitgliedern der Arbeitgruppe von Herrn Prof. Dr. Buchholz für das angenehme Arbeitsklima.

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)