

Suche nach einem leichten Higgs-Boson im Kanal
 $WH \rightarrow e\nu_e b\bar{b}$ in $p\bar{p}$ -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 1.96$ TeV am
DØ-Detektor des Tevatron

David Paul Meder-Marouelli

INSTITUT FÜR PHYSIK DER JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ

*Dissertation zum Erlangen des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik der
Johannes-Gutenberg Universität Mainz*

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1. Einführung	5
Kapitel 2. Theoretische Grundlagen	7
2.1. Teilchen und Wechselwirkungen	7
2.2. Quantenfeldtheorien und das Standardmodell	8
2.3. Der Higgs-Mechanismus	9
2.4. Bisherige Suchen nach dem Higgs-Boson	10
2.5. Entdeckungspotential am Tevatron	11
2.6. Higgs-Suche im Kanal $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$	15
Kapitel 3. Tevatron und der DØ-Detektor	17
3.1. Tevatron Beschleunigerkomplex	17
3.2. Der DØ-Detektor	19
Kapitel 4. Detektor- und Ereignissimulation	31
4.1. Simulationskette	31
4.2. Generatoren	32
4.3. Korrekturen	34
4.4. Normierung	34
Kapitel 5. Objektidentifikation	37
5.1. Rekonstruktion der Rohdaten	37
5.2. Elektronen	38
5.3. Jets	47
5.4. Fehlender Transversalimpuls	50
5.5. b-Identifikation	50
5.6. Triggereffizienz	54
Kapitel 6. Ereignisselektion	59
6.1. Luminosität	59
6.2. Selektion von W-Ereignissen im Elektronen Kanal	60
6.3. Jet Multiplizitäten	62
6.4. Ereignisse mit b -Tags	64
6.5. Schnitte zur Anreicherung von $Wb\bar{b}$ - und Higgs-Ereignissen	67
Kapitel 7. Interpretation der Ergebnisse	73
7.1. Probleme der Statistik kleiner Zahlen	73
7.2. Berechnung des $Wb\bar{b}$ -Wirkungsquerschnittes	77
7.3. Berechnung von Grenzen für den WH-Produktionswirkungsquerschnitt	79
7.4. Vergleich der Grenzen mit vorherigen Studien	83

Kapitel 8. Zusammenfassung und Ausblick	87
8.1. Zusammenfassung	87
8.2. Ausblick	88
Anhang A. Glossar	91
A.1. Allgemeine Abkürzungen	91
A.2. Trigger Terme	92
Tabellenverzeichnis	93
Abbildungsverzeichnis	95
Anhang. Literaturverzeichnis	99

KAPITEL 1

Einführung

Nachdem in den Jahren um 1955 die ersten bislang unbekanntesten instabilen Teilchen in der Höhenstrahlung entdeckt wurden, haben Physiker mit der systematischen Suche nach weiteren instabilen hadronischen Zuständen begonnen. Dazu wurde nicht nur die Höhenstrahlung genutzt, sondern bald auch Teilchenbeschleuniger in Laboren, mit denen zunächst Elektronen und Protonen beschleunigt und auf feste Ziele geschossen wurden. Immer höhere Energien führten zur Entdeckung immer neuer Hadronen mit unterschiedlichsten Eigenschaften. Ein Ordnungsschema für diesen „Teilchenzoo“, der weit über 100 Teilchen umfasst, wurde erst mit dem Quark- bzw. Parton-Modell gefunden, das die Teilchen als verschiedene Kombinationen von Quarks (nämlich u, d und s -Quarks) erklären konnte. Mit diesem Modell wurde auch die Vorhersage neuer Teilchen möglich, die aus bislang unbeobachteten Quark-Kombinationen folgen mussten.

Mit stets wachsenden Energien in den Teilchenbeschleunigern wurden später noch zwei weitere Quarks entdeckt: charm ([1], 1974) und beauty ([2], 1977). Aufgrund der jeweils paarweisen Gruppierung der Quarkeigenschaften folgte daraus die Existenz eines sechsten Quarks, des Top-Quarks, das jedoch erst 1995 am Tevatron entdeckt wurde [3]. Neben den Quarks wurden auch die Austauschteilchen, die die elementaren Kräfte zwischen den Teilchen vermitteln entdeckt und studiert.

All diese Komponenten der Welt der Elementarteilchen werden durch Eichtheorien gut beschrieben. Diese theoretische Beschreibung wird als „Standardmodell der Teilchenphysik“ bezeichnet und beschreibt Quarks, Leptonen, Neutrinos und die Eichbosonen der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung.

Allerdings hat das Standardmodell auch einige Schwachstellen, deren Erklärung und Behebung immer noch Gegenstand intensiver Forschung sind. Ein besonders interessanter Punkt ist dabei, dass bei der Anwendung der Quantenfeldtheorien zunächst alle Teilchen als masselos beschrieben werden, was der Beobachtung in besonderem Maß widerspricht. Es ist jedoch gelungen, mit einer einfachen Erweiterung auch Massen im Standardmodell zu beschreiben, indem ein weiteres skalares Feld der Theorie hinzugefügt wird, das so genannte Higgs-Feld. Daraus folgt jedoch direkt die Existenz eines weiteren schweren Teilchens, das als Higgs-Boson bezeichnet wird und dessen Beobachtung bislang nicht gelungen ist.

Aus theoretischen Gesichtspunkten ergibt sich jedoch, dass die Masse des Higgs-Bosons im Bereich von 100 GeV-1 TeV¹ liegen sollte. Damit ist die Beobachtung in greifbare Nähe gerückt. Am Tevatron Beschleuniger am Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) in der Nähe von Chicago sollen bis 2009 in Proton-Antiprotonen Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 1.96 TeV an jedem der beiden Experimente 4-8 fb⁻¹ an Daten gesammelt werden, was eine Beobachtung oder einen Ausschluss von Higgs-Bosonen bis zu einer Masse von etwa

¹In dieser Arbeit wird ein Einheitensystem mit $c=\hbar=1$ verwendet.

130 GeV ermöglichen könnte. Ab 2007 wird der Large Hadron Collider (LHC) am Europäischen Forschungszentrum für Hochenergiephysik (CERN) bei Genf zwei Protonenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision bringen, was den gesamten theoretisch zugänglichen Massenbereich für Higgs-Bosonen abdecken wird. Spätestens dort wird also eine Bestätigung oder Falsifizierung des Higgs-Mechanismus möglich sein.

Die bisher beste Untergrenze in direkten Suchen stammt von den Experimenten am LEP Beschleuniger des CERN und limitiert die Higgs-Masse auf mindestens 114.4 GeV (95% C.L.) [4]. Darüber hinaus kann aus der vorhergesagten Kopplung des Higgs an andere Teilchen eine indirekte Bestimmung seiner Masse vorgenommen werden, die $m_H = 114_{-45}^{+69}$ GeV ergibt.

In dieser Arbeit soll die assoziierte Produktion eines Higgs-Bosons zusammen mit einem W-Boson untersucht werden. Das Standardmodell sagt für diesen Prozess einen Produktionswirkungsquerschnitt von etwa 0.2 pb voraus. In der Analyse wird der Kanal betrachtet, in dem das W-Boson in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt und das Higgs-Boson in ein Paar von b -Quarks. Um Kandidaten für solche Ereignisse in den Daten des DØ-Detektors zu identifizieren wird ein Satz von Selektionskriterien entwickelt. Die selektierten Daten werden in jedem Schritt mit simulierten Ereignissen verglichen um die Korrektheit der Selektion zu verifizieren. Die simulierten Ereignisse umfassen neben den gesuchten Higgs Ereignissen noch eine Reihe weiterer Ereignistypen, die von der Selektion erfasst werden können, so dass deren Beitrag zu den selektierten Daten quantifiziert werden kann. Einer der Beiträge ist die Produktion von Top-Quark Paaren bei deren Nachweis einige Objekte nicht oder fehlerhaft rekonstruiert werden. Der wichtigste Untergrundbeitrag stammt jedoch von der assoziierten Produktion eines W-Bosons mit einem b -Quark Paar. Im Rahmen dieser Arbeit wird auch versucht, den Wirkungsquerschnitt dieser $Wb\bar{b}$ -Produktion zu ermitteln.

KAPITEL 2

Theoretische Grundlagen

2.1. Teilchen und Wechselwirkungen

Aus experimentellen Beobachtungen (und später auch aus theoretischen Überlegungen) ist der Physik heute eine überschaubare Anzahl von bislang als elementar erscheinenden Teilchen bekannt, mit deren Hilfe sich alle gemessenen zusammengesetzten Teilchen und Resonanzen beschreiben lassen (Einführung z. B. in [5]).

Basis der hadronischen Zustände bilden sechs Quarks, die paarweise in drei Generationen geordnet werden können:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} & \begin{array}{l} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{array} \\
 1. & 2. & 3. \text{ Generation} & \text{elektr. Ladung}
 \end{array}$$

Der Sektor der Leptonen kann ebenfalls in drei Generationen gegliedert werden und paart jeweils ein geladenes Lepton mit dem zugehörigen Neutrino:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} & \begin{array}{l} -1 \\ 0 \end{array} \\
 1. & 2. & 3. \text{ Generation} & \text{elektr. Ladung}
 \end{array}$$

Sowohl die Leptonen, als auch die Quarks sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen und sind somit Fermionen.

Zwischen den verschiedenen Elementarteilchen wirken insgesamt vier grundlegende Wechselwirkungen, wobei nicht alle Teilchen an allen Wechselwirkungen teilnehmen, wie in Tabelle 2.1 dargestellt ist. Die Austauschteilchen der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Kraft sind Vektorbosonen, haben also alle den Spin $s = 1$.

Während die Leptonen als freie Teilchen zu beobachten sind, treten Quarks nicht als freie Teilchen auf, sondern sind stets in gebundenen Zuständen zu finden. Man unterscheidet dabei zwischen zwei Klassen von gebundenen Zuständen: Die Mesonen sind aus jeweils einem Quark

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Quarks	geladene Leptonen	Neutrinos
Starke Kraft	Gluon (g)	✓	-	-
Elektromagnetische Kraft	Photon (γ)	✓	✓	-
Schwache Kraft	W^\pm/Z -Boson	✓	✓	✓
Gravitation	Graviton?	✓	✓	✓ ¹

TABELLE 2.1. Übersicht über die Wechselwirkungen und die daran teilnehmenden Elementarteilchen

und einem Antiquark zusammengesetzt. Dies erlaubt die Spinzustände $s = 0$ und $s = 1$. Als Baryonen bezeichnet man Teilchen, die aus drei Quarks zusammengesetzt sind. Diese haben folglich halbzahligen Spin, also $s = \frac{1}{2}$ oder $s = \frac{3}{2}$. Aus den Baryonen geht eine weitere wichtige Eigenschaft der Quarks hervor. Es werden nämlich Baryonen beobachtet, die aus drei u - bzw. d -Quarks bestehen und den Spin $s = \frac{3}{2}$ haben (Δ^{++} bzw. Δ^-). Es scheint also zunächst, als seien alle drei Quarks im selben Quantenzustand, was jedoch verboten wäre. Dieses Dilemma lässt sich durch Einführung einer zusätzlichen Eigenschaft, die über drei verschiedene Zustände verfügt, beseitigen. Diese Eigenschaft wird „Farbe“ genannt und ermöglicht es einem Quark „rot“, „grün“ oder „blau“ zu sein. Die Existenz von genau drei Farben wird durch eine Vielzahl von Messungen und deren Vergleich mit theoretischen Berechnungen bestätigt. Die Farbe erklärt auch die Zusammensetzung von Mesonen und Baryonen, da nämlich alle Hadronen farbneutral sein müssen, also entweder Farbe und Anti-Farbe oder alle drei Farben enthalten müssen.

Die fundamentalen Wechselwirkungen verbinden nun die Quarks und Leptonen und ermöglichen Übergänge zwischen ihnen. Die Gluonen wirken nur auf Teilchen die Farbladung tragen. Da Gluonen selbst Farbe (jeweils eine Farbe und eine Anti-Farbe) tragen, wechselwirken sie also nicht nur mit Quarks, sondern auch mit anderen Gluonen. Sie sind vor allem für die Bindung von Quarks zu Mesonen und Baryonen verantwortlich.

Die W^\pm -Bosonen der schwachen Kraft ermöglichen Übergänge zwischen geladenen Leptonen und Neutrinos sowie zwischen Quarks unterschiedlicher Ladung. Außerdem ermöglichen sie Übergänge zwischen den verschiedenen Quark Generationen, wie beispielsweise $s \rightarrow uW^- \rightarrow ue\bar{\nu}_e$. Das Z -Boson und das Photon koppeln an Paare von Teilchen und Antiteilchen, wobei ersteres an alle schwach wechselwirkenden Teilchen koppelt, letzteres nur an elektrisch geladene.

2.2. Quantenfeldtheorien und das Standardmodell

Um die bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen zu beschreiben, benutzt man den Formalismus von Quantenfeldtheorien [6]. Diese tragen einerseits dem Wellencharakter der Natur Rechnung und beschreiben andererseits den diskreten Quantencharakter. Mit diesem Formalismus können die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung beschrieben werden. Die Gravitation entzieht sich bisher einer formalen Beschreibung als Quantenfeldtheorie.

Die verschiedenen Wechselwirkungen unterliegen jeweils eigenen Symmetriegruppen. So wird die elektromagnetische Wechselwirkung durch eine $U(1)$ -Gruppe beschrieben. Zur schwachen Wechselwirkung gehört eine $SU(2)$ -Gruppe. Die starke Wechselwirkung wird schließlich durch eine $SU(3)$ -Gruppe charakterisiert. Somit besitzt das Standardmodell der Teilchenphysik, das alle Wechselwirkungen einschließt, insgesamt eine $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie.

Ausgehend von der Lagrangedichte für freie Teilchen

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi,$$

können nun lokale Eichtransformationen formuliert werden, die der Symmetriegruppe der jeweiligen Wechselwirkung entsprechen. Dabei geht jedoch die Eichinvarianz der Lagrangedichte verloren. Um diese wieder herzustellen muss man \mathcal{L} um ein so genanntes Eichfeld erweitern. Diese Eichfelder beschreiben die Wechselwirkung und stellen dabei auch die zugehörigen Austauscheteilchen (Eichbosonen) dar.

Im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung hat beispielsweise die Eichtransformation für die U(1)-Gruppe die Form

$$\psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\psi.$$

Die Eichinvarianz wird dann durch die Einführung der kovarianten Ableitung wieder hergestellt:

$$D_\mu = \partial_\mu + iA_\mu.$$

Dabei ist A_μ das Eichfeld, das in der QED letztlich das Photonfeld darstellt. Analog können auch die SU(3) bzw. SU(2) Eichtransformationen der starken und schwachen Wechselwirkung formuliert werden, wobei dann die Gluonfelder bzw. die Felder der W- und Z-Bosonen entstehen.

Der Beitrag der freien Eichfelder zu \mathcal{L} ist jedoch nur eichinvariant, wenn der dazugehörige (und prinzipiell mögliche) Massenterm verschwindet. Dies stellt ein schwer wiegendes Problem dar, da aus den experimentellen Ergebnissen folgt, dass insbesondere die W- und Z-Bosonen eine große Masse haben. Zusätzlich ist bekannt, dass Fermionen eine Händigkeit besitzen und die schwache Wechselwirkung nur auf linkshändige Fermionen wirkt. Daraus folgt wiederum, dass der Massenterm für Fermionen verschwinden muss und somit ein weiterer Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen vorliegt. Darüber hinaus beobachtet man im Experiment, dass die massiven Fermionen durchaus beide Händigkeiten annehmen können. Die Symmetrie der schwachen Wechselwirkung ist also gebrochen.

2.3. Der Higgs-Mechanismus

Da das Standardmodell keinen Mechanismus zur Symmetriebrechung beinhaltet, muss eine entsprechende Erweiterung des Modells eingeführt werden, die dieses jedoch in seinen anderen Eigenschaften, die die Natur außerordentlich gut beschreiben, nicht beeinflussen darf.

Die einfachste Möglichkeit dazu besteht in der Einführung eines skalaren komplexen Feldes mit 2 Komponenten (wg. SU(2) der schwachen Wechselwirkung)

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix},$$

dessen Potential als

$$V(x) = \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \mu^2\Phi^\dagger\Phi$$

geschrieben werden kann. Dieses Potential hat für positive Werte von μ^2 sein Minimum nicht im Ursprung, sondern besitzt einen rotationssymmetrisch entarteten Grundzustand. Die Form des Potentials ist in Abbildung 2.1 illustriert und erinnert entfernt an einen Mexikanerhut. Durch eine geeignete Variablentransformation kann man das Potential in einer Koordinate entlang des Grundzustands (ξ) und einer als Auslenkung daraus (η) beschreiben wodurch das Potential folgende Form erhält:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta(x) + \xi \end{pmatrix}.$$

Dies hat einige wichtige Konsequenzen: Das Potential ist nicht mehr symmetrisch in η , während die Lagrange-Funktion immer noch das selbe System beschreibt. Diese Eigenschaft wird als *spontane Symmetriebrechung* bezeichnet, da sie die SU(2) Symmetrie nicht erhält. Weiterhin tritt in der Lagrange-Funktion ein Term in η auf, der ein Teilchen der Masse $\sqrt{2}\mu$ und Spin 0 beschreibt. Dieses Teilchen ist das Higgs-Boson. Schließlich entstehen Terme, die den Eichfeldern der schwachen Wechselwirkung Massen verleihen, so dass die W[±]- und Z-Bosonen

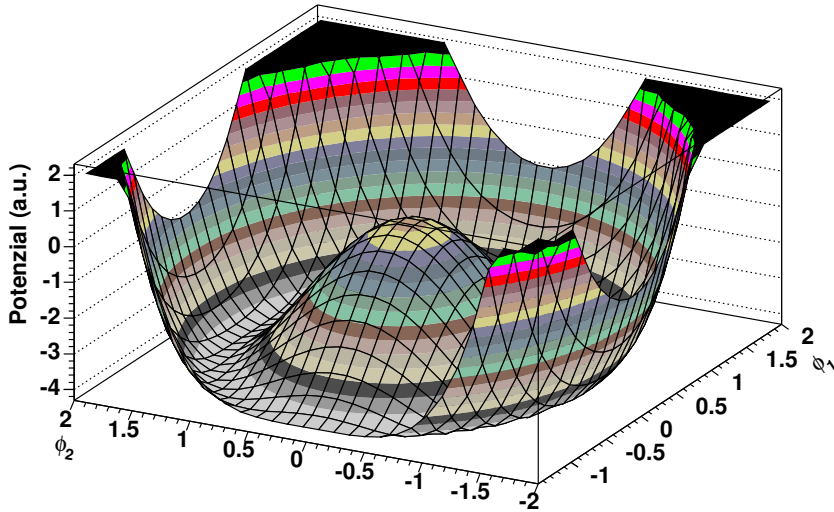


ABBILDUNG 2.1. Visualisierung der Form des Higgs-Potentials. Der Grundzustand ist aufgrund seines Freiheitsgrades entartet.

Masse bekommen. Jedes der anfangs masselosen W- und Z-Bosonen absorbiert so einen der ursprünglich vier Freiheitsgrade des Higgs-Feldes und erhält dadurch seine Masse. Zusammen mit dem Higgs-Boson sind also alle Freiheitsgrade in Teilchenmassen gebunden. Auch die Fermionen erhalten durch das Higgs-Feld Massen, die durch Yukawa-Kopplungen in den Formalismus eingeführt werden.

Aus den Eigenschaften der Lagrange-Funktion können auch viele weitere Eigenschaften des Higgs-Bosons berechnet werden. Besonders wichtig sind neben Masse und Spin auch die Kopplungen zu den anderen Fermionen und Bosonen. Durch sie werden die Massen, Kopplungen und Asymmetrien verschiedener Prozesse mit dem Higgs-Boson verknüpft. Dadurch werden Feynman-Diagramme möglich, die ein Higgs-Boson enthalten und zu Prozessen der schwachen Wechselwirkung beitragen (Beispiel in Abb. 2.2). Die Stärke dieser Beiträge hängt wiederum mit der Higgs-Masse zusammen, so dass dadurch die Prozesse eine Abhängigkeit von der Higgs-Masse bekommen.

2.4. Bisherige Suchen nach dem Higgs-Boson

Bei LEP, wo Elektronen und Positronen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 209 GeV zur Kollision gebracht wurden, sind verschiedene Methoden zur Suche nach dem Higgs-Boson und zur Bestimmung seiner Masse angewandt worden.

Zur indirekten Bestimmung der Masse kann eine χ^2 -Funktion formuliert werden, die alle von der Higgs-Masse abhängigen Messwerte enthält, so dass schließlich der Logarithmus der Higgs-Masse als freier Parameter eingeht. In Abbildung 2.3 ist die Abweichung von χ^2 vom Minimum dieser Funktion in Abhängigkeit von der Higgs-Masse dargestellt. Das Minimum liegt bei einem Wert von $m_H = 114_{-45}^{+69}$ GeV [7]. Für ein Konfidenzniveau von 95% erhält man einen Wert von $m_H < 260$ GeV.

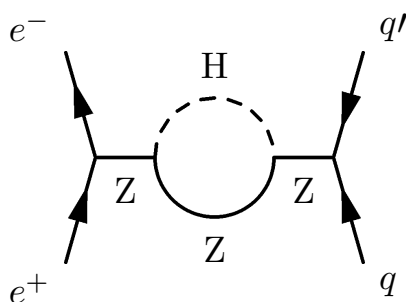


ABBILDUNG 2.2. Beispiel für Feynmandiagramme, deren Schleifen Beiträge von Higgs-Bosonen enthalten.

Bei LEP wurden auch direkte Suchen nach dem Higgs-Boson durchgeführt. Der dominante Produktionskanal ist dort $e^+e^- \rightarrow HZ$, also die assoziierte Produktion mit einem Z. Allerdings ist der zugängliche Massenbereich durch die kinematischen Randbedingungen eingeschränkt und ein Higgs-Boson kann in diesem Kanal nur produziert werden, wenn $m_H < \sqrt{s} - m_Z$. Damit liegt also die kinematische Obergrenze bei etwa 117 GeV. Bei LEP wurde mit den vorhandenen Daten eine Grenze von $m_H < 114.4$ GeV bei einem Konfidenzniveau von 95 % gefunden [4].

2.5. Entdeckungspotential am Tevatron

In Abbildung 2.4 sind die wichtigsten Feynmandiagramme dargestellt, die zur Produktion von Higgs-Bosonen in Proton-Proton bzw. Proton-Antiproton Kollisionen beitragen. Mit Ausnahme der Gluon-Fusion ($gg \rightarrow H$) erzeugen alle Prozesse neben dem Higgs-Boson weitere Teilchen, deren Nachweis bei der Selektion von Higgs-Ereignissen hilfreich sein kann. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Higgs-Masse sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die gezeigten Wirkungsquerschnitte sind für Proton-Antiproton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 2 TeV berechnet, gelten also für die Experimente am Tevatron. Es ist klar zu sehen, dass die Gluon-Fusion bei weitem den größten Wirkungsquerschnitt im Bereich zwischen 0.1 pb ($m_H = 200$ GeV) und 1.0 pb ($m_H = 115$ GeV) hat. Es folgen die Prozesse WH und ZH, deren Wirkungsquerschnitte bei 0.02 pb-0.1 pb bzw. 0.01 pb-0.05 pb liegen. Die assoziierte Produktion mit einem Paar schwerer Quarks liegt eine weitere Größenordnung darunter.

Für die Selektion von Ereignissen sind auch die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls der Higgs-Bosonen von großer Bedeutung. Auch sie sind stark abhängig von der Higgs-Masse und in Abbildung 2.5 dargestellt. Bei kleinen Massen ($m_H \lesssim 140$ GeV) zerfällt das Higgs überwiegend in ein $b\bar{b}$ Paar. Bei größeren Massen wird der Zerfall in ein Paar von W-Bosonen dominierend.

Um an den Experimenten des Tevatron ein Higgs-Boson entdecken zu können, müssen alle verfügbaren Produktions- und Zerfallskanäle zur Datenanalyse ausgenutzt werden. Wie bereits beschrieben, ist der gesamte Produktionswirkungsquerschnitt für Standardmodell Higgs-Bosonen am Tevatron etwa zwischen 0.2 pb^{-1} und 2 pb^{-1} . Die Anzahl der tatsächlich produzierten Higgs-Bosonen ergibt sich dann aus dem Produkt dieses Wirkungsquerschnittes und der vom Beschleuniger erreichten integrierten Luminosität. Bis zum Ende des Run II sind mit der derzeit angestrebten Luminosität von $4\text{-}8 \text{ fb}^{-1}$ also bis zu einigen Tausend Ereignissen zu erwarten. Allerdings können nicht alle Ereignisse zur Analyse genutzt werden, da ein großer Teil davon aufgrund der Detektorakzeptanz und der Selektionsverfahren verworfen wird. Auch

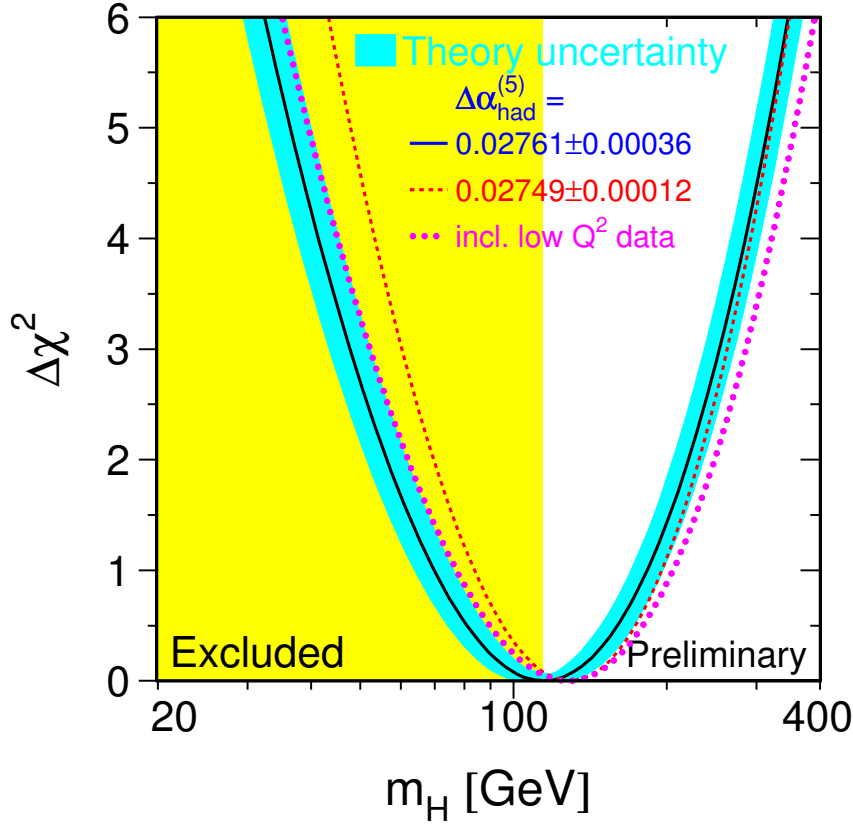
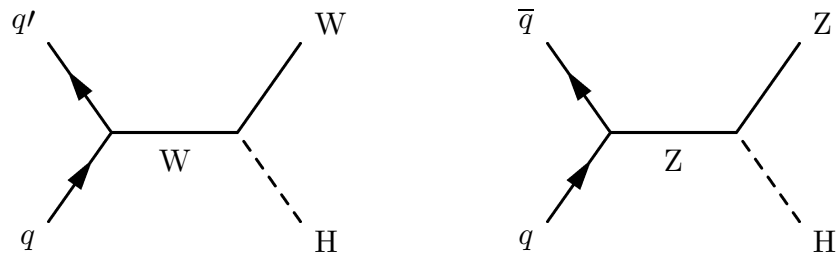


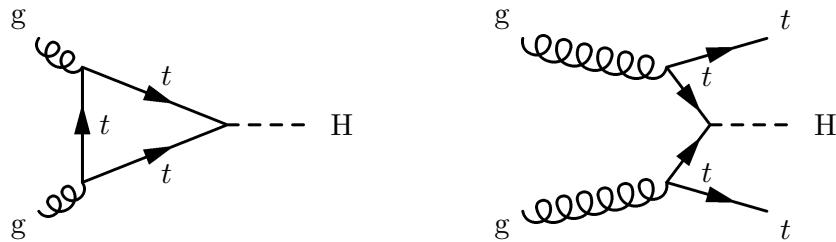
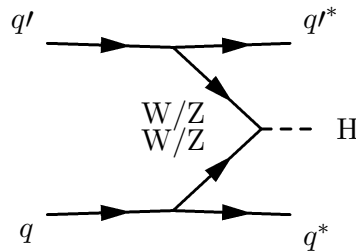
ABBILDUNG 2.3. Ergebnis der Anpassung der Higgsmasse an die gemessenen Parameter der Standardmodells [7]. Die verschiedenen Kurven zeigen das Ergebnis für verschiedene hadronische Korrekturen zu α_s . Die durchgezogene Kurve verwendet den bisher besten Wert, die gestrichelte Kurve bezieht neue Daten von BES ein, die bei niedrigen Energien gemessen wurden, und die gepunktete Linie berücksichtigt ein kontrovers diskutiertes Resultat von NuTeV. Das Band kennzeichnet die abgeschätzten Unsicherheiten von noch nicht berechneten Korrekturen höherer Ordnung.

können nicht alle Kanäle für alle Higgs-Massen verwendet werden, womit ein weiterer Teil der Higgs-Ereignisse verloren geht. Schließlich gibt es für alle Kanäle Untergrundprozesse, die ähnliche oder identische Signaturen im Detektor erzeugen wie ein Higgs-Boson. In diesem Fall ist es also erforderlich, eine möglichst große Anzahl von Signalereignissen zu finden, damit sich das Signal statistisch signifikant vom Untergrund abhebt.

Vor Beginn des Run II wurden am FNAL ausführliche Studien bezüglich des Entdeckungspotentials für das Higgs-Boson durchgeführt [8]. In diesen von der SUSY-Higgs-Working-Group



(a) Higgs Strahlung: Assoziierte Produktion mit W- oder Z-Bosonen

(b) Gluon Prozesse: Gluon Fusion und assoziiert mit $t\bar{t}$ 

(c) Eichbosonenfusion

ABBILDUNG 2.4. Die wichtigsten Feynmandiagramme für die Produktion von Higgs-Bosonen.

(SHWG) durchgeführten Studien wurde versucht, die Leistungsfähigkeit der Detektoren abzuschätzen und zu parametrisieren, um eine möglichst zutreffende Beschreibung für die Analysen zu erhalten. Leider stellt sich nun heraus, dass einige Detektorkomponenten die angenommene Präzision noch nicht erreichen. Insbesondere sind die Effizienz für die Identifikation von b -Quarks sowie die Auslösung von Jets hinter den Erwartungen zurückgeblieben. Eine ausführliche Diskussion findet sich bei der Interpretation der Ergebnisse dieser Analyse in Kapitel 7.4. Abbildung 2.6 zeigt die Luminosität, die benötigt wird, um Ausschlussgrenzen beziehungsweise Beobachtungen verschiedener Signifikanz zu ermitteln. Mit der derzeit bis 2009 zu erwartenden Luminosität kann also ein großer Bereich der Massen zwischen 115 GeV und 180 GeV abgedeckt werden. Für eine Beobachtung des Higgs-Bosons mit einer Signifikanz von 3σ ist der zugängliche Massenbereich jedoch auf Massen unterhalb von etwa 125 GeV eingeschränkt.

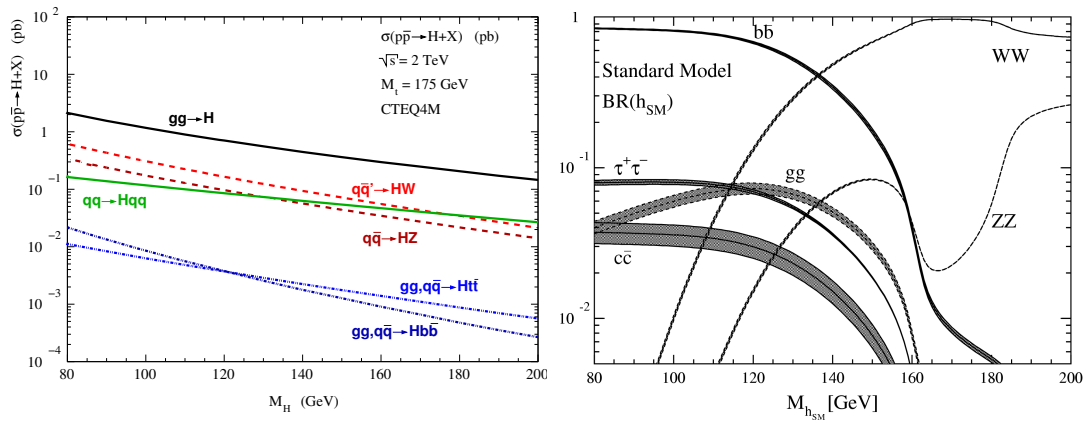


ABBILDUNG 2.5. Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Higgs-Bosonen am Tevatron (links) und Verzweungsverhältnisse (rechts) [9].

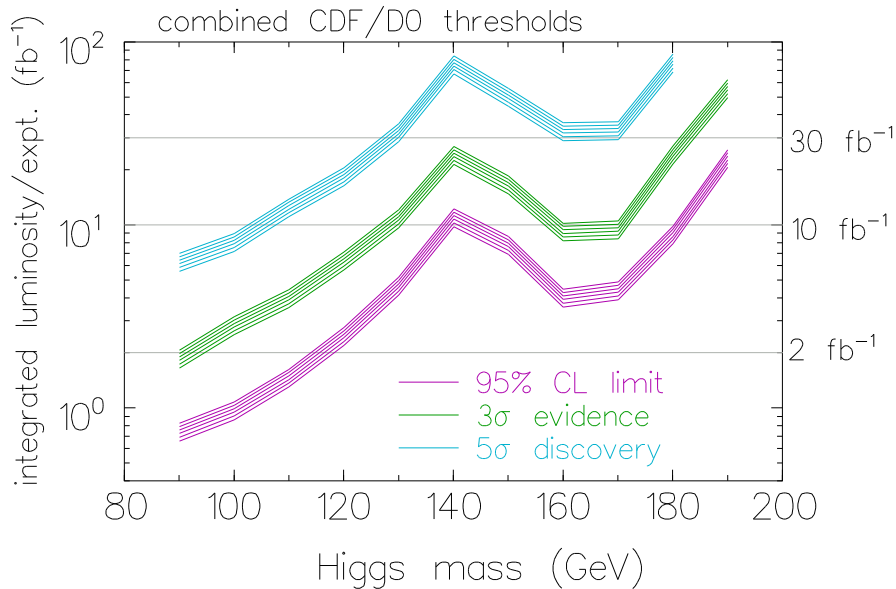


ABBILDUNG 2.6. Entdeckungspotential für ein Standardmodell Higgs-Boson am Tevatron [8]. Derzeit wird erwartet, daß eine integrierte Luminosität von $4\text{-}8\text{fb}^{-1}$ bis 2009 erreicht wird.

Für hohe Higgs-Massen können fast alle Produktionskanäle genutzt werden, da das Higgs dann überwiegend in W-Bosonen zerfällt. Diese können gut nachgewiesen werden, wenn sie in Elektronen oder Myonen zerfallen. Für diesen Zerfallskanal gibt es nur geringen Untergrund, hauptsächlich aus der WW-Paarproduktion, der gut verstanden ist und der gute Trennung vom Signal ermöglicht. Insbesondere kann hier der Gluon-Fusions Kanal genutzt werden, womit ein relativ großer Produktionswirkungsquerschnitt zur Verfügung steht.

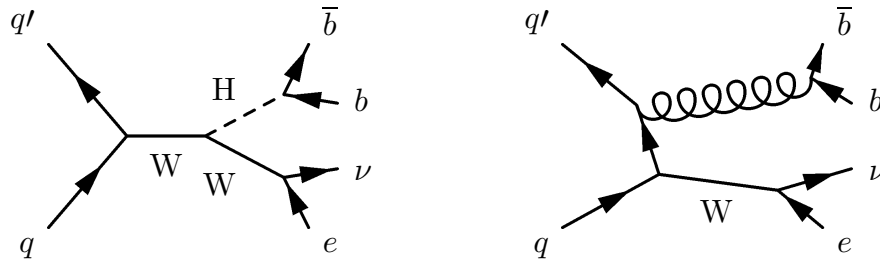


ABBILDUNG 2.7. Feynmandiagramme für den untersuchten Kanal und den wichtigsten irreduziblen Untergrund, die $Wb\bar{b}$ Produktion.

Bei kleinen Higgs-Massen kann die Gluon-Fusion nicht ausgenutzt werden, da in solchen Ereignissen ausschließlich zwei b -Quarks entstehen. Dem steht jedoch ein totaler $b\bar{b}$ -Produktionswirkungsquerschnitt von der Größenordnung $10 \mu\text{b}$ gegenüber, so dass die Higgs-Ereignisse nicht mehr statistisch signifikant vom Untergrund zu trennen sind. Man muss also auf die nächst kleineren Higgs Produktionsprozesse ausweichen, um eine Chance auf einen Nachweis zu haben. Dies sind die Prozesse WH und ZH . Diese haben den Vorteil, dass die W - und Z -Bosonen in ihren leptonische Zerfallskanälen leicht zu identifizieren sind. Dabei ist die gesamte Produktionsrate von W -Bosonen etwa 30 nb , die von $Wb\bar{b}$ nur etwa 30 pb . Diese Größe von Untergrund ist durchaus noch kontrollierbar, so dass eine statistisch signifikante Trennung von Higgs-Ereignissen vom Untergrund möglich ist.

2.6. Higgs-Suche im Kanal $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$

In dieser Arbeit wird der Kanal $WH \rightarrow e\nu_e b\bar{b}$ ² betrachtet, um nach einem leichten Higgs-Boson zu suchen. Der Produktionswirkungsquerschnitt dieses Prozesses wird im Standardmodell $0.1 \text{ pb} - 0.2 \text{ pb}$ im relevanten Massenbereich von $115 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV}$ vorhergesagt. Das assoziiert produzierte W -Boson wird hauptsächlich zur Identifikation des korrekten Ereignistyps verwendet. Die Kandidaten für Higgs-Bosonen werden durch zwei identifizierte b -Jets selektiert.

Zur Identifikation des W s muss zunächst ein Elektron und ein Anhaltspunkt für ein Neutrino im Ereignis gefunden werden. Da das Neutrino nicht direkt nachgewiesen werden kann, muss auf indirekte Methoden zurückgegriffen werden. In diesem Fall wird die Summe der Transversalimpulse aller nachgewiesenen Teilchen verwendet. Wenn alle Teilchen nachgewiesen sind, ist diese Summe nahe Null. Hat jedoch ein Neutrino einen Teil des Transversalimpulses getragen, ist die Summe unausgeglichen und man hat in diesem „fehlenden Transversalimpuls“ einen Hinweis auf ein Neutrino im Ereignis. Aufgrund von Fluktuationen wird in einigen Ereignissen fehlender Transversalimpuls ausgewiesen, obwohl kein Neutrino enthalten ist. Das Spektrum dieser Fehlmessungen fällt jedoch schnell ab, so dass ein Großteil dieser Ereignisse mit einem genügend hohen Schnitt entfernt werden kann, ohne dass zu viele Ereignisse, die ein W -Boson enthalten, verworfen werden. Für die Elektronen bedeutet das, dass deren Transversalimpuls Spektrum typischerweise in der Nähe der Schwelle für den fehlenden Transversalimpuls beginnt. Es ist daher in dieser Analyse nicht notwendig auf Elektronen mit kleinem Transversalimpuls („klein“: $p_T^{ele} < 15 \text{ GeV}$) einzugehen.

²Diese Schreibweise schließt im Folgenden beide Ladungen des W -Bosons ein, also sowohl $W^+ \rightarrow e^+\nu_e$, als auch $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$.

Nachdem eine Ereignisselektion mit W_s erstellt wurde, kann man die Identifikation von Higgs-Bosonen beginnen, die in mehreren Schritten durchgeführt wird. Der erste besteht in der Identifikation von mindestens zwei Jets. Nach diesem Schritt besteht die Ereignismenge hauptsächlich aus $W+2$ -Jet Ereignissen. Die Auswahl wird dann weiter eingeschränkt, indem man zusätzlich verlangt, dass mindestens zwei der Jets als b -Jets markiert werden können. Damit werden Ereignisse mit leichten Jets aus dem Ensemble ausgeschlossen. Die nun verbleibenden Ereignisse sind hauptsächlich Untergrund.

Bei dem zu erwartenden Untergrund muss zwischen unterschiedlichen Typen unterschieden werden, nämlich reduzierbarem Untergrund und irreduzierbarem. Der reduzierbare Untergrund unterscheidet sich in einigen Eigenschaften von dem gesuchten Signal, wird jedoch aufgrund von Fluktuationen im Detektor von der Datenselektion erfasst. Dieser Untergrund kann durch verbesserte Analysemethoden normalerweise stark reduziert oder ganz unterdrückt werden. Für diese Analyse besteht er zum einen aus Ereignissen, in denen ein Jet als Elektron fehlidentifiziert wurde und der Rest des Ereignisses die Selektionskriterien erfüllt. Zum anderen spielen andere Prozesse eine Rolle, insbesondere die Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren, deren Produktionswirkungsquerschnitt etwa 6 pb beträgt. Top-Quarks zerfallen praktisch ausschließlich in Wb . Wenn eines der W -Bosonen in ein Elektron zerfällt und beide b -Quarks als solche identifiziert werden, kann ein solches Ereignis von der Analyse akzeptiert werden. Insbesondere ist dies der Fall, wenn das Quark-Paar oder das Lepton aus dem zweiten W -Zerfall nicht oder nicht vollständig nachgewiesen wird. Auf ähnliche Weise kann die Produktion einzelner Top-Quarks zum Untergrund beitragen.

Der irreduzierbare Untergrund besteht aus Prozessen, die den selben Endzustand wie das gesuchte Signal erzeugen. In diesem Fall ist dies vor allem die Produktion eines $b\bar{b}$ -Paares zusammen mit einem W -Boson ($\sigma_{Wb\bar{b}\rightarrow e\nu_e b\bar{b}} \approx 3$ pb). Das Spektrum der invarianten Masse der b -Quarks fällt zwar mit der Masse exponentiell ab, trägt jedoch im Bereich über 100 GeV noch signifikant bei und überlappt somit mit dem gesuchten Signal aus der Higgs-Produktion. Besonders problematisch ist dabei, dass der Wirkungsquerschnitt des Signals etwa zwei Größenordnungen unter dem des Untergrunds liegt. Daher ist es nötig, die letztendlich selektierten Daten mit leistungsfähigen statistischen Methoden zu untersuchen, um für das gesuchte Signal einen Wirkungsquerschnitt oder eine Grenze darauf zu berechnen. Analog zur $Wb\bar{b}$ -Produktion trägt auch die $Wc\bar{c}$ -Produktion zum Untergrund bei, da c -Quarks eine nicht vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit haben, einen positiven b -Tag zu erzeugen. Zum Untergrund tragen auch noch die Di-Boson Produktionsprozesse $WZ \rightarrow e\nu_e b\bar{b}$ und $WW \rightarrow e\nu_e b\bar{c}$ bei, da durch die endliche Auflösung der invarianten Jet-Massen auch sie nicht gut vom Higgs-Signal getrennt werden können.

Tevatron und der DØ-Detektor

In den folgenden Abschnitten wird der Beschleunigerkomplex am FNAL beschrieben, mit dem Protonen und Antiprotonen auf eine Energie von jeweils 980 GeV beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=1.96$ TeV zur Kollision gebracht werden.¹ Am Tevatron gibt es zwei dieser Wechselwirkungspunkte, an denen sich jeweils ein Detektor für die entstehenden Elementarteilchen befindet. Beide Experimente, DØ und CDF, sind als „Allzweckdetektoren“ konzipiert, so dass sie alle physikalisch interessanten Ereignistypen im Energiebereich des Tevatron nachweisen können. Im folgenden wird der DØ-Detektor ausführlich beschrieben, da mit ihm die in dieser Arbeit verwendeten Ereignisse aufgezeichnet wurden.

3.1. Tevatron Beschleunigerkomplex

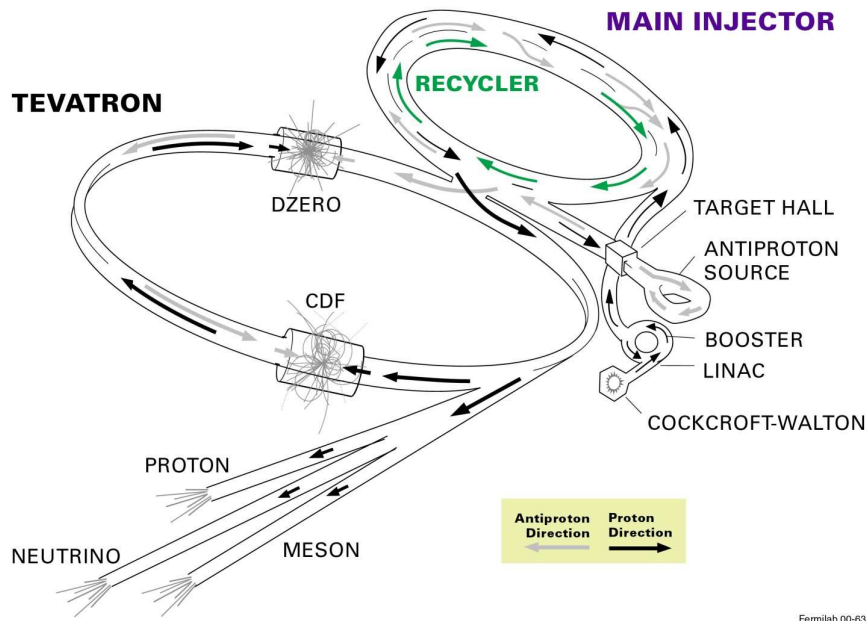
Zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs werden negative Wasserstoff-Ionen (H^-) von einem Cockroft-Walton-Beschleuniger auf eine Energie von 750 keV beschleunigt. Von dort werden sie in einen 130 m langen Linearbeschleuniger (Linac) geleitet, der in zwei Sektionen die H^- -Ionen weiter auf 400 MeV beschleunigt. Ein typischer Linac Puls besteht aus ca. 4000 Paketen im Abstand von je 5 ns, so dass die Pulslänge etwa 20 μs beträgt.

Dieser H^- -Strahl wird in ein Synchrotron eingespeist, wo die Elektronen in einer dünnen Graphitfolie innerhalb des Synchrotrons abgestreift werden und somit ein Protonenstrahl entsteht. Dieser Mechanismus basiert darauf, dass die Graphitfolie zwar stark mit dem einlaufenden H^- -Strahl reagiert und die überschüssigen Elektronen entfernt, aber für den ebenfalls passierenden bereits zirkulierenden Protonenstrahl kein Hindernis darstellt. Dieses Synchrotron, *Booster* genannt, hat einen Umfang von 475 m und beschleunigt den Strahl innerhalb von 33 ms weiter auf eine Energie von 8 GeV.

Im *Main Injector* Ring, der einen Umfang von etwa 3.3 km hat, werden die Protonen weiter auf bis zu 150 GeV beschleunigt. Mit dieser Energie können sie weiter in den Tevatron Ring transferiert werden, der eine Energie von 980 GeV erreicht. In einem weiteren Betriebsmodus des *Main Injectors* werden Protonen lediglich auf 120 GeV beschleunigt und anschließend mit einer Wiederholungsrate von 2.5 s auf ein Target aus Nickel gelenkt. Dort entstehen große Mengen an Sekundärteilchen, unter anderem Antiprotonen. Das Energiespektrum der Antiprotonen hat sein Maximum bei etwa 8 GeV. Diese werden mit einer magnetischen Linse aus Lithium fokussiert und mittels eines Ablenkmagneten von den restlichen Sekundärteilchen getrennt. (Die Lithiumlinse ist zylindrisch geformt. Mit einem Transformator wird in sie ein Strom von 670 kA induziert, der ein Solenoidfeld mit einem Feldgradienten von bis zu 1000 T/m erzeugt.) Die Effizienz der Produktion von Antiprotonen liegt bei etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Antiprotonen

¹Diese Arbeit beschreibt die Konfiguration des so genannten Run II des Beschleunigerkomplexes, der im März 2001 begonnen hat. Die vorherige Datennahmeperiode (Run 1) wurde 1995 beendet, gefolgt von umfangreichen Umbaumaßnahmen zur Verbesserung von Beschleunigern und Detektoren.

FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN



Fermilab 00-635

ABBILDUNG 3.1. Schematische Übersicht über den Beschleunigerkomplex ([10], Bild 00-0635D).

pro Proton am Target. Der so erzeugte Antiprotonenstrahl besitzt eine große Energiestreuung und seine Zeitstruktur entspricht der Paketstruktur des ursprünglichen Protonenstrahls.

Im so genannten *Debuncher Ring* wird der Strahl wiederholt durch eine RF²-Kavität geleitet, wodurch die Energiestreuung der Antiprotonen stark reduziert wird und die einzelnen Antiproton-Pakete zu einem kontinuierlichen Strahl verschmieren. Dieser Strahl wird dann in den *Antiproton Accumulator* geleitet, wo über viele Stunden (bis zu mehreren Tagen) Antiprotonen aus dem Debuncher gesammelt werden. Der Accumulator verfügt über verschiedene Systeme, mit denen der Strahl „gekühlt“ wird: Ein System aus RF-Kavitäten sorgt dafür, dass die Energiestreuung um die nominale Energie vom 8 GeV möglichst gering ist und ein System zur stochastischen Kühlung verringert die transversale Ausdehnung des Strahls. Dennoch wird es mit zunehmender Zahl gespeicherter Antiprotonen schwieriger, neue Teilchen in den Strahl zu integrieren, so dass die Aufnahmeeffizienz bei etwa $200 \cdot 10^{10}$ Antiprotonen sehr gering wird und somit eine Obergrenze für die Zahl der gespeicherten Antiprotonen darstellt.

Um dieses Problem zu lösen, wurde ein weiterer Synchrotron Ring gebaut, der *Recycler Ring*, in dem in Zukunft erheblich größere Mengen von Antiprotonen gespeichert werden können. Somit wird es möglich, die Produktion von Antiprotonen dauerhaft unter optimalen Bedingungen zu betreiben und so die Luminosität ab dem Jahr 2005 weiter zu erhöhen.

Protonen und Antiprotonen werden schließlich in den Tevatron Ring eingespeist und dort auf 980 GeV beschleunigt. Das Tevatron ist ein Synchrotron mit einem Umfang von 6.3 km, in

²RF=radio frequency; als RF-Kavität bezeichnet man bei Beschleunigern Resonanzkörper für Mikrowellen.



ABBILDUNG 3.2. Luftaufnahme des Beschleunigerkomplexes am FNAL ([10], Bild 03-0390-21D).

dem die Teilchenstrahlen von supraleitenden Dipol- und Quadrupol-Magneten mit einem Magnetfeld von bis zu 4.2 Tesla auf ihrer Bahn gehalten werden. Seit Beginn des Run II im März 2001 werden im Tevatron jeweils 36 Pakete von Protonen bzw. Antiprotonen beschleunigt, die einen Abstand von jeweils 396 ns haben. An zwei Punkten werden die Strahlen zur Kollision gebracht und so Ereignisse in den Detektoren der beiden Experimenten CDF und DØ erzeugt. Einige der wichtigsten Betriebsparameter des Tevatron sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die instantane Luminosität ist ein Maß für die Wechselwirkungsrate, die integrierten Luminositäten sind proportional zu der gesamten Ereigniszahl. Die instantane Luminosität hängt direkt von der Zahl der gespeicherten Protonen und Antiprotonen ab, wobei der begrenzende Faktor letztere sind. Auch die Strahlfokussierung ist von großer Bedeutung. Sie wird durch die Emittanz des Strahls gemessen, wobei kleine Emittanzen zu größeren Luminositäten führen.

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der verschiedenen Beschleuniger und der Teilchenflüsse darin, sowie die Lage der Detektoren. Eine Luftaufnahme des Geländes ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Man erkennt neben den beiden großen Ringen auch die Strahlführung für die Fixed Target Experimente, sowie den DØ- und den CDF-Detektor.

Das Tevatron hat bis August 2004 eine maximale Luminosität von $\mathcal{L} = 8 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht und im Run II insgesamt eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 660 \text{ pb}^{-1}$ akkumuliert. Abbildung 3.3 zeigt die Entwicklung von instantaner und integrierter Luminosität seit Beginn des Run II.

3.2. Der DØ-Detektor

Der DØ-Detektor am Tevatron ist als Allzweckdetektor konzipiert worden [12], mit dem sich praktisch alle physikalisch interessanten Prozesse in Hadronkollisionen bei Energien des Tevatron beobachten lassen. Die einzelnen Komponenten sind schalenartig um den Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors angebracht und decken fast den gesamten Raumwinkelbereich von 4π ab, so dass die meisten Teilchen aus einer harten Wechselwirkung (außer

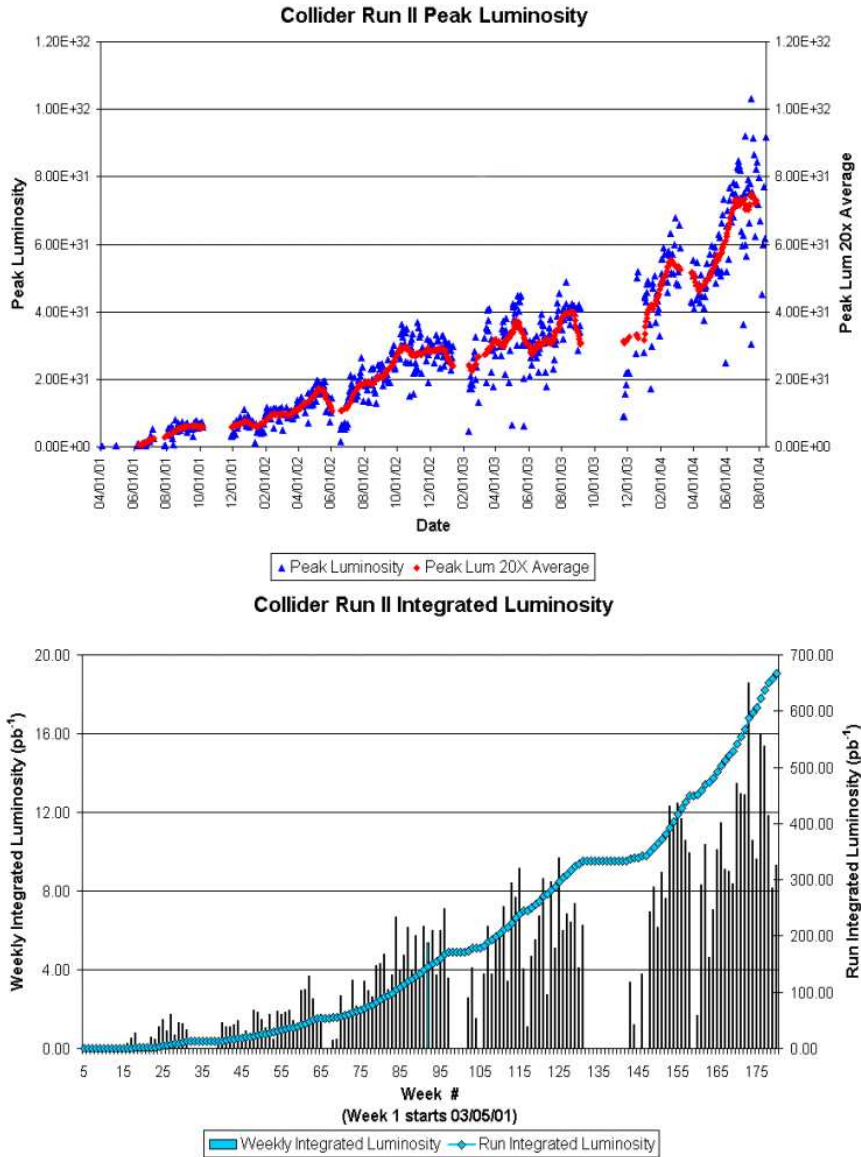


ABBILDUNG 3.3. Entwicklung der instantanen und integrierten Luminosität des Tevatron im Run II [11].

Neutrinos) im Detektor nachgewiesen werden können. Abbildung 3.4 illustriert den Detektoraufbau und die wichtigsten Komponenten.

Das bei DØ verwendete Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Wechselwirkungspunkt. Die Z-Achse zeigt in Richtung des Protonenstrahls, die Y-Achse nach oben und die X-Achse zum Mittelpunkt des Beschleunigerings. Neben dem Kartesischen Koordinatensystem wird oft auch ein Polarkoordinatensystem verwendet, das Azimutwinkel, Polarwinkel, und Radius verwendet (θ, ϕ, r) . Statt des Azimutwinkels wird im folgenden auch die Pseudorapidität $\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$ verwendet.

In den nächsten Abschnitten werden die einzelnen Subdetektoren ausführlich beschrieben.

Parameter	Einheit	Design 2004	Mittel 2004	Bester 2004
Instantane Luminosität, Beginn des Stores	$10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	61,9	54,3	102,8
$\int \mathcal{L} dt$ / Store	nb^{-1}	2000	2116	4241
$\int \mathcal{L} dt$ / Woche	pb^{-1}	11,3	8,5	-
Länge eines Stores	Stunden	15,0	24,6	32,4
Zeit in Store pro Woche	Stunden	85	99	-
Protonen pro Paket	10^9	260	236	246
Antiprotonen pro Paket	10^9	31	27	43
Effektive Emittanz	$\pi \text{ mm mrad}$	21,0	17,9	16,9

TABELLE 3.1. Typische Betriebsparameter des Tevatron im Run II.

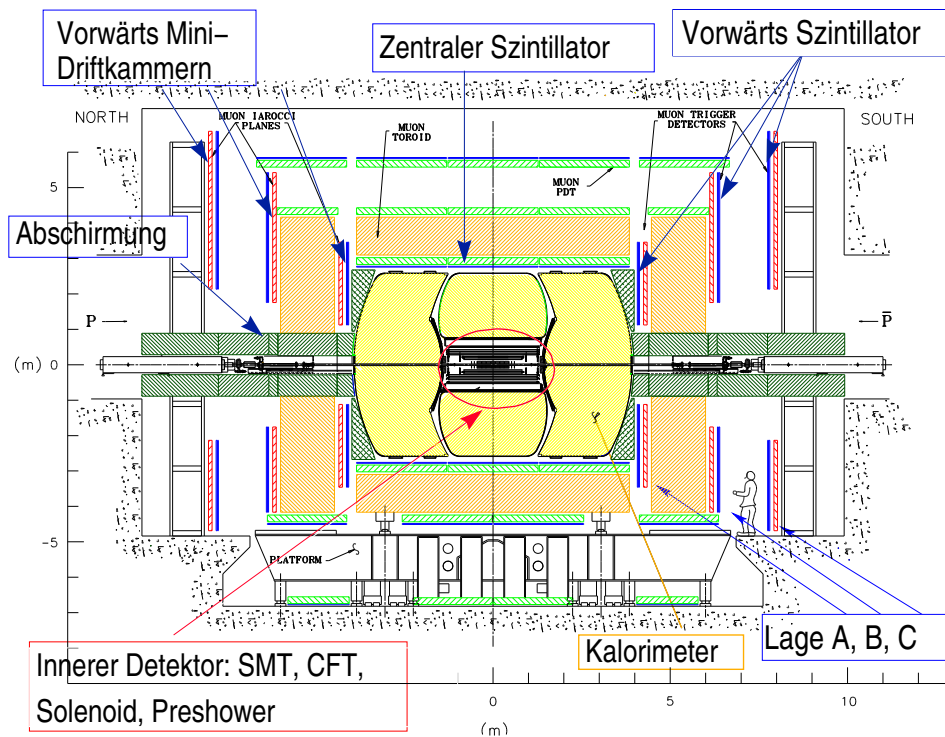


ABBILDUNG 3.4. Schematische Schnittzeichnung des DØ-Detektors.

3.2.1. Spurdetektor. Direkt um den Wechselwirkungspunkt befinden sich die Komponenten des Spurdetektors, der in einen supraleitenden Solenoidmagneten eingebettet ist, der bei einem Innenradius von 60 cm und einer Länge von 2.7 m ein Magnetfeld von 2 T erzeugt.

Direkt um die Strahlröhre ist ein Silizium-Streifen-Detektor (SMT=*silicon microstrip tracker*) angebracht [13]. Dieser besteht aus sechs zylindrischen Sektionen (*barrels*), die die Strahlachse

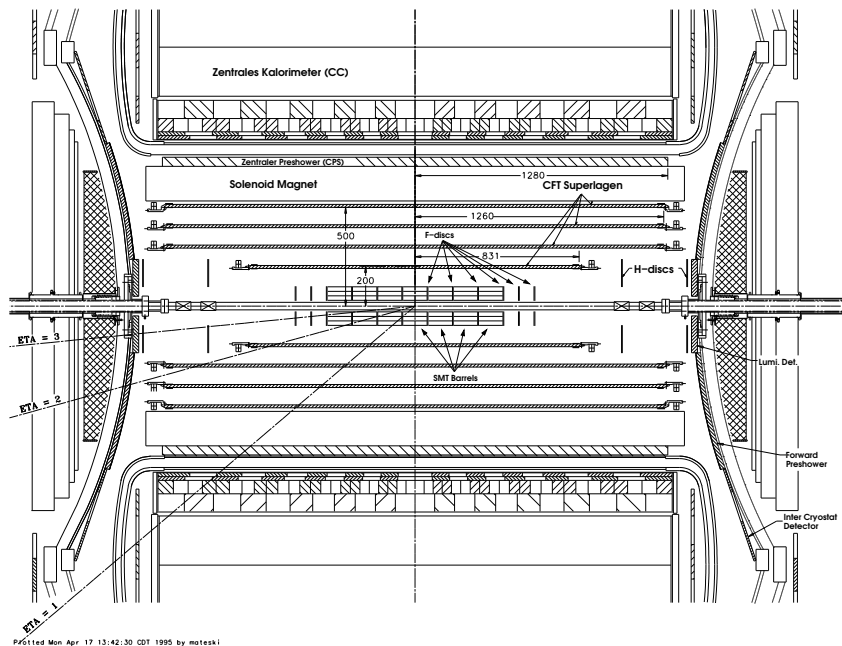


ABBILDUNG 3.5. Schematische Schnittzeichnung durch den Spurdetektor [13].
Längenangaben in mm.

umfassen. Senkrecht dazu stehen zwölf Scheiben (*F-discs*), sowie außerhalb in etwas größerer Entfernung zwei weitere Scheiben (*H-discs*). Durch die Scheiben soll insbesondere die Auflösung von Spuren verbessert werden, die eine hohe Pseudorapazität haben.

Die *barrel* Segmente von je 6 cm Länge bestehen aus jeweils vier Doppellagen von Silizium-Streifenzählern mit einem Streifenabstand von $50 \mu\text{m}$. Die Informationen aus den *barrels* werden in knapp 390000 Kanälen ausgelesen. Zwischen den *barrels* befindet sich jeweils eine *F-disc* mit Radius $r = 10.5 \text{ cm}$. Die Reihe von *F-discs* wird auf jeder Seite des SMT um drei weitere Scheiben fortgesetzt, so dass insgesamt zwölf Scheiben entlang der Strahlröhre angebracht sind (Abb. 3.5), die zusammen etwa 260000 Auslesekanäle haben. Im Abstand von 110 cm und 120 cm sind auf jeder Seite des Wechselwirkungspunktes noch jeweils zwei *H-discs* angebracht, die einen Radius von $9.5 \text{ cm} < r < 26.0 \text{ cm}$ abdecken und weitere 150000 Kanäle haben. Damit ist der SMT in der Lage, Treffer mit einer Auflösung von etwa $10 \mu\text{m}$ bis zu einer Pseudorapazität von $|\eta| < 3$ aufzuzeichnen.

Um den SMT herum ist im Abstand zwischen $19.5 \text{ cm} < r < 51.4 \text{ cm}$ ein weiterer Spurdetektor angebracht, der aus szintillierenden Fasern besteht (CFT=*central fiber tracker*) [14]. Der CFT besteht aus 8 zylindrischen so genannten Superlagen von Fasern, die den Pseudorapazitätbereich $|\eta| \lesssim 2.0$ abdecken. Jede Superlage enthält eine Doppellage aus Fasern, die parallel zur Strahlachse verlaufen, sowie eine Doppellage von Fasern, die in einem Stereowinkel von 2° dazu verlaufen. Die Doppellagen sorgen dafür, dass die Raumabdeckung möglichst gut und gleichmäßig ist, indem die beiden Lagen um einen halben Faserabstand versetzt sind. Die einzelnen Fasern haben einen Durchmesser von $835 \mu\text{m}$ und einen Abstand von etwa³ $950 \mu\text{m}$, so dass das CFT System aus über 70000 Fasern besteht. Das Licht aus den Fasern wird in Bündeln von Lichtleitern gesammelt und zu den Ausleselementen außerhalb des Detektors

³Die restlichen $115 \mu\text{m}$ werden von der Isolation der Fasern eingenommen.

transportiert. Dort wird das Licht von hocheffizienten ($\epsilon \approx 80\%$) Photozellen in elektrische Signale umgewandelt. Um das Rauschen in diesen empfindlichen Zählern zu minimieren, müssen diese auf eine Temperatur von 9 K gekühlt werden. Der CFT erreicht eine Trefferauflösung von etwa $100 \mu\text{m}$.

3.2.2. Preshower Detektor. Zwischen dem Solenoidmagneten und den Kryostaten der Kalorimeter befindet sich der Preshower Detektor, der sich in zwei Komponenten aufteilt, nämlich den zentralen Preshower (CPS) [15] und den vorwärts Preshower (FPS) [16].

Im zentralen Bereich ist zunächst direkt außerhalb des Magneten eine Lage aus Blei angebracht, deren Dicke 5.6 mm ($7/32 \text{ Zoll}$) beträgt und die mit einer Länge von 2.44 m eine Pseudorapidität von $|\eta| < 1.3$ abdeckt. Zwischen dem Blei und dem zentralen Kalorimeter Kryostaten befinden sich drei Detektorlagen, die aus Plastiksintillator-Streifen mit dreieckigem Querschnitt bestehen. Die Seitenlänge der gleichseitigen Dreiecke beträgt 6.6 mm und in der Mitte befindet sich ein Loch, um eine Wellenlängen schiebende Lichtleitfaser aufzunehmen, die das Szintillationslicht zur Ausleseelektronik transportiert. Jede Detektorlage des CPS besteht aus 1280 Streifen, die an beiden Enden ausgelesen werden. Somit besitzt jede CPS Lage 2560 Auslesekanäle. In der innersten der drei Lagen sind die Szintillatoren axial angeordnet. Die beiden äußeren Lagen (u- und v-Lage) haben einen Stereowinkel von etwa $\pm 24^\circ$, so dass aus der Anordnung von Treffern in den Streifen die Z-Position der Treffer berechnet werden kann.

Der vorwärts Preshower Detektor ist auf den Innenflächen der beiden Endkappenkalorimeter montiert. Der FPS besteht aus zwei Doppellagen von Szintillatorstreifen, die wie im CPS aufgebaut sind. Die Detektorflächen sind in jeweils 16 Segmente in ϕ aufgeteilt. In den Doppellagen sind die Teillagen (u- und v-Lage) um 22.5° gegeneinander verdreht, so dass auch hier Stereoinformationen zur präzisen Ortsbestimmung vorhanden sind. Zwischen den beiden Doppellagen ist eine Bleischicht angebracht, deren Dicke $2X_0$ entspricht und die als Schauer-Initiator dient. Insgesamt werden im FPS 14368 Kanäle ausgelesen.

3.2.3. Kalorimeter. Das Kalorimeter des DØ-Detektors [12, 18] ist in drei Kryostaten untergebracht, von denen einer den zentralen, zylindrisch geformten Teil des Kalorimeters (CC) beinhaltet und zwei die scheibenartigen Endkappen-Kalorimeter (EC). Die Kalorimeter sind als Flüssig-Argon-Sampling Kalorimeter ausgelegt. Als Absorber wird hauptsächlich abgereichertes Uran verwendet, es kommen aber auch Kupfer und Stahl zur Verwendung. Die Flüssig-Argon-Schichten haben eine Dicke von 2.3 mm und werden mit einer Hochspannung von 2.5 kV betrieben. Die typische Driftzeit von Elektronen zwischen den Auslese-Elektroden beträgt dann etwa 450 ns .

Die inneren Lagen des Kalorimeters dienen hauptsächlich dem Nachweis von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen (Elektronen und Photonen). Die Uran-Absorber haben hier eine Dicke von 3 mm bzw. 4 mm in CC bzw. EC. Die nächsten Lagen werden als *fine hadronic* bezeichnet und haben eine Dicke von 6 mm und bestehen aus Uran, das mit 2% Nickel legiert ist. Die äußerste Lage (*coarse hadronic*) besteht aus 46.5 mm dicken Platten. Als Absorbermaterial wird im CC Kupfer und im EC Edelstahl verwendet. Eine besonders positive Eigenschaft des Kalorimeters ergibt sich aus der günstigen Wahl von Materialien und Schichtdicken, nämlich dass das Kalorimeter für elektromagnetische wie hadronische Energiedepositionen fast die gleiche Energieantwort liefert, d.h. es ist kompensierend.

Die Segmentierung des Kalorimeters ist so gewählt, dass die Zellgröße überall etwa $\Delta\phi = \Delta\eta = 0.1$ beträgt. Die einzige Ausnahme bildet die dritte elektromagnetische Lage (EM3), die mit $\Delta\phi = \Delta\eta = 0.05$ doppelt so fein segmentiert ist. Grund dafür ist, dass ein typischer elektromagnetischer Schauer hier sein Maximum erreicht und die feinere Segmentierung bessere

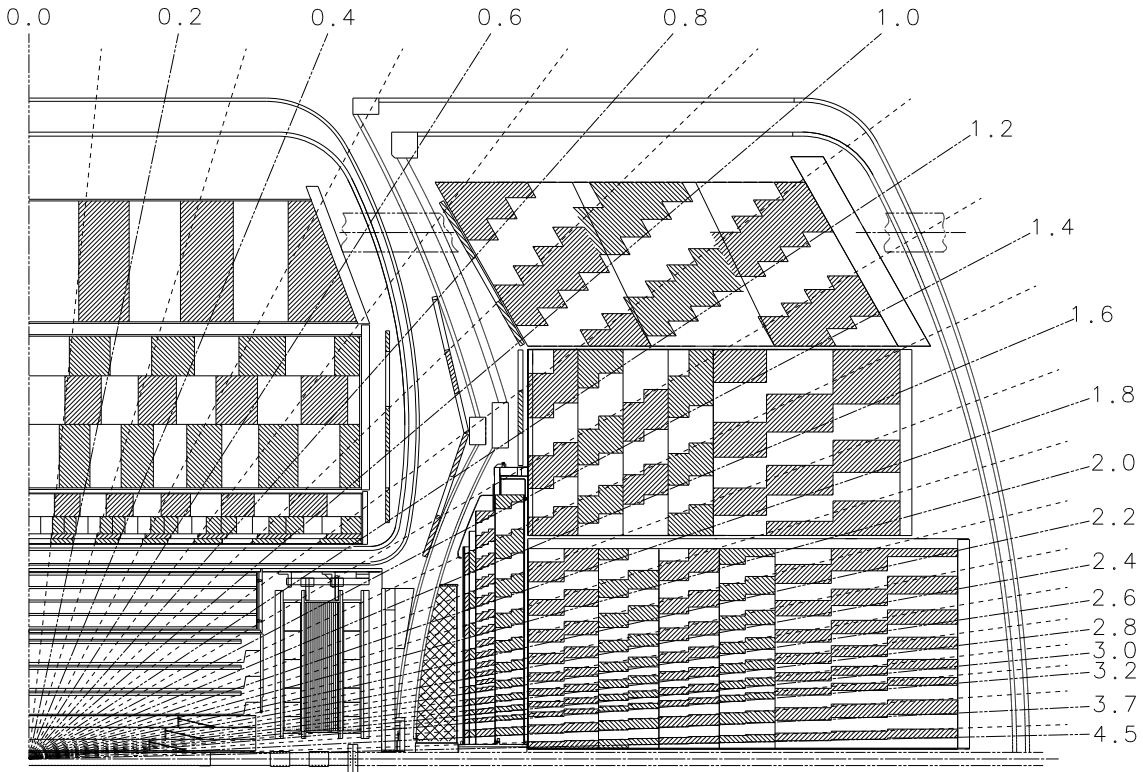


ABBILDUNG 3.6. Schematische Schnittzeichnung eines Kalorimeterquadranten in der (y,z) -Ebene [12]. Der nominelle Wechselwirkungspunkt liegt in der unteren linken Ecke der Darstellung. Die zu Auslese-Türmen zusammengefassten Zellen sind abwechselnd schraffiert bzw. offen markiert.

Orts- und Energieauflösung ermöglicht. Die Segmentierung des Kalorimeters im (η, ϕ) -Raum ermöglicht es seinerseits, die Zellen in pseudo-projektiven Türmen (*towers*) zusammenzufassen, um die Verarbeitung der Daten im Trigger und in der Rekonstruktion zu erleichtern. Abbildung 3.6 illustriert die Lage und Gruppierung der Kalorimeterzellen. Insgesamt ist das Kalorimeter in über 47000 separat ausgelesene Zellen segmentiert.

Das CC deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1.0$ ab und die Endkappen $1.0 < |\eta| < 4.0$. Wie aus der Zeichnung ersichtlich ist, ist im Bereich von $0.8 < |\eta| < 1.4$ die Abdeckung durch das Kalorimeter relativ schlecht. Insbesondere die Kryostatenwände zwischen CC und EC verschlechtern die Energieauflösung in diesem Bereich erheblich. Um einen Teil davon wiederzuerlangen, ist zwischen den CC und EC Kryostaten der *inter cryostat detector* (ICD) eingebaut worden. Er besteht aus Szintillator-Kacheln, die jeweils einen $(\eta \times \phi)$ Bereich von (0.1×0.1) abdecken. Durch den ICD verbessert sich die Energieauflösung von Jets um etwa 10%-15%.

Die Energieauflösung des zentralen Kalorimeters (CC) wurde im Teststrahl bestimmt zu [18]:

$$\begin{aligned} (\sigma_E/E)^2 &= (0.003)^2 + (0.148\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E})^2 && \text{für Elektronen} \\ (\sigma_E/E)^2 &= (0.045)^2 + (0.470\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E})^2 && \text{für Pionen} \end{aligned}$$

Für die Endkappen Kalorimeter (EC) erhielt man im Teststrahl:

$$\begin{aligned}(\sigma_E/E)^2 &= (0.003)^2 + (0.157\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E})^2 && \text{für Elektronen} \\(\sigma_E/E)^2 &= (0.039)^2 + (0.446\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E})^2 && \text{für Pionen}\end{aligned}$$

Flüssig-Argon-Reinheitsmessung. Ein weiterer wichtiger Aspekt beim Betrieb von Flüssig-Argon-Kalorimetern ist es, die Qualität des flüssigen Argons zu überwachen. Dies ist erforderlich, da die Energiemessung des Kalorimeters auf der Messung der Ladung durch Ionisation beruht. Somit ist es entscheidend, dass die gesamte erzeugte Ladung nachgewiesen wird. Ist dies nicht der Fall, wird die Messung verfälscht. Ein Grund für unvollständigen Ladungsnachweis sind elektronegative Verunreinigungen im Argon, wie z.B. Sauerstoff. An diese können sich die Elektronen, die hauptsächlich zur Ladungsmessung beitragen, anlagern, womit sie nicht mehr zur Messung zur Verfügung stehen. Die Menge der Verunreinigungen kann sich im Lauf der Zeit verändern. Es ist also erforderlich, sie zu überwachen.

Dazu wurden in den DØ-Detektor spezielle Messzellen eingebaut. Diese bestehen aus je zwei kleinen Ionisationskammern, die radioaktive Quellen enthalten. Jede Messzelle enthält je eine Kammer mit Am-241 und Ru-106. Americium 241 ist ein α -Strahler mit drei dicht beieinander liegenden Emissionslinien bei etwa 5.5 MeV und liefert somit stets eine konstante Ionisation in der Kammer. Die Halbwertszeit beträgt 432 Jahre, was eine konstante Aktivität während der Laufzeit des Experiments gewährleistet. Ruthenium ist ein β -Strahler mit einer Maximalenergie von $Q=39$ keV und einer Halbwertszeit von 374 Tagen. Da die Quellen bereits 1989 in die Kryostaten eingebaut wurden, ist die Aktivität der Ruthenium Quelle weitestgehend abgeklungen.

Das Spektrum der Signalhöhen in den Kammern kann nun zur Bestimmung der Reinheit des Argons benutzt werden. Bei dem α -Strahler liegt stets eine konstante Anfangsionisation vor. Die tatsächlich nachgewiesene Ladung gibt dann Aufschluss über den Verlust von Elektronen durch Verunreinigungen. Beim β -Strahler muss Lage und Form des Spektrums vermessen werden, um diese Information zu gewinnen. Allerdings wäre zur absoluten Bestimmung der Ladung eine extrem gute Kalibration und Stabilität der Ausleseelektronik erforderlich. Um diese Komplikation zu umgehen verwendete man die zwei unterschiedlichen Kammern. Aufgrund verschiedenen radioaktiven Quellen und der unterschiedlichen Geometrie reagieren die Kammern unterschiedlich auf Verunreinigungen. Verwendet man nun das Verhältnis der Signalhöhen der Quellen, die dann über eine gemeinsame Ausleseelektronik erfasst werden müssen, entfällt die Abhängigkeit von der Kalibration der Elektronik. Da im DØ-Detektor derzeit nur eine Quelle zur Verfügung steht, muss die Ladungseichung vorgenommen werden, was durch das Injizieren definierter Kalibrationspulse in die Elektronikette geschieht. So ist es zwar möglich, das Reinheits-Erfassungssystem mit nur einer Zelle zu betreiben, jedoch mit stark reduzierter Präzision.

Im Rahmen des DØ-Detektor Upgrades wurde eine neue Ausleseelektronik erforderlich. Diese Aufgabe wurde schließlich von der Mainzer Gruppe übernommen, da hier ein sehr ähnliches System für den ATLAS-Detektor am CERN entwickelt wurde [20, 21, 22], das leicht an die Bedürfnisse von DØ angepasst werden konnte. Die neue Hardware (Abb. 3.7) besteht aus dem zentralen Purity Front End Board (PFEB) [22], von dem die Signale der Quellenkammern digitalisiert und verarbeitet werden, nachdem sie spezielle Verstärkerkarten durchlaufen haben. Daneben wurden vom CERN entwickelte Bausteine integriert, die zur Erfassung von Temperaturproben verwendet werden. Alle Komponenten sind über einen CAN-Bus vernetzt und mit einem Computer zur Steuerung verbunden.



ABBILDUNG 3.7. Die neue Ausleselektronik für die Flüssig-Argon-Reinheitsmessung.

Am Kalorimeter des DØ-Detektors wurde an jedem Kryostaten eine solche Ausleseeinheit eingebaut.

Der Steuercomputer sammelt die Daten sämtlicher Auslesekanäle des Reinheits-Überwachungssystems und berechnet daraus die Reinheit des flüssigen Argons in den unterschiedlichen Kryostaten. Um diese Informationen für die Detektorkontrolle verfügbar zu machen, werden sie über einen EPICS-Server exportiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wesentliche Beiträge zur Entwicklung und Installation der neuen Ausleseelektronik sowie zu Entwicklung und Betrieb der erforderlichen Software geleistet.

3.2.4. Myonspektrometer. Außerhalb des Kalorimeters ist ein System von Myondetektoren installiert, das ähnlich wie das Kalorimeter fast den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt. Die innerste Lage (A) befindet sich direkt außerhalb des Kalorimeters. Dann folgt ein Toroidmagnet aus massivem Eisen, der ein Feld von 2 T erzeugt. Das Eisen, das überall mindestens eine Dicke von 1 m aufweist, dient nicht nur als Rückflußjoch für das Magnetfeld, sondern auch zur Absorption hadronischer Schauer, die im Kalorimeter noch nicht vollständig absorbiert wurden. Außerhalb dieses Magnets befinden sich zwei weitere Detektorlagen (B,C) für Myonen.

Im Zentralbereich des Myondetektors, der Winkel bis $|\eta| < 1.0$ abdeckt, werden Proportional-Driftröhren eingesetzt, deren Anodendrähte rechtwinklig zur Strahlachse angeordnet sind und die die Driftstrecke mit etwa 1 mm Auflösung ermitteln. Zusätzlich ist innerhalb der A-Lage noch eine Lage aus Szintillatorzählern angebracht, die eine ϕ -Segmentierung von 4.5° hat und hauptsächlich zu Triggerzwecken dient und die Zeitauflösung von Myonen verbessert. Zur Unterdrückung von Myonen aus Höhenstrahlung gibt es außerhalb der C-Lage weitere Szintillationszähler.

In den Endkappen werden Mini-Driftröhren verwendet und jede der drei Lagen ist zusätzlich mit Szintillationszählern (*pixel*) versehen. Die Endkappen decken den Pseudorapiditätsbereich von $1.0 < |\eta| < 2.0$ ab.

Eine vollständige und ausführliche Beschreibung des Myonsystems findet sich in [23].

3.2.5. Trigger. Um die vom Detektor registrierten Kollisionen aufzuzeichnen, ist eine aufwendige Selektion und Vorverarbeitung notwendig. Zunächst werden die Signale in allen Auslesekanälen verstärkt und digitalisiert, so dass die Informationen von Computern verarbeitet werden können. Jedes Ereignis benötigt etwa 250 kB Massenspeicher. Das hat zur Folge, dass mit der verfügbaren Technologie nur etwa 50 Ereignisse pro Sekunde festgehalten werden können. In der selben Größenordnung liegt auch die Geschwindigkeit, mit der die Computer der Rekonstruktionsfarm die aufgezeichneten Daten analysieren können.

Um die Datenrate von der ursprünglichen Kollisionsrate von 2.5 MHz auf 50 Hz zu reduzieren ist das DØ-Experiment mit einem leistungsfähigen, dreistufigen Triggersystem [19] ausgerüstet. Damit ist es möglich, die physikalisch interessantesten Ereignisse in Echtzeit zu identifizieren und zu klassifizieren, so dass letztlich nur diese aufgezeichnet werden.

Die erste Triggerstufe (*level 1*) ist ein ausschließlich in fest verdrahteter Elektronik realisiertes System, das einfache Informationen mit vorgegebenen Mustern oder Schwellenwerten vergleicht. Im Kalorimeter werden durch analoge Addition die Energiesummen der elektromagnetischen und hadronischen Zellen aller Tower gebildet und mit Schwellenwerten verglichen. So ist es möglich, Vorläufer von Objekten zu identifizieren, die später als Photonen, Elektronen oder Jets rekonstruiert werden. Im Myonsystem werden einzelne oder koinzidente Treffer in den verschiedenen Lagen identifiziert wie sie von Myonen im Detektor erzeugt werden. Ein weiteres System ist in der Lage, einfache Spurmuster im CFT zu erkennen und so Hinweise auf geladene Teilchen zu liefern. Der Level-1-Trigger markiert schließlich Ereignisse, die eine bestimmte Anzahl bzw. Kombinationen einzelner Triggerbedingungen erfüllt. Die Entscheidung über ein Ereignis muss innerhalb von etwa $10 \mu\text{s}$ getroffen werden, da die Zwischenspeicher nur 32 Ereignisse fassen. In der Zeit, in der die in dieser Arbeit verwendeten Daten aufgezeichnet wurden, leitete der Level-1-Trigger bis zu 2000 Hz Ereignisrate an die nächste Triggerstufe weiter.

Die akzeptierten Ereignisse werden - getrennt für die verschiedenen Subsysteme - an die zweite Triggerstufe (*level 2*) weitergeleitet. Diese Stufe ist mit einer Kombination frei programmierbarer Logik (FPGA basiert) und handelsüblichen Ein-Platinen-Computern realisiert. Zunächst werden die Daten der einzelnen Subsysteme weiteranalysiert, und so eine grobe Rekonstruktion der physikalische Objekte vorgenommen. Die Daten aller Subsysteme werden dann gesammelt und von einem globalen Level 2 Trigger-Prozessor in Zusammenhang zueinander gebracht. Der Datenfluss in Level 1 und 2 ist in Abbildung 3.8 illustriert. Es ist im Level 2 Trigger also möglich, Spuren im Spurdetektor mit Treffern im Myonsystem oder mit Energieclustern im Kalorimeter zu identifizieren. Ebenso können globale Energiesummen gebildet werden, die fehlende transversale Energie⁴ identifizieren. Innerhalb von $100 \mu\text{s}$ muss dann entschieden werden, welche Ereignisse den Triggerkriterien entsprechen und an die nächste Stufe weitergeleitet werden. Die von Level 2 akzeptierte Datenrate beträgt etwas weniger als 1000 Hz.

⁴Fehlende transversale Energie und fehlender Transversalimpuls sind bei großen Energien, wie sie hier vorliegen, äquivalent, wobei erstere üblicherweise den skalaren Wert und letzterer die vektorielle Größe darstellt.

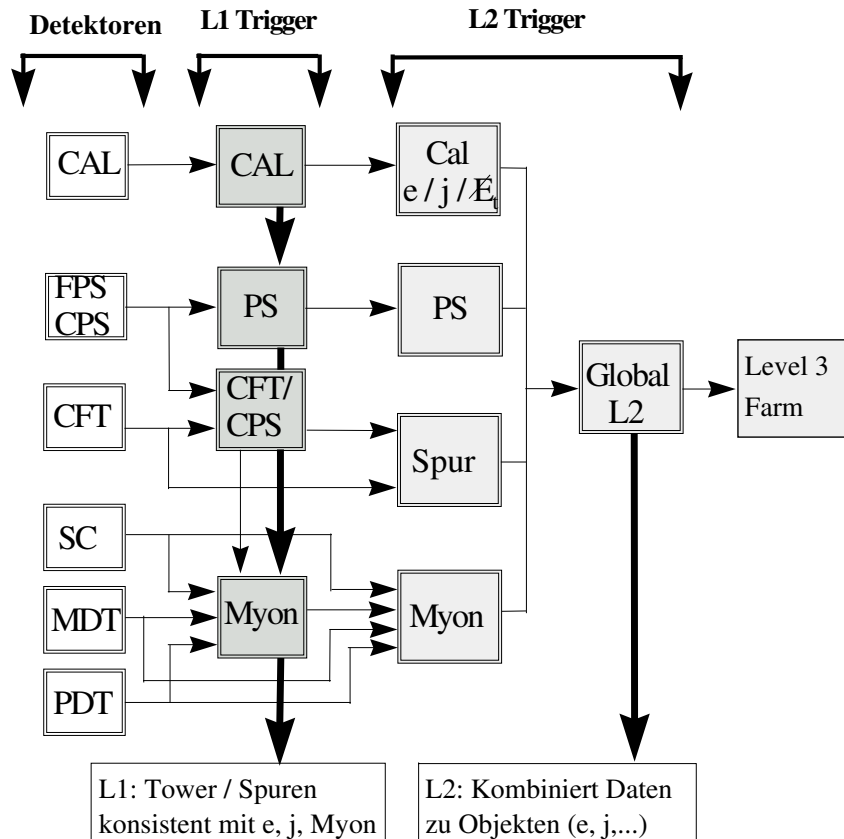


ABBILDUNG 3.8. Schematische Übersicht über den Datenfluss in den Level 1 und 2 Triggern [19]. Abkürzungen im Glossar (Anhang A).

In der dritten und letzten Triggerstufe werden die Ereignisse in einer normalen PC-Farm mit 82 Knoten verarbeitet. Auf diesen Rechnern wird eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse durchgeführt. Im Gegensatz zur späteren Ereignisrekonstruktion sind die Algorithmen hier stark vereinfacht, um die Daten in ausreichender Geschwindigkeit verarbeiten zu können. In dieser Triggerstufe können also beliebige Kombinationen von physikalischen Objekten mit unterschiedlichsten Bedingungen hergestellt, analysiert und akzeptiert oder verworfen werden.

3.2.6. Luminositäts-Detektor. Zur Bestimmung der Luminosität sind zwei Luminositätsmonitore im DØ-Detektor eingebaut [24]. Diese befinden sich jeweils in 135 cm Abstand

zum nominellen Wechselwirkungspunkt und sind damit zwischen dem Zentral- und dem Endkappenkryostaten des Kalorimeters platziert. Die Monitore bestehen aus Scheiben, die aus jeweils 24 „Schnitzen“ aus Plastiksintillator zusammengesetzt sind. Das Szintillationslicht wird durch Photomultiplier registriert. Die Scheiben haben einen Durchmesser von 371 mm.

Die beiden Luminositätsdetektoren sollen die Gesamtzahl der Wechselwirkungen innerhalb des DØ-Detektors ermitteln. Ist zudem der gesamte Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(p\bar{p})$ bekannt, kann zusammen mit der Detektorakzeptanz ϵ_{lumi} die Luminosität \mathcal{L} berechnet werden:

$$\mathcal{L} = \frac{\text{Zählrate}}{\sigma_{tot}(p\bar{p}) \cdot \epsilon_{lumi}}$$

Zusätzlich müssen noch einige Korrekturen u.a. für die Häufigkeit mehrfacher Wechselwirkungen angebracht werden. Eine Wechselwirkung wird vom Detektor registriert, wenn innerhalb eines bestimmten Zeitfensters Treffer in beiden Luminositätsdetektoren registriert werden. Ist dieses Zeitfenster richtig gewählt, werden Signale von Kollisionen akzeptiert und die von passierenden Protonen und Antiprotonen (aus der Strahl-Halo) verworfen. Dies ist möglich, da die Detektoren eine Zeitauflösung von 200 ps haben und die Flugzeit eines Protons zwischen den Scheiben etwa 9 ns beträgt. Treffer von Proton-Antiproton Kollisionen zwischen den beiden Scheiben erzeugen dagegen Spuren, deren Zeitdifferenz geringer ist und damit die Unterscheidung zu Halo-Treffern ermöglicht.

Die Datenerfassung des Luminositätssystems ermittelt die Luminosität für verschiedene Gruppen (*exposure groups*) von Level 1 Triggern getrennt, um deren unterschiedliche Tot- und Auslesezeiten zu berücksichtigen. Zusätzlich werden auch globale Unterbrechungen der Datennahme (z.B. Level 2 oder Level 3 disables) bei der Luminositätsmessung einbezogen.

Schließlich wird die Luminosität für alle Gruppen über Intervalle von einer Minute integriert und zu Luminositätsblöcken (LBN) zusammengefasst. Diese werden in einer Datenbank gespeichert und können bei der Datenanalyse zur Bestimmung der Luminosität praktisch beliebiger Datensätze verwendet werden.

Detektor- und Ereignissimulation

Nicht alle Eigenschaften der untersuchten Ereignisse können aus den Daten selbst gewonnen werden. Insbesondere kann aus den Daten nicht die Akzeptanz des Detektors bestimmt werden. Für viele Analysen ist es jedoch erforderlich, möglichst genaue Informationen über die Detektionseffizienz verschiedener Prozesse zu haben. Um diese Information zu gewinnen, muss eine detaillierte Simulation der physikalischen Prozesse und des Detektors durchgeführt werden. Die simulierten Daten werden dann von der Rekonstruktions-Software, die auch für die echten Daten verwendet wird, weiterverarbeitet. Daraus kann dann die Detektor- und Selektionseffizienz ermittelt werden, indem man die Anzahl der anfänglich generierten Ereignisse mit den letztlich selektierten vergleicht.

Für diese Arbeit wurden alle Prozesse, die zu den selektierten Ereignissen beitragen können, mit hoher Statistik simuliert. Dazu wird eine Kette von Programmen verwendet, die für die generierten Ereignisse schrittweise die einzelnen Detektor- und Softwarekomponenten simuliert, so dass schließlich ein Datensatz entsteht, dessen Eigenschaften mit echten Daten identisch sein sollte. Allerdings ist die Beschreibung des Detektors im Modell nicht perfekt, so dass kleinere Korrekturen an den simulierten Ereignissen später zusätzlich angebracht werden müssen (siehe Kap. 5).

Um die Korrektheit der Simulation sicherzustellen, werden viele Eigenschaften der simulierten Ereignisse mit den Daten aus dem Detektor verglichen. Dazu werden Prozesse mit großen Ereigniszahlen verwendet. In dieser Arbeit werden insbesondere die Prozesse $W \rightarrow e\nu_e$, $Z \rightarrow ee$ sowie $Wjj \rightarrow e\nu_e jj$ verwendet. Treten in diesen Vergleichen Diskrepanzen, z. B. in der Form von Spektren, auf, so kann man daraus auf Probleme mit dem Detektor oder der Simulation schließen und diese beseitigen. Ist die Beseitigung nicht möglich, so kann oft durch die Berechnung spezieller Korrekturen, die an den rekonstruierten Ereignissen angebracht werden, die Diskrepanz reduziert oder entfernt werden (beispielsweise für Auflösungen oder die Jet-Energie-Skala, s.u.).

4.1. Simulationskette

Die Simulation beginnt damit, dass von einem Event Generator die erwünschte harte Wechselwirkung (z.B. $q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow e\nu_e$) erzeugt wird. Der Event Generator erzeugt normalerweise auch das so genannte *underlying event*, simuliert also das Verhalten der von den Protonen und Antiprotonen verbleibenden Partonen.

Anschließend wird die Hadronisierung der Quarks und der Zerfall instabiler Teilchen simuliert. Einige Event Generatoren (z.B. PYTHIA [25] oder HERWIG [26]) können diese beiden Schritte in einem Programmaufruf durchführen. Andere Generatoren (wie z.B. ALPGEN [27]) erzeugen nur die harte Wechselwirkung und die Hadronisierung wird in einem zweiten Schritt von PYTHIA oder HERWIG durchgeführt.

Die so entstandenen Ereignisse werden nun mit der Detektorsimulation weiterverarbeitet. Dazu wird bei $D\bar{O}$ das DOGSTAR [28] Paket verwendet, das auf GEANT3 [29] basiert und

darüber hinaus eine Schnittstelle zum DØ-Software Framework und dessen Datenformat darstellt. Dieses Paket enthält eine vollständige Beschreibung des DØ-Detektors mit sämtlichen aktiven und passiven Komponenten. Die GEANT Simulation berechnet die Wechselwirkungen und Energiedepositionen sämtlicher generierter Teilchen im gesamten Detektor.

Diese Energiedepositionen stellen die Eingangsdaten des DOSIM [30] Paketes dar, das die elektronischen Komponenten des Detektors simuliert. In diesem Schritt werden also alle Komponenten der Ausleseelektronik simuliert, wie etwa Verstärkerketten, analoge Zwischenspeicher und Signalformung, sowie Analog-Digital-Wandler. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, vor der Elektronik-Simulation weitere Proton-Antiproton Wechselwirkungen zu überlagern, die als *minimum bias* bezeichnet werden. Dazu können entweder simulierte Ereignisse oder aus echten Detektordaten gewonnene Ereignisse verwendet werden. Die Anzahl der überlagerten *minimum bias* Ereignisse kann eingestellt werden und wird durch eine Poisson-Verteilung mit entsprechendem Mittelwert repräsentiert.

Nach Abschluss des DOSIM Schrittes werden die simulierten Daten genau wie echte Detektordaten von dem Rekonstruktionspaket DØRECO [31] weiterverarbeitet.

4.2. Generatoren

Für diese Analyse wurden hauptsächlich zwei Programme zur Erzeugung der harten Wechselwirkung in der Simulation verwendet, nämlich die bereits erwähnten Generatoren PYTHIA und ALPGEN. ALPGEN wurde dabei in der Version 1.2 benutzt. Für PYTHIA wurde Version 6.202 verwendet.

Neben der Erzeugung der einzelnen Ereignisse liefern die Event Generatoren noch weitere wichtige Informationen, die später für die Analyse benötigt werden. Die wichtigste davon ist eine Berechnung des generierten Wirkungsquerschnitts.

Zur Ermittlung des Wirkungsquerschnittes werden zum einen die Übergangsmatrixelemente von Quark und Gluon Anfangszuständen zum gewünschten Endzustand benötigt. Diese sind normalerweise in den verwendeten Generator integriert und bis zu einer festen Ordnung berechnet¹. Die andere Komponente zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist die Strukturfunktion der einlaufenden Protonen und Antiprotonen, die angibt, aus welchem Teilcheninhalt und welchen Impulsanteilen diese sich zusammensetzen.

Diese Strukturfunktionen (PDF = *parton density function*) gehen aus komplizierten Parameteranpassungen an Daten aus einer Vielzahl von Experimenten hervor. Sie werden in regelmäßigen Abständen von verschiedenen Arbeitsgruppen, z.B. CTEQ [32] oder MRST [33], neu ermittelt. Die Strukturfunktionen werden für eine Menge von verschiedenen Anwendungen berechnet, um z. B. ausschließlich Terme führender Ordnung zu beschreiben oder auch um die Effekte höherer Ordnungen zu approximieren. Die in dieser Arbeit verwendeten simulierten Ereignisse sind mit der CTEQ5L PDF generiert worden, die nur Effekte führender Ordnung berücksichtigt.

4.2.1. Der PYTHIA Monte Carlo Generator. PYTHIA ist als universeller Ereignis-Generator entworfen, der neben der Erzeugung der harten Wechselwirkung auch den Zerfall der Wechselwirkungsprodukte und die Schauerentwicklung durchführen kann.

Zur Simulation der harten Wechselwirkung steht eine große Anzahl von Matrixelementen, die in führender Ordnung berechnet sind, zur Auswahl, die sowohl die meisten Prozesse

¹Hier: Tree Level bzw. LO

des Standardmodells, wie auch die unterschiedlichster darüber hinaus gehender Modelle umfasst. Dabei werden Wechselwirkungen mit einem oder zwei Teilchen im Endzustand beschrieben. Zusätzliche Aktivität im Ereignis (z.B. Jets und Photonen) werden durch Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand modelliert. Dies führt dazu, dass Prozesse mit höherer Jet-Multiplizität oft nur unzureichend beschrieben werden und man daher auf andere Methoden zurückgreifen muss.

Zur Beschreibung des Anfangszustandes und der Ereignisrate steht insbesondere für Hadron-Kollisionen eine große Zahl von Strukturfunktionen bereit (z.B. verschiedene CTEQ Versionen, MRST etc.)

Ein besonders wichtiger Aspekt von Monte Carlo Generatoren ist die Beschreibung der Hadronisierung. In PYTHIA ist das bisher erfolgreichste Modell, das Lund String Modell, implementiert. Dieses Modell beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks und Gluonen als dehnbare Bänder, die Farbladungen verbinden („String“). Strings, die eine gewisse Spannung oder Länge überschreiten, erzwingen ein neues Quarkpaar, indem sie aufgetrennt werden („reißen“). Die Parameter dieses Modells lassen sich gut an die gemessenen Daten anpassen und beschreiben die beobachteten Vorgänge gut.

Beim DØ-Experiment wird PYTHIA überwiegend mit Standard-Parametern benutzt, so dass normalerweise nur die Parameter zum Einschalten der gewünschten Prozesse und für die Auswahl der PDF eingestellt werden müssen.

4.2.2. Der ALPGEN Generator. Zur korrekten Simulation von Ereignissen mit höheren Jet-Multiplizitäten gibt es eine Vielzahl von so genannten Matrixelement-Generatoren, in denen die exakten Matrixelemente (in führender Ordnung) für die erwünschte harte Wechselwirkung sowie eine feste Zahl von zusätzlichen Jets implementiert sind.

Für diese Analyse wurde der ALPGEN-Generator gewählt. Dieser Generator wurde verwendet, um Ereignisse des Typs $W+n$ Jets ($2 \leq n \leq 4$) und $W+b\bar{b}$ zu erzeugen, deren Verhalten in dieser Analyse von entscheidender Bedeutung ist.

Die mit ALPGEN generierten Ereignisse enthalten jedoch nur die Partonen, die aus der harten Wechselwirkung stammen. Um ein vollständig simuliertes Ereignis zu erhalten, müssen noch die Fragmentation und die Hadronisierung, sowie Abstrahlungen aus dem Anfangs- bzw. Endzustand simuliert werden. ALPGEN selbst kann diesen Teil der Simulation nicht durchführen, so dass man auf andere Programme zurückgreifen muss. In diesem Fall wurde PYTHIA verwendet.

Bei der Schauer-Simulation von PYTHIA können jedoch weitere Jets erzeugt werden, was insbesondere bei der Kombination verschiedener ALPGEN Datensätze problematisch ist, da es nun möglich ist, dass ein von ALPGEN erzeugtes Ereignis nun einer anderen Jet-Multiplizität zugeordnet wird und somit zu einem anderen Teil des berechneten Wirkungsquerschnittes beiträgt. Um dieses Problem zu kontrollieren wurden verschiedene Algorithmen vorgeschlagen, die Jets den von ALPGEN generierten Partonen zuordnen und Ereignisse, die nicht den Zuordnungskriterien entsprechen, verwerfen. Damit werden ausschließlich Ereignisse selektiert, die zur erwünschten Jet-Multiplizität beitragen, wodurch die Kombination verschiedener Datensätze ermöglicht wird.

In dieser Analyse werden letztendlich jedoch ausschließlich Ereignisse mit genau zwei Jets betrachtet, so dass auf diese Methoden verzichtet werden kann, ohne das Ergebnis zu beeinflussen.

Bei der Produktion der benötigten Prozesse ist außerdem noch zu beachten, dass deren Wirkungsquerschnitte für kleine Transversalimpulse der auslaufenden Partonen quasi divergent sind. Um diese Prozesse korrekt zu simulieren und insbesondere eine möglichst zuverlässige Abschätzung des generierten Wirkungsquerschnitts zu erhalten, ist es erforderlich, eine Untergrenze für die zulässigen Transversalimpulse der Partonen festzulegen.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Prozesse wurde für die Partonen ein minimaler Transversalimpuls von $p_T > 8$ GeV, sowie $|\eta| < 3$ und $\Delta R(jj) > 0.4$ gefordert. Ein Nachteil dieser Einschränkungen ist, dass nicht der totale Wirkungsquerschnitt des Prozesses berechnet wird, sondern nur der den Einschränkungen entsprechende. Für die Bestimmung des Untergrundes der WH-Suche ist diese Eigenschaft unerheblich. Bei der Bestimmung des Produktionswirkungsquerschnittes von $Wb\bar{b}$ können jedoch im Rahmen dieser Arbeit nur Berechnungen relativ zu diesen Schnitten auf Parton-Niveau durchgeführt werden.

4.3. Korrekturen

Vergleicht man die echten Daten mit simulierten Ereignissen, stellt man fest, dass zwar die meisten Eigenschaften korrekt wiedergegeben werden, jedoch beim Vergleich von Details zum Teil erhebliche Unterschiede festzustellen sind. Insbesondere die Auflösung und Energieantwort des Kalorimeters sind in Wirklichkeit schlechter als in der Simulation beschrieben und erfordern daher entsprechende Korrekturen an den simulierten Ereignissen. In der Praxis heißt das, dass die Korrekturen, die auf Daten bzw. Simulation angewandt werden, jeweils separat ermittelt werden müssen. Die verschiedenen Korrekturen werden im Detail in Kap. 5 bei der Diskussion der einzelnen rekonstruierten Objekte beschrieben.

Außerdem wird der Trigger nicht generell simuliert, sondern nur für spezielle Studien, da die Trigger-Simulation mit hohem Aufwand verbunden ist. Für die simulierten Daten in dieser Analyse wurde daher keine Trigger-Simulation durchgeführt. Stattdessen wurde eine Parametrisierung der Trigger-Effizienz verwendet, die in Kap. 5.6 im einzelnen beschrieben wird. Diese Parametrisierung wird dann als Gewicht für die Ereignisse verwendet.

4.4. Normierung

Um die simulierten Ereignisse mit den Daten aus dem Detektor vergleichen zu können, ist es notwendig, die simulierten Ereignisse auf die aufgezeichnete Luminosität zu normieren. Dazu werden die von den Ereignis-Generatoren berechneten Wirkungsquerschnitte als Grundlage verwendet.

Ein Problem ergibt sich dabei aus der Tatsache, dass die Matrixelemente nur in einer Rechnung fester Ordnung vorliegen. Die verwendeten Generatoren liefern dabei höchstens Rechnungen führender Ordnung. Bei niedrigen Ordnungen fluktuieren jedoch die berechneten Wirkungsquerschnitte von Ordnung zu Ordnung ganz erheblich, wobei davon ausgegangen werden kann, dass höhere Ordnungen prinzipiell genauere Ergebnisse liefern. Allerdings sind aktuelle NLO-Generatoren² wie MCFM [34] nicht mit einer Schnittstelle zu Parton-Schauer-Generatoren ausgestattet und damit nicht als Generatoren für die Ereignissimulation zu gebrauchen. In der Praxis kann man jedoch die Simulation mit PYTHIA oder ALPGEN durchführen und dann den Wirkungsquerschnitt mit MCFM berechnen, wobei darauf zu achten ist, dass die Schnitte auf Generator-Ebene identisch sind.

²LO=*leading order*; führende Ordnung

NLO=*next to leading order*; nächst-führende Ordnung

NNLO= *next to next to LO*

Prozess	Generator	Reco Version	Ereigniszahl	Wirkungsquerschnitt in pb inkl. k-Faktor
$W \rightarrow e\nu$	PYTHIA	p14.02.00	659983	2700
$Wjj \rightarrow e\nu jj$	ALPGEN+PYTHIA	p14.05.01	189500	250
$Wbb \rightarrow e\nu bb$	ALPGEN+PYTHIA	p14.05.01	99500	3.4
$W \rightarrow \tau\nu$	PYTHIA	p14.02.00	299250	2700
$Z \rightarrow ee$	PYTHIA	p14.02.00	199750	250
$Z \rightarrow \tau\tau$	PYTHIA	p14.02.00	202500	250
$WW \rightarrow e\nu qq$	PYTHIA	p14.05.01	19769	1.15
$WW \rightarrow e\nu bq$	PYTHIA	p14.05.01	17000	0.001
$WZ \rightarrow e\nu qq$	PYTHIA	p14.05.01	18000	0.18
$WZ \rightarrow e\nu bb$	PYTHIA	p14.05.01	18000	0.039
$t\bar{t} \rightarrow Wb W\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b} jj$	ALPGEN+PYTHIA	p14.05.00	45750	3.05
$t\bar{t} \rightarrow Wb W\bar{b} \rightarrow l\nu l\nu b\bar{b}$	ALPGEN+PYTHIA	p14.05.00	9500	0.77
$q\bar{q} \rightarrow tb \rightarrow Wbb$	PYTHIA	p14.05.00	32500	0.12
$qg \rightarrow tbq \rightarrow Wbbq$	PYTHIA	p14.05.00	30500	0.26

TABELLE 4.1. Übersicht über die verschiedenen simulierten Prozesse.

Leider war es nicht möglich, den Wirkungsquerschnitt für alle ALPGEN Datensätze mit MCFM zu berechnen. Stattdessen wurde auf eine Studie von T. Nunnemann [35] zurückgegriffen, in der für verschiedene Prozesse die Wirkungsquerschnitte in LO bzw. NLO oder NNLO bestimmt wurden. Das Verhältnis von NLO/LO bzw. NNLO/LO wird als k-Faktor bezeichnet. Diese k-Faktoren hängen nicht sehr stark von den Schnitten auf Generator-Ebene ab. Daher können sie benutzt werden, um ohne präzise Kenntnis der Generator-Ebene Schnitte Wirkungsquerschnitte in NLO abzuschätzen, wenn der Wirkungsquerschnitt in LO bekannt ist. Diese Methode ist bei dieser Analyse für die Prozesse Wjj und $Wb\bar{b}$ verwendet worden. Tabelle 4.1 führt alle in dieser Arbeit verwendeten simulierten Prozesse und deren Wirkungsquerschnitte auf.

Aufgrund der Abschätzung der NLO Wirkungsquerschnitte mit k-Faktoren, sowie der prinzipiellen Unsicherheit aus den Parton-Verteilungs-Funktionen wird für die verwendeten Wirkungsquerschnitte ein systematischer Fehler von 20% angenommen [36]. Zusätzlich wird berücksichtigt, dass für die verschiedenen Prozesse nur eine endliche Statistik vorliegt, was in einigen Fällen nur zu wenigen selektierten Ereignissen führt. Die daraus resultierende statistische Unsicherheit wird in den systematischen Fehler integriert.

Objektidentifikation

Eine entscheidende Komponente in der Analyse von Detektordaten ist die exakte Identifikation der physikalischen Objekte, die den im Detektor rekonstruierten Objekten zugrunde liegen. Dazu ist eine Reihe von Arbeitsschritten erforderlich, die in diesem Kapitel ausführlich beschrieben werden.

Der erste Schritt besteht darin, aus den aufgezeichneten Rohdaten Objekte zu rekonstruieren, die Informationen über die im Ereignis entstandenen Teilchen wiedergeben. Aus diesen rekonstruierten Objekten wird dann eine Auswahl anhand von Qualitätskriterien und Verknüpfungen von Objekten getroffen, die das gesamte Ereignis charakterisieren. Schließlich müssen an den meisten Objekten Korrekturen angebracht werden. Darüber hinaus können Objekte fehlerhaft rekonstruiert worden sein, was ebenfalls quantifiziert und berücksichtigt werden muss.

5.1. Rekonstruktion der Rohdaten

Zunächst werden die rohen Detektordaten mit D0RECO rekonstruiert. Dazu steht ein vollständiger Satz von Kalibrationskonstanten bereit, die für jeden Auslesekanal Korrekturfunktionen anbringen können. Aus diesen kalibrierten Detektordaten werden dann die verschiedenen Detektor-Objekte rekonstruiert. In D0RECO werden beispielsweise Spuren aus Treffern in SMT und CFT rekonstruiert, Energiedepositionen im Kalorimeter zu Jets oder elektromagnetischen Objekten gebündelt und Treffer in den Myonkammern zu Myon-Spuren kombiniert. Allen rekonstruierten Objekten wird ein Vierervektor zugeordnet, der die Informationen über deren Lage im Detektor, Impuls und Energie enthält. Zusätzlich werden Informationen gespeichert, die spezifisch für das entsprechende Objekt sind, etwa die Anzahl und Lagen der Treffer im Spurdetektor für Spur-Objekte oder die Verteilung der Energie in verschiedenen Kalorimeterlagen für Jets. Für die Rekonstruktion in D0RECO ist es von entscheidender Wichtigkeit, dass alle physikalischen Objekte mit möglichst hoher Effizienz rekonstruiert werden. Dabei kann in Kauf genommen werden, dass ein größerer Anteil der Detektor-Objekte aus Fehlidentifikationen stammt oder ein physikalisches Objekt mehrfach mit unterschiedlichen Eigenschaften rekonstruiert wird. Beispielsweise werden viele Kandidaten für elektromagnetische Objekte auch als Jets rekonstruiert. Für fehlerhaft oder doppelt rekonstruierte Objekte muss in einem späteren Selektionsschritt entschieden werden, welche davon verworfen werden bzw. zu welchen physikalischen Objekten sie zugeordnet werden.

Der nächste Schritt besteht darin, dass auf die von D0RECO gefundenen Objekte Korrekturen angewandt werden. Dies trifft insbesondere auf Kalorimeterobjekte zu. Hier muss unterschieden werden, ob es sich um ein elektromagnetisches Objekt oder einen Jet handelt. Abhängig davon werden unterschiedliche Energieskalen zur Korrektur verwendet, nämlich entweder die elektromagnetische oder die Jet-Energie-Skala.

Aus diesen korrigierten Objekten müssen nun Informationen über die physikalischen Objekte gewonnen werden. Dazu werden verschiedene rekonstruierte Objekte kombiniert, abgeleitete

Größen aus den einfachen und kombinierten Objekten ermittelt und Qualitätskriterien erstellt. So können beispielsweise Elektronen identifiziert werden, indem eine Spur einem elektromagnetischen Kalorimeter-Objekt zugeordnet wird und anhand einer Likelihood-Funktion, in die viele Größen aus Spur und Kalorimeter-Objekt eingehen, die Wahrscheinlichkeit ermittelt wird, dass es sich tatsächlich um ein Elektron handelt. Bei der Identifikation physikalischer Objekte ist es nun auch erforderlich, die Effizienz dieser Zuordnung zu messen. Ebenso muss bestimmt werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit es sich trotz Anwendung der Qualitätskriterien um ein fehlidentifiziertes Objekt handelt. Oft muss dann bei der Bestimmung der Qualitätsmerkmale ein Kompromiss zwischen Effizienz und Fehlerrate gefunden werden, wobei die Optimierung von den konkreten Anforderungen einer speziellen Analyse abhängt und somit nicht allgemein für das gesamte Experiment erstellt werden kann.

Bei der Suche nach einem Higgs-Boson im WH-Kanal, ist hinsichtlich der Objekt-Identifikation vor allem die Effizienz der Signalsektion ausschlaggebend. Die verschiedenen Untergrundprozesse können später mit speziellen Selektionsschnitten reduziert werden.

Die Identifikation von Elektronen konzentriert sich also auf eine hohe Effizienz bei großen Transversalimpulsen ($p_T > 20$ GeV). Kleine Transversalimpulse sind in dieser Analyse nicht von Interesse, da die betrachteten Prozesse, insbesondere der Zerfall $W \rightarrow e\nu_e$, intrinsisch hohe Transversalimpulse des Elektrons erzeugen. Die Elektron-Identifikation wird in Kap. 5.2 eingehend diskutiert.

Bei Jets ist es ebenfalls entscheidend, hohe Effizienzen für das Signal zu erhalten. Dabei muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass die zur Korrektur der Jets verwendete Jet-Energie-Skala erst für Transversalimpulse ab 15 oder 20 GeV zuverlässig ist. Da die Anzahl der Jets später auch als Selektionskriterium verwendet wird, ist auch darauf zu achten, dass die Fehlidentifikationsrate unter Kontrolle bleibt. Kapitel 5.3 erläutert die Details der Jet-Selektion.

Die Identifikation von b -Jets stellt eine besondere Herausforderung dar. Einerseits ist die Effizienz der Identifikation relativ gering (maximal um 50%), andererseits geht diese Effizienz quadratisch in die Selektionseffizienz des Signals ein, da dort zwei identifizierte b -Jets verlangt werden. Allerdings ergibt sich daraus auch der Vorteil, dass auch relativ hohe Fehlerraten (etwa 1%) schon zu einer starken Unterdrückung von Ereignissen ohne b -Jets führt (10^{-4} oder besser).

5.2. Elektronen

Grundlage für die Identifikation von Elektronen sind Energiedepositionen in den elektromagnetischen Lagen des Kalorimeters [37].

Als Kandidaten für Elektronen werden Energiedepositionen innerhalb eines Konus mit $\Delta R = 0.25$ in der (η, ϕ) -Ebene verwendet, die einen Transversalimpuls von mindestens 0.4 GeV haben und einen Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter (*electromagnetic fraction* = EMF) von mindestens 0.9.

Aufgrund der sehr schmalen transversalen Schauerform von elektromagnetischen Objekten wird deren Energie typischerweise in einem Konus des Radius $R=0.2$ deponiert. Zur Unterscheidung von Jets wird daher für isolierte Elektronen gefordert, dass nicht mehr als 15% der Energie in einem Konus mit $R=0.4$ außerhalb des elektromagnetischen Teils eines $R=0.2$ Konus gefunden werden darf:

$$\text{isolation} = \frac{E_{tot}(R = 0.4) - E_{em}(R = 0.2)}{E_{em}(R = 0.2)} < 0.15$$

Weiterhin wird getestet, ob die Verteilung der Energiedeposition in den verschiedenen Lagen des Kalorimeters konsistent mit einem elektromagnetischen Schauer ist. Dazu wird die statistische Methode eines χ^2 -Tests basierend auf einer 8×8 Kovarianzmatrix durchgeführt. Der resultierende Wert für χ^2 („H-Matrix8“, HM8) darf 75.0 nicht überschreiten.

Es steht eine weitere Kovarianzmatrix der Größe 7×7 zur Verfügung, die ein verbessertes χ^2 erzielt. Der Schnitt darauf wird bei $\chi^2(\text{HM7}) < 30$ angesetzt.

Da Elektronen geladene Teilchen sind, hinterlassen sie im Spurdetektor (SMT und CFT) eine Spur. Zur Identifikation von Elektronen verlangt man, dass dem Kalorimeter-Objekt eine Spur zugeordnet werden kann. Die Qualität dieser Zuordnung kann mit einem χ^2 -Test überprüft werden, in den die relative Lage von Kalorimeterobjekt und Spur, sowie wahlweise deren E/p-Verhältnis eingehen. Das E/p-Verhältnis ist das Verhältnis aus der im Kalorimeter deponierten Energie und dem im Spurdetektor gemessenen Impuls des Teilchens. Für Elektronen ist dieses Verhältnis nahe 1, da Elektronen praktisch ihre gesamte kinetische Energie im Kalorimeter deponieren und ihre Masse so gering ist, dass sie kaum zur gemessenen Energie beiträgt. Eine neuere Entwicklung ersetzt dieses Verfahren durch eine Likelihood-Methode, in die weitere Informationen über die Objekte eingehen und die der χ^2 -Methode überlegen ist (siehe 5.2.4).

In dieser Arbeit werden ausschließlich Elektronen verwendet, die im zentralen Kalorimeter (CC) nachgewiesen wurden, d.h. $|\eta| < 1.1$. Eine Übersicht über die Selektionsschnitte für Elektronen ist in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die Bedingungen für lose Selektion umfassen dabei die bereits besprochenen Kriterien für den elektromagnetischen Energieanteil im Kalorimeter, die Isolation, sowie HM7 und HM8. Soll die Likelihood-Methode zur endgültigen Selektion verwendet werden, wird zusätzlich gefordert, dass sie berechenbar ist (Likelihood > 0). Die harte Selektion fordert für die Likelihood-Methode einen Wert von mindestens 0.4 und für die χ^2 -Methode $\chi^2 > 0.01$.

5.2.1. Effizienz der Elektronen-Rekonstruktion. Für jede Messung ist es wichtig, die Effizienz der einzelnen Analyseschritte zu bestimmen. Zunächst muss bekannt sein, mit welcher Effizienz der Rekonstruktionsalgorithmus für Elektronen diese tatsächlich findet. Diese Messung wurde von der EM-ID Gruppe durchgeführt [38] und man erhält eine Rekonstruktionseffizienz von $\epsilon_{\text{Daten}} = 84.08 \pm 0.86\%$. Bei simulierten Ereignissen ist diese etwas höher und der Korrekturfaktor ist $\epsilon_{\text{Daten}}/\epsilon_{\text{MC}} = 0.87$.

Um die Zusammensetzung der selektierten Ereignisse aus echten und fehlidentifizierten Elektronen berechnen zu können, benötigt man die Effizienz der Spurzuordnung zu Elektronen. Um diese berechnen zu können erstellt man eine Selektion von Ereignissen, die zwei Kandidaten für ein Elektron enthalten, die jeweils losen Kriterien, die insbesondere keine explizite Spurzuordnung beinhalten, entsprechen müssen (Tabelle 5.1). Damit werden hauptsächlich Ereignisse mit Z-Bosonen ausgewählt, die in ein Elektron-Positron Paar zerfallen. Da die Z-Resonanz einen relativ hohen Wirkungsquerschnitt besitzt, sind die selektierten Ereignisse weitgehend frei von Untergrund (Reinheit ca. 97-99%). Insgesamt stehen in den für diese Arbeit verwendeten Daten etwa 10000 Z-Ereignisse zur Verfügung, was für die benötigten Messungen ausreichende Statistik bietet.

Im nächsten Schritt wird für jedes Elektron geprüft, ob es auch harten Selektionskriterien, die unter anderem eine Spurzuordnung enthalten, entspricht. Ist das der Fall, eignet es sich zur Identifikation des Ereignisses und wird als „Tag-Elektron“ bezeichnet. Das andere Elektron kann dann für eine Messung verwendet werden und wird „Probe-Elektron“ genannt. In diesem Fall wird die invariante Masse des Tag-Elektrons mit dem Probe-Elektron berechnet

Kriterium	lose	hart
$ \eta <$	1.1	
Isolation $<$	0.15	
EM Anteil $>$	0.9	
HM8 $<$	75	
HM7 $<$	30	
Lhood $>$	0.0	0.4
$\chi^2 >$	-	0.01

TABELLE 5.1. Kriterien für lose und harte Selektion von Elektronen.

und histogrammiert. Falls das Probe-Elektron auch den harten Selektionskriterien entspricht, wird die invariante Masse auch in ein weiteres Histogramm eingetragen, das nur Ereignisse enthält, deren Probe-Elektronen den harten Kriterien genügen. Dieses Verfahren wird „Tag-and-Probe-Methode“ genannt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Zur Bestimmung der Effizienz der harten Schnitte relativ zu den losen (im Folgenden als Effizienz der Spurzuordnung bezeichnet) werden nun die Inhalte der beiden Histogramme verwendet. Um nur die Ereignisse mit echten Elektronen aus der Z-Resonanz zu erhalten, wird verlangt, dass die invariante Masse aus beiden Elektronen zwischen 80 GeV und 100 GeV (Signalbereich) liegt. Der in dem selektierten Massenbereich verbleibende Untergrund aus Ereignissen ohne Elektronen bzw. mit Elektronen aus Drell-Yan Produktion wird abgeschätzt, indem die Seitenbänder von 60-80 GeV und 100-120 GeV für eine lineare Extrapolation des Untergrundes in die Region der Z-Resonanz verwendet werden. Die Effizienz ergibt sich nun aus dem Verhältnis der Ereigniszahlen im losen und harten Histogramm nach Subtraktion des Untergrundes:

$$\epsilon = \frac{N_{hart} - \frac{1}{2}B_{hart}}{N_{lose} - \frac{1}{2}B_{lose}}$$

wobei $N_{lose/hart}$ die Anzahl der losen bzw. harten Ereignisse im Signalbereich ist und $B_{lose/hart}$ die Gesamtzahl der losen bzw. harten Ereignisse in den beiden Seitenbändern.

Die Effizienz der Spurzuordnung wurde sowohl für die χ^2 - als auch für die Likelihood-Methode untersucht. Für die lose Elektronenselektion wurde sowohl für die χ^2 -Methode als auch für die Likelihood-Methode keine entsprechende Bedingung an den Elektron-Kandidaten gestellt. Relativ zu dieser Selektion wurde die Effizienz der Spurzuordnung für alle möglichen Schnitte auf χ^2 bzw. die Likelihood berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Effizienz der χ^2 -Methode im relevanten Bereich (also bei kleinen Werten) stark abfällt und maximal 80-85% erreicht. Im Gegensatz erreicht die Likelihood-Methode Effizienzen von fast 100% und fällt über einen großen Wertebereich nur schwach ab. Erst bei Schnitten über 0.8 treten signifikante Verluste auf.

5.2.2. Fehlerrate der Spurzuordnung. Die Rate, mit der Jets fälschlicherweise als Elektronen fehlidentifiziert werden, kann ebenfalls aus den vorhandenen Daten bestimmt werden. Dazu selektiert man Ereignisse, die genau einen Kandidaten für ein Elektron mit losen beziehungsweise harten Kriterien enthalten. Trägt man jeweils die gemessene fehlende transversale Energie dieser Ereignisse auf und untersucht man das Verhältnis der daraus resultierenden Verteilungen, erhält man die in Abbildung 5.3 gezeigte Abhängigkeit.

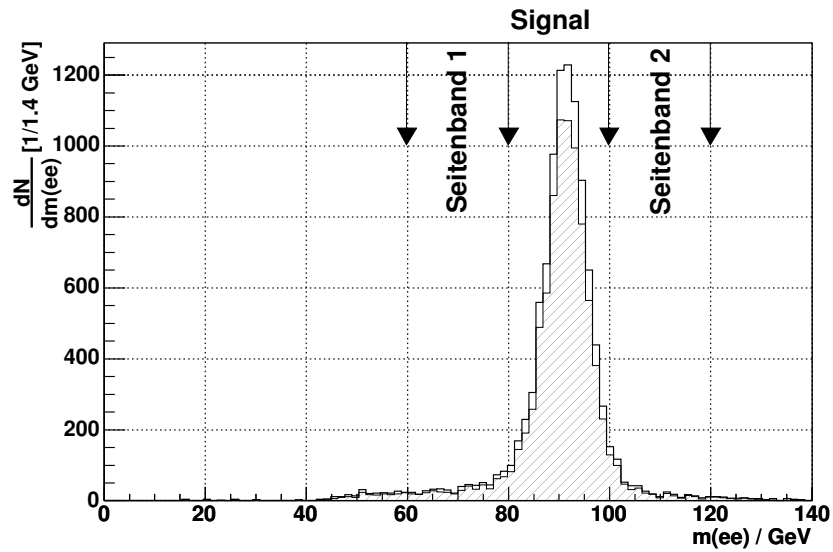


ABBILDUNG 5.1. Invariante Masse von Tag- und Probe-Elektronen. Das offene Histogramm enthält alle Probe-Elektronen, das schraffierte nur solche, die harten Kriterien genügen. Aus dem Verhältnis der Histogramme wird die Effizienz der harten Schnitte bestimmt.

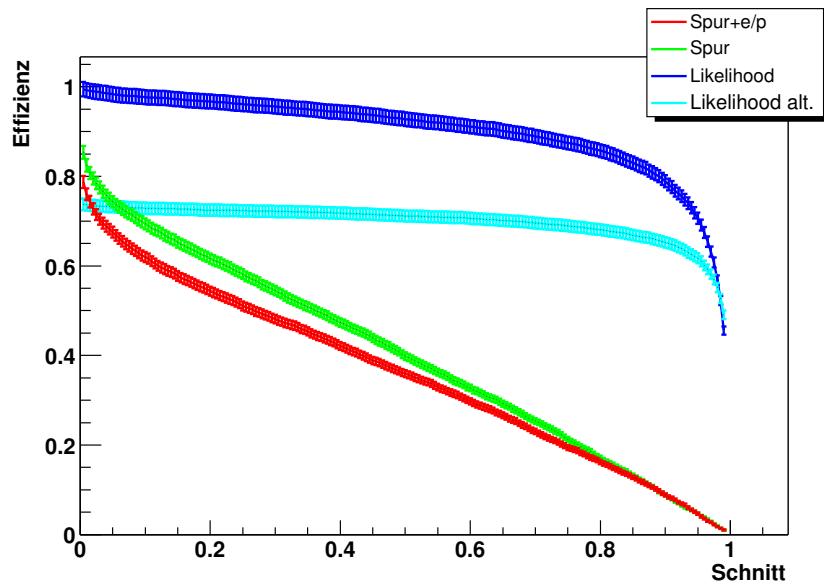


ABBILDUNG 5.2. Eigenschaften der verschiedenen Spuruordnungsmethoden für Elektronen in Abhängigkeit des Schnittes.

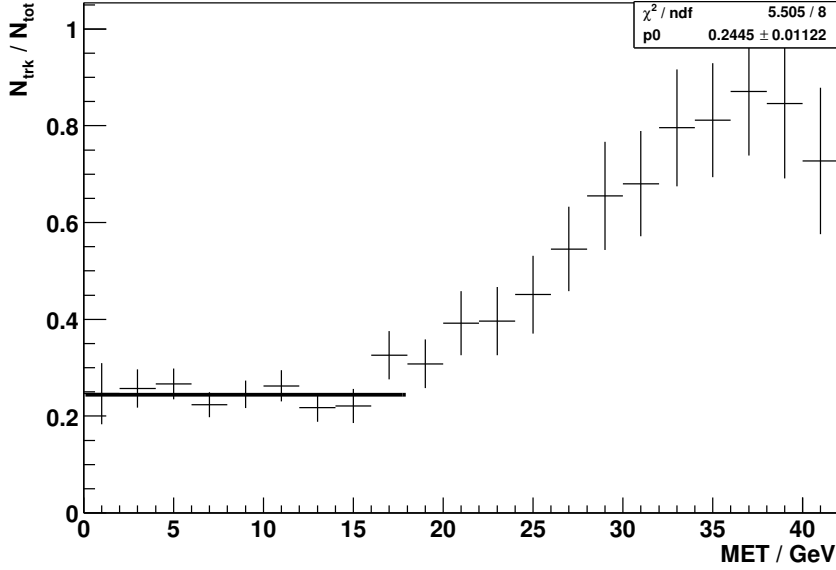


ABBILDUNG 5.3. Verhältnis der Ereigniszahlen mit einem losen bzw. harten Elektron-Kandidaten in Abhängigkeit der fehlenden transversalen Energie.

In dem Bereich geringer fehlender transversaler Energie ($E_{T,\text{miss}} < p_{T_e}^{\text{el}}$) sind keine Ereignisse mit echten isolierten Elektronen zu erwarten, da diese entweder paarweise oder zusammen mit einem Neutrino produziert werden, welche ihrerseits fehlenden Transversalimpuls als Signatur haben. Somit sind in diesem Bereich die Elektronen, die harten Schnitten genügen, allein auf fehlidentifizierte Objekte zurückzuführen. Das Verhältnis von losen zu harten Elektronen ist damit gleich der Rate, mit der ein Jet, der die losen Kriterien erfüllt, auch den harten genügt. Im Bereich höherer fehlender transversaler Energie ist zu erkennen, dass das Verhältnis ansteigt, da hier ein Anteil echter Elektronen aus $W \rightarrow e\nu_e$ vorliegt.

Zur Ermittlung der Fehlidentifikationsrate wird an die Werte der Bins mit $E_{T,\text{miss}} < 18.0$ GeV eine Konstante angepasst. Dieser Prozess wird für alle Schnitte sowohl für die Likelihood- wie auch die χ^2 -Methode durchgeführt. Man erhält dann das in Abbildung 5.4 gezeigte Ergebnis. Für Schnitte auf χ^2 erhält man im interessanten Bereich Fehlerraten von 25-35%. Diejenigen der Likelihood-Methode fallen zunächst schnell ab und bewegen sich dann zwischen 30% (Likelihood > 0.2) und 15% (Likelihood > 0.8).

5.2.3. Bestimmung des Untergrundanteils mit der Matrix-Methode. Die Kenntnis der Effizienz der Elektronen-Identifikation und der Fehlidentifikationsrate der harten Selektion gegenüber der losen kann nun ausgenutzt werden, um die Zusammensetzung beliebiger Datensätze mit einem Elektron zu berechnen. Die verwendete Methode wird Matrix-Methode genannt und ist in [39] beschrieben. Man betrachtet in dieser Methode folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} N_{\text{lose}} &= N_{\text{ele}} + N_{\text{bkg}} \\ N_{\text{hart}} &= \epsilon_{\text{ele}} \cdot N_{\text{ele}} + f_{\text{fake}} \cdot N_{\text{bkg}} \end{aligned}$$

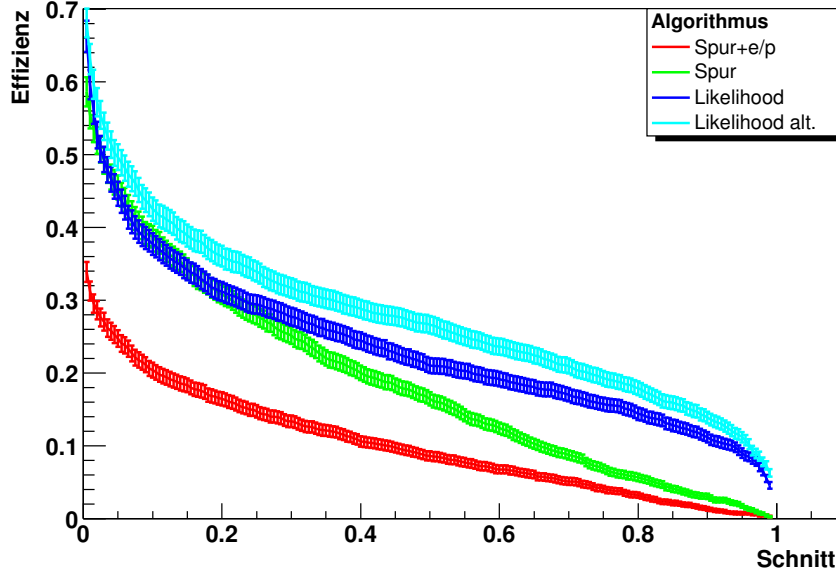


ABBILDUNG 5.4. Fehlerrate der Spurzuordnung zu Kandidaten für Elektronen für verschiedene Algorithmen.

Dabei sind $N_{lose/hart}$ die beobachteten Ereigniszahlen für lose bzw. harte Elektronen-Selektion, $N_{ele/bkg}$ die Anzahl der Ereignisse mit echten Elektronen bzw. als solche fehlidentifizierte andere Objekte und ϵ_{ele} und f_{fake} die Effizienz und Fehlidentifikationsrate. Da $N_{ele/bkg}$ die einzigen Unbekannten in diesem Gleichungssystem sind, kann es eindeutig gelöst werden und man erhält für die Ereignisse in der losen Selektion:

$$N_{ele} = \frac{N_{hart} - f_{fake} \cdot N_{lose}}{\epsilon_{ele} - f_{fake}}$$

$$N_{bkg} = \frac{\epsilon_{ele} \cdot N_{lose} - N_{hart}}{\epsilon_{ele} - f_{fake}}$$

Die Zusammensetzung der harten Selektion ist dann

$$N_{ele}^{hart} = \epsilon_{ele} \cdot N_{ele}$$

bzw.

$$N_{bkg}^{hart} = f_{fake} \cdot N_{bkg}.$$

Diese Methode kann sowohl für den gesamten Datensatz, als auch für Teildatensätze verwendet werden. In diese Analyse wird die Methode unter anderem auch auf jedes einzelne Bin von Verteilungen angewandt. So kann dann auch die Form der Untergrundverteilung extrahiert und visualisiert werden.

5.2.4. Optimierung der Elektron-Selektion für W+Jet Ereignisse. Grundlage für die Optimierung der Selektion von W+Jet Ereignissen sind die in Abbildung 5.2 und Abbildung 5.4 gezeigten Eigenschaften der Elektronen-Identifikation. Zur besseren Vergleichbarkeit der verschiedenen Algorithmen sind in Abbildung 5.5 die Spurzuordnungseffizienz und die

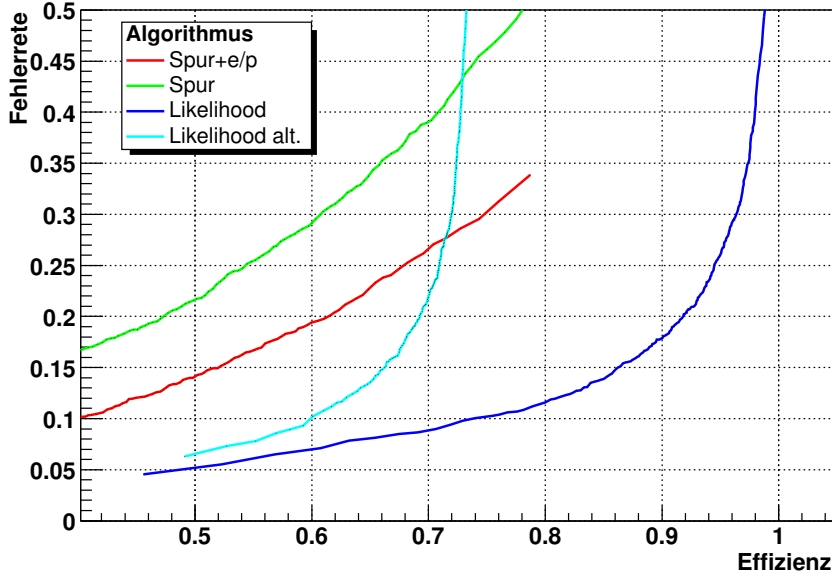


ABBILDUNG 5.5. Fehlerrate der Spurzuordnung zu Kandidaten für Elektronen in Abhängigkeit der Effizienz.

Fehlerraten gegeneinander aufgetragen. In dieser Darstellung ist klar zu erkennen, dass bei gegebener Effizienz die Likelihood-Methode die geringsten Fehlerraten liefert. Mit der räumlichen χ^2 -Methode sind zwar ebenso hohe Effizienzen erreichbar, jedoch ist hier die Fehlerrate erheblich höher. Die Verwendung der χ^2 -Methode mit dem E/p-Verhältnis liefert zwar akzeptablere Fehlerraten, ist jedoch in der Effizienz auf knapp 80% beschränkt. Daher wurde für diese Analyse entschieden, mit der Likelihood-Methode zu arbeiten.

Im nächsten Schritt der Optimierung muss der für die Analyse ideale Arbeitspunkt gefunden werden. Dieser wird mithilfe einer Ereignisselektion von W-Ereignissen mit zwei assoziierten Jets (siehe Kapitel 6.3) ermittelt. Diese Stufe der Ereignisselektion wurde gewählt, da einerseits die Topologie der Ereignisse der des gesuchten Signals bereits sehr ähnlich ist, andererseits noch ausreichend viele Ereignisse zur Verfügung stehen um geringe statistische Fehler bei der Optimierungsprozedur zu erhalten. Als Maß für die Optimierung der Selektion wird die Signalsignifikanz verwendet: $S = \frac{n_s}{\sqrt{n_s+n_b}}$, wobei n_s die Anzahl der Signalereignisse und n_b die der Untergründereignisse ist. Als Signal wird hier die assoziierte Produktion eines W-Bosons mit zwei Jets angesehen, als Untergrund die Viel-Jet-Produktion mit einem als Elektron fehlidentifizierten Jet.

Die so definierte Signalsignifikanz wird nun für jeden Wert des Likelihood Schnittes bei der Elektronen Selektion berechnet, wobei die Anzahl der Signal- und Untergründereignisse mit der Matrix-Methode (Kap. 5.2.3) ermittelt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Für die Analyse wurde der Schnitt auf $\text{Likelihood} > 0.4$ festgesetzt. Dieser Wert entspricht zwar nicht exakt dem Maximum der Signifikanz, ist jedoch der nächstgelegene Wert aus den beim DØ-Experiment üblicherweise verwendeten. Für den gewählten Schnitt ergibt sich eine Spurzuordnungseffizienz von $\epsilon_{ele} = 94.95\%$ und eine Fehlidentifikationsrate von $f_{fake} = 24.43\%$.

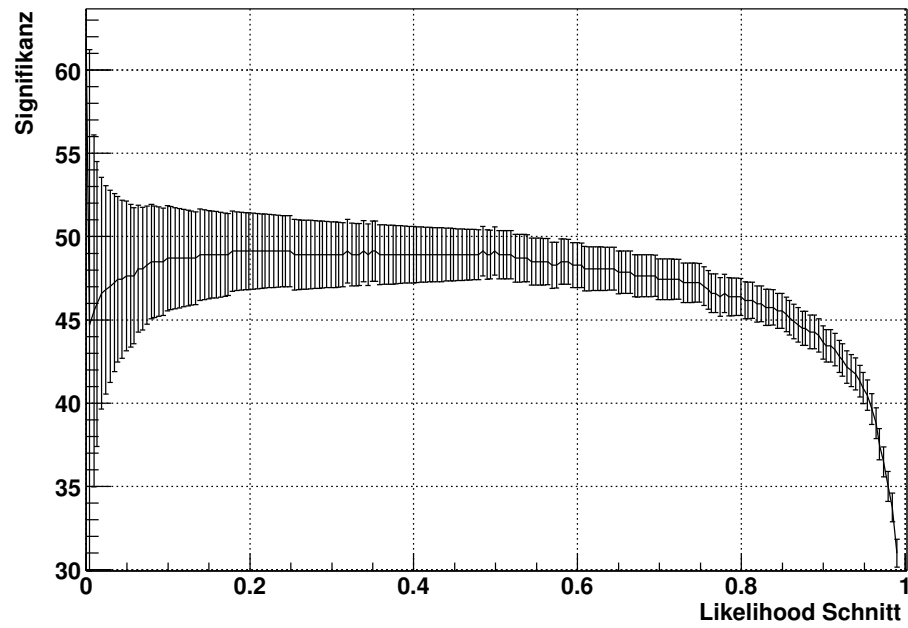


ABBILDUNG 5.6. Signifikanz der $W+2$ Jet Produktion für verschiedene Likelihood Schnitte.

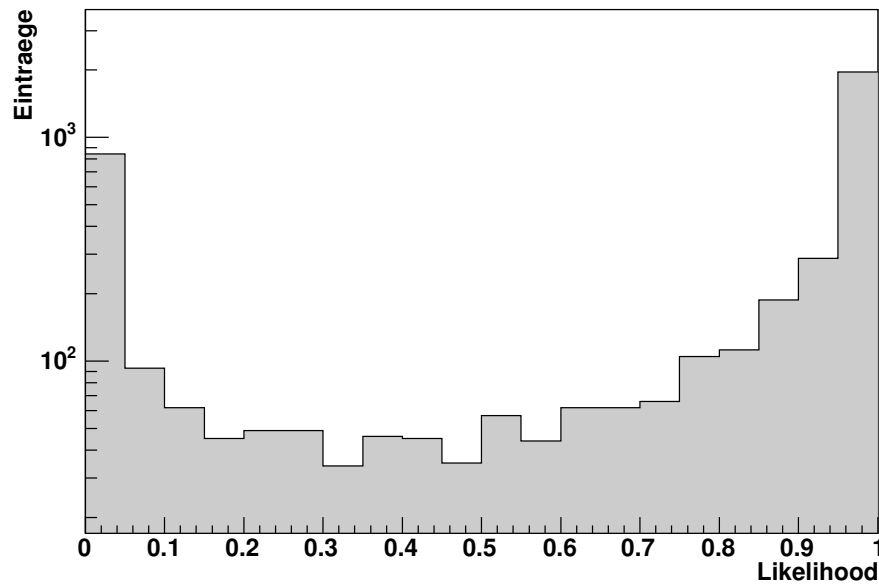


ABBILDUNG 5.7. Verteilung der Likelihood von Elektronen-Kandidaten der $W+2$ Jet Selektion.

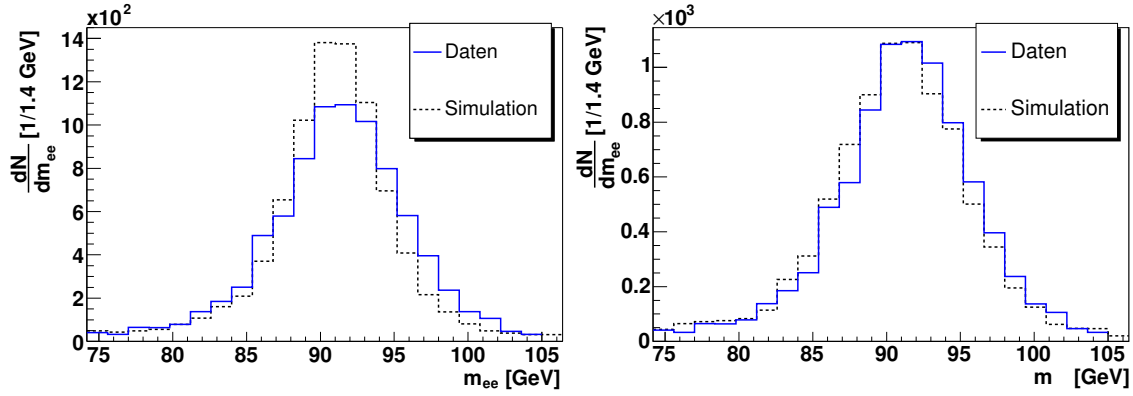


ABBILDUNG 5.8. Breite des Z-Signals vor und nach der Verschmierung der Elektronen in den simulierten Ereignissen.

5.2.5. Verschmierung von Objekten in simulierten Ereignissen. Die Energieauflösung des Kalorimeters ist in der Simulation etwas besser als in den echten Daten. Dies wirkt sich insbesondere auf die Messung von Elektronen aus. Eine geeignete Größe zur Überprüfung der Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist die Breite der Verteilung der rekonstruierten Masse von Z-Bosonen, die in zwei Elektronen zerfallen („Z-Signal“). Abbildung 5.8 (links) vergleicht die beiden Datensätze, wobei deutlich zu erkennen ist, dass die simulierten Ereignisse eine wesentlich geringere Breite des Z-Signals ergeben. Um die Breite des Z-Signals zur Übereinstimmung zu bringen, werden Impuls und Energie der Elektronen in den simulierten Ereignissen mit einer Gaußfunktion verschmiert. Dabei ist die Breite der Verteilung proportional zu den verschmierten Größen.

Um dem optimalen Parameter für die Verschmierung zu bestimmen, wird für verschiedene Parameter die Verteilung der rekonstruierten Masse des Z-Bosons ermittelt. Aus diesen Histogrammen wird mittels Anpassung einer Gaußfunktion die Breite der Verteilung bestimmt. Um nicht sensitiv auf die Ausläufer der Verteilung zu sein, wird die Anpassung iteriert und dabei der berücksichtigte Massenbereich auf 1.5 Standardabweichungen um den Zentralwert eingeschränkt. Das Ergebnis für verschiedene Parameter zur Verschmierung ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass ein Wert von 3.5% die Breite des Z-Signals am besten repräsentiert. Die zugehörige Verteilung der Z-Masse ist in Abbildung 5.8 rechts gezeigt.

Abbildung 5.9 zeigt die Auswirkung der Verschmierung auf die Elektronen in W-Ereignissen (Selektion wie in 6.2) in den Grafiken (a) und (c). Um die Verbesserung der Übereinstimmung von Simulation und Daten zu quantifizieren wurde eine χ^2 -Größe berechnet, die ebenfalls auf den Grafiken angegeben ist und die folgendermaßen definiert ist:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{n_i^{\text{Daten}} - n_i^{\text{sim}}}{\sqrt{n_i^{\text{Daten}}}} \right)^2$$

Es ist klar zu sehen, dass die Verschmierung die Diskrepanz zwischen Simulation und Daten verringert.

Verschmierung	Z-Masse	Z-Breite
Daten	91.5 GeV	4.01 GeV
0%	91.1 GeV	3.02 GeV
1%	91.1 GeV	3.20 GeV
2%	91.1 GeV	3.42 GeV
3%	91.1 GeV	3.82 GeV
3.3%	91.1 GeV	3.92 GeV
3.4%	91.1 GeV	3.97 GeV
3.5%	91.1 GeV	4.01 GeV
3.6%	91.1 GeV	4.06 GeV
4%	91.1 GeV	4.22 GeV

TABELLE 5.2. Breite der Verteilung der Z-Masse für Daten und simulierte Ereignisse, die mit unterschiedlichen Parametern verschmiert wurden.

5.3. Jets

Teilchen mit Farbladung (Quarks und Gluonen) haben ein von Elektronen deutlich unterschiedliches Verhalten im Kalorimeter, da sie im Gegensatz zu Elektronen und Photonen auch stark wechselwirken. Diese Teilchen erzeugen einen longitudinal und transversal erheblich ausgedehnteren Schauer von Sekundärteilchen, der als Jet bezeichnet wird.

Kandidaten für Jets werden ausgehend von Anfangselementen (seeds), die eine Energieschwelle von 500 MeV überschreiten, iterativ in einem Konus mit $R=0.5$ rekonstruiert und müssen einen Transversalimpuls von mindestens 8 GeV aufweisen [40, 41].

Um tatsächliche hadronische Jets sowohl von elektromagnetischen Objekten als auch von Objekten, die durch elektronisches Rauschen entstanden sind, zu trennen wird eine Reihe von Qualitätskriterien von Jets gefordert [42]:

- Elektromagnetischer Anteil (EMF): $0.05 < \text{EMF}(\text{Jet}) < 0.95$
- E_T Verhältnis von energiereichster zu nächster Zelle im Jet: $\text{HOTF} < 10$
- Anzahl der Zellen mit 90% der Energie: $N_{90} > 1$
- Energieanteil im Coarse Hadronic Kalorimeter: $\text{CHF} < 0.4$

Aufgrund der geringeren Energie-Antwort des Kalorimeters auf hadronische Schauer (im Vergleich zu elektromagnetischen) ist es erforderlich die tatsächliche Energie der Jets mittels einer Korrektur (Jet-Energie-Skala, JES [43, 44]) aus der gemessenen Energie zu berechnen. Diese Korrektur ist abhängig von der Energie der Jets und ihrer Lage im Kalorimeter. In dieser Analyse wird die JES v5.1 verwendet. Die Korrekturfaktoren sind in Abbildung 5.3 illustriert.

Für diese Analyse werden ausschließlich Jets verwendet, die alle Qualitätskriterien erfüllen und einen Transversalimpuls von $p_T > 20$ GeV haben. Außerdem werden nur Jets berücksichtigt deren Pseudorapidität $|\eta| < 2.5$ ist, da dies der Abdeckung durch die ebenfalls benötigte b -Identifikation entspricht.

Selbst nach den Qualitätsschnitten auf Kalorimetergrößen werden noch viele Jets akzeptiert, die aus elektronischem Rauschen stammen. Dies gilt insbesondere für die ICR¹, da deren Detektorkomponenten durch eine schlechte Energieauflösung und eine schlechte Energieantwort gekennzeichnet sind. Daher ist es erforderlich weitere Qualitätsanforderungen an die Jets

¹ICR-Bereich: $0.8 \lesssim |\eta| \lesssim 1.4$

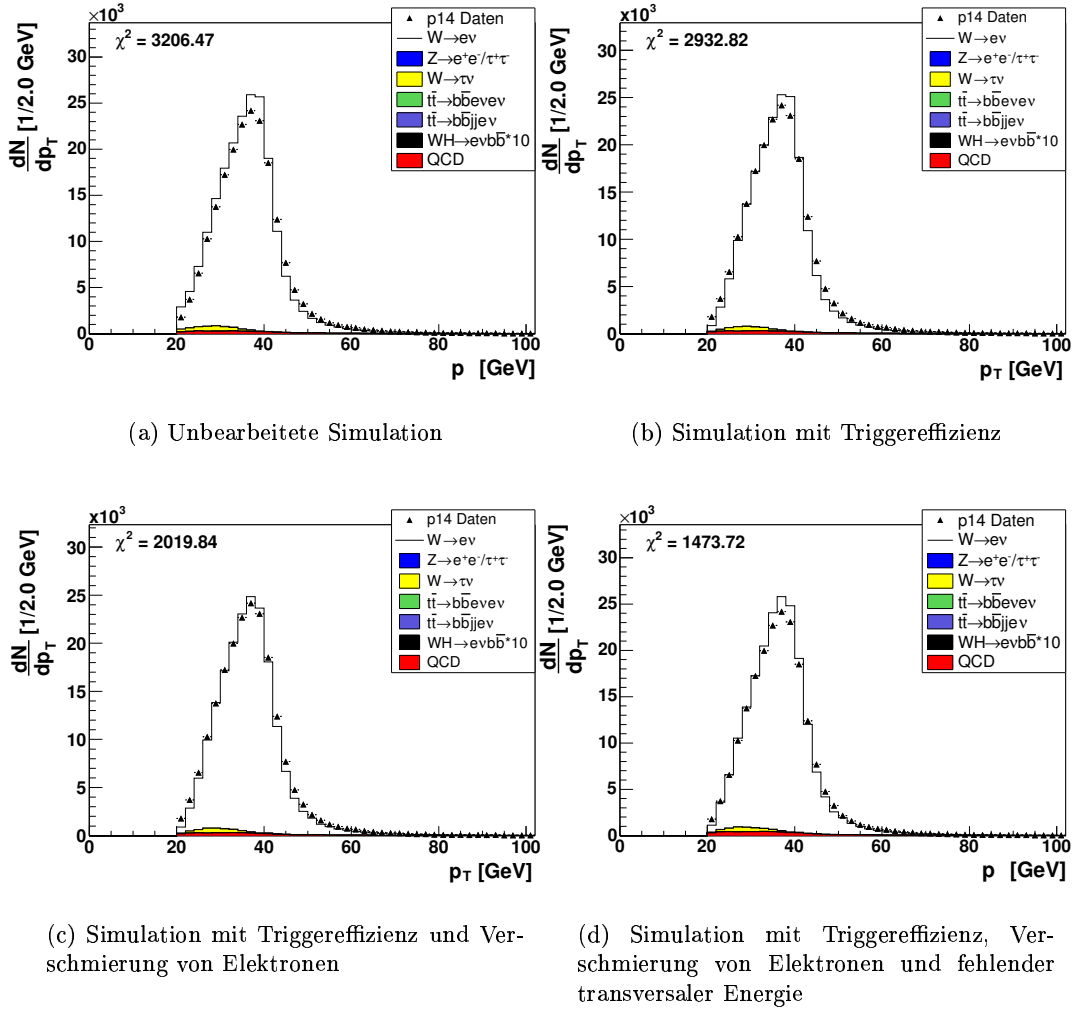


ABBILDUNG 5.9. Spektrum des Transversalimpulses von Elektronen nach der Selektion von W-Ereignissen (Kap. 6.2) für verschiedene Korrekturen der simulierten Ereignisse.

zu stellen. Dazu werden Informationen aus der Spurrekonstruktion herangezogen. Da ein Jet aus vielen Teilchen eines Parton-Schauers entsteht, beinhaltet er auch entsprechend viele geladene Teilchen, die Spuren im SMT und CFT hinterlassen. Jetartige Energiedepositionen im Kalorimeter ohne Spuren, die in dessen Richtung zeigen, sind also mit großer Wahrscheinlichkeit aus Rauschen entstanden.

Jets, die mit geladenen Spuren assoziiert werden können, werden als *taggable* oder tagbar bezeichnet. Das Zuordnungsverfahren fasst zunächst Spuren zu *track jets* [47] zusammen. Ein solcher *track jet* benötigt mindestens zwei Spuren mit einem Transversalimpuls von $p_T > 0.5$ GeV, die zusätzlich Standard-Qualitätskriterien entsprechen müssen. Mindestens eine Spur im *track jet* muss zusätzlich $p_T > 1.0$ GeV erfüllen. Schließlich muss die Richtungsabweichung zwischen dem *track jet* und dem Jet im Kalorimeter $\Delta R < 0.5$ erfüllen. Da durch diese

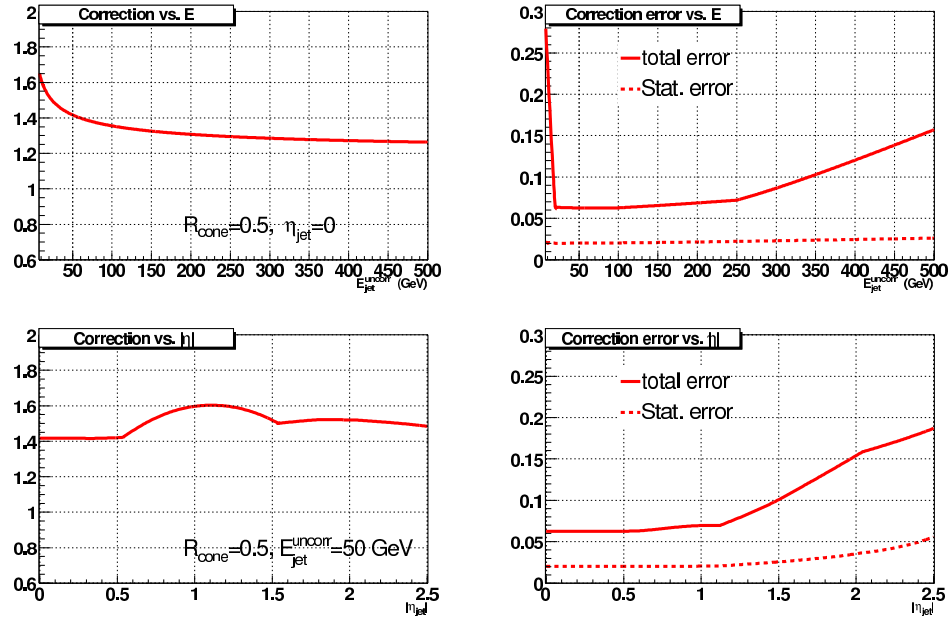


ABBILDUNG 5.10. Jet-Energie-Skala Korrekturfaktor für Jets aus echten Daten in Abhängigkeit von p_T und η [43].

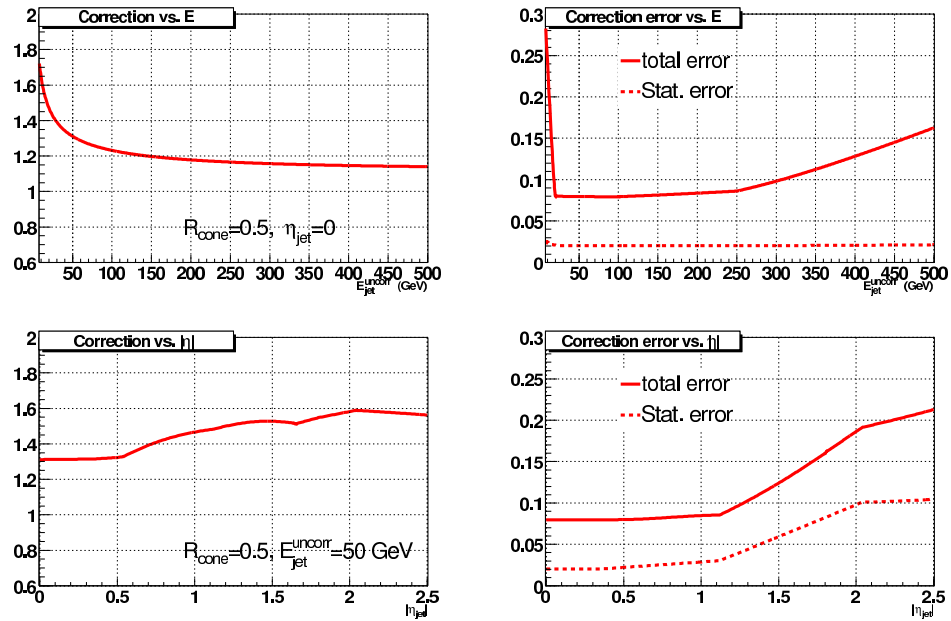


ABBILDUNG 5.11. Jet-Energie-Skala Korrekturfaktor aus simulierten Ereignissen in Abhängigkeit von p_T und η [43].

taggability gelegentlich auch echte Jets verworfen werden, ist ihre Effizienz für Daten und Simulation getrennt bestimmt worden.

5.4. Fehlender Transversalimpuls

Schwach wechselwirkende Teilchen wie Neutrinos verursachen normalerweise keine Wechselwirkung im Detektor und entziehen sich damit einer direkten Messung. Allerdings ist es in vielen Fällen dennoch möglich, einige der Eigenschaften wie z.B. ihren Transversalimpuls zu bestimmen.

Da im Anfangszustand einer Proton-Antiproton-Kollision keine transversale Impulskomponente vorhanden ist, muss die Summe aller Transversalimpulse im Endzustand ebenfalls verschwinden. Ist jedoch ein Neutrino (oder ein anderes undetektierbares Teilchen) in der Kollision entstanden, trägt sein Transversalimpuls nicht mehr zur Summe der gemessenen Transversalimpulse bei und es entsteht fehlender Transversalimpuls.

5.4.1. Berechnung des fehlenden Transversalimpulses. Im DØ-Experiment wird dieser fehlende Transversalimpuls aus der Summe der Transversalimpulse aller Kalorimeterzellen berechnet. Dabei werden die Zellen der Coarse Hadronic Lage des Kalorimeters nicht verwendet, wenn sie nicht Teil eines rekonstruierten Jets sind. Das ist erforderlich, da diese Zellen durch erhöhtes elektronisches Rauschen die Auflösung des fehlenden Transversalimpuls verschlechtern.

Die Messung des fehlenden Transversalimpuls kann zusätzlich verbessert werden, indem man die bekannten Korrekturen der Jet-Energie-Skala anbringt, sowie durch die Einbeziehung von rekonstruierten Myonen. In dieser Analyse wird auf diese Korrekturen jedoch verzichtet, da es nicht gelungen ist, zu zeigen, dass die Qualität der selektierten Daten dadurch verbessert wird. Insbesondere ist dabei zu berücksichtigen, dass durch die JES Korrekturen die Auflösung des fehlenden Transversalimpulses zusätzlich mit der Jet-Auflösung gefaltet wird, was wiederum zu einer Verschlechterung des fehlenden Transversalimpulses führt.

5.4.2. Verschmierung des fehlenden Transversalimpulses in simulierten Daten. Ähnlich wie bei den Elektronen ist auch beim fehlenden Transversalimpuls festzustellen, dass die Auflösung in den simulierten Ereignissen besser ist, als in den gemessenen Daten. Um die Auflösung der Simulation anzupassen wird hier ebenfalls eine Verschmierung mit einer Gaußverteilung vorgenommen. Als Maßstab wird hier der fehlende Transversalimpuls von $Z \rightarrow e^+e^-$ Ereignissen benutzt. Die von der CALGO Gruppe ermittelten Parameter für die Breite dieser Gaußverteilung sind [45]

$$\sigma_{E_{T,miss}} = 2.602 \text{ GeV} + 0.00756 \cdot \sum \text{SET}_{uc}$$

Dabei ist $\sigma_{E_{T,miss}}$ die Breite der Gaußverteilung und SET_{uc} die skalare Summer der Energien aller Kalorimeterzellen, die keinem rekonstruierten Objekt zugehörig sind. Abbildung 5.12 zeigt den fehlenden Transversalimpuls von W-Ereignissen für die verschiedenen Korrekturen zusammen mit den entsprechenden χ^2 -Werten. Es ist gut zu erkennen, dass erst die Verschmierung des fehlenden Transversalimpuls eine wesentliche Verbesserung bringt.

5.5. b-Identifikation

Ein weiterer entscheidender Baustein der Analyse ist die Identifikation von Jets, denen ein b -Quark zugrunde liegt. Damit kann die Menge der Ereignisse, die von der Selektion akzeptiert

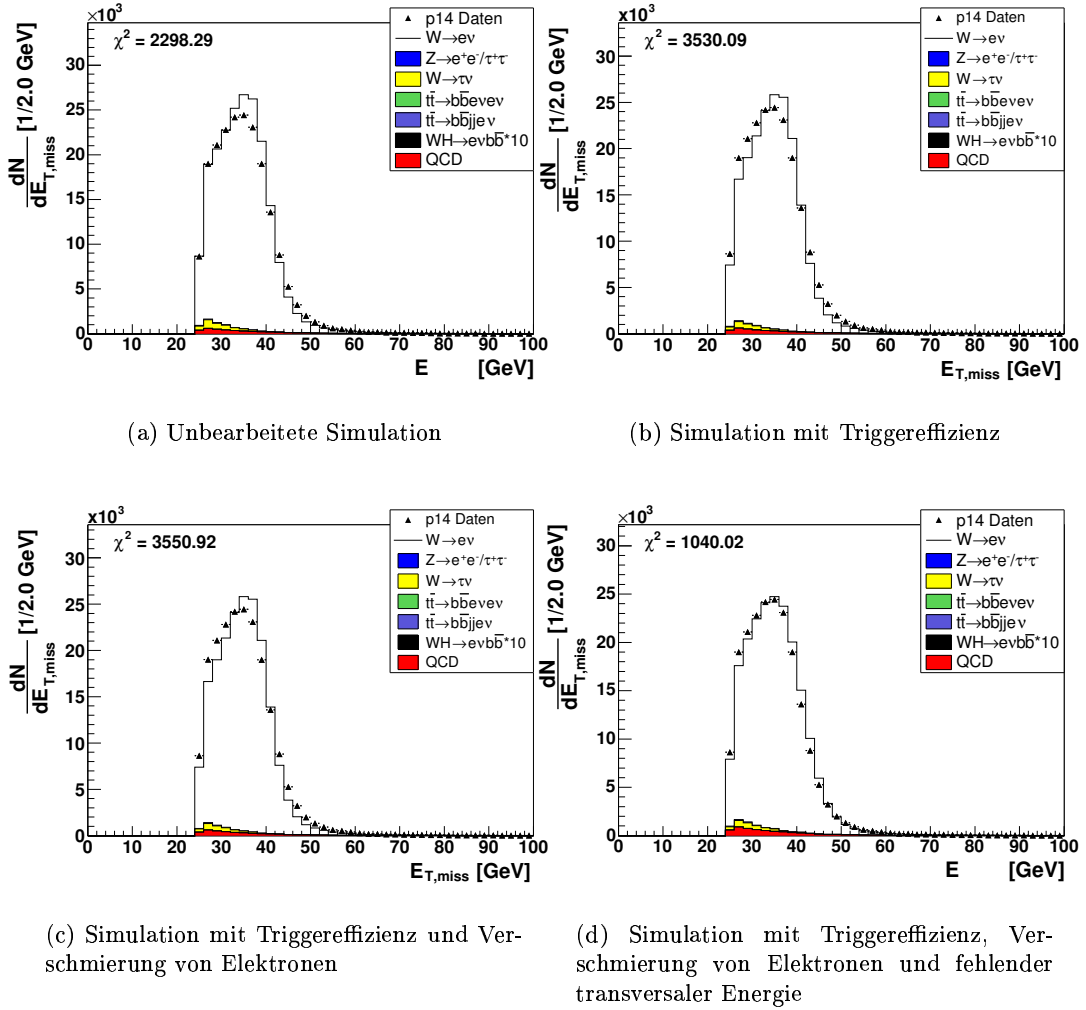


ABBILDUNG 5.12. Fehlender Transversalimpuls nach Selektion von W -Ereignissen (Kap. 6.2) für verschiedene Korrekturen der simulierten Ereignisse.

werden um etwa 3 Größenordnungen reduziert werden, da die gesamte Produktion von b -Quarks um etwa diesen Faktor geringer ist, als diejenige von Jets. Die letztendlich gesuchten Ereignisse von einem Higgs-Boson werden dabei angereichert, da sie prinzipiell zwei b -Quark Jets enthalten.

Die Identifikation von b -Jets ist möglich, da das b -Quark im Gegensatz zu den anderen Quarks eine relativ hohe Lebensdauer hat, die etwa 1.5 ps beträgt. Das hat zur Folge, dass die mittlere Flugstrecke bei einem Impuls von 40 GeV etwa 3 mm ist. Die Spuren der geladenen Teilchen eines b -Zerfalls stammen also nicht vom primären Wechselwirkungspunkt (Primärvertex, PV), wie in Abbildung 5.13 illustriert ist. Für die Rekonstruktion der Daten des DØ-Experiments sind verschiedene Algorithmen zur Identifikation von b -Quarks entwickelt worden [46].

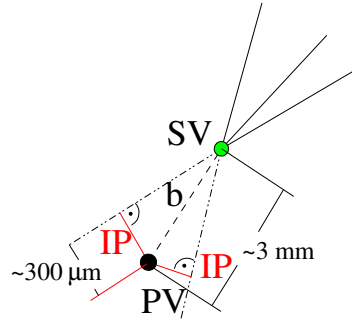


ABBILDUNG 5.13. Zerfallsvertex eines b -Quarks und Illustration des *impact parameter*. (PV=Primärvertex, SV=Sekundärvertex.)

Der Sekundär-Vertex Tagger (SVX) rekonstruiert den Zerfallsvertex des b -Quarks direkt aus den Spuren. Als b -Vertizes werden dann solche Vertizes bezeichnet, die mit einer vorgegebenen Signifikanz nicht mit dem Primärvertex identisch sind.

Die beiden Methoden, die auf dem so genannten *impact parameter* (IP) basieren, verwenden zwar die Informationen aus den Spuren, verzichten jedoch auf die explizite Rekonstruktion des sekundären Vertex. Der *impact parameter* ist der minimale Abstand zwischen der betrachteten Spur und dem rekonstruierten Primärvertex.

Der *counting signed impact parameter* (CSIP) Algorithmus identifiziert b -Quarks durch eine minimale Anzahl von Spuren, die einen signifikanten IP haben. Einen anderen Ansatz verfolgt der *jet lifetime probability tag* (JLIP), der in dieser Analyse verwendet wird und unten im Detail erklärt wird. Hier wird aus den Impact-Parametern aller Spuren eines Jets eine Gesamtwahrscheinlichkeit errechnet, dass es sich ausschließlich um Spuren aus dem Primärvertex handelt.

Eine weitere Möglichkeit, b -Quarks zu identifizieren besteht darin, einzelne Teilchen aus deren Zerfall nachzuweisen. Da b -Quarks praktisch ausschließlich über den Kanal $b \rightarrow cW$ zerfallen, enthalten einige der Jets Elektronen oder Myonen aus dem Zerfall des W -Bosons. Daher kann ein b -Quark auch dadurch identifiziert werden, dass sein Jet ein niederenergetisches Elektron oder Myon enthält. Diese Methode wird bei $D\bar{D}$ als *soft lepton tag* (SLT) bezeichnet. Allerdings ist die Effizienz dieser Methode durch das Verzweungsverhältnis $BR(W \rightarrow e, \mu) \sim 20\%$ bestimmt und daher in der Praxis nur als ergänzende Methode geeignet.

5.5.1. Der JLIP-Tagger. Zur Berechnung dieses Tags werden zunächst alle Spuren ermittelt, die innerhalb eines $R=0.5$ Kalorimeter-Jets liegen. Nachdem die Spuren entfernt wurden, die von bekannten Resonanzen stammen (k_s^0 , Λ , $\gamma \rightarrow e^+e^-$), wird für jede Spur die Wahrscheinlichkeit errechnet, dass sie vom Primärvertex stammt. Anschließend werden die Wahrscheinlichkeiten aller Spuren zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit kombiniert, dass der Jet von einem leichten Quark oder einem Gluon stammt.

Zunächst benötigt man für diese Methode die Auflösung der Spurrekonstruktion. Da diese von der Lage der Spuren im Detektor sowie von der Anzahl und Lage der Treffer im Spurdetektor abhängt, werden die Spuren in 5 Klassen und insgesamt 29 Sub-Klassen aufgeteilt. Die Klassen sind folgendermaßen definiert:

- ≤ 6 Treffer im CFT und ≥ 1 Treffer im SMT, $|\eta| > 1.6$
- ≥ 7 Treffer im CFT und jeweils 1, 2, 3 oder 4 Treffer in SMT Superlagen

Die erste Klasse ist dabei für Spuren zuständig, die nicht mehr vollständig im Akzeptanzbereich des CFT liegen. Die Unterteilung nach Treffern in SMT-Superlagen ist erforderlich, da diese die Auflösung der Spurrekonstruktion entscheidend beeinflussen. Die Einteilung in Sub-Klassen berücksichtigt außerdem die Pseudorapidität η , die Qualität der Spur-Anpassung χ^2 und den Transversalimpuls der Spur. Für jede Spur wird die Signifikanz des Impact-Parameters $S_{IP} = \frac{IP}{\sigma_{IP}}$ berechnet und für jede Klasse von Spuren histogrammiert. Aus diesen Histogrammen wird nun die Auflösung $R(S_{IP})$ von S_{IP} bestimmt, indem die negative Hälfte des Spektrums an die Auflösungsfunktion angepasst wird. (Die negative Seite des Spektrums enthält fast ausschließlich „leichte“ Spuren, da Spuren von Teilchen mit großer Lebensdauer immer einen positiven IP haben.)

Aus den Auflösungsfunktionen wird schließlich eine Impact-Parameter-Wahrscheinlichkeit abgeleitet:

$$P_{trk}(S_{IP}) = \frac{\int_{-50}^{-|S_{IP}|} R(s) ds}{\int_{-50}^0 R(s) ds}$$

Diese Funktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass eine einzelne Spur aus dem Primärvertex stammt, wenn ihre gemessene Impact-Parameter-Signifikanz S_{IP} beträgt.

Aus den Wahrscheinlichkeiten aller Spuren in einem Jet kann so eine Gesamtwahrscheinlichkeit gebildet werden, dass all diese Spuren aus dem Primärvertex stammen („jet lifetime probability JLIP“):

$$P_{jet}^{\pm} = \Pi^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N_{trk}^{\pm}-1} \frac{(-\log \Pi^{\pm})^j}{j!}, \quad \Pi^{\pm} = \prod_{i=1}^{N_{trk}^{\pm}} P_{trk}(S_{IP}^{i>0})$$

Die so definierte Wahrscheinlichkeit hat die Eigenschaft, dass sie für leichte Jets im wesentlichen flach verteilt zwischen 0 und 1 ist, während sie für b - und c -Jets eine starke Konzentration bei kleinen Werten aufweist (s.a. Abb. 6.13). Insbesondere kann die Fehlidentifikationsrate für leichte Jets damit direkt aus der Wahl des Schnittes abgeleitet werden.

Die b-ID-Gruppe stellt detaillierte Studien und Informationen für bestimmte Schnitte auf P_{jet}^+ zur Verfügung. Insgesamt wurden drei verschiedene Schnitte definiert, die als *loose*, *medium* und *tight* bezeichnet werden und Schnitten von $P_{jet}^+ < 0.014$, 0.007, 0.004 entsprechen. Für diese Schnitte werden insbesondere Parametrisierungen der Tagging-Wahrscheinlichkeit für simulierte und echte Daten bereitgestellt, die auch als *tag rate functions* (TRF) bezeichnet werden. Diese Parametrisierungen werden in Abhängigkeit von $p_T(jet)$ und $\eta(jet)$ sowohl für b -Quarks, als auch für c - und leichte Quarks berechnet (Abb. 5.5.1 und Abb. 5.5.1).

Zur Bestimmung der Tagging-Effizienzen werden von der b-ID-Gruppe verschiedene Methoden verwendet. Für simulierte Ereignisse ist die Effizienzbestimmung ohne Probleme möglich, da eine direkte Beziehung zwischen den generierten b -Quarks und den gefundenen Tags hergestellt werden kann. Für Daten aus dem Detektor muss eine etwas kompliziertere Methode benutzt werden. Die neuste davon, die gänzlich ohne simulierte Ereignisse auskommt, wird als SystemD bezeichnet. Man benötigt dazu eine Datenselektion, die aus zwei Komponenten besteht (z.B. Ereignisse mit bzw. ohne b -Quarks). Außerdem werden zwei Schnitte benötigt, für die die Effizienzen in den beiden Komponenten unterschiedlich sind. Dann kann ein Gleichungssystem mit acht Gleichungen und genauso vielen Unbekannten aufgestellt und gelöst

werden, das die Effizienzen enthält. Von der b -ID-Gruppe wird als Ausgangsdatensatz eine Ereignis Selektion verwendet, die Myonen enthält, die sich innerhalb eines bestimmten Abstands von Jets befinden und somit b -Ereignisse anreichern.

Wie in den Abbildungen 5.5.1 und 5.5.1 zu sehen ist, ergibt sich für Simulation und echte Daten eine deutlich unterschiedliche Tagging-Effizienz. Die Ursache dafür liegt hauptsächlich in den Eigenschaften der Spuren. Zum einen ist in der Simulation die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit deutlich höher als in den Daten, andererseits ist auch die Ortsauflösung besser. Zusammengenommen erklären die beiden Effekte die Diskrepanz in der Tagging-Effizienz. Für die Analyse ist die Folge, dass b -Tagging Algorithmen nicht einfach auf die Simulation angewandt werden können, sondern deren Wirkung durch eine Gewichtung mit den TRFs der Daten modelliert werden muss.

Für die vorliegende Analyse wurde der *loose* Schnitt verwendet, da dieser die beste Sensitivität der Analyse gewährleistet. Da die Analyse auf Ereignissen basiert, in denen zwei identifizierte b -Jets verlangt werden, gehen die Tagging-Effizienzen quadratisch ein. Damit ist es extrem wichtig, dass die Effizienz für b -Quarks möglichst hoch ist, während die Unterdrückung von leichten Quarks wegen der quadratischen Abhängigkeit ohnehin sehr hoch wird. Beispielsweise liegt bei einer Fehlidentifikationsrate von 1.4% die Unterdrückung bei $1.4\%^2 \approx 1/5000$.

5.6. Triggereffizienz

Zur Bestimmung der Datennahmeeffizienz ist es erforderlich, nur Daten auszuwählen, die durch einen oder mehrere der gewünschten Ereignistopologie entsprechenden Trigger markiert und aufgezeichnet wurden.

Für den verwendeten Satz von Triggern muss also die Triggereffizienz gemessen werden. In dieser Arbeit wurden ausschließlich Trigger verwendet, die mindestens einen Kandidaten für ein elektromagnetisches Objekt enthalten.

Um die Triggereffizienz für diese Trigger zu bestimmen, wird wieder die Selektion von Z -Ereignissen aus Kap. 5.2.1 verwendet und darauf die Tag-and-Probe-Methode angewandt.

Vom Tag-Elektron verlangt man, dass es alle Bedingungen eines der Trigger erfüllt. Somit ist sichergestellt, dass das Ereignis aufgrund dieses Elektrons selektiert wurde. Damit ist auch gewährleistet, dass das andere Elektron („Probe-Elektron“) in seinen Eigenschaften nicht vom Trigger beeinflusst wird.

Für die Probe-Elektronen kann nun bestimmt werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit sie die Bedingungen für mindestens einen der ausgewählten Trigger erfüllen. Diese Wahrscheinlichkeit ist dann die Triggereffizienz für die ausgewählten Trigger.

Die für die Analyse verwendeten Trigger sind in Tabelle 5.6 aufgeführt. Es handelt sich dabei ausschließlich um Trigger, die auf ein isoliertes Elektron ansprechen. In den verwendeten Daten sind zwei grundlegend unterschiedliche Typen von Triggerlisten verwendet worden, nämlich die Listen bis einschließlich v11 und die neu gestaltete Listen der Reihe v12. Dabei geben die Ziffern die Version der Triggerliste an, also Version 11 (und früher) bzw. Version 13.

In der v11-Serie ist der wichtigste verwendete Trigger EM_HI_SH, der auf fast 90% der schließlich selektierten W -Ereignisse anspricht. Er verlangt aus Level 1 einen Elektron-Kandidaten mit einem Kalorimeter Tower ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$) mit über 10 GeV Energie in den elektromagnetischen Lagen. Auf Level 3 fordert er einen Kandidaten mit $p_T > 20$ GeV, der in einem Konus von $\Delta R = 0.25$ rekonstruiert wurde und der einen elektromagnetischen Anteil von 90% haben muss. Darüber hinaus muss der Kandidat lose Anforderungen bezüglich der transversalen Schauerform erfüllen. Die anderen ausgewählten Trigger dienen dazu, die

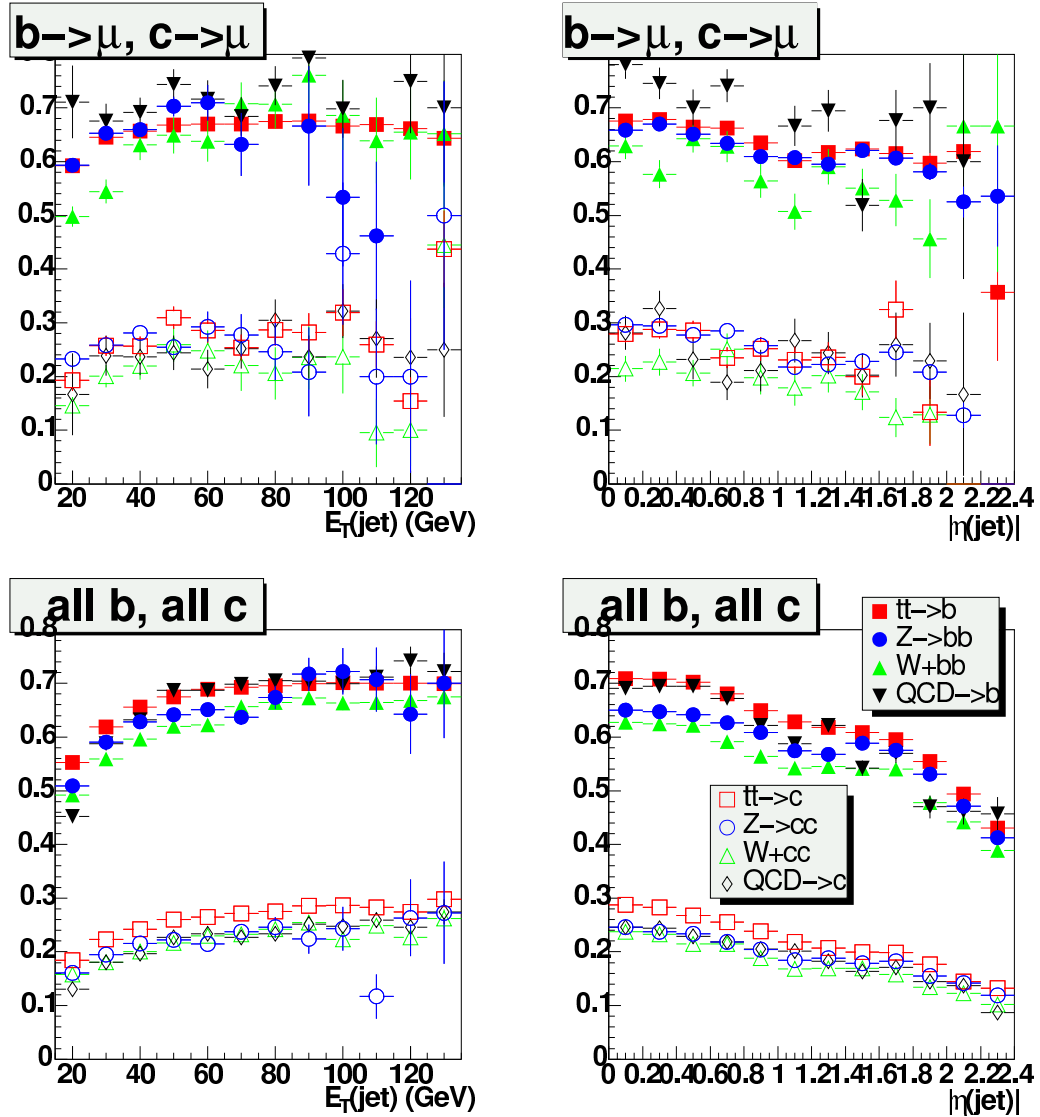


ABBILDUNG 5.14. Identifikationseffizienz des JLIP-Algorithmus für lose (loose) Anforderungen in simulierten Ereignissen [49].

nicht von EM_HI_SH getriggerten Ereignisse ebenfalls zu erfassen und so die Selektionseffizienz zu erhöhen. Sie haben höhere p_T -Schwellen und dafür schwächere Anforderungen auf die Eigenschaften des Schauers.

Der wichtigste v12 Trigger ist E1_SHT20, der auf Level 1 einen Elektron-Kandidaten mit einem Tower über 11 GeV verlangt. Auf Level 3 verlangt er einen Kandidaten mit $p_T > 20$ GeV, der harte Schnitte auf die Schauerform erfüllt. Dieser Trigger spricht auf etwa 83% der selektierten W-Ereignisse an.

Aus der Tabelle geht auch hervor, dass sich die Triggerliste v12 von ihren Vorgängerversionen erheblich unterscheidet. Eine vollständige Neugestaltung der Trigger war erforderlich geworden, da die vom Beschleuniger erzeugte instantane Luminosität gestiegen war und somit

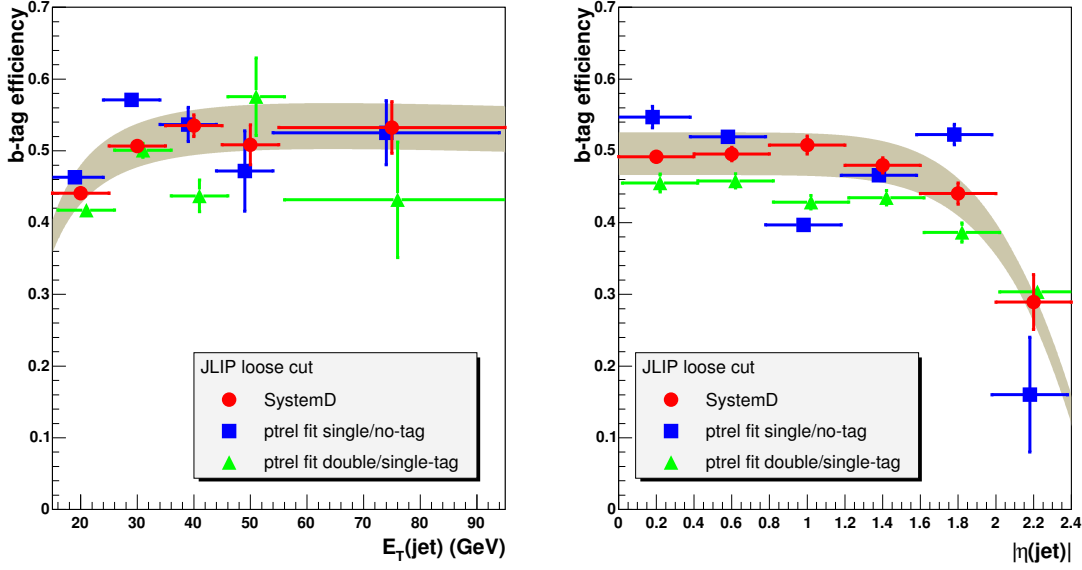


ABBILDUNG 5.15. Identifikationseffizienz des JLIP-Algorithmus für lose (loose) Anforderungen in Daten [49]. Die verschiedenen Symbole repräsentieren die Ergebnisse der verfügbaren Berechnungsmethoden.

vom Triggersystem eine höhere Ereignisrate verarbeitet werden musste. Um diese zu reduzieren wurden in der Triggerliste v12 einerseits etwas höhere Schwellen für die Level 1 Trigger gewählt, andererseits wurden bereits auf Level 1 zusätzliche Verknüpfungen der Kalorimetertrigger mit den Spurtriggern eingeführt. Somit konnte die Effizienz der Elektronentrigger erhalten werden, obwohl eine starke Reduktion der Triggerrate auf Level 1 erreicht werden konnte.

Um eine Parametrisierung der Triggereffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses der Elektronen zu bestimmen, werden die Ereignisse zunächst in Bins von p_T^{ele} eingeteilt. In jedem Bin wird mit der Tag-and-Probe Methode die Effizienz separat berechnet.

An die so gewonnenen Punkte wird eine Funktion der Form²

$$\epsilon(p_T^{ele}) = \frac{p2}{2} \cdot \left(1 + \text{ERF} \left(\frac{pT - p0}{p1 \cdot \sqrt{pT}} \right) + \text{ERF} \left(\frac{pT - p3}{p4 \cdot \sqrt{2}} \right) \right)$$

angepasst, um eine Parametrisierung der Triggereffizienz zu erhalten. Dabei sind $p0 - p4$ die zu bestimmenden Parameter. Bei der Durchführung der Anpassungen wurde die Einschränkung $0.0 \leq p2 \leq \frac{2}{3}$ eingeführt, um unphysikalische Ergebnisse (Effizienz > 1) zu verhindern. Das Ergebnis für die beiden verwendeten Triggerlisten ist in grafischer und numerischer Form in Abbildung 5.16 dargestellt.

Um die Wirkung des Triggers in den simulierten Ereignissen zu beschreiben, müssen diese mit der mittleren Triggereffizienz aus den Daten gewichtet werden, wenn man keine äußerst

²Die Gaußsche Fehlerfunktion ist definiert als: $\text{ERF} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. Sie wird oft zur Beschreibung stufenartiger Funktionen benutzt.

Trigger $\leq v11$	Level 1	Level 3 (ELE_)
EM_HI	CEM(1,10.)	LOOSE(30.)
EM_HI_EMFR8		VLOOSE(40.)
EM_HI_SH		LOOSE_SH_T(20.)
EM_HI_F0		NOCUT(50.)
EM_MX	CEM(1,15.)	LOOSE(30.)
EM_MX_EMFR8		VLOOSE(40.)
EM_MX_SH		LOOSE_SH_T(20.)
EM_MX_F0		NOCUT(50.)

Trigger v12	Level 1	Level 3
E1_SH30	CEM(1,11.)	ELE_NLV_SH(30)
E1_SHT20	CEM(1,11.)	ELE_NLV_SHT(20)
E4_SHT20	CEM(1,9.)TTK(1,10)	ELE_NLV_SHT(20)
E1_SHT15_TK13	CEM(1,11.)	ELE_NLV_SHT(15)Track(13)
E4_SHT15_TK13	CEM(1,9.)TTK(1,10)	ELE_NLV_SHT(15)Track(13)
E6_SHT15_TK13	CEM(1,6)TIS(1,10)	ELE_NLV_SHT(15)Track(13)
E1_T13_L15	CEM(1,11.)	ELE_NLV_T13(15)
E4_T13_L15	CEM(1,9.)TTK(1,10)	ELE_NLV_T13(15)
E6_T13_L15	CEM(1,6)TIS(1,10)	ELE_NLV_T13(15)

TABELLE 5.3. Übersicht über die verwendeten Trigger in der Analyse. Eine detaillierte Beschreibung der Trigger findet sich unter [51], eine Übersicht über die verwendeten Terme im Glossar (A.2). Die Trigger der EM_HI Serie verlangen außerdem auf Level 2 Ebene ein Elektron mit $p_T > 12$ GeV. Die Trigger der Liste v12 haben keine Anforderung an Level 2.

aufwendige Triggersimulation durchführt. Die mittlere Triggereffizienz ist der mit dem jeweiligen Anteil der Luminosität in den Daten (Tabelle 6.1) gewichtete Mittelwert der beiden Parametrisierungen. Abbildung 5.9(b) illustriert die Wirkung der Gewichtung von simulierten Ereignissen anhand des Transversalimpulses von Elektronen in W-Kandidaten. Insbesondere ist gut erkennbar, dass die Form des p_T Spektrums der Elektronen durch die Berücksichtigung der Triggereffizienz besser wiedergegeben wird, was sich auch im Wert von χ^2 für die Verteilungen widerspiegelt.

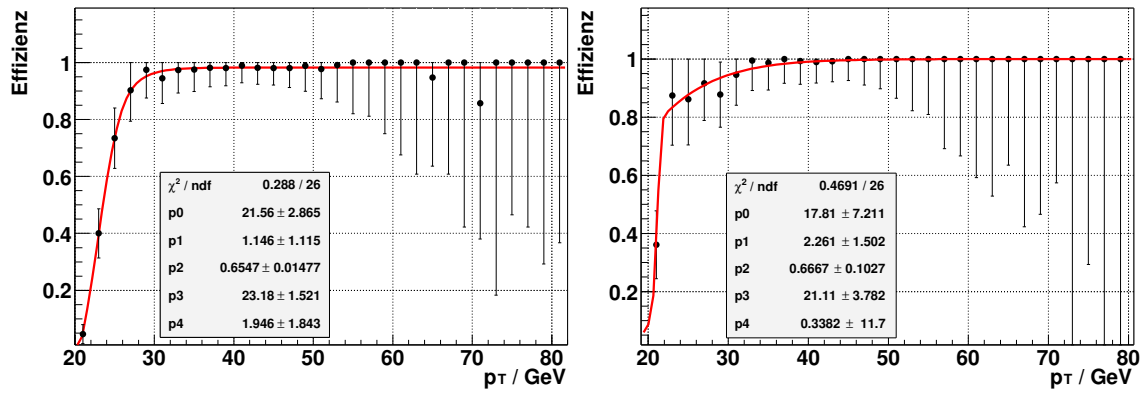


ABBILDUNG 5.16. Triggereffizienz der gesamten Triggerkette (L1-L3) für Triggerlisten $\leq v11$ (links) und $v12$ (rechts).

Ereignisselektion

Im folgenden wird die schrittweise Selektion der Ereignisse beschrieben, die in Kapitel 7 zur Berechnung von Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt eines Standardmodell Higgs-Bosons verwendet wird. Der Kanal, der dazu in dieser Arbeit untersucht wird, ist $WH \rightarrow e\nu_e b\bar{b}$. Außerdem wird die assoziierte Produktion von $Wb\bar{b}$ betrachtet. Um die einzelnen Selektionsschritte zu überprüfen, werden die daraus resultierenden Spektren verschiedener Ereignisseigenschaften mit der Erwartung aus der Simulation verglichen.

6.1. Luminosität

Um die selektierten Daten mit den simulierten vergleichen zu können, wird zunächst die Luminosität der gesammelten Daten benötigt. Diese wird aus den vom Luminositätssystem gespeicherten LBNs gewonnen. Bevor eine Liste von LBNs (Luminositätsblöcke) aus dem verwendeten Datensatz extrahiert wird, müssen aus diesem alle Runs entfernt werden, deren Datenqualität nicht den Anforderungen entspricht. Für die vorliegende Analyse wurden nur Runs akzeptiert, deren Qualität für den Spurdetektor sowie das Kalorimeter nicht als „schlecht“ eingestuft wird¹.

Dieser bereinigte Datensatz wird nun in verschiedene Teil-Datensätze aufgeteilt, entsprechend der zur Rekonstruktion verwendeten Version von D0RECO. Für diese Teil-Datensätze wird nun mit den von der Luminositätsgruppe zur Verfügung gestellten Programmen die Luminosität ermittelt. In der verwendeten Version *lm_access* v01-00-01 [52] besteht die Möglichkeit eine Liste von zu verwerfenden Runs und LBNs an das Programm zu übergeben. Diese Funktionalität wird vor allem genutzt, um einzelne LBNs zu entfernen, für die die Qualität der Kalorimeterdaten schlecht war. Dadurch werden beispielsweise bei temporär heißen Zellen nicht ganze Runs, sondern nur ein kleiner Bruchteil davon verworfen.

Das *lm_access* Paket gibt für einen Datensatz die Luminosität für alle Level 1 Trigger aus und erstellt darüber hinaus eine Liste von LBNs, die aus der Analyse entfernt werden müssen. Diese Liste setzt sich aus den schlechten Runs und LBNs zusammen, die an *lm_access* übergeben wurden, und enthält außerdem LBNs, für die die gemessene Luminosität nicht ermittelt werden kann. Dies kann beispielsweise bei kurzzeitigen Instabilitäten oder Synchronisationsproblemen bei der Datennahme, aber auch bei Veränderungen des Triggerzustandes vorkommen. Diese LBNs müssen bei der Datenanalyse zusätzlich vom Datensatz ausgeschlossen werden.

Ein weiterer Schritt zur Bereinigung des Datensatzes ist erforderlich, da einzelne Runs mit mehreren Versionen von D0RECO rekonstruiert wurden und somit in mehr als einem Teil-Datensatz enthalten sind. Von der Common Samples Gruppe wird ein Algorithmus bereit

¹Die Qualitätsdatenbank benutzt die Qualitätsstufen gut, akzeptabel, schlecht und spezial. Für diese Analyse werden die Runs, die als schlecht oder spezial klassifiziert werden, verworfen.

D0Reco Version	TMBfixer	$\leq v11$ [pb^{-1}]	$v12$ [pb^{-1}]
p14.03.00	p14.fixtmb.01	7.53	0.23
p14.03.01	p14.fixtmb.01	0.29	22.40
p14.03.02	p14.fixtmb.01	16.83	19.12
p14.05.00	p14.fixtmb.02	43.84	-
p14.05.02(DST)	p14.06.00	35.82	-
p14.05.02	-	24.21	-
p14.06.00 pre-Nov 03	-	8.75	-
p14.06.00 post-Nov 03		-	75.96
Summe		137.27	117.71

TABELLE 6.1. Bestimmung der Luminosität für verschiedene Datennahme-Perioden. Die Angaben für die Triggerlisten $v12$ und die Gruppe bis $v11$ getrennt aufgeführt. Alle Angaben sind in pb^{-1} .

gestellt, mit dem entschieden werden kann, welche D0RECO Version für jeden Run verwendet werden soll. Aufgrund dieser Information müssen alle anderen Versionen der mehrfach rekonstruierten Runs aus den entsprechenden Datensätzen entfernt werden.

Nachdem all diese Schritte durchgeführt wurden, erhält man für die hier verwendeten Teil-Datensätze die in Tabelle 6.1 aufgeführten Luminositäten. Insgesamt steht somit eine Luminosität von 255 pb^{-1} zur Verfügung.

6.2. Selektion von W-Ereignissen im Elektronen Kanal

Der erste Schritt der Ereignisselektion ist die Anreicherung von Ereignissen, die ein W-Boson enthalten, das in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt ($W \rightarrow e\nu_e$). Dazu werden Ereignisse selektiert, die ein Elektron (Kap. 5.2) und fehlenden Transversalimpuls (Kap. 5.4) enthalten.

Für das Elektron wird gefordert, dass es einen Transversalimpuls von $p_T > 20 \text{ GeV}$ aufweist und sich außerdem im zentralen Kalorimeter befindet, d.h. $|\eta| < 1.1$. Der fehlende Transversalimpuls muss $p_{T,miss} > 25 \text{ GeV}$ erfüllen. In Abbildung 6.1 ist die Verteilung des Transversalimpulses von Elektronen nach dieser Selektion dargestellt, Abbildung 6.2 zeigt den fehlenden Transversalimpuls. Beide Verteilungen zeigen gute Übereinstimmung zwischen den auf die aufgezeichnete Luminosität normierten simulierten Ereignissen und den vom Experiment aufgezeichneten Daten. Die Anzahl der Ereignisse aus den unterschiedlichen Beiträgen ist in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Die so selektierten Daten bestehen also hauptsächlich aus $W \rightarrow e\nu_e$ Ereignissen (ca. 195000). Etwa 2% der Ereignisse stammen aus anderen W-Zerfällen, während die Jet-Produktion etwa 1% ausmacht. Die Beiträge aus der Produktion von Top-Quarks und anderen Prozessen sind vernachlässigbar klein.

Aus dem Elektron und dem fehlenden Transversalimpuls können einige Eigenschaften der W-Kandidaten berechnet werden. Da in Hadronkollisionen die longitudinale Impulskomponente der Partonen im Anfangszustand nicht bestimmt ist, können nur Größen berechnet werden, die auf transversalen Impuls- und Energiekomponenten basieren. Für W-Kandidaten sind dies insbesondere der Transversalimpuls

$$\vec{p}_T^W = \vec{p}_{T,miss} + \vec{p}_T^{e\ell}$$

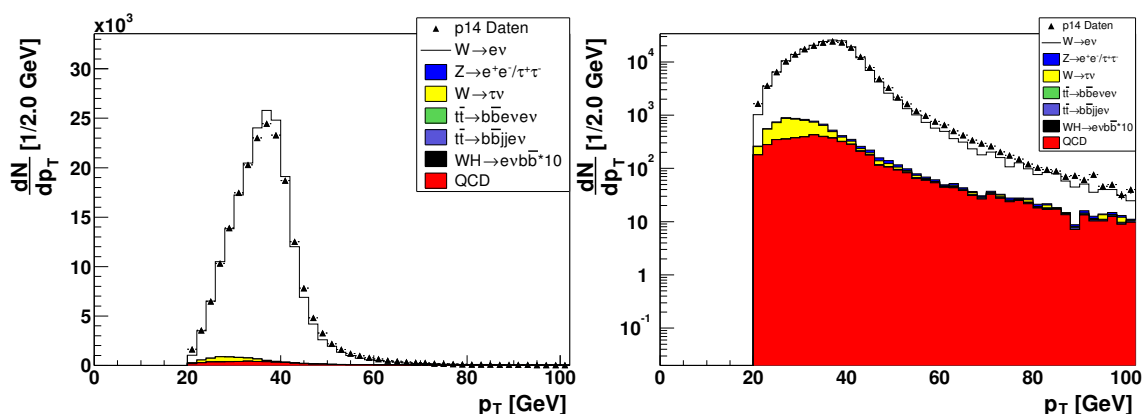


ABBILDUNG 6.1. Verteilung des Transversalimpulses der Elektronen nach der Selektion von W-Ereignissen (lineare und logarithmische Darstellung).

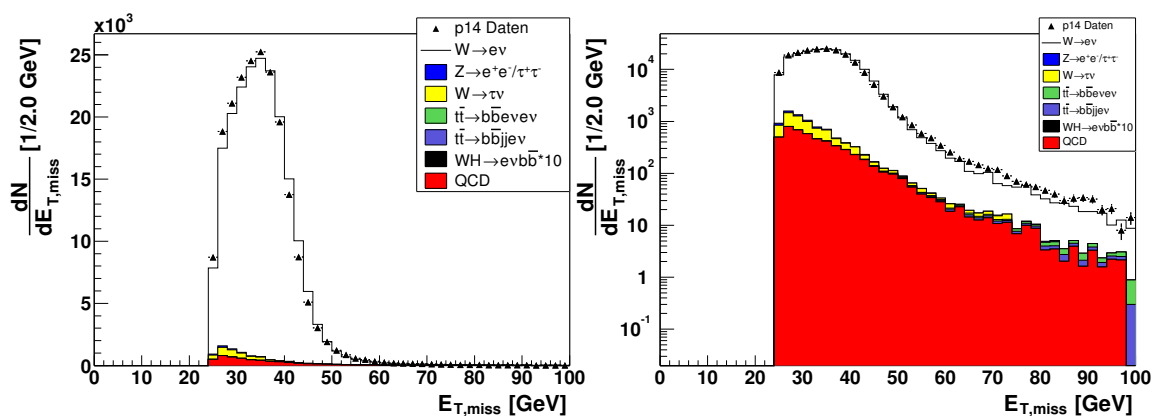


ABBILDUNG 6.2. Verteilung des fehlenden Transversalimpulses nach der Selektion von W-Ereignissen (lineare und logarithmische Darstellung).

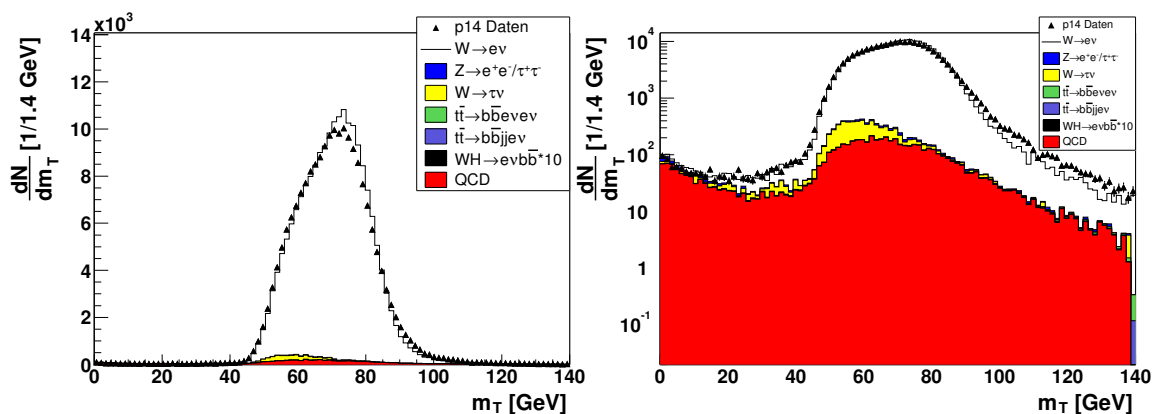


ABBILDUNG 6.3. Transversale Masse aus Elektron und fehlendem Transversalimpuls. Die logarithmische Darstellung (rechts) zeigt deutlich die fehlidentifizierten Ereignisse im Bereich kleiner Massen.

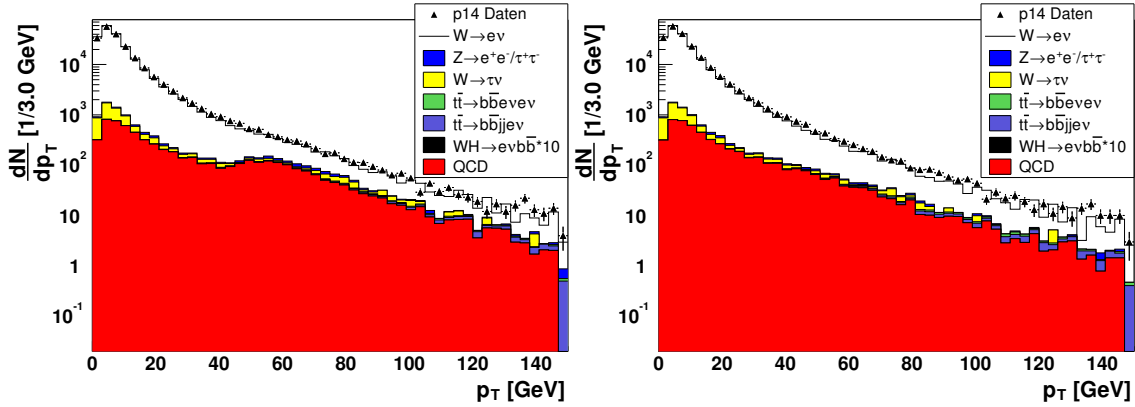


ABBILDUNG 6.4. Transversalimpuls des W-Bosons vor und nach Schnitt auf die transversale W-Masse.

und die transversale Masse

$$m_T = \sqrt{(E_{T,\text{miss}} + E_T^{ele})^2 - \vec{p}_T^W{}^2}$$

Der Transversalimpuls ist in Abbildung 6.4 (links) dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass bei einem Transversalimpuls von etwa 60 GeV eine Häufung von Ereignissen auftritt, die hauptsächlich als Untergrund aus der QCD-Jet-Produktion identifiziert werden. Die selben Ereignisse sind auch im Spektrum der transversalen Masse (Abb. 6.3) auffällig. Dort sind sie im Bereich niedriger Massen konzentriert. Es kann gezeigt werden, dass diese überwiegend als Untergrund identifizierten Ereignisse falsch rekonstruierte Objekte enthalten. Es handelt sich fast ausschließlich um Ereignisse mit zwei Jets, von denen einer aufgrund ungünstiger Fluktuationen fälschlich als Elektron rekonstruiert wurde. Da der Konus zur Elektronen-Rekonstruktion erheblich kleiner ist als der für Jets, wird dem falsch rekonstruierten Elektron Objekt weniger Energie zugeordnet, als dem Jet zugehörig ist. Damit wird der fehlende Transversalimpuls in die Richtung des falschen Elektrons verzerrt. Berechnet man nun aus dem falschen Elektron und dem verzerrten fehlenden Transversalimpuls die transversale Masse, erhält man tendenziell einen kleinen Wert, da die beiden zugrunde liegenden Vektoren dazu neigen, parallel zueinander zu stehen. Für den Transversalimpuls erhält man aus dem selben Grund einen tendenziell hohen Wert.

Um diese Ereignisse aus der Datenselektion zu entfernen, wird ein Schnitt auf die transversale Masse eingeführt:

$$m_T^W > 30 \text{ GeV}$$

Die Verteilung des Transversalimpulses der W-Kandidaten nach diesem Schnitt ist in Abbildung 6.4 (rechts) dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Anteil fehlrekonstruierter Ereignisse durch den Schnitt stark reduziert wurde.

6.3. Jet Multiplizitäten

Im nächsten Schritt der Ereignisselektion werden Jets betrachtet, die zusammen den W-Boson Kandidaten in den Ereignissen auftreten. Abbildung 6.5 zeigt die Anzahl der Jets, die den Qualitätskriterien des Kalorimeters genügen (links) und solcher, die darüber hinaus noch tagbar sind. In der Grafik ist auch deutlich zu erkennen, dass die Simulation die tatsächlichen

Schnitt	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \tau\nu,$ $Z \rightarrow ll$	tt-Paare	single top	Di-Boson
W Selektion	194758	3564	150	28	107
W+2 Jets	2581	48	87.5	14.29	44.1
W+2 b-Jets	7.15	~ 0.1	16.87	1.74	0.24
= 2 Jets	6.29		4.50	0.96	0.2
HT (Wbb)	4.68		0.60	0.49	0.15
HT (WH)	3.86		2.39	0.80	0.15
$m_{jj}(m_H = 115 \text{ GeV})$	0.96		0.69	0.23	0.05
$m_{jj}(m_H = 125 \text{ GeV})$	1.09		0.84	0.28	0.06
$m_{jj}(m_H = 135 \text{ GeV})$	0.83		0.81	0.26	0.02

Schnitt	Jet Prod.	Higgs ($m_H = 115$)	Summe	Daten
W Selektion	1369	1.01	199976	200314
W+2 Jets	313	0.51	3040	2923
W+2 b-Jets	3.28	0.11	29.63	30
= 2 Jets	1.70	0.09	11.20	14
HT (Wbb)	1.41	0.04	7.33	6
HT (WH)	1.07	0.07	8.34	9
$m_{jj}(m_H = 115 \text{ GeV})$	0.14	0.05	2.07	3
$m_{jj}(m_H = 125 \text{ GeV})$	0.16	0.06 ($m_H = 125$)	2.43	3
$m_{jj}(m_H = 135 \text{ GeV})$	0.16	0.05 ($m_H = 135$)	2.08	2

TABELLE 6.2. Anzahl der Ereignisse aus unterschiedlichen Beiträgen für die verschiedenen Schnitte.

Jet-Multiplizitäten nur unzureichend wiedergibt, da hier der (dominante) Prozess $W \rightarrow e\nu_e$ mit PYTHIA simuliert wurde, wo dieses Problem bekannt ist (s. Kap. 4.2.1).

Da die in dieser Analyse untersuchten Prozesse alle mindestens zwei Jets haben, wird die Selektion im folgenden auf Ereignisse mit zwei oder mehr Jets eingeschränkt. Statt einer vollständigen Simulation aller W-Ereignisse kann nun ein Datensatz von W+2-Jet Ereignissen verwendet werden. Dieser Prozess kann mit ALPGEN generiert werden. In Abbildung 6.6 werden die Daten mit der ALPGEN Simulation verglichen. Die für diese Analyse wichtigen Ereignisse mit zwei bis vier Jets werden hinreichend gut von der Simulation beschrieben.

Um sicherzustellen, dass die Simulation auch die Eigenschaften der Jets korrekt wiedergibt, werden Transversalimpuls und Pseudorapidität ebenfalls mit den Daten verglichen. In den Abbildungen 6.7 - 6.10 sind die entsprechenden Spektren dargestellt. In den Grafiken mit allen Jets ist gut zu sehen, dass im Bereich von $0.8 < |\eta| < 1.4$ - also dem Bereich des ICD² - eine erhebliche Zahl von falschen Jets zu finden ist. Diese wirkt sich in den Spektren der Transversalimpulse als Überhöhung bei kleinen Werten aus. In den Spektren, die nur tagbare Jets zeigen, sind diese falschen Jets nicht mehr vorhanden und die Form der Spektren stimmt besser überein.

²Inter Cryostat Detector

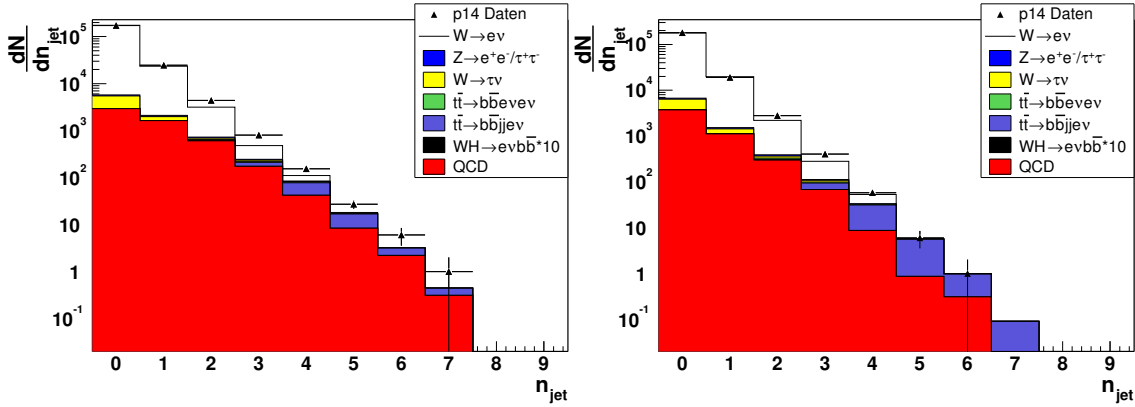


ABBILDUNG 6.5. Jet Multiplizität der „guten“ rekonstruierten Jets (links) und zusätzlich tagbare Jets (rechts).

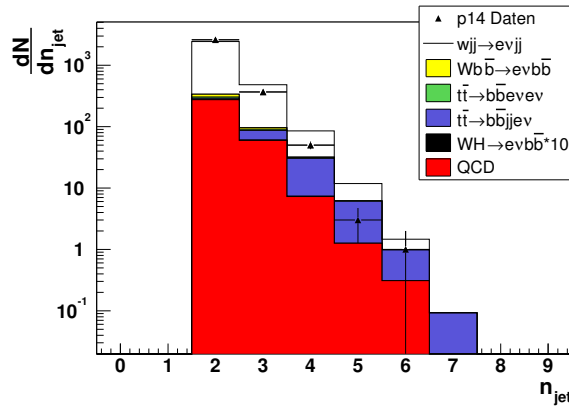


ABBILDUNG 6.6. Jet Multiplizität für Ereignisse mit zwei oder mehr tagbaren Jets. Der Prozess $W \rightarrow e\nu$ wurde mit ALPGEN+PYTHIA simuliert.

An diesem Punkt der Datenselektion werden 2923 Ereignisse selektiert, die mindestens zwei tagbare Jets enthalten. Der Anteil von Ereignissen mit als Elektronen fehlrekonstruierten Jets beträgt etwa 10% (313 Ereignisse). Der Vergleich mit der Simulation zeigt, dass das Ensemble nun hauptsächlich aus $W+2$ Jet Ereignissen stammt. Während im Mittel 0.5 Ereignisse von der Higgs-Produktion im Standardmodell erwartet werden, trägt die Top- und Di-Boson-Produktion³ nun etwa 5% zur Datenselektion bei.

6.4. Ereignisse mit b -Tags

In der bisherigen Datenselektion befinden sich hauptsächlich Ereignisse mit W -Bosonen und leichten Jets. Um die für die Analyse interessanten Ereignisse ($Wb\bar{b}$, WH) anzureichern, ist es also erforderlich, nach Jets mit b -Tags zu suchen. In Abbildung 6.13 ist die Verteilung der JLIP Wahrscheinlichkeit für alle tagbaren Jets in den bereits selektierten Ereignissen dargestellt. Die linke Grafik zeigt den gesamten Wertebereich. Dort ist gut zu erkennen dass

³Di-Boson-Ereignisse beschreiben die assoziierte Produktion von WW und WZ .

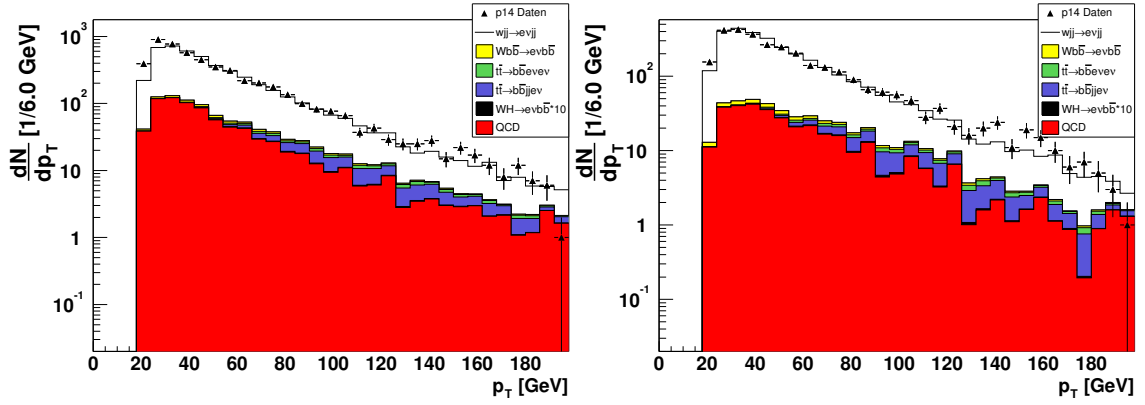


ABBILDUNG 6.7. Transversalimpuls des führenden Jets in $W+2$ -Jet Ereignisse (links), zusätzlich tagbare Jets (rechts).

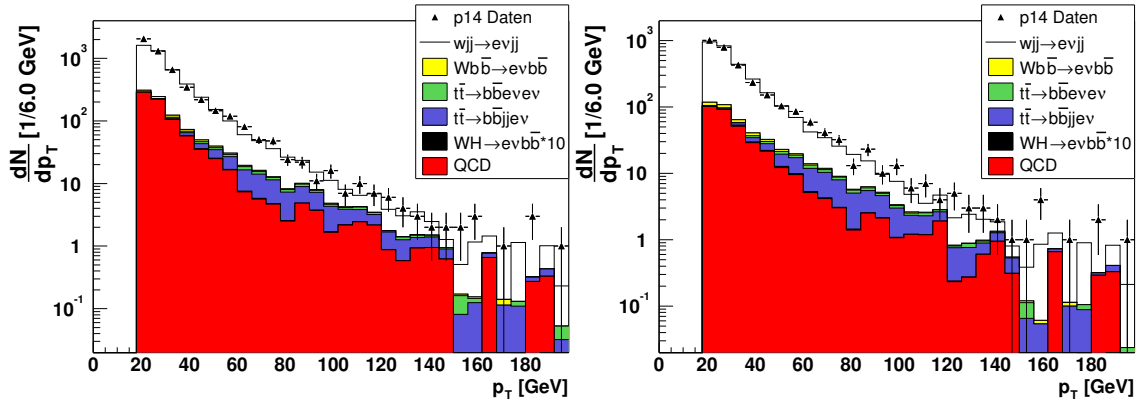


ABBILDUNG 6.8. Transversalimpuls des zweiten Jets in $W+2$ -Jet Ereignissen (links), zusätzlich tagbare Jets (rechts).

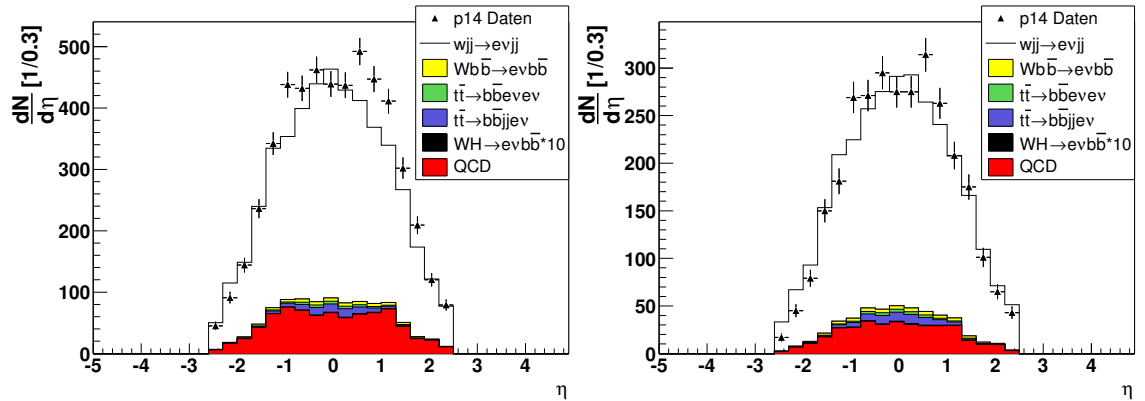


ABBILDUNG 6.9. Pseudorapidity der führenden guten Jets (links) und zusätzlich tagbarer Jets (rechts) in $W+2$ -Jet Ereignissen.

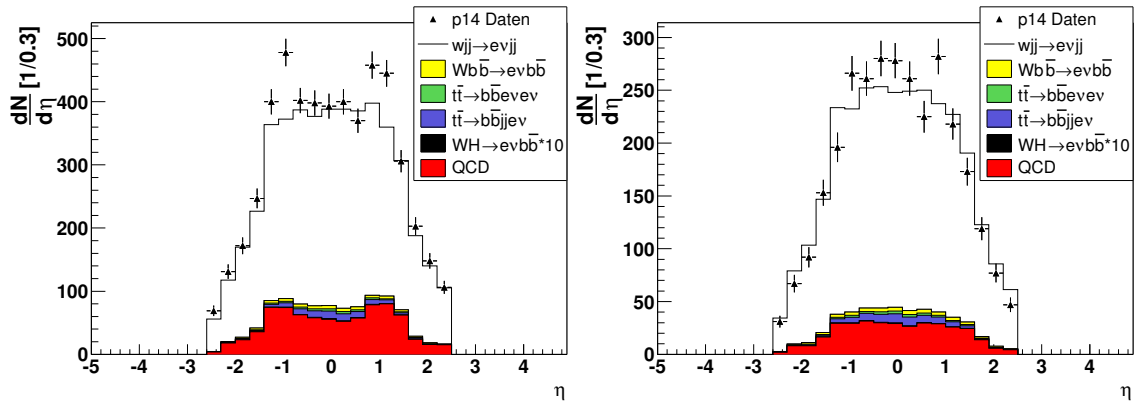


ABBILDUNG 6.10. Pseudorapidity der zweit-führenden guten Jets (links) und zusätzlich tagbarer Jets (rechts) in W+2-Jet Ereignissen.

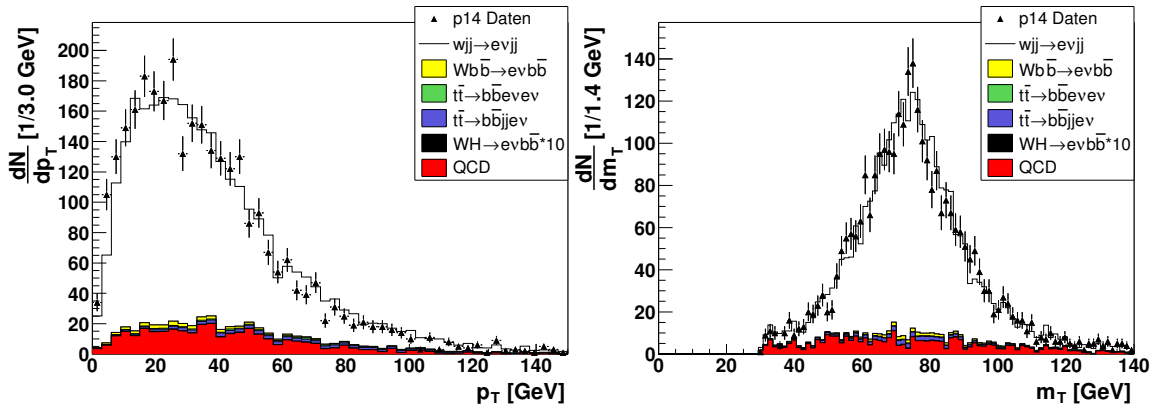


ABBILDUNG 6.11. Eigenschaften des W-Bosons in Ereignissen mit mindestens zwei tagbaren guten Jets.

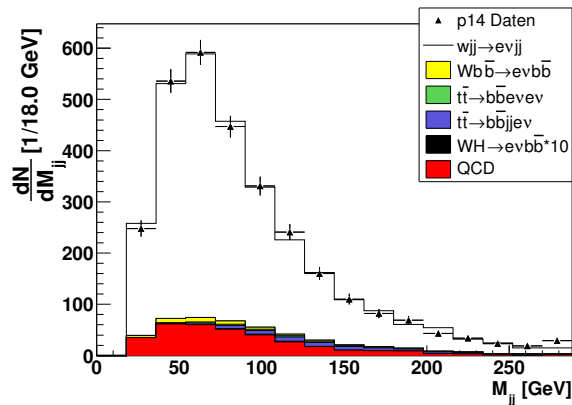


ABBILDUNG 6.12. Eigenschaften der beiden führenden Jets in Ereignissen mit mindestens zwei tagbaren guten Jets.

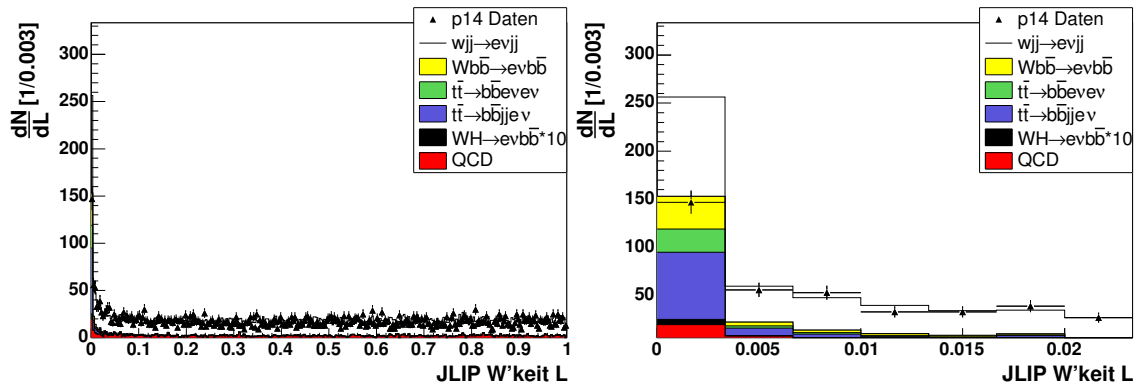


ABBILDUNG 6.13. Jet Lifetime Probability (JLIP) für alle guten und tagbaren Jets. Links ist der gesamte Bereich dargestellt, rechts der für die b -Identifikation wichtige Ausschnitt $0.0 < \text{JLIP} < 0.02$.

die Verteilung für leichte Jets im wesentlichen flach ist. Die rechte Grafik zeigt den interessanten Ausschnitt im Bereich $\text{JLIP} < 0.02$. Hier ist klar zu sehen, dass Jets, die auf echten b -Quarks basieren bei kleinen Werten stark angereichert sind ($Wb\bar{b}$, WH, $t\bar{t}$ Ereignisse). Es ist jedoch auch zu erkennen, dass es eine große Diskrepanz zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen im ersten Bin gibt. Der Grund dafür liegt darin, dass der JLIP-Algorithmus für simulierte Ereignisse eine erheblich größere b -Identifikationseffizienz aufweist, weil dort die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit ebenso wie die Ortsauflösung größer ist. Da diese Schwachstelle der Simulation nur mit großem Aufwand zu beheben ist, wird in der Praxis der JLIP-Algorithmus nicht auf die Simulation angewendet. Stattdessen werden die simulierten Ereignisse mit den aus den Daten gewonnenen *tag rate functions* (TRF) gewichtet. So erreicht man, dass die b -Identifikationswahrscheinlichkeit für Daten und Simulation gleich ist.

Verlangt man nun für jedes Ereignis, dass es mindestens zwei Jets enthält, die losen JLIP-Kriterien entsprechen ($\text{JLIP} < 0.014$), bleiben 30 Ereignisse übrig. Aus Jet-Untergrund und Simulation werden ebenfalls fast 30 Ereignisse erwartet. Die Jet-Produktion schlägt mit 3.3 Einträgen zu Buche. Der Beitrag von W-Produktion besteht aus nur 7 Ereignissen, während die Top-Produktion im Mittel 18.6 und die Di-Boson-Produktion 0.24 Ereignisse beiträgt. Von einem Standardmodell Higgs-Boson erwartet man 0.11 Einträge. Sowohl zur Isolation eines $Wb\bar{b}$ -, als auch eines WH-Signals müssen also noch weitere Schnitte an die Datenselektion angebracht werden.

Die Anzahl der Jets in den selektierten Ereignissen ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Verteilung stimmt im Rahmen der statistischen Fehler gut mit den simulierten Ereignissen überein. In der Abbildung ist nun auch gut zu erkennen, dass die verbleibenden Ereignisse zu einem großen Teil aus Top-Quark Produktion stammen. Diese geht in vielen Zerfallskanälen mit der Produktion von vier oder mehr Jets einher. Die in den selektierten Daten dominanten Kanäle sind $t\bar{t} \rightarrow e\nu_e b j j b$ und $t\bar{t} \rightarrow e\nu_e b e\nu_e b$. Ersterer produziert überwiegend vier Jets, letzterer zwei Jets.

6.5. Schnitte zur Anreicherung von $Wb\bar{b}$ - und Higgs-Ereignissen

Um nun die erwünschten Ereignisse, also $Wb\bar{b}$ und WH, anzureichern und die Untergrundereignisse zu unterdrücken sind weitere Schnitte erforderlich. Zunächst bietet es sich an,

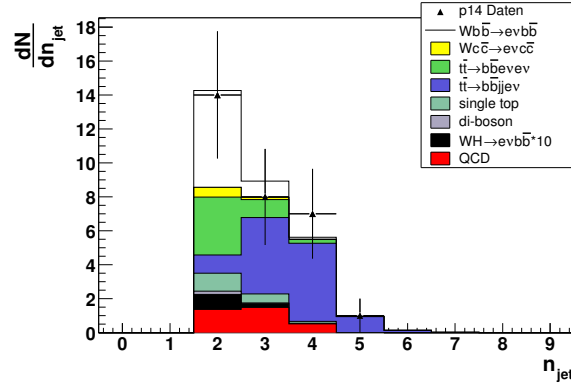


ABBILDUNG 6.14. Jet Multiplizität für Ereignisse mit mindestens zwei identifizierten b -Jets.

nur Ereignisse zu akzeptieren, die genau zwei Jets enthalten. Dadurch werden etwa 90% der gewünschten $Wb\bar{b}$ - und WH -Ereignisse beibehalten, während vom Untergrund fast 80% entfernt werden. Der Hauptbeitrag dazu ist die Unterdrückung des Prozesses $t\bar{t} \rightarrow e\nu_e b \bar{j} j b$ von über 90%. Die anderen Beiträge des Untergrunds erfahren eine erheblich geringere Reduktion.

Für die verbleibenden leptonenischen Endzustände der Top-Produktion ist ein weiterer Selektionsschritt erforderlich. Hier macht man sich zunutze, dass die Top-Quarks aufgrund ihrer hohen Masse auch hochenergetische Zerfallsprodukte erzeugen. Eine geeignete Größe ist hier die skalare Summe der transversalen Energien aller rekonstruierter Objekte im Ereignis. Diese Größe wird auch als HT bezeichnet und die Verteilung dieser Größe ist in Abbildung 6.15 gezeigt.

Um den optimalen Schnitt zur Anreicherung der gewünschten Ereignisse zu finden, wird eine Optimierung der Signalsignifikanz wie in 5.2.4 beschrieben durchgeführt. Dabei werden wahlweise $Wb\bar{b}$ - oder WH -Ereignisse als Signal verwendet und alle anderen Ereignisse wie Top- oder Di-Boson-Ereignisse und Jet-Ereignisse werden als Untergrund betrachtet. Die Optimierung der Schnitte wird anhand der Zusammensetzung der simulierten Ereignisse durchgeführt, wobei zusätzlich der aus den echten Daten bestimmte Beitrag der Jet-Produktion berücksichtigt wird.

Um die optimale Signalanreicherung zu erhalten wird ein Schnitt-Fenster definiert und die Signalsignifikanz für alle möglichen Kombinationen berechnet. Die Signifikanz für diese Fenster ist in Abbildung 6.16 für $Wb\bar{b}$ - und WH -Signalereignisse gezeigt. Das optimale Signalfenster ist jeweils das Maximum der gezeigten Signifikanzfläche. Für die Bestimmung des $Wb\bar{b}$ -Wirkungsquerschnittes findet man als optimale Selektion

$$85 \text{ GeV} < HT < 210 \text{ GeV}$$

und für die Selektion von Higgs-Ereignissen ist dies

$$150 \text{ GeV} < HT < 290 \text{ GeV}.$$

In der $Wb\bar{b}$ -Selektion werden damit weitere 60% des Untergrundes verworfen, während 75% des Signals erhalten bleiben. Für die Higgs-Selektion liegen diese Werte bei 60% Untergrundreduktion und 82% Signaleffizienz.

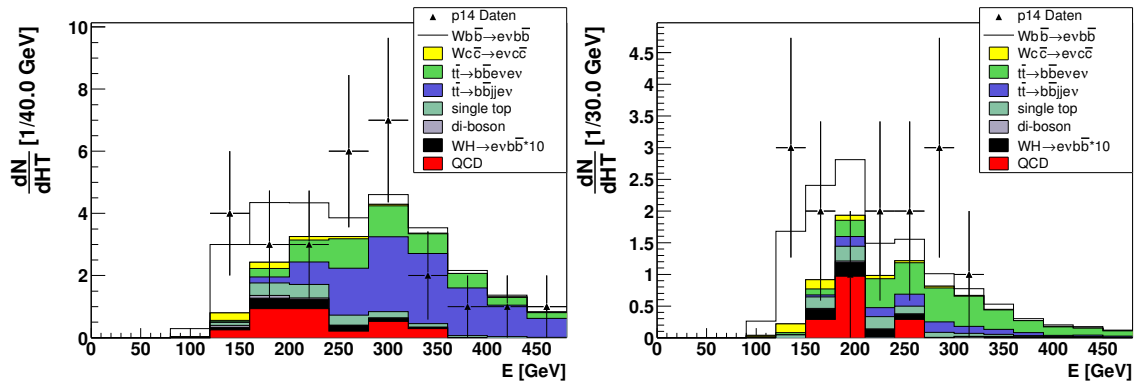


ABBILDUNG 6.15. Verteilung der totalen transversalen Energie HT vor (links) und nach (rechts) dem Schnitt auf genau zwei Jets.

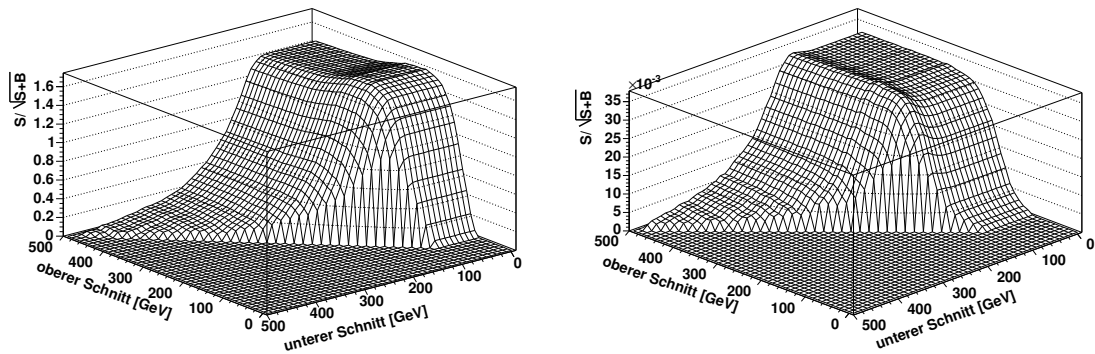
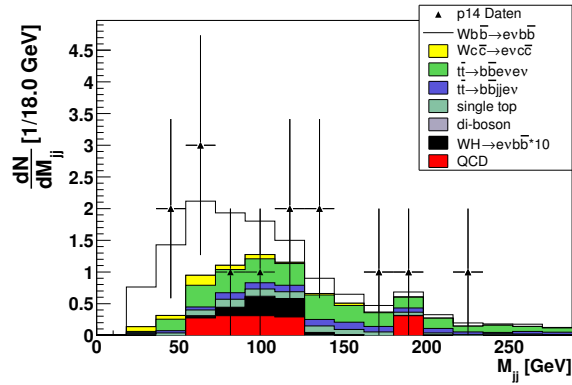
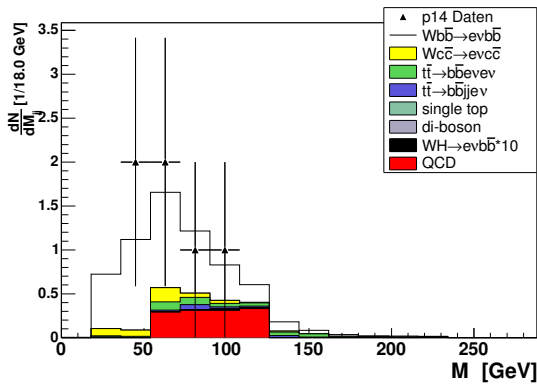
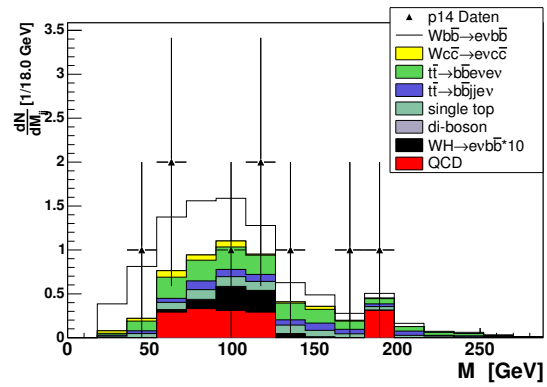


ABBILDUNG 6.16. Signifikanz für verschiedene Schnittfenster auf HT für $Wb\bar{b}$ - (links) und WH-Ereignisse (rechts).

Um die Higgs-Ereignisse noch weiter anzureichern kann ein weiterer Selektionsschritt durchgeführt werden. Dazu berechnet man die invariante Masse der beiden Jets im Ereignis. Abbildung 6.17 zeigt die Verteilung dieser Masse vor und nach dem Schnitt auf HT. Auch hier wird ein Schnittfenster wie oben beschrieben optimiert. Die Signifikanz dieses Fensters ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Während der HT-Schnitt weitgehend unabhängig von der angenommenen Higgs-Masse ist, ist der Schnitt auf die Zwei-Jet-Masse naturgemäß stark davon abhängig. Daher wird für jede der betrachteten Higgs-Massen anhand der dafür erzeugten simulierten Ereignisse die Optimierung dieses Schnittes separat durchgeführt und man erhält die in Tabelle 6.3 angegebenen Werte.



(a) vor HT-Schnitt

(b) HT-Schnitt auf $Wb\bar{b}$ optimiert

(c) HT-Schnitt auf WH optimiert

ABBILDUNG 6.17. Invariante Masse der zwei Jets in Ereignissen mit genau zwei Jets, die beide einen b -Tag haben, vor und nach den Schnitten auf HT.

m_H	$m_{jj} >$	$m_{jj} <$
115 GeV	90 GeV	130 GeV
125 GeV	90 GeV	140 GeV
135 GeV	100 GeV	150 GeV

TABELLE 6.3. Auf die Signifikanz eines möglichen Higgs-Signals optimierte Schnitte für die Zwei-Jet-Masse.

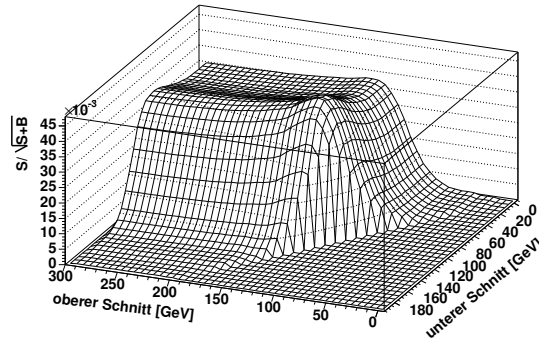


ABBILDUNG 6.18. Signalsignifikanz für den Schnitt auf die invariante Zwei-Jet-Masse für ein Higgs-Boson der Masse 115 GeV.

Schnitt	$W \rightarrow e\nu$	$Wb\bar{b}$	$t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$	$t\bar{t} \rightarrow l\nu jj$	single top	Higgs ($m_H = 115$)
W Selektion	27.63		25.2	12.40	28.82	34.41
W+2 Jets	0.37	5.75	13.47	10.47	18.77	22.19
W+2 b-Jets		0.77	2.39	1.43	3.44	3.91
= 2 Jets		0.65	1.27	0.13	2.43	3.01
HT (Wbb)		0.48	0.21	0.02	1.14	1.53
HT (WH)		0.40	0.86	0.08	2.04	2.45
$m_{jj}(m_H = 115 \text{ GeV})$		0.10	0.26	0.02	0.58	1.84
$m_{jj}(m_H = 125 \text{ GeV})$		0.11	0.32	0.03	0.72	2.00 ($m_H = 125$)
$m_{jj}(m_H = 135 \text{ GeV})$		0.09	0.30	0.02	0.69	2.00 ($m_H = 135$)

TABELLE 6.4. Selektionseffizienz der unterschiedlichen Beiträgen für die verschiedenen Schnitte. Angaben in Prozent.

Interpretation der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die selektierten Ereignisse zunächst dafür genutzt, um Informationen über den Produktionswirkungsquerschnitt des Prozesses $Wb\bar{b}$ zu gewinnen. Die Ereignisse werden dabei in zwei Betrachtungsweisen interpretiert, nämlich zur Berechnung eines Wirkungsquerschnittes und zur Bestimmung einer oberen Grenze darauf. Schließlich wird der Datensatz auch verwendet, um eine Obergrenze auf den Wirkungsquerschnitt für die WH-Produktion zu ermitteln.

Um diese Berechnungen durchführen zu können, sind leistungsfähige statistische Methoden notwendig, die es erlauben, aus den wenigen selektierten Ereignissen und dem erwarteten Untergrundbeitrag möglichst präzise Aussagen zu gewinnen. Daher werden in diesem Kapitel zuerst die Probleme kleiner Datensätze besprochen und die verfügbaren Methoden und ihre Leistungsfähigkeit diskutiert. Nach der Auswahl einer geeigneten Methode wird diese dann auf den Datensatz angewendet, um die Berechnungen der Grenzen auf die Wirkungsquerschnitte durchzuführen.

7.1. Probleme der Statistik kleiner Zahlen

In dieser Analyse muss der Versuch unternommen werden, aus einer geringen Anzahl von selektierten Ereignissen Informationen über den wahrscheinlichen Ursprung dieser Ereignisse zu extrahieren. Von besonderem Interesse ist dabei die Frage, ob die Daten Hinweise auf einen Beitrag von der Produktion von Higgs-Bosonen enthalten. Das entscheidende Problem ist dabei, dass die selektierten Ereignisse auch einen anderen Ursprung haben können, da andere physikalische Prozesse ebenfalls mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit von der Ereignis-selektion erfasst werden. Dabei ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung, bei einer bestimmten mittleren Erwartung an Untergrundeignissen eine bestimmte Anzahl tatsächlich zu beobachten, durch eine Poissonverteilung gegeben. Das heißt unter anderem, dass bei kleinen Ereigniszahlen die relative Untergrundfluktuation groß ist. In ungünstigen Konstellationen kann es daher vorkommen, dass aufgrund dieser Fluktuationen mehr Untergrundeignisse gemessen als erwartet werden und somit der berechnete Zentralwert für einen zusätzlichen Signalanteil in unphysikalischen Bereichen liegt.

7.1.1. Bayes'sche Statistik. Der Bayes'sche Ansatz, Informationen aus dem Ergebnis eines Experiments zu gewinnen, basiert aus dem Satz von Bayes:

$$p(\theta|x) = \frac{L(x|\theta)\pi(\theta)}{\int L(x|\theta')\pi(\theta')d\theta'}$$

Hier ist der so genannte Posterior $p(\theta|x)$ die Wahrscheinlichkeit, dass der Satz von Parametern θ bestimmte Werte annimmt, wenn die Daten x beobachtet wurden. Dabei ist $L(x|\theta)$ die Likelihood¹, einen Datensatz x zu beobachten, wenn θ gegeben ist. Die Funktion $\pi(\theta)$ heißt

¹Likelihood: A posteriori Wahrscheinlichkeit.

Prior und beschreibt die a priori Wahrscheinlichkeitsverteilung von θ . In ihr können alle vor der Messung bekannten Informationen über θ zusammengefasst werden.

Die Verwendung eines Priors ist einerseits eine große Stärke der Methode, da er es erlaubt, beliebig komplexe Informationen über die Parameter θ zu verwenden und den Posterior so besser zu machen. Andererseits gehen in den Prior damit aber Informationen ein, die subjektiv sind. Die Angabe eines mit der Bayes'schen Methode gewonnenen Ergebnisses erfordert damit also auch die Angabe des Priors sowie der verwendeten Likelihood-Funktion $L(x|\theta)$, um objektiv nachvollziehbar zu sein. Schließlich können verschiedene Analysen derselben Daten unterschiedliche Ergebnisse liefern, abhängig davon, welche a priori Informationen verwendet wurden.

Ein Ausweg, diese Subjektivität zu reduzieren besteht darin, als Prior eine Konstante zu benutzen, beziehungsweise eine Sprungfunktion, um negative Werte zu unterdrücken. Dieser liefert dann numerisch identische Ergebnisse mit dem unten beschriebenen Frequentistischen Ansatz.

Der Posterior kann nun verwendet werden, um Konfidenzintervalle oder -grenzen zu berechnen. Dafür muss man ein Konfidenzniveau α vorgeben, das festlegt, mit welcher Wahrscheinlichkeit θ innerhalb des Intervalls bzw. der Grenze liegt. Die Intervalle müssen dann

$$\alpha = \int_{\theta_1}^{\theta_2} p(\theta|x)d\theta$$

erfüllen. Um obere Grenzen zu erhalten, setzt man $\theta_1 = \theta_{min}$, also gleich dem Minimalwert. Für ausschließlich positive Größen ist das üblicherweise $\theta_1 = 0$. Bei der Bestimmung von Intervallen tritt eine Ambiguität dadurch auf, dass sich die Bedingung durch verschiedene Kombinationen von θ_1 und θ_2 erfüllen lässt. Üblicherweise löst man diese, indem man fordert, dass $p(\theta|x)$ überall innerhalb des Intervalls größer sein muss als außerhalb.

7.1.2. Frequentistische Statistik. Die Anwendung klassischer statistischer Methoden führt direkt zur Neymann-Methode [54] zur Berechnung von Konfidenzintervallen und oberen Konfidenzgrenzen.

Definition und Konstruktion von Neymann Intervallen. Dieser so genannte Frequentistische Ansatz bestimmt Wahrscheinlichkeiten

$$P(\mu \in [\mu_1, \mu_2]) = \alpha$$

so dass die Wahrscheinlichkeit, dass der wahre (aber unbekannte) Wert des Parameters μ mit einer Wahrscheinlichkeit α im Intervall $[\mu_1, \mu_2]$ liegt².

Zur Bestimmung dieser Konfidenzintervalle oder -grenzen benutzt man zunächst eine Hilfskonstruktion in der man Akzeptanzintervalle für verschiedene Annahmen von μ erstellt, so dass:

$$(7.1.1) \quad P(x \in [x_1, x_2]|\mu) = \alpha$$

Da diese Bedingung noch nicht zu eindeutigen Intervallen für x führt, benötigt man noch eine weitere einschränkende Bedingung. Üblicherweise wählt man zur Berechnung von Konfidenzintervallen

$$(7.1.2) \quad P(x < x_1|\mu) = P(x > x_2|\mu) = (1 - \alpha)/2$$

²Insbesondere ist darauf hinzuweisen, dass diese Wahrscheinlichkeit P eine Aussage darüber macht, den Datensatz x zu beobachten unter der Annahme des Parameterwertes μ und nicht über die Wahrscheinlichkeitsverteilung des wahren Parameterwertes μ_t .

so dass die Wahrscheinlichkeit, x oberhalb bzw. unterhalb des Akzeptanzintervalls zu finden gleich ist. Um Grenzen zu bestimmen wird

$$(7.1.3) \quad P(x < x_1 | \mu) = 1 - \alpha$$

gewählt.

Um aus diesem Konfidenzband nun aufgrund eines experimentell bestimmten Messwerts ein Konfidenzintervall zu bestimmen, schließt man in das Konfidenzintervall alle Werte von μ ein, deren Akzeptanzintervall x einschließt.

Anwendung auf Poissonverteilungen und Berücksichtigung von Untergrund.

Wenn, wie in dieser Analyse, die Messung nur ganzzahlige Ergebnisse zulässt, ergeben sich bei der Erstellung von Konfidenzintervallen einige weitere Komplikationen. Zunächst ist die Wahrscheinlichkeit n Ereignisse zu beobachten durch eine Poissonfunktion gegeben:

$$P(n|\mu) = \mu^n \cdot \frac{e^{-\mu}}{n!}$$

Die Gleichungen für die Konfidenzintervalle 7.1.1 bis 7.1.3 lassen sich für den ganzzahligen Fall nicht mehr exakt erfüllen. Man modifiziert sie dahingehend, dass

$$\begin{aligned} P(\mu \in [\mu_1, \mu_2]) &\geq \alpha \\ P(n \in [n_1, n_2] | \mu) &\geq \alpha \\ P(n < n_1 | \mu) &\leq 1 - \alpha \end{aligned}$$

...

Folglich schließen die so gewonnenen Intervalle die ursprünglich geforderten Eigenschaften sicher ein, übertreffen diese im ungünstigsten Fall erheblich („Überabdeckung“). Gelegentlich wird Überabdeckung zwar als wünschenswert empfunden (was im Gegensatz von Unterabdeckung sicher richtig ist) und als konservativer Ansatz begrüßt, jedoch ist herauszustellen, dass konservativere Grenzen prinzipiell durch die Erhöhung von α erzielt werden sollten, da dadurch die Eigenschaften der Grenzen quantifizierbar gehalten werden.

Bei Analysen wie dieser muss weiterhin berücksichtigt werden, dass nicht alle von der Selektion erfassten Ereignisse aus dem gesuchten Prozess stammen, sondern auch Untergrundprozesse beitragen. Die Zahl der Untergrundereignisse ist normalerweise ebenfalls poissonverteilt mit einem Mittelwert b . Die Wahrscheinlichkeitsverteilung wird dann zu

$$P(n|\mu, b) = (\mu + b)^n \cdot \frac{e^{-(\mu+b)}}{n!}$$

erweitert.

In diesem Szenario kann ein weiteres Problem auftreten, nämlich dass die gemessene Zahl von Ereignissen unter der allein aus Untergrund erwarteten liegt. Dann liegt der Zentralwert des Konfidenzintervalls in einem unphysikalischen Bereich ($\mu < 0$ ist offensichtlich nicht zulässig). In diesem Fall können immer noch Grenzen errechnet werden, mit Ausnahme der Messung von Null Ereignissen, was zu einem leeren Konfidenzintervall führt.

An dieser Stelle sollte auch auf eine weitere Problematik hingewiesen werden. Falls nicht bereits vor der Messung entschieden wird, ob die Daten zur Berechnung eines Konfidenzintervalls oder einer oberen Grenze benutzt werden, kann die Entscheidung anhand der Daten zu einer erheblichen Verzerrung des Ergebnisses führen bis hin zu einer signifikanten Unterabdeckung der Konfidenzbänder.

Cousins und Feldman Ordnungsprinzip. Zur Reduktion der Überabdeckung und zur Lösung des Entscheidungsproblems wurde von Cousins und Feldman ein neues Ordnungsprinzip vorgeschlagen, das in der Konstruktion von Neymann Intervallen inhärent benötigt wird und die von Gleichung 7.1.2 und 7.1.3 (bzw. der zugehörigen Ungleichungen) eingeführte Ordnung ersetzt.

Das neue Ordnungsprinzip beruht auf Wahrscheinlichkeitsverhältnissen. Im Falle von poissonverteilten Größen berechnet man nicht nur $P(n|\mu)$ sondern jeweils auch $P(n|\mu_{best})$, wobei μ_{best} die Größe maximiert. Daraus kann dann das Wahrscheinlichkeitsverhältnis

$$R(n) = \frac{P(n|\mu)}{P(n|\mu_{best})}$$

ermittelt werden. Zur Konstruktion von Akzeptanzintervallen addiert man nun alle $P(n|\mu)$ in der Reihenfolge absteigender R bis $\alpha < \sum P(n|\mu)$. In das Akzeptanzintervall für μ fallen dann alle für die Summe verwendeten n .

Dabei ist zu beachten, dass in einigen Fällen das Akzeptanzintervall nicht zwingend zusammenhängend ist. Für die praktische Nutzung schließt man jedoch die aufgrund der Methode entstandenen Lücken ein. Weiterhin kann es vorkommen, dass die so ermittelte obere bzw. untere Grenze des Konfidenzbandes nicht monoton ansteigt. Dies muss selbstverständlich ebenfalls durch passende Erweiterung des Konfidenzbandes behoben werden.

Diese Methode minimiert durch die Wahl der Elemente im Akzeptanzintervall die Überabdeckung soweit es für ganzzahlige Messgrößen möglich ist. Ein weiteres Problem, das durch diese Methode ebenfalls gelöst wird ist die Entscheidungsfindung anhand von Daten. Hier gehen - im Gegensatz zur klassischen Konstruktion von Konfidenzbändern - die Bereiche für obere Grenzen nahtlos in Konfidenzintervalle über. Damit ist es möglich, diese Entscheidung anhand der Messung zu fällen ohne das Ergebnis zu beeinflussen.

Einbeziehung systematischer Unsicherheiten. Für die Analyse der vorliegen Daten muss eine weitere Eigenschaft des Untergrunds in die statistische Beschreibung einbezogen werden. Da die einzelnen Untergrundkomponenten nur mit begrenzter Statistik generiert wurden und auch deren Wirkungsquerschnitt mit einem Fehler behaftet ist, kann der Erwartungswert des Untergrunds nicht als fest angesehen werden. Der Einfachheit halber wird in dieser Arbeit angenommen, dass sowohl die Fehler auf den Untergrund, als auch alle anderen systematischen Unsicherheiten eine Gauß-Form haben.

Um diesen Typ von Unsicherheiten in die Wahrscheinlichkeitsfunktion einzubeziehen, wird diese um entsprechende Terme erweitert und über die Unsicherheiten integriert [55]. Für den Fall gaußischer Fehler mit der Breite σ_b ergibt sich z.B. für die Berücksichtigung der Systematik auf den Untergrund folgende Erweiterung:

$$Q(n|\mu, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} \int_0^\infty P(n|\mu, b') \cdot e^{-\frac{(b-b')^2}{2\sigma_b^2}} db'$$

Die Integration über die Unsicherheiten ist eine klare Anleihe bei der Bayes'schen Statistik und zeigt an, dass an dieser Stelle a priori bekannte Informationen eingebracht werden, um die Wahrscheinlichkeitsverteilungen zu modifizieren. Daher ist diese Erweiterung der frequentistischen Methode als semi-bayesisch zu betrachten. Diese Art der Erweiterung kann auch leicht für beliebig viele fehlerbehaftete Größen formuliert werden.

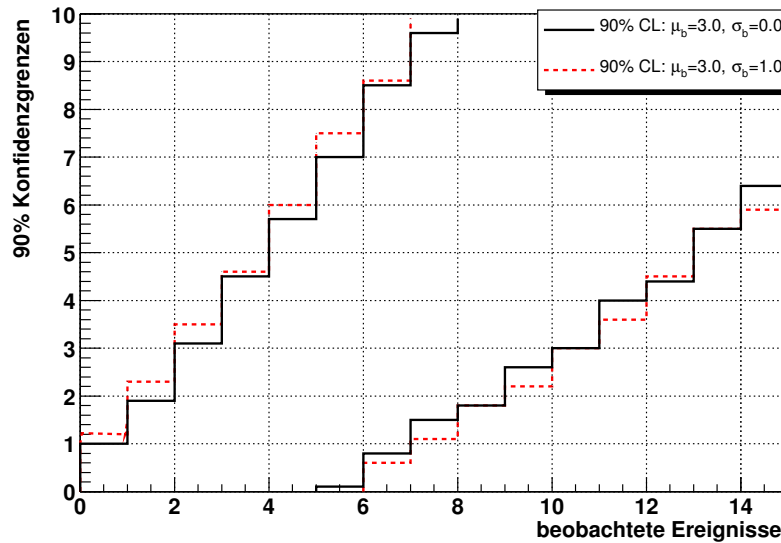


ABBILDUNG 7.1. Illustration der 90% Konfidenzbänder für einen Untergrund von $b=3.0$. Die durchgezogene Kurve ist für festen Untergrund, die gestrichelte für $\sigma_b = 1.0$.

Abbildung 7.1 illustriert die 90% Konfidenzbänder für verschiedene Parametersätze. Die durchgezogenen Linien markieren das Konfidenzband, das sich aus dem Cousins und Feldman Ordnungsprinzip für einen festen Untergrund von $b=3.0$ ergibt. Die gestrichelten Linien entsprechen dem gleichen Untergrund, der jedoch mit der Erweiterung von Conrad mit einer gaußischen Unsicherheit von $\sigma_b = 1.0$ versehen wurde. Es ist gut zu erkennen, dass die Konfidenzintervalle bzw. oberen Grenzen durch die Einbeziehung des Untergrundes wie erwartet einen größeren Bereich umfassen.

Auswahl der verwendeten Methode. Für die Analyse der Daten in dieser Arbeit wird die gerade beschriebene Frequentistische Methode verwendet. Sie definiert eindeutige Verfahren zur Beschreibung von Signal, Untergrund und Unsicherheiten darauf und erfüllt so die Anforderungen dieser Analyse. Der Bayes'sche Ansatz ermöglicht es zwar, alle vor der Messung bereits bekannten Eigenschaften der Messgröße in die Berechnung einzubeziehen, jedoch geht dabei die Universalität der Methode verloren. Da die Bayes'sche Statistik für den vorliegenden Datensatz keine Vorteile für die Sensitivität der Analyse bietet, besteht kein Grund sie der Frequentistischen Methode vorzuziehen.

7.2. Berechnung des $Wb\bar{b}$ -Wirkungsquerschnittes

Die selektierten Daten stammen - wie bereits diskutiert - zu einem großen Teil aus der $Wb\bar{b}$ -Produktion. Damit sind sie geeignet, eine Messung des Produktionswirkungsquerschnitts dieses Prozesses zu ermöglichen. Allerdings stehen dafür in der vorliegenden Datenselektion nur sechs Ereignisse zur Verfügung, in denen man im Mittel 3.1 Untergrundereignisse erwartet. Die Messung wird also einen sehr großen statistischen Fehler haben und eine geringe Signifikanz.

Der Zentralwert des Wirkungsquerschnitts σ ist zunächst gegeben durch

$$\sigma = \frac{\langle n \rangle}{\mathcal{L} \cdot \epsilon},$$

wobei $\langle n \rangle$ ein Schätzer für die Ereigniszahl ist, \mathcal{L} die integrierte Luminosität und ϵ die Selektionseffizienz für das Signal.

Ausgehend von den simulierten Ereignissen ergibt sich zunächst eine Selektionseffizienz von $\epsilon = 0.48\%$ aus Tabelle 6.4. Allerdings ist an dieser Stelle zu berücksichtigen, dass die Simulation für diesen Prozess nicht den gesamten Wirkungsquerschnitt darstellt, da bereits auf Parton-Niveau Schnitte angebracht worden sind. Dort müssen die Partonen einen Transversalimpuls von mindestens 8 GeV aufweisen und im Bereich von $|\eta| < 3$ liegen, womit der niederenergetische Anteil des Prozesses verworfen wird. Unter der Annahme, dass die Verteilungen der Partonen korrekt beschrieben werden, hat dies jedoch keinen Einfluss auf die vorhergesagten Ereigniszahlen, da der Schnitt auf den Transversalimpuls der rekonstruierten Jets von 20 GeV weit genug von dem in der Simulation entfernt ist. Die Simulation deckt damit den gesamten von der Selektion erfassten Teil des Gesamtprozesses ab. Im Folgenden werden alle Berechnungen auf Basis der verfügbaren Simulation vorgenommen und machen daher nur Aussagen über den simulierten Teil der $Wb\bar{b}$ -Produktion und nicht über den gesamten Prozess.

Der Schätzer für die Ereigniszahl ergibt sich aus der Anzahl der selektierten Ereignisse abzüglich des erwarteten Untergrundes:

$$\langle n \rangle = N_{\text{selektiert}} - N_{\text{Untergrund}} = 6 - 3.1 = 2.9$$

Man erhält damit

$$\sigma_{Wb\bar{b} \rightarrow e\nu_e b\bar{b}} = 2.4 \text{ pb}$$

für den Produktionswirkungsquerschnitt im Zerfall nach Elektron und Neutrino mit den oben aufgeführten Einschränkungen auf Parton-Niveau. Berücksichtigt man zusätzlich das Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(W \rightarrow e\nu_e) = 0.108$, erhält man

$$\sigma_{Wb\bar{b}} = 21.8 \text{ pb.}$$

Für diese Analyse wurde entschieden, den Schnitt auf die Eigenschaften der Partonen in der Simulation nicht zu erhöhen, um Migrationseffekte, die aus der Auflösung der Energien der Jets stammen, klein zu halten.

Um die Fehler auf diese Werte zu ermitteln wurden 68% Konfidenzbänder mit der oben beschriebenen Feldman/Cousins/Conrad Methode berechnet.

Zur Anwendung dieser Methode werden verschiedene Komponenten benötigt, nämlich:

- der erwartete Untergrund
 - aus den simulierten Ereignissen, der einen kleinen Fehler hat, der durch die vorgegebene Statistik der Simulation sowie die Unsicherheiten aus den angebrachten Korrekturen gegeben ist
 - aus fehlidentifizierter QCD-Jet-Produktion und fälschlicher b -Identifikation, wo ein großer statistische Fehler vorliegt, da hier die Matrix-Methode mit sehr kleinen Ereigniszahlen benutzt wird,
- die Selektionseffizienz für das Signal
- die Luminosität mit Fehler.

Diese Informationen stehen alle zur Verfügung und werden in die Likelihood-Funktion integriert.

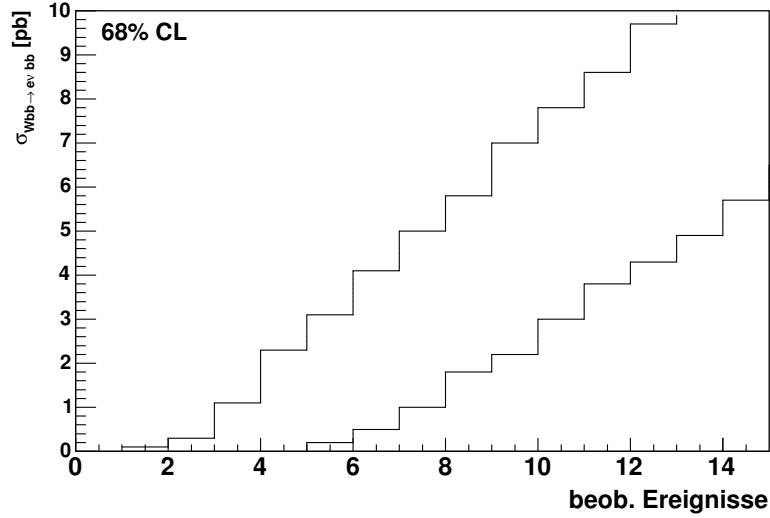


ABBILDUNG 7.2. Konfidenzband für die $Wb\bar{b}$ -Selektion für ein Konfidenzniveau von 68%.

Das Konfidenzband ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Das Konfidenzniveau von 68% entspricht bei Gauß'schen Fehlern einem 1σ -Intervall. Man erhält so ein Konfidenzintervall von $[0.2; 4.1]$ und damit $\sigma_{Wb\bar{b} \rightarrow ev_e} = 2.4_{-2.2}^{+1.7}(\text{sys} + \text{stat})$ pb bzw. $\sigma_{Wb\bar{b}} = 21.8_{-20.0}^{+15.5}$ pb. Diese Fehler sind vollständig von der geringen Statistik dominiert.

Eine systematische Unsicherheit, die nicht ganz einfach in die Berechnung der Konfidenzbänder integriert werden kann, ist der Fehler aus der Jet-Energie-Skala. Dessen Effekt wurde durch explizite Variation von $\pm 1\sigma$ separat bestimmt und beträgt ± 0.3 pb ($Wb\bar{b} \rightarrow ev_e b\bar{b}$).

Die Methode der Konfidenzbänder kann auch verwendet werden, um die Signifikanz der Messung abzuschätzen. Dazu wird das Konfidenzniveau so lange variiert bis die gemessene Ereigniszahl gerade innerhalb des Konfidenzintervalls liegt. Das dazugehörige Konfidenzniveau kann man dann als Konfidenzniveau der Messung betrachten. Für die vorliegenden $Wb\bar{b}$ -Daten erhält man so ein Konfidenzniveau für das Signal von 76%. Dies entspricht bei einer Gauß'schen Verteilung einer Signifikanz von 1.17σ . Die vorliegende Messung ist also von den üblicherweise geforderten 3σ noch weit entfernt.

Daher ist es auch sinnvoll, die Daten zur Berechnung einer oberen Grenze auf den Wirkungsquerschnitt mit einem Konfidenzniveau von 95% zu verwenden. Das 95% Konfidenzband ist ebenfalls in Abbildung 7.2 gezeigt. Man erhält also:

$$\sigma_{Wb\bar{b} \rightarrow ev_e b\bar{b}}^{95} = 6.7 \text{ pb bzw. } \sigma_{Wb\bar{b}}^{95} = 60.9 \text{ pb.}$$

7.3. Berechnung von Grenzen für den WH-Produktionswirkungsquerschnitt

Auch für die auf WH-Ereignisse optimierte Selektion wird eine Likelihood-Funktion aufgestellt und der Untergrund und dessen Unsicherheit integriert.

Die neben den Ereigniszahlen entscheidenden Informationen sind der Untergrund und die Selektionseffizienz für das Signal. Sie sind in den Tabellen 7.1 bzw. 7.2 zusammengefasst.

Der Einfluss der Unsicherheit auf die Jet-Energie-Skala wird auch hier getrennt betrachtet, weil die sich daraus ergebenden Unsicherheiten nicht leicht in dem Formalismus von Conrad

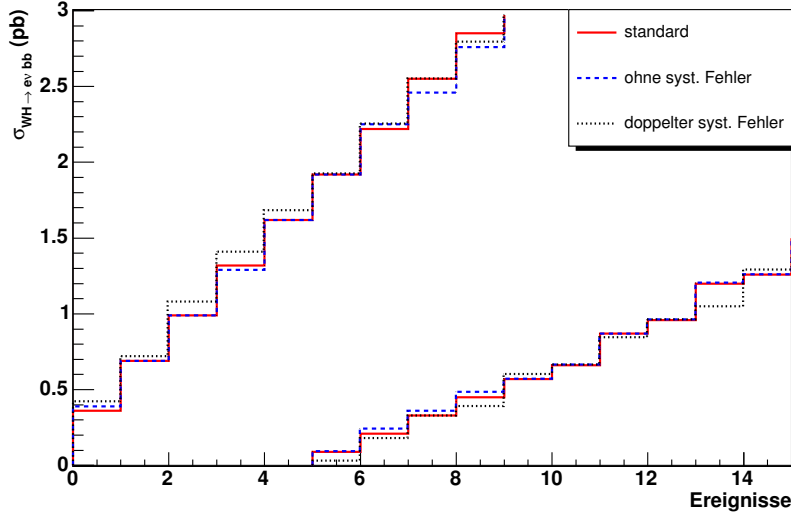


ABBILDUNG 7.3. Konfidenzbänder zur Bestimmung von Grenzen auf den WH-Produktionswirkungsquerschnitt für $m_H = 115$ GeV. Die unterschiedlichen Linien zeigen die Ergebnisse mit den berechneten systematischen Fehlern, sowie ohne systematische Fehler und mit doppelten Fehlern.

Higgs-Masse	JES -1σ	standard	JES $+1\sigma$
115 GeV	2.16 / 0.14	2.07 / 0.14	2.20 / 0.14
125 GeV	2.49 / 0.16	2.43 / 0.16	2.56 / 0.16
135 GeV	2.11 / 0.13	2.05 / 0.16	2.13 / 0.13

TABELLE 7.1. Untergrunderwartung (insgesamt / nur Fehlidentifikation und Mistags) für verschiedene Higgs-Massen und Jet-Energie-Skala Abweichungen.

Higgs-Masse	JES -1σ	standard	JES $+1\sigma$
115 GeV	2.19%	2.32%	2.12%
125 GeV	2.51%	2.53%	2.30%
135 GeV	2.45%	2.53%	2.25%

TABELLE 7.2. Selektionseffizienz für Higgs-Bosonen für verschiedene Higgs-Massen und Jet-Energie-Skala Abweichungen.

beschrieben werden können. Daher wurde für die simulierten Ereignisse die Jet-Energie-Skala um eine Standardabweichung nach oben bzw. unten variiert und die daraus resultierende Untergrunderwartung ermittelt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in den Tabellen angegeben.

In Abbildung 7.3 ist exemplarisch das errechnete 95% Konfidenzband für eine Higgs-Masse von 115 GeV gezeigt. In diesem Diagramm ist abzulesen, dass bei drei beobachteten Ereignissen maximal ein Wirkungsquerschnitt von 1.32 pb für den Prozess $WH \rightarrow e\nu_e b\bar{b}$ akzeptiert wird. Dividiert durch das Verzweungsverhältnis $BR(W \rightarrow e\nu_e) = 0.108$ ergibt sich somit für die

Higgs-Masse	JES -1σ	standard	JES $+1\sigma$
115 GeV	12.78 pb	12.22 pb	13.06 pb
125 GeV	10.56 pb	10.56 pb	11.39 pb
135 GeV	11.39 pb	8.61 pb	12.50 pb

TABELLE 7.3. Obere Grenzen für den Produktionswirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons. Die angegebenen Zahlen entsprechen einem Konfidenzniveau von 95%.

Produktion von WH-Paaren eine Obergrenze von 12.22 pb mit einem Konfidenzniveau von 95%. In Tabelle 7.3 sind die Ergebnisse für alle betrachteten Higgs-Massen und die Variation der Jet-Energie-Skala zusammengefasst.

Die Tabelle gibt auch eine Übersicht über die wichtigste Quelle systematischer Unsicherheiten, die nicht direkt in die Ermittlung der Grenzen eingeht, nämlich der Jet-Energie-Skala. Um deren Einfluss zu untersuchen, wird die gesamte Analyse wiederholt³, wobei die JES jeweils um 1σ erhöht bzw. reduziert wird. Es ist zu beobachten, dass bei den kleineren der betrachteten Massen der Einfluss der JES recht gering ist und sich im Bereich von 10%, entsprechend etwa 1 pb, bewegt. Bei der größten betrachteten Higgs-Masse von 135 GeV ist der Einfluss erheblich stärker, da in diesem Massenbereich die Trennung von Untergrund aus Top-Produktion schwieriger wird und sensitiver auf die Optimierung der Schnitte auf HT und m_{jj} ist. Bei allen untersuchten Higgs-Massen fällt auf, dass die positive als auch die negative Verschiebung der JES die berechneten Grenzen verschlechtert. Das heißt auch, dass die Optimierung der Analyse wesentlich von der JES abhängt und nur für die gewählte JES optimal ist.

Bei Reduzierung der JES reduziert sich zwar der Untergrund aus $Wb\bar{b}$ -Produktion, andererseits werden mehr $t\bar{t}$ -Ereignisse akzeptiert, da weniger Jets qualifiziert werden und somit mehr Viel-Jet-Ereignisse in das zwei Jet Bin migrieren. Dazu kommt, dass so insgesamt weniger Ereignisse mit mindestens zwei Jets gefunden werden und damit die Selektionseffizienz für das Signal sinkt. Sowohl der erhöhte Untergrund, als auch die schlechtere Selektionseffizienz führen letztlich zu einer Verschlechterung der Grenze.

Bei erhöhter JES tritt der umgekehrte Effekt ein: Es werden insgesamt mehr Ereignisse mit mindestens zwei akzeptierten Jets gefunden, jedoch verwirft der Schnitt auf genau zwei Jets mehr Ereignisse, da auch mehr Ereignisse mit drei Jets gefunden werden. Dadurch verschlechtert sich einerseits wieder die Selektionseffizienz des Signals und andererseits erhöht sich der Untergrund: Es werden zwar mehr Ereignisse aus der Top-Produktion verworfen, aber der Beitrag von $Wb\bar{b}$ steigt drastisch an, da das Spektrum der Jet-Transversalimpulse stark abfällt und so von der Erhöhung der JES in besonderem Maß profitiert. So verschlechtert sich auch in diesem Fall die Grenze auf die Higgs-Produktion.

Die systematischen Unsicherheiten, die direkt in die Berechnung der Grenzen eingehen, sind die Fehler auf die erwartete Zahl von Untergrundereignissen und auf die Luminosität. Der Fehler auf die Luminosität ist fest und wird von der Luminositäts-Gruppe mit 6.5% angegeben [57]. Der Fehler auf die Untergrundereignisse setzt sich wiederum aus zwei Komponenten zusammen, die getrennt betrachtet werden, nämlich die Fehler auf die Zahl der simulierten Ereignisse und die der fehlidentifizierten QCD Ereignisse.

³Dabei werden die vorher ermittelten Schnitte beibehalten und nicht auf die neue Situation optimiert!

Fehlerquelle	rel. Fehler	rel. Fehler bei doppelter Systematik
MC Statistik	11%	fest
Wirkungsquerschnitt	20%	40%
Luminosität	6.5%	6.5%
QCD Jet Produktion	60%	100%

TABELLE 7.4. Übersicht über die systematischen Unsicherheiten, die direkt in die Berechnung der Grenzen einfließen.

Für die QCD Ereignisse wird als Fehler der statistische Fehler bei deren Berechnung mittels der Matrix-Methode angenommen. Dieser kann mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung berechnet werden, da die Fehler aller Komponenten bekannt sind, wobei für die Ereigniszahlen ein Poisson-Fehler von $\sigma_n = \sqrt{n}$ verwendet wird. Dies führt jedoch bei den geringen Ereigniszahlen in den letzten Schritten der Selektion zu sehr großen Fehlern. Diese werden sich in Zukunft reduzieren, wenn mehr Daten zur Verfügung stehen. Darüber hinaus könnte möglicherweise ein Verfahren entwickelt werden, das die erwarteten QCD Ereignisse ausgehend von einer frühen Phase der Selektion (d.h. hohe Statistik und kleine Fehler) extrapoliert und damit den Fehler reduziert. In dieser Arbeit hat sich dieser Ansatz jedoch nicht als vorteilhaft erwiesen, da die Unsicherheiten der Extrapolation bei der geringen vorliegenden Datenmenge noch groß sind und in der Größenordnung der mit der Matrix-Methode berechneten liegen.

Die simulierten Ereignisse werden getrennt davon betrachtet, da deren Fehler aus anderen Quellen stammen. Zunächst muss die begrenzte Statistik der Simulation in den einzelnen Kanälen berücksichtigt werden. Als Fehler wird hier ein Poisson-Fehler angenommen, der für die Zahl der von der Analyse akzeptierten Ereignisse vor Normierung auf die Luminosität berechnet wird. Dieser Fehler wird schließlich ebenfalls darauf normiert und als Unsicherheit in diesem Kanal verwendet. Für die meisten Beiträge ergibt sich so ein Fehler von etwa 10%. Für einzelne Beiträge blieben nach den Selektionsschnitten jedoch nur wenige Ereignisse übrig, so dass deren Einzelfehler bis zu 20% beträgt. Diese Fehler könnten in Zukunft durch die Simulation mit größerer Statistik behoben werden. Der aus der endlichen Statistik der Simulation bedingte Gesamtfehler auf den Untergrund wird durch quadratische Addition der Werte aus den einzelnen Kanälen ermittelt und beträgt 11%.

Weiterhin wird berücksichtigt, dass der für die Simulation angenommene Wirkungsquerschnitt der verschiedenen Prozesse nicht sehr genau berechnet werden kann. Die Unsicherheit stammt hauptsächlich aus der Parametrisierung der Proton-Strukturfunktionen (s.a. Kap. 4.4). Der für den Wirkungsquerschnitt angenommene Fehler von 20% wird mit dem der begrenzten Simulations-Statistik ebenfalls quadratisch addiert. Der resultierende Wert wird als Gesamtfehler auf die simulierten Daten verwendet.

Die in der Berechnung der Grenzen integrierten systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst. Um deren Auswirkung auf die Grenzen zu veranschaulichen wurden die Berechnungen auch ohne diese Unsicherheiten durchgeführt. Ebenso wurden die Grenzen für doppelt große Systematik berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.3 als zusätzliche Linien dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass die vorliegende Analyse nur sehr schwach von den systematischen Effekten beeinflusst wird und die Grenzen überwiegend von der kleinen Ereigniszahl dominiert werden.

7.4. Vergleich der Grenzen mit vorherigen Studien

Zum Vergleich der vorliegenden Analyse mit der Studie der SUSY/Higgs Working Group (SHWG, [8]) aus dem Jahr 1999 wurde ausgehend von den hier ermittelten Effizienzen und Parametern eine Erwartung für die erreichbaren Grenzen ermittelt.

Zur Berechnung dieser erwarteten Grenzen wird der Untergrund für die jeweilige Luminosität extrapoliert und als (gemessene) Ereigniszahl dieser Untergrund angenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Wie zu sehen ist, pendelt sich die untere Grenze für $WH \rightarrow e\nu_e b\bar{b}$ bei etwa 0.18 pb ein, was einer Grenze von etwa 1.6 pb für die WH-Produktion entspricht. Dieser Wert liegt also etwa eine Größenordnung über der Vorhersage des Standardmodells. Damit ist die vorliegende Analyse also nicht geeignet, um bei größeren Datenmengen Grenzen zu liefern, die neue Erkenntnisse liefern würden.

Um die Ursachen für die Limitierung der Leistungsfähigkeit der Analyse zu ermitteln, wurden für die Extrapolation einzelne Komponenten verändert. Es hat sich dabei schnell gezeigt, dass ein wichtiges Problem in den Fehlern auf die Untergrunderwartung liegt. Reduziert man den Fehler auf die Jet-Produktion auf 20% und den auf die simulierten Daten auf 10%, sinkt die Grenze bei hohen Luminositäten auf etwa 0.1 pb, also etwa um einen Faktor 2. Auch diese Kurve ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Zum Vergleich sind auch Kurven eingezeichnet, die die systematischen Fehler ganz oder teilweise vernachlässigen und die zeigen, dass dann die Grenzen noch einmal besser werden. Die angenommene Reduktion des systematischen Fehlers ist durchaus im Rahmen des zukünftig Erreichbaren. Es werden für zukünftige Analysen mehr simulierte Ereignisse generiert, was die entsprechende Komponente der Systematik verringert. Der verbleibende Anteil aus der Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte aus den Fehlern auf die PDFs wird auch verringert werden können. Insbesondere die Wirkungsquerschnitte der beiden Hauptkomponenten des Untergrunds, nämlich $Wb\bar{b}$ und Top-Paar-Produktion, werden durch Messungen am Tevatron selbst bald präzisiert werden können.

Auch die Untergrundkomponente aus der Jet-Produktion kann mit einer größeren Datenmenge präziser bestimmt werden und so zur Verbesserung der Grenzen beitragen.

Allerdings liegen selbst die mit reduzierter Systematik berechneten Grenzen deutlich über den von der SHWG erwarteten⁴. Um die weiteren Ursachen für diese Diskrepanz zu ermitteln, wurden zunächst die erwarteten Ereigniszahlen für diese Analyse und die zwei von der SHWG betrachteten Analysestrategien (QFL' und SHW) zusammengetragen und auf 1 fb^{-1} normiert. Die Zahlen sind in Tabelle 7.5 zusammengefasst. Der auffälligste Unterschied ist die Selektionseffizienz für das Signal von etwa einem Faktor 8(!). Dazu kommt, dass die Trennung von Signal und Untergrund in der SHWG Studie deutlich besser gelingt als in der vorliegenden Analyse. Diese beiden Diskrepanzen sind näher zu untersuchen.

Für die Differenz in der Selektionseffizienz konnten mehrere wichtige Faktoren ausgemacht werden. Der wichtigste davon liegt in der b -Tagging Effizienz. Während für das WH Signal in der Studie eine mittlere Wahrscheinlichkeit, zwei b -Tags in einem Ereignis zu finden, von 38% resultiert, sind es in der vorliegenden Arbeit nur 14%. Dies entspricht bereits einem Faktor von 2.7! Entscheidend für die Weiterentwicklung dieses Analysetyps ist es also, die Effizienz

⁴Um die Grenzen vergleichen zu können, muss man berücksichtigen, dass in der SHWG Studie auch die Kanäle $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ und $WH \rightarrow \tau\nu b\bar{b}$ berücksichtigt wurden, was etwa einem Faktor 3 in der Datenmenge entspricht. Ebenso wurde dort berücksichtigt, dass zwei Experimente Daten liefern (Faktor 2). Insgesamt muss also ein Faktor 6 für die Datenmengen angenommen werden. Will man also die Extrapolation dieser Analyse auf 4 fb^{-1} abschätzen, so muss die Grenze in Abbildung 7.4 bei $4 \text{ fb}^{-1} \cdot 6 = 24 \text{ fb}^{-1}$ abgelesen werden.

	SHWG				
	diese Analyse	QFL' (total)	QFL' (nur e)	SHW (total)	SHW (nur e)
WH	0.2	3.7	1.5	4	1.6
Untergrund	8.0	49.3	20.0	72	28.8
S/B	0.025	0.075	0.075	0.056	0.056

TABELLE 7.5. Übersicht über die erwarteten Ereigniszahlen pro fb^{-1} für diese Analyse bzw. die Szenarien der SHWG.

für b -Identifikation zu verbessern. Ein weiterer Unterschied liegt in den unterschiedlichen Jet-Rekonstruktions-Algorithmen. Die SHWG benutzt einen Konus Jet mit Radius $\Delta R < 0.7$, während hier $\Delta R < 0.5$ verwendet wird, was zu einer geringeren Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Jets führt. Leider sind die Daten in der SHWG nicht ausführlich genug, um diesen Unterschied zu quantifizieren. Eine leicht unterschiedliche Jet-Selektion trägt ebenso etwas zu den beobachteten Differenzen bei. Ähnliches gilt für die Selektion von Elektronen. Bei diesen spielt unter anderem die hier angebrachte Einschränkung auf das zentrale Kalorimeter eine Rolle. Schließlich unterscheiden sich auch die angenommenen Wirkungsquerschnitte für die WH-Produktion. Während in dieser Arbeit der von PYTHIA ermittelte Wert verwendet wird, multipliziert die SHWG ihn mit einem k-Faktor von etwa 1.5. Insgesamt kann so die Diskrepanz zwischen dieser Analyse und der SHWG-Studie erklärt werden.

Für die bessere Untergrundunterdrückung ist hauptsächlich der Jet-Sektor verantwortlich. Die effizientere Jet Selektion führt dazu, dass das Veto auf einen dritten Jet mehr Top-Ereignisse verwirft. Die Trennung von $Wb\bar{b}$ -Untergrund ist in den gemessenen Daten deutlich schlechter, da die Energieauflösung für Jets bisher hinter den Erwartungen und auch der SHWG-Studie zurückbleibt. Wegen dieser Auflösung muss einerseits das Massenfenster für die Higgs-Selektion größer gewählt werden und andererseits fluktuieren mehr $Wb\bar{b}$ Ereignisse in dieses Fenster hinein.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, dass die Annahmen der SHWG gemessen an der tatsächlichen Leistung des Detektors als sehr optimistisch angesehen werden können. Ein Teil der Differenzen kann jedoch durch Verbesserungen im Bereich von Spurrekonstruktion und b -Identifikation sowie Jet-Rekonstruktion deutlich reduziert werden. Insbesondere sollte durch diese Verbesserungen die Selektionseffizienz des Signals, sowie dessen Trennung vom Untergrund verbessert werden. Beides wirkt sich positiv auf die Grenzen bzw. die Signifikanz der Analyse aus.

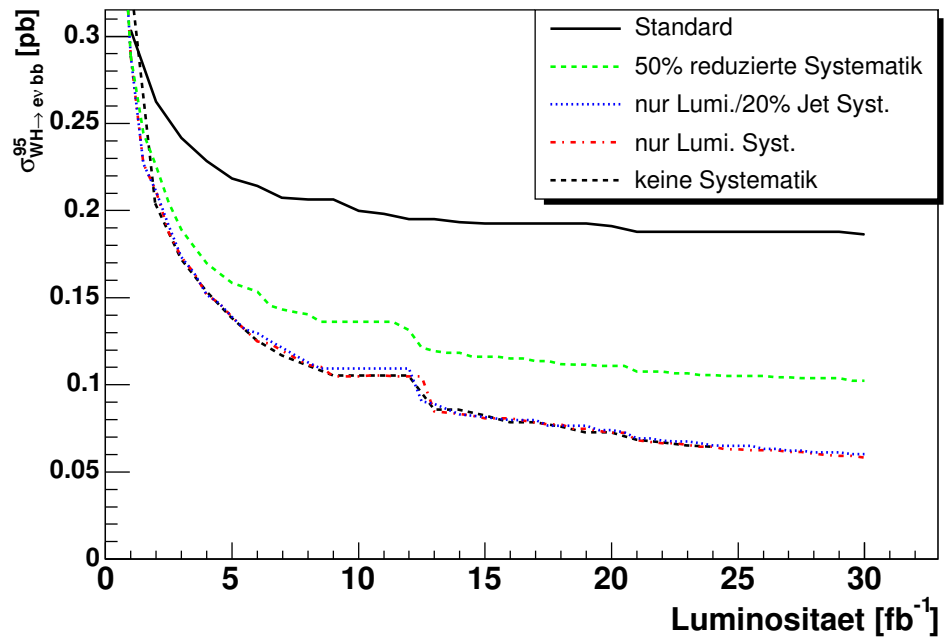


ABBILDUNG 7.4. Erwartete Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt der $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ Produktion. Die Extrapolation legt die in dieser Analyse ermittelten Effizienzen zugrunde. Die verschiedenen Kurven zeigen neben der hier verwendeten Systematik auch Szenarien mit reduzierten systematischen Unsicherheiten.

Zusammenfassung und Ausblick

8.1. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, für die vom DØ-Detektor aufgezeichneten Daten eine Selektion zu entwickeln, die zur Untersuchung des Prozesses $Wb\bar{b}$ und für die Suche nach einem leichten Higgs-Boson geeignet ist. Der betrachtete Kanal zur Higgs-Suche ist die assoziierte Produktion mit einem W-Boson, also: $p\bar{p} \rightarrow WH+X \rightarrow e\nu_e b\bar{b}+X$. Insgesamt stand für diese Analyse eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 255 \text{ pb}^{-1}$ zur Verfügung.

Zur Selektion dieser Prozesse, werden Ereignisse ausgewählt, die Elektronen und fehlenden Transversalimpuls erhalten, sowie zwei Jets, die sich als b -Jets identifizieren lassen. Um diese Selektion möglichst effizient zu gestalten, war es erforderlich, in vielen der benötigten Selektionsschritte neue Kenngrößen zu entwickeln, zu testen oder zu optimieren. Besonders intensiv wurde an der Optimierung der Identifikation von Elektronen gearbeitet. Hier galt das Hauptaugenmerk der Zuordnung von Spuren zu einem als elektromagnetisch klassifizierten Kalorimeter-Objekt. Ausführliche Studien haben ergeben, dass für die angestrebte Ereignisauswahl eine Likelihood-Größe mit einem Schnitt bei 0.4 optimale Ergebnisse liefert. Dieser Wert ergibt eine hohe Selektionseffizienz (95%), während die Anzahl fehlidentifizierter Ereignisse unter Kontrolle bleibt (24%).

Ein weiterer Schwerpunkt bei der Entwicklung der Analyse lag bei der Identifizierung von b -Jets. Der ausgewählte Algorithmus beruht auf der Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, dass die einem Jet zugeordneten Spuren von einem leichten (d , u , s) Quark oder einem Gluon stammen. Ist diese Wahrscheinlichkeit besonders klein, handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein b - oder c -Quark, wobei c -Quarks erheblich seltener so identifiziert werden können. Die Sensitivität der Analyse hängt entscheidend von der Selektionseffizienz ab, so dass für die b -Identifizierung ein möglichst loser Schnitt gewählt wurde.

Zunächst wurden Ereignisse mit einem Elektron, fehlendem Transversalimpuls und mindestens zwei b -Jets selektiert. Diese Ereignisse wurden zunächst genutzt, um den Wirkungsquerschnitt der $Wb\bar{b}$ -Produktion zu bestimmen. Zur Unterdrückung des Beitrags von $t\bar{t}$ -Produktion wurden weitere Schnitte auf die Jet-Multiplizität und die totale transversale Energie angewandt. Aus den verbleibenden Ereignissen kann der $Wb\bar{b}$ -Wirkungsquerschnitt ermittelt werden. Der unter Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses $\text{BR}(W \rightarrow e\nu_e) = 0.108$ errechnete Wert ist $\sigma_{Wb\bar{b}} = 21.8_{-20.0}^{+15.5}(\text{sys+stat}) \pm 2.8(\text{JES}) \text{ pb}$. Die Fehler sind dabei überwiegend von der geringen Ereigniszahl bestimmt. Wegen der geringen Signifikanz der Messung von etwa 1.2σ wurden die Ereigniszahlen auch zur Berechnung einer oberen Grenze auf den Wirkungsquerschnitt verwendet, die sich bei einem Konfidenzniveau von 95% zu $\sigma_{Wb\bar{b}}^{95} = 60.9 \text{ pb}$ ergibt.

Zur Ermittlung von Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt der WH-Produktion wird wieder die selbe Grundselektion von Daten verwendet. Zur Unterdrückung von Untergrund wird jedoch der Schnitt auf HT neu bestimmt und es wird zusätzlich auf die invariante Masse der

zwei b -Jets geschnitten. Beide Schnitte dienen dazu, neben der $t\bar{t}$ -Produktion auch den Prozess $Wb\bar{b}$ zu unterdrücken.

Um diese Schnitte zu optimieren wurde eine Methode entwickelt, die für alle Kombinationen von oberem und unterem Schnitt die erwartete Signifikanz des gesuchten Signals berechnet und als optimalen Satz von Schnitten die Kombination mit der maximalen Signifikanz auswählt.

Aus den letztendlich ausgewählten Ereignissen wurden Grenzen auf den WH-Produktionswirkungsquerschnitt ermittelt. Dafür wurde die statistische Methode von Feldman und Cousins angewandt, nachdem sie nach den Vorschlägen von Conrad et al. erweitert worden war, um systematische Unsicherheiten zu berücksichtigen.

Für ein Standardmodell Higgs-Boson der Masse 115 GeV kann eine obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{WH}}^{95} = 12.2$ pb angegeben werden. Für höhere Massen bis 135 GeV werden ähnliche Grenzen ermittelt. Diese Grenzen sind jedoch noch fast zwei Größenordnungen oberhalb der Vorhersage des Standardmodells von $\sigma_{\text{WH}} \approx 0.1$ pb.

8.2. Ausblick

Um mit dieser Analyse neue, über LEP hinausgehende Ausschlussgrenzen für die Higgs-Masse zu erhalten, sind verschiedene Verbesserungen erforderlich. Einerseits ist erheblich mehr integrierte Luminosität erforderlich, andererseits sind auch wesentliche Verbesserungen in der Selektionseffizienz und der Untergrundabschätzung notwendig. Zur Erhöhung der Selektionseffizienz ist es vor allem erforderlich, die Leistungsfähigkeit der b -Identifikation zu steigern. Weitere Verbesserungen könnten sich aus der Weiterentwicklung der Jet-Identifikation ergeben, besonders bei der Tagbarkeit und der Trennung von elektronischem Rauschen. Eine bessere Jet-Auflösung hätte einen positiven Einfluss auf die Trennung von Signal und Untergrund. Bei der statistischen Auswertung spielen die Fehler auf die Abschätzung des Untergrunds eine wichtige Rolle. Für die Analyse ist es zwingend erforderlich, diese Fehler deutlich von derzeit etwa 25% auf unter 10% zu reduzieren. Mit genaueren Messungen des $t\bar{t}$ - und $Wb\bar{b}$ -Produktionswirkungsquerschnitts sollte dieses Ziel im Rahmen des Run II erreichbar sein. Um schließlich die erforderlichen Grenzen auf die WH-Produktion zu erhalten, müssen zusätzlich alle verfügbaren Zerfallskanäle, also Myon- und Tau-Kanal, kombiniert werden.

Eine signifikante Messung des $Wb\bar{b}$ -Wirkungsquerschnitts wird in naher Zukunft möglich sein. Die im Sommer vorhandenen Daten von etwa 600 pb^{-1} werden zusammen mit der Kombination der Elektronen- und Myonkanäle voraussichtlich ausreichen.

Während bei der Suche nach Higgs-Bosonen die Möglichkeiten am Tevatron auf kleine Massen und geringe Signifikanzen beschränkt sind, eröffnen die zukünftigen Beschleuniger völlig neue Perspektiven. Am CERN befindet sich der *Large Hadron Collider* (LHC) im Bau und soll ab 2007 zwei Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV zur Kollision bringen und dabei instantane Luminositäten von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen. Damit wird innerhalb von fünf bis zehn Jahren Laufzeit eine integrierte Luminosität von weit über 100 fb^{-1} zu erreichen sein. Diese Energien und Luminositäten garantieren, dass die LHC-Experimente in der Lage sein werden, Higgs-Bosonen bis zu der theoretischen Massengrenze von ca. 1 TeV mit hoher Signifikanz zu beobachten [58] und einige seiner Eigenschaften, vor allem die Masse, genau zu vermessen. Andere Eigenschaften wie z.B. die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls oder die Kopplungsstärken an andere Teilchen und die Selbstkopplung können nur sehr schwer am LHC gemessen werden.

Diese Präzisionsmessungen werden erst möglich sein, wenn ein neuer Linearbeschleuniger zur Verfügung steht, der Elektronen und Positronen bei hoher Energie zur Kollision bringt. Dies wird der *International Linear Collider* (ILC) sein, der derzeit geplant wird und nach 2015 in Betrieb gehen soll.

ANHANG A

Glossar

A.1. Allgemeine Abkürzungen

- CC:** „*Central Calorimeter*“, Zentrales Kalorimeter
- CFT:** Central Fiber Tracker, Spurdetektor aus szintillierenden Fasern
- CHF:** „coarse hadronic fraction“, Energieanteil eines Kalorimeter Objekts im groben Hadronkalorimeter (äußerster Bereich)
- CPS:** „*central preshower*“, zentraler Bereich des Preshower Systems ($|\eta| < 1.1$)
- CSIP:** „counting signed impact parameter“, b-Tagging Algorithmus
- EC:** „end calorimeter“, Endkappen Kalorimeter
- EMF:** „electromagnetic fraction“, Energieanteil eines Kalorimeter Objekts in den elektromagnetischen Lagen (innerer Bereich)
- FNAL:** „Fermi National Accelerator Laboratory“
- FPS:** „forward preshower“, Vorwärtsbereich des Preshower Systems
- HM7/8:** „H-Matrix“ mit 7 bzw. 8 Parametern
- HOTF:** „hot cell fraction“, Verhältnis der transversalen Energie der energiereichsten zur nächsten Zelle
- ICD:** „inter cryostat detector“, Szintillatordetektor zwischen den Kryostaten des Kalorimeters, deckt die Lücken (ICR) zwischen diesen ab.
- ICR:** „inter cryostat region“, Bereich zwischen den Kryostaten des Kalorimeters, $0.8 < |\eta| < 1.4$.
- IP:** „impact parameter“, minimaler Abstand einer Spur zum rekonstruierten Primärvertex
- ISO:** „isolation“, zusätzlicher Energieanteil um einelektromagnetisches Kalorimeter Objekt in einem dieses umschließenden Isolationskegel
- JES:** „jet energy scale“, Jet-Energie-Skala
- JLIP:** „jet lifetime probability“, b-Tagging Algorithmus
- LBN:** „luminosity block number“, Luminositätsinformation in Intervallen von einer Minute integriert.
- LO:** *leading order*; Berechnung in führender Ordnung
- MDT:** „mini drift tubes“, Teil des Myon-Systems
- MET:** „missing E_T “, fehlende transversale Energie
- N90:** minimale Anzahl von Zellen, in denen insgesamt mehr als 90% der Energie eines Kalorimeter Objektes enthalten ist
- NLO:** *next to leading order*; Berechnungen in nächst-führender Ordnung
- PDF:** „parton distribution function“, Partonverteilungsfunktion
- PDT:** „proportional drift tube“, Proportional-Driftröhren im Myon-System
- PV:** „primary vertex“, Primärvertex

Run: Datennahme-Einheit des D0 Experiments. Ein Run umfasst die Datennahme mit unveränderter Detektorkonfiguration. Ein Run hat eine Länge von bis zu vier Stunden und enthält bis zu 500000 Ereignisse.

SC: (Scintillator Counter, Myon System)

SMT: Silicon Microstrip Tracker, Silizium Streifen Zähler

Store: Betriebseinheit des Tevatron. Als Store bezeichnet man eine Füllung des Beschleunigers mit Protonen und Antiprotonen, die dann bis zu 30 Stunden im Beschleuniger zirkulieren.

TRF: Tag Rate Function: Parametrisierung der b-Tagging Wahrscheinlichkeit

A.2. Trigger Terme

A.2.1. Level 1.

CEM: Elektron Trigger im CC: z.B. CEM(1,10.0) = EM Kandidat mit einem Tower über 10.0 GeV

TTK: Spur im CFT: TTK(1,10.0) = mindestens eine CFT Spur mit $p_T > 10$ GeV

TIS: Isolierte Spur im CFT, sonst wie TTK

A.2.2. Level 3.

- Trigger Liste v12:

ELE_NLV_SH: Elektron Kandidat mit losen Schauerform Schnitten, nach Korrektur auf Vertex und Nichtlinearitäten

ELE_NLV_SHT: wie ELE_NLV_SH, jedoch harte Schauerform Schnitte

ELE_NLV_T13: Loser Elektron Kandidat mit Spur innerhalb von $\Delta R < 0.2$ mit $p_T > 13.0$ GeV

- Trigger Liste v11 und früher:

LOOSE: Loser Elektron Kandidat (u.a. EMF>0.9)

LOOSE_SH_T: Loser Elektron Kandidat mit Schnitt auf transversale Schauerform

VLOOSE: Sehr loser Elektron Kandidat (EMF>0.8)

NOCUT: Elektron Kandidat ohne EMF Schnitt

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht über die Wechselwirkungen und die daran teilnehmenden Elementarteilchen	7
3.1	Typische Betriebsparameter des Tevatron im Run II.	21
4.1	Übersicht über die verschiedenen simulierten Prozesse.	35
5.1	Kriterien für lose und harte Selektion von Elektronen.	40
5.2	Breite der Verteilung der Z-Masse für Daten und simulierte Ereignisse, die mit unterschiedlichen Parametern verschmiert wurden.	47
5.3	Übersicht über die verwendeten Trigger in der Analyse.	57
6.1	Bestimmung der Luminosität für verschiedene Datennahme-Perioden.	60
6.2	Anzahl der Ereignisse aus unterschiedlichen Beiträgen für die verschiedenen Schnitte.	63
6.3	Auf die Signifikanz eines möglichen Higgs-Signals optimierte Schnitte für die Zwei-Jet-Masse.	70
6.4	Selektionseffizienz der unterschiedlichen Beiträgen für die verschiedenen Schnitte. Angaben in Prozent.	71
7.1	Untergrunderwartung (insgesamt / nur Fehlidentifikation und Mistags) für verschiedene Higgs-Massen und Jet-Energie-Skala Abweichungen.	80
7.2	Selektionseffizienz für Higgs-Bosonen für verschiedene Higgs-Massen und Jet-Energie-Skala Abweichungen.	80
7.3	Obere Grenzen für den Produktionswirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons. Die angegebenen Zahlen entsprechen einem Konfidenzniveau von 95%.	81
7.4	Übersicht über die systematischen Unsicherheiten, die direkt in die Berechnung der Grenzen einfließen.	82
7.5	Übersicht über die erwarteten Ereigniszahlen pro fb^{-1} für diese Analyse bzw. die Szenarien der SHWG.	84

Abbildungsverzeichnis

2.1	Illustration des Higgs-Potentials	10
2.2	Beispiel für Feynmandiagramme, deren Schleifen Beiträge von Higgs-Bosonen enthalten.	11
2.3	Anpassung der Higgsmasse an Standardmodell Parameter	12
2.4	Die wichtigsten Feynmandiagramme für die Produktion von Higgs-Bosonen.	13
2.5	Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnisse für Standardmodell Higgs-Bosonen	14
2.6	Entdeckungspotential für ein SM Higgs-Boson am Tevatron	14
2.7	Feynmandiagramme für WH und $Wb\bar{b}$ Produktion	15
3.1	Übersicht über den FNAL Beschleunigerkomplex	18
3.2	Luftaufnahme des FNAL	19
3.3	Entwicklung der Luminosität im Run II des Tevatron	20
3.4	Schematische Schnittzeichnung des DØ-Detektors.	21
3.5	Schnittzeichnung des Spurdetektors	22
3.6	Schematische Schnittzeichnung eines Kalorimeterquadranten	24
3.7	Die neue Ausleseelektronik für die Flüssig-Argon-Reinheitsmessung.	26
3.8	Schematische Übersicht über den Datenfluss in den Level 1 und 2 Triggern	28
5.1	Invariante Masse der Elektronen in Z-Ereignissen	41
5.2	Eigenschaften der verschiedenen Spurzuordnungsmethoden für Elektronen in Abhängigkeit des Schnittes.	41
5.3	Verhältnis der Ereigniszahlen mit einem losen bzw. harten Elektron-Kandidaten in Abhängigkeit der fehlenden transversalen Energie.	42
5.4	Fehlerrate der Spurzuordnung zu Kandidaten für Elektronen für verschiedene Algorithmen.	43
5.5	Fehlerrate der Spurzuordnung zu Kandidaten für Elektronen in Abhängigkeit der Effizienz.	44
5.6	Signifikanz der $W+2$ Jet Produktion für verschiedene Likelihood Schnitte.	45
5.7	Verteilung der Likelihood von Elektronen-Kandidaten der $W+2$ Jet Selektion.	45
5.8	Breite des Z-Signals vor und nach der Verschmierung der Elektronen in den simulierten Ereignissen.	46

5.9	Spektrum des Transversalimpulses von Elektronen nach der Selektion von W-Ereignissen (Kap. 6.2) für verschiedene Korrekturen der simulierten Ereignisse.	48
5.10	Jet-Energie-Skala Korrekturfaktor für Jets aus echten Daten in Abhängigkeit von p_T und η .	49
5.11	Jet-Energie-Skala Korrekturfaktor aus simulierten Ereignissen in Abhängigkeit von p_T und η .	49
5.12	Fehlender Transversalimpuls nach Selektion von W-Ereignissen (Kap. 6.2) für verschiedene Korrekturen der simulierten Ereignisse.	51
5.13	Zerfallsvertex eines b -Quarks und Illustration des <i>impact parameter</i> . (PV=Primärvertex, SV=Sekundärvertex.)	52
5.14	Identifikationseffizienz des JLIP-Algorithmus für lose (loose) Anforderungen in simulierten Ereignissen.	55
5.15	Identifikationseffizienz des JLIP-Algorithmus für lose (loose) Anforderungen in Daten.	56
5.16	Triggereffizienz der gesamten Triggerkette (L1-L3) für Triggerlisten $\leq v11$ (links) und $v12$ (rechts).	58
6.1	Verteilung des Transversalimpulses der Elektronen nach der Selektion von W-Ereignissen (lineare und logarithmische Darstellung).	61
6.2	Verteilung des fehlenden Transversalimpulses nach der Selektion von W-Ereignissen (lineare und logarithmische Darstellung).	61
6.3	Transversale Masse aus Elektron und fehlendem Transversalimpuls.	61
6.4	Transversalimpuls des W-Bosons vor und nach Schnitt auf die transversale W-Masse.	62
6.5	Jet Multiplizität der „guten“ rekonstruierten Jets (links) und zusätzlich tagbare Jets (rechts).	64
6.6	Jet Multiplizität für Ereignisse mit zwei oder mehr tagbaren Jets. Der Prozess $W \rightarrow e\nu$ wurde mit ALPGEN+PYTHIA simuliert.	64
6.7	Transversalimpuls des führenden Jets in W+2-Jet Ereignissen (links), zusätzlich tagbare Jets (rechts).	65
6.8	Transversalimpuls des zweiten Jets in W+2-Jet Ereignissen (links), zusätzlich tagbare Jets (rechts).	65
6.9	Pseudorapidität der führenden guten Jets (links) und zusätzlich tagbarer Jets (rechts) in W+2-Jet Ereignissen.	65
6.10	Pseudorapidität der zweit-führenden guten Jets (links) und zusätzlich tagbarer Jets (rechts) in W+2-Jet Ereignissen.	66
6.11	Eigenschaften des W-Bosons in Ereignissen mit mindestens zwei tagbaren guten Jets.	66
6.12	Eigenschaften der beiden führenden Jets in Ereignissen mit mindestens zwei tagbaren guten Jets.	66
6.13	Jet Lifetime Probability (JLIP) für alle guten und tagbaren Jets.	67

6.14	Jet Multiplizität für Ereignisse mit mindestens zwei identifizierten b -Jets.	68
6.15	Verteilung der totalen transversalen Energie HT vor (links) und nach (rechts) dem Schnitt auf genau zwei Jets.	69
6.16	Signifikanz für verschiedene Schnittfenster auf HT für $Wb\bar{b}$ - (links) und WH-Ereignisse (rechts).	69
6.17	Invariante Masse der zwei Jets in Ereignissen mit genau zwei Jets, die beide einen b -Tag haben, vor und nach den Schnitten auf HT.	70
6.18	Signalsignifikanz für den Schnitt auf die invariante Zwei-Jet-Masse für ein Higgs-Boson der Masse 115 GeV.	71
7.1	Illustration der 90% Konfidenzbänder für einen Untergrund von $b=3.0$. Die durchgezogene Kurve ist für festen Untergrund, die gestrichelte für $\sigma_b = 1.0$.	77
7.2	Konfidenzband für die $Wb\bar{b}$ -Selektion für ein Konfidenzniveau von 68%.	79
7.3	Konfidenzbänder zur Bestimmung von Grenzen auf den WH-Produktionswirkungsquerschnitt für $m_H = 115$ GeV.	80
7.4	Erwartete Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt der WH Produktion.	85

Literaturverzeichnis

- [1] J.-E. Augustin: „Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation”, Physical Review Letters, Vol. 33, Nr. 23, p. 1406 (1974)
- [2] S.W. Herb et al. (E288 Kollaboration): „Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions”, Physical Review Letters, Vol. 39, Nr. 5, p. 252ff (1977)
- [3] S. Abachi et al.: „Observation of the Top Quark”, Physical Review Letters, Vol. 74, Nr. 14, p. 2632ff. (1995)
- [4] LEP working group for Higgs boson searches: „Search for the standard model Higgs boson”, CERN-EP/2003-011 (2003)
- [5] D. Perkins: „Hochenergiephysik”, Addison-Wesley Publishing Group (1990)
- [6] F. Halzen, A. Martin: „Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley & Sons (1984)
- [7] Frederic Teubert, „Precision Tests of the Electroweak Interactions”, ICHEP 2004 plenary session, August 2004
- [8] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber, J. D. Hobbs, et al, „Report of the Higgs Working Group of the Tevatron Run 2 SUSY/Higgs Workshop”, hep-ph/0010338 (2000)
- [9] M. Spira: „Higgs Boson Production and Decay at the Tevatron”, hep-ph/9810289 (1998)
- [10] FermiLab Visual Media Services Photo Database, http://vmsfmp2.fnal.gov/v1/VMSSearch_Online.htm
- [11] Fermilab Luminositäts-Seite: <http://www-bdnew.fnal.gov/operations/lum/lum.html>
- [12] S. Abachi, et al., „The DØ Detector”, Nucl.Instrum.Meth.A338:185-253 (1994)
- [13] Beschreibung des SMT:
http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/SMT_files/docs/smt_description.htm
- [14] Übersicht über den CFT: http://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_description.html
- [15] CPS Information: <http://d0server1.fnal.gov/users/qianj/CPS/doc/ken.pdf>
- [16] A. Gordeev et al., „Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the D0 Upgrade”, D0Note #3445: <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?3445> (1998)
- [17] L. Sawyer et al, „Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for D0 Run 2”, D0Note #2686, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?2686> (1997)
- [18] J. Kotcher, „Design, performance, and upgrade of the D0 calorimeter”, FERMILAB-CONF-95-007-E, <http://library.fnal.gov/archive/test-preprint/fermilab-conf-95-007-e.shtml> (1995)
- [19] G. Blazey, „The D0 Run II Trigger”, <http://niuhep.physics.niu.edu/~blazey/rt.ps>
- [20] W. Walkowiak, „Entwicklung von Flüssig-Argon-Reinheitsmeßgeräten für das ATLAS-Experiment und Messungen zur Energieauflösung eines hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters”, Shaker Verlag (1999)
- [21] D. Meder, „Eichung des Reinheitsüberwachungssystems des ATLAS Flüssig-Argon Kalorimeters”, Diplomarbeit Mainz (2000)
- [22] A. Hergesell, „Entwicklung einer CAN-basierten Datenerfassung für die Flüssig-Argon-Monitore am ATLAS-Experiment”, Diplomarbeit Mainz (2000)
- [23] S. Hagopian, „The Run 2 D0 Muon System at the Fermilab TeVatron”, 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italien; submittiert bei World Scientific (2002)
- [24] D0 Luminositätsmessung: Entwurf für D0Note#3973:
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/notes/lm_notes/status/firstyear/firstyear.ps
- [25] T. Sjöstrand et al., „High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1”, hep-ph/0010017, Computer Phys. Commun. 135 238-259 (2001)
- [26] G. Corcella et al., „HERWIG 6.5 Release Note”, hep-ph/0210213.
- [27] M. Mangano et al., „ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadron collisions”, hep-ph/0206293, JHEP 0307 (2003) 001
- [28] D0GSTAR Homepage: <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0gstar.html>

- [29] GEANT Dokumentation: „CERN Program Library Long Writeup W5013“:
http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant_html3/geantall.html
- [30] D0SIM Dokumentation: <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>
- [31] D0RECO Information: <http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/index.html>
- [32] H. L. Lai et al., „Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions“, hep-ph/9903282, Eur.Phys.J. C12 375-392 (2000)
- [33] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, „Parton distributions incorporating QED contributions“, hep-ph/0411040, <http://xxx.lanl.gov/abs/hep-ph/0411040>, Eur.Phys.J. C39 155-161 (2005)
- [34] John Campbell, Keith Ellis, „MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes“; <http://mcfm.fnal.gov>
- [35] Thomas Nunnemann, „(N)NLO Cross-Sections and K-Factors for Various Processes with Modern Parton Distribution Functions“, http://www-clued0.fnal.gov/~nunne/cross-sections/nnlo_xsect.html
- [36] S. Beauceron et al., „Systematic Studies Towards a new $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ Cross Section Limit“, D0Note#4384, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4383>
- [37] Dokumentation der Elektron ID Gruppe: http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/emid_docs.html
- [38] Zertifizierte Elektron ID (v5.0): http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v5_0.html
- [39] : M. Kado, R. Zitoun, „Measurement of the Z and W boson production cross sections in the electron mode in pp collisions at 1.96 TeV“, D0Note #4003, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4003>
- [40] E. Busato, B. Andrieu, „Jet Algorithms in D0 RunII Software: Description and User's Guide“, D0Note #4457, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4457>
- [41] Dokumentation der Jet Rekonstruktion:
http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/jetid/overview/jetid_software_overview.html
- [42] Jet Identifikation für P14 Daten: http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/calgo/jet/jetID_p14.html
- [43] Jet Energy Scale v5.1: http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v5.1/links.html
- [44] B. Abbott et al., „Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the D0 Calorimeters“, Nucl.Instrum.Meth. A424 352-394 (1999)
- [45] Missing Transverse Energy smearing:
http://www-d0.hef.kun.nl//askArchive.php?base=agenda&categ=a041047&id=a041047s1t3/-transparencies/calgo_june22.pdf
- [46] b-Identifikation Zertifizierung: http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14-certification.html
- [47] L. Feligioni et al., „Update on b-quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using DO-Reco version p14“, D0Note #4414, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4414>, sowie http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14/secvertex/secvertex_v2.html
- [48] R. Demina et al., „b-tagging with Counting Signed Impact Parameter method“, D0Note #4049, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4049>,
 R. Demina et al., „Measurement of b-tagging efficiency and mis-tagging rates with CSIP method“, D0Note #4432, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4432>, sowie http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14/CSIP/CSIP_v2.html
- [49] D. Bloch et al., „Performance of the JLIP b-tagger in p14“, D0Note #4348, <http://www-d0.fnal.gov/cgi-bin/d0note?4348>, sowie http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14/Jetprob/Jetprob_v1.html
- [50] Soft Lepton Tag: http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14/muonjet/SLT_v1.html
- [51] Übersicht über die Triggerlisten:
http://d0db.fnal.gov/trigdb/cgi/tdb_report_element.py?function=Trigger+List&intlname=global_CMT
- [52] Luminositäts Tools: http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/data_access/
- [53] K. Hagiwara et al, Physical Review D66, 010001-1 (2002)
- [54] G. Feldman, R. Cousins: „A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals“, physics/9711021 (1997), Phys.Rev. D57 (1998) 3873-3889
- [55] J. Conrad et al.: „Including Systematic Uncertainties in Confidence Interval Constriction for Poisson Statistics“, hep-ex/0202013 (2002), Phys.Rev. D67 012002 (2003)
- [56] W. Rolke et al.: „Confidence Intervals with Frequentist Treatment of Statistical and Systematic Uncertainties“, physics/0403059 (2004)
- [57] „The Updated D0 Luminosity Determination“, D0Note #4328, http://www-d0.fnal.gov/d0pub/d0_private/4328/m_4328_luminosity_short.pdf

- [58] B. Mellando: „Prospects of Higgs Physics at the LHC”, hep-ex/0211062