Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Gerhard Immanuel Brandt

aus Stuttgart

Juli 2003

Suche nach τ-Leptonen mit hohem Transversalimpuls aus Zerfällen einzeln erzeugter *top*-Quarks bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Gerhard Brandt durchgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Franz Eisele

Zusammenfassung

Suche nach τ-Leptonen mit hohem Transversalimpuls aus Zerfällen einzeln erzeugter *top*-Quarks bei HERA

Eine Suche nach Erzeugung einzelner *top*-Quarks durch flavorändernde neutrale Ströme in *ep*-Kollisionen anhand der hadronischen Endzustände von τ-Leptonen aus der Zerfallskette $t \rightarrow bW \rightarrow \tau\nu_\tau + b$ Jet im H1-Detektor an HERA (bei DESY, Hamburg) wird vorgestellt. Die Suche komplettiert eine vorangehende Analyse der Elektron-, Myon- und Hadron-Kanäle des W-Zerfalls [7]. Sie ist motiviert durch die Beobachtung von Ereignissen im H1 Detektor, die ein einzelnes Lepton und einen hohen fehlenden sowie einen hohen hadronischen Transversalimpuls aufweisen [3]. Die in den Jahren 1996 bis 2000 mit dem H1-Detektor aufgenommenen Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von 113.12 pb^{-1} werden untersucht. Im Rahmen der Analyse wurden umfangreiche Studien zur Identifikation von τ-Leptonen mit hohem Impuls im H1-Detektor durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Studien werden zur Unterscheidung von Jets aus der Fragmentation von Quarks und Gluonen und von Jets aus dem hadronischen Zerfall von τ-Leptonen verwendet. Für hadronische *1-prong* und *3-prong* Zerfälle von τ-Leptonen im Zentralbereich des H1-Detektors wird eine Ausschlussgrenze auf die Erzeugung von *top*-Quarks in *ep*-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318$ GeV zu $\sigma < 4.47$ pb auf 95% Konfidenzniveau bestimmt. Für die effektive FCNC-Kopplungskonstante $\kappa_{tu\gamma}$ ergibt sich eine Ausschlussgrenze $\kappa_{tu\gamma} < 0.69$ auf 95% Konfidenzniveau.

Abstract

Search for τ-Leptons with High Transverse Momentum from the Decay of Singly Produced *top*-Quarks at HERA

A search for production of single *top*-Quarks via flavor changing neutral currents in *ep*-collisions exploiting the hadronic final state of τ-leptons from the decay chain $t \rightarrow bW \rightarrow \tau\nu_\tau + b$ Jet in the H1 detector at HERA (DESY, Hamburg) is presented . The search completes a previous analysis of the electron, muon and hadronic channels of the W-decay [7]. It is motivated by the observation of events in the H1 detector that feature a single lepton and a high missing as well as a high hadronic transverse momentum [3]. Data taken with the H1 detector in the years 1996 to 2000 corresponding to an integrated luminosity of 113.12 pb^{-1} are being analyzed. In the framework of this analysis extensive studies on the identification of τ-leptons with high momenta in the H1 detector are carried out. Results of these studies are used for the discrimination of jets from the fragmentation of quarks and gluons against jets from the hadronic decay of τ-leptons. For hadronic *1-prong* and *3-prong* decays of τ-leptons in the central region of the H1 detector an upper limit on the production of *top*-quarks in *ep*-collisions at a center-of-mass energy $\sqrt{s} = 318$ GeV is calculated to be $\sigma < 4.47$ pb at 95% confidence level. For the effective FCNC coupling constant $\kappa_{tu\gamma}$ a limit of $\kappa_{tu\gamma} < 0.69$ at 95% confidence level is obtained.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung . . . 5
Abstract . . . 5

Einleitung **9**

1. Beschleuniger und Detektor **11**
1.1. Der HERA Beschleuniger . . . 11
1.2. Das H1 Experiment . . . 13
1.2.1. Entwurfsziele und Aufbau . . . 13
1.2.2. Solenoidmagnet und Eisenjoch . . . 13
1.2.3. Kalorimeter . . . 13
1.2.4. Spurkammer-Systeme . . . 16
1.2.5. Hilfssysteme . . . 17

2. Rekonstruktion der Ereignis-Kinematik **19**
2.1. Koordinatensysteme im H1 Detektor . . . 19
2.2. Größen des hadronischen Endzustandes . . . 20
2.3. Kinematik tiefinelastischer *ep*-Streuung . . . 21

3. Zur Theorie **23**
3.1. Erzeugung einzelner *top*-Quarks bei HERA . . . 23
3.1.1. Erzeugung im Standard Modell . . . 23
3.1.2. Erzeugung durch FCNC jenseits des Standard Modells . . . 23
3.1.3. Zerfall und Rekonstruktion des *top*-Quarks . . . 24
3.2. Untergrund-Prozesse bei HERA . . . 28
3.2.1. Signalartiger Untergrund . . . 28
3.2.2. *ep*-Untergrund mit großem Wirkungsquerschnitt . . . 29
3.2.3. Nicht-*ep*-Untergrund . . . 31
3.3. Monte Carlo Generation und Simulation . . . 32
3.3.1. Vergleich von Theorie und Messung in Experimenten der Hochenergiephysik . . 32
3.3.2. Verwendete Monte Carlo Generatoren . . . 33

4. Identifikation von τ-Leptonen **35**
4.1. Einleitung . . . 35
4.1.1. Physik des τ-Leptons . . . 35
4.1.2. Strategie der τ-Identifikation . . . 36
4.2. Vorauswahl des τ-Jet . . . 37
4.2.1. Energieprofil und Isolation . . . 37
4.2.2. Spur-Forderungen . . . 37
4.3. Jetschauerobservablen zur τ-Identifikation . . . 39
4.3.1. Radiale und longitudinale Jetausdehnung . . . 39
4.3.2. Physikalische Jetgrößen . . . 41

4.3.3. Innere Struktur des Jet . . . 42
4.3.4. Nicht weiter studierte Observablen . . . 42
4.4. Elektron-Unterdrückung . . . 43
4.5. Myon-Unterdrückung . . . 44
4.6. QCD-Jet-Unterdrückung . . . 44

5. Suche nach Erzeugung einzelner *top*-Quarks 53
5.1. Organisation der Analyse . . . 53
5.2. Vorselektion . . . 53
5.2.1. Die Datenprobe . . . 53
5.2.2. Trigger-Effizienz . . . 54
5.2.3. Schnitte zur Qualitätssicherung . . . 56
5.2.4. Schnitte auf die Ereignis-Kinematik . . . 58
5.2.5. Signal- und Untergrundsituation nach der Vorselektion . . . 60
5.3. Jet-Selektion: Rekonstruktion von τ-Jet und b-Jet . . . 62
5.3.1. Auswahl der Kalorimeter-Bezugsbereiche . . . 62
5.3.2. Schnitte auf die Jet-Kinematik . . . 63
5.3.3. Isolation des τ-Jet-Kandidaten . . . 64
5.3.4. Manuelle *overlay*-Entfernung . . . 66
5.3.5. Signal- und Untergrundsituation nach der Jet-Selektion . . . 66
5.4. Schnitte zur τ-Identifikation . . . 71
5.4.1. Spur-Forderungen . . . 71
5.4.2. Jet-Schauerform . . . 71
5.4.3. Signal- und Untergrundsituation nach allen Schnitten . . . 74
5.5. Ergebnis der Suche . . . 77
5.5.1. Wirkungsquerschnitt und Ausschlussgrenze im *1-prong* Kanal . . . 77
5.5.2. Kombinierte Resultate . . . 78
5.5.3. Vergleich mit weiteren vorhergehenden Analysen . . . 79
5.5.4. Die *top*-Kandidaten . . . 79

6. Zusammenfassung und Ausblick 83
6.1. Suche nach einzeln erzeugten *top*-Quarks . . . 83
6.2. Studien zur τ-Identifikation in H1 . . . 83

A. Interessante Ereignisse 85

Danksagung 89

Abbildungsverzeichnis 90

Tabellenverzeichnis 95

Literaturverzeichnis 97

Einleitung

Seit der Entdeckung des *top*-Quarks 1995 am TeVatron in Chicago gehört dieses schwerste aller bisher im Rahmen des Standard Modells der Teilchenphysik bekannten Elementarteilchen zu den interessantesten Untersuchungsobjekten der Hochenergiephysik [1, 2]. Obwohl wir uns heutzutage mitten in der Ära der B-Fabriken befinden, und der Physik mit b-Quarks ungleich mehr Beachtung geschenkt wird als der Physik mit *top*-Quarks, sind viele Physiker der Meinung, dass Physik mit dem *top*-Quark weitaus größere Chancen auf die Entdeckung neuer Physik bietet. Die Masse des *top*-Quarks von 175 GeV in der Größenordnung der Skala der elektroschwachen Symmetrie-Brechung (EWSB) lässt fundamentale Einblicke in den Mechanismus der EWSB in der Physik von *top*-Quarks erwarten. Leider können *top*-Quarks bisher nur in kleiner Menge am TeVatron produziert werden. Eine echte Massenproduktion wird erst mit Inbetriebnahme des LHC möglich sein.

Dennoch wäre es im Hinblick auf neue Physik hochinteressant, die Erzeugung von einzelnen *top*-Quarks bei HERA zu beobachten. Der gängige Produktionsmechanismus $gg \to t\bar{t}$ ist hier auf Grund der Schwerpunktsenergie von 318 GeV nicht möglich, wohl aber die Erzeugung einzelner *top*-Quarks in der schwachen Wechselwirkung. Im Rahmen des Standard Modells ist sie über den Austausch von W-Bosonen und auf Schleifen-Niveau flavorverletzenden Prozessen möglich. Eine Beobachtung dieser Prozesse wird allerdings nicht erwartet, da sie stark unterdrückt sind und eine winzige Rate haben. Erhofft wird aber dennoch eine beobachtbare Erzeugung von *top*-Quarks über flavorändernde neutrale Ströme (FCNC) jenseits des Standard Modells, die eine höhere Rate ermöglichen. Es gibt eine ganze Reihe von Theorien, die Prozesse mit einem genügend großen Wirkungsquerschnitt voraussagen. Die Existenz solcher Prozesse wird in dieser Arbeit überprüft.

Aufgrund seiner extrem kurzen Lebensdauer von $\mathcal{O}(10^{-24})$ s hat das *top*-Quark keine Zeit zu hadronisieren und zerfällt zu praktisch 100% schwach nach $t \to bW$. Seine Signatur ist daher ein b-Jet und die Zerfallsprodukte des reellen W-Bosons. In einer vorhergehenden Arbeit wurden die Zerfallskanäle des W-Bosons nach Elektronen, Myonen und in hadronische Jets untersucht [7]. Es bleibt noch der Zerfallskanal $W \to \tau\nu_\tau$ zu untersuchen. Diese Lücke schließt die vorliegende Arbeit.

Eine besondere Herausforderung besteht dabei in der Identifikation der τ-Leptonen anhand ihrer hadronischen Endzustände. Während beim H1 Experiment bereits aufwändige Software zur Elektron- und Myon-Identifikation entwickelt wurde, fehlen entsprechende Routinen für das τ-Lepton. Im Laufe dieser Analyse wurde daher die Gelegenheit ergriffen die τ-Identifikation allgemein zu entwickeln, so dass sie als Basis für einen allgemeinen τ-Finder im H1 Detektor dienen kann. Die Identifikation von einzelnen τ-Leptonen aus schwachen Zerfällen in hadronischem Umfeld ist außerordentlich schwierig. Hier müssen die kollimierte Form kalorimetrischer Schauer und weitere typische topologische Eigenschaften des τ-Zerfalls ausgenutzt werden, um zu versuchen τ-Leptonen von anderen Objekten zu trennen.

Diese Diplomarbeit ist in sechs Kapitel gegliedert. Kapitel 1 dient der Erläuterung der experimentellen Gegebenheiten bei H1 und HERA. Kapitel 2 umreißt die theoretischen Grundlagen des *top*-Signals und des erwarteten Standard Modell Untergrundes. Kapitel 3 definiert Größen tiefinelastischer *ep*-Streuung bei HERA und skizziert ihre Rekonstruktion. Kapitel 4 widmet sich, einigermaßen unabhängig von der eigentlichen Analyse, der Identifikation von τ-Leptonen im H1 Detektor basierend auf Jet-Schauerobservablen. Kapitel 5 beschreibt die Durchführung der Suche nach Erzeugung einzelner *top*-Quarks und diskutiert die Resultate. Kapitel 6 fasst die Ergebnisse der τ-Identifikationsstudien und der Suche zusammen, und gibt einen Ausblick auf die Zukunft dieser Themen.

Gerhard Brandt, Heidelberg im Juli 2003

1. Beschleuniger und Detektor

1.1. Der HERA Beschleuniger

Die vorliegende Diplomarbeit wurde mit Daten des H1 Experimentes an der Hadron-Elektron Ringanlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg durchgeführt. HERA ging 1992 in Betrieb. Der Beschleuniger ist in einem 6.3 km langen, ringförmigen Tunnel etwa sechs Stockwerke unter dem Volkspark Hamburg und dem DESY-Gelände aufgebaut. Die Anordnung von HERA und den Vorbeschleunigern ist in Abb. 1.2 abgebildet.

HERA kann als gigantisches Mikroskop für Protonen betrachtet werden. Es handelt sich um eine weltweit einzigartige Anlage, die Elektronen[1] mit Protonen kollidiert. Sie machte erstmals extreme kinematische Regionen tiefinelastischer Lepton-Nukleon-Streuung zugänglich, die in bestimmten Bereichen des Phasenraums bis heute von anderen Experimenten nicht zugänglich sind. Ziel ist vor allem die Vermessung der Protonstruktur (Strukturfunktionen), Suche nach Substrukturen der Proton-Konstituenten (Punkt-Wechselwirkung), aber auch Suche nach neuer Physik, wie die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte.

Vier Experimente messen an vier Wechselwirkungspunkten bei HERA. H1 und ZEUS nutzen die ep-Kollisionen und führen das eben erwähnte Physik-Programm durch. Bei HERMES und HERA-B handelt es sich um *fixed target* Experimente. HERA-B untersucht Kollisionen von Protonen aus dem Protonstrahl-Halo mit einem Draht-Target. Hier sollen Wirkungsquerschnitte der Erzeugung schwerer Quarks und Messungen zur Kernphysik anhand der Kerne im Draht-target durchgeführt werden. Bei HERMES kollidiert der Elektronenstrahl mit gasförmigem polarisiertem Wasserstoff, Deuterium oder Helium. Ziel ist die Untersuchung der Spin-Struktur der Nukleonen.

Die Elektronen werden von warmen Magneten mit einem Feld von 0.165 T auf ihrer Bahn gehalten, die Protonen von supraleitenden Magneten mit einem Feld von 4.68 T. Die Maschine organisiert die

[1] **Elektron** steht hier und im Folgenden immer für Elektronen *und* Positronen: Beide Varianten des leichtesten Leptons wurden zu verschiedenen Zeiten von HERA-I verwendet.
Lepton steht hier und im Folgenden immer für ein *geladenes* Lepton, im Gegensatz zu den Neutrinos.

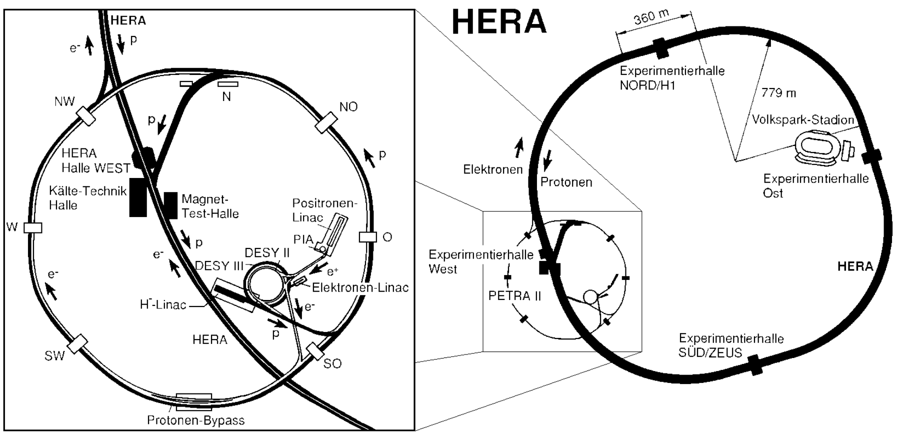


Abbildung 1.1.: Beschleuniger bei DESY während HERA-I.

Strahlen in jeweils 210 Pakete (*bunches*), die zeitlich 96 ns voneinander entfernt sind. In der Praxis sind aber nicht alle möglichen *bunch*-Positionen (*buckets*) gefüllt. So genannte *pilot bunches* zirkulieren extra so, dass sie nicht mit dem jeweils anderen Strahl kollidieren. Damit kann der Untergrund aus Nicht-*ep*-Kollisionen studiert werden.

Die Design-Luminosität von HERA war $\mathcal{L}= 1.5 \times 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Während HERA-I konnte am H1 Experiment eine integrierte Luminosität von ca. $L = \int \mathcal{L}\mathrm{dt} = 120\ \mathrm{pb}^{-1}$ an verwertbaren Daten genommen werden (Abb. 1.1b)[2].

Für die zweite Betriebszeit HERA-II soll eine etwa fünfmal höhere Luminosität erreicht werden. Ziel ist $1\ \mathrm{fb}^{-1}$ an Daten zu nehmen. Seit dem Umbau im Jahre 2000 hat HERA-II jedoch mit großen Untergrundproblemen zu kämpfen. Starke Synchrotron-Strahlung durch veränderte Elektron-Strahloptik und Probleme mit der Güte des Vakuums verursachen eine hohe Rate an Kollisionen des Proton-Strahls mit dem viel zu dichten Restgas. Die Folge sind eine hohe Zahl an Nicht-*ep*-Untergrund-Ereignissen, die zum Beispiel zerstörerisch hohe Induktionsströme in den Drähten der inneren Spurkammern zur Folge haben. Bei der Anlagenstilllegung (*shutdown*) ab März 2003 wurde ferner festgestellt, dass die hohe Strahlenbelastung elektronische Komponenten des BST[3] im hinteren Teil des Detektors zerstört hatte. Ein sicherer und stabiler Betrieb von H1 war in der Zeit bis März 2003 nicht möglich. Die verwendeten Daten stammen aus der HERA-I Betriebszeit der Jahre 1994 bis 2000. In dieser Arbeit werden daher Experiment und Maschine im Zustand der HERA-I Ära vorgestellt.

Zum Ende von HERA-I betrug die Energie der Elektronen $E_e = 27.5$ GeV, die der Protonen $E_p = 920$ GeV. Damit stand eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von etwa

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_eE_p} \approx 318\ \mathrm{GeV}$$

zur Verfügung. Bis 1998 hatten die Protonen eine Energie von 820 GeV. Die Schwerpunktsenergie betrug $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. Die Erzeugung von *top*-Quarks in $t\bar{t}$-Paaren ist somit kinematisch ausgeschlossen, nicht aber die Erzeugung *einzelner top*-Quarks.

[2]In dieser Arbeit bezeichnet $\mathcal{L}$ stets die Luminosität, L hingegen die *integrierte* Luminosität.
[3]BST = *backward silicon tracker*

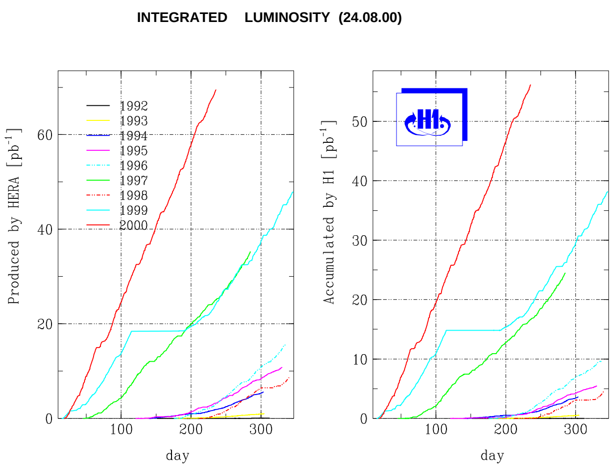


Abbildung 1.2.: Die integrierte Luminosität bei H1 für HERA-I.

1.2. Das H1 Experiment

1.2.1. Entwurfsziele und Aufbau

Der H1 Detektor ging 1992 zusammen mit HERA in Betrieb. Eine Strahloptik sorgt dafür, dass die Pakete der Teilchenstrahlen im Zentrum des Detektors kollidieren können (*bunch crossing*). Schwerpunkte beim Entwurf des Detektors waren hervorragende Lepton-Identifikation, hochauflösende Kalorimetrie und möglichst vollständige räumliche Hermetizität zur Messung fehlenden Transversalimpulses. Da das Schwerpunktsystem der *ep*-Kollision auf Grund der stark unterschiedlichen Energien der beiden Strahlen mit $\gamma = 2.86$ entlang der Proton-Richtung lorentzgeboosted ist, ist der Detektor außerdem asymmetrisch aufgebaut. Der H1 Detektor ist in [23] detailliert beschrieben. Die Beschreibung hier beschränkt sich auf die für die vorliegende Analyse notwendigen Komponenten. Die Beschreibung bezieht sich auf den H1 Detektor der Jahre 1994 bis 2000 und beinhaltet nicht die im Rahmen des HERA-Umbaus 2000 vorgenommen Änderungen am Detektor.

Abb. 1.3 zeigt eine Zeichnung des H1 Detektors. Er besteht aus drei Hauptkomponenten: Den Spurkammern, den Kalorimetern und dem Myon-System. Hinzu kommen der Magnet und Hilfssysteme. Diese Hauptkomponenten werden im Folgenden von Außen nach Innen dem Detektoraufbau nach beschrieben.

1.2.2. Solenoidmagnet und Eisenjoch

Außerhalb des Solenoidmagneten befindet sich das Eisenjoch zur Flussrückführung. Das Eisenjoch ist mit Myonkammern instrumentiert, die im *limited streamer* Modus betrieben werden. Es wird auch als *tail catcher* verwendet, um die Teile der hadronischen Schauer zu messen, die aus dem LAr-Kalorimeter lecken.

Der supraleitende Solenoidmagnet umschließt den Kalorimeter-Kryostaten. Der Magnet erzeugt ein ziemlich homogenes, 1.15 T starkes Magnetfeld parallel zur Strahlachse im Inneren des Detektors. Geladene Teilchen werden im Magnetfeld auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien gezwungen. Dies ermöglicht die Messung von Ladung q, Impuls $\vec{p}$ aus der Krümmung dieser Bahnen und des streckenweisen Energieverlustes dE/dx dieser Teilchen. Sehr hochenergetische Teilchen mit großen Impulsen fliegen allerdings fast gerade durch das Magnetfeld (*stiff tracks*). Eine Messung der Größen q und $\vec{p}$ wird dann sehr ungenau.

1.2.3. Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Haupt-Kalorimeter des H1 Detektors ist ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr = *liquid argon*). Das Kalorimeter ist in [24] detailliert beschrieben. Durchfliegende Teilchen erzeugen Schauer aus Sekundärteilchen in Absorberplatten. Diese Sekundärteilchen ionisieren das flüssige Argon zwischen den Absorberplatten. Die freigesetzten Elektronen werden auf der Elektrode gesammelt und ihre Gesamtladung gemessen. Sie ist proportional zur deponierten Energie. Das LAr-Kalorimeter ist als hochauflösendes Kalorimeter mit einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion in einem einzigen Kryostaten aufgebaut. Das LAr-Kalorimeter deckt einen Polarwinkelbereich von $4° < \theta < 154°$ ab. Vom Vertex kommende Teilchen durchfliegen vor dem Kalorimeter nur die inneren Spurkammern und verlieren damit so wenig Energie wie möglich in totem Material.

Das LAr-Kalorimeter besteht aus acht Rädern, die nacheinander in den Kryostaten geschoben wurden. Die Bezeichnungen lauten IF/OF (1. Rad), FB2, FB1, CB3, CB2, CB1 und BBE (Abb. 1.4a). In der zum Strahl transversalen Ebene ist jedes Rad in acht Oktanten unterteilt (Abb. 1.4b). Im elektromagnetischen Teil der Kalorimeter-Segmente sind direkt auf den Absorberplatten aus Blei Leiterplatinen mit Kupferelektroden (*pads*) zur Messung der LAr-Ionisation aufgeklebt. Im hadronischen

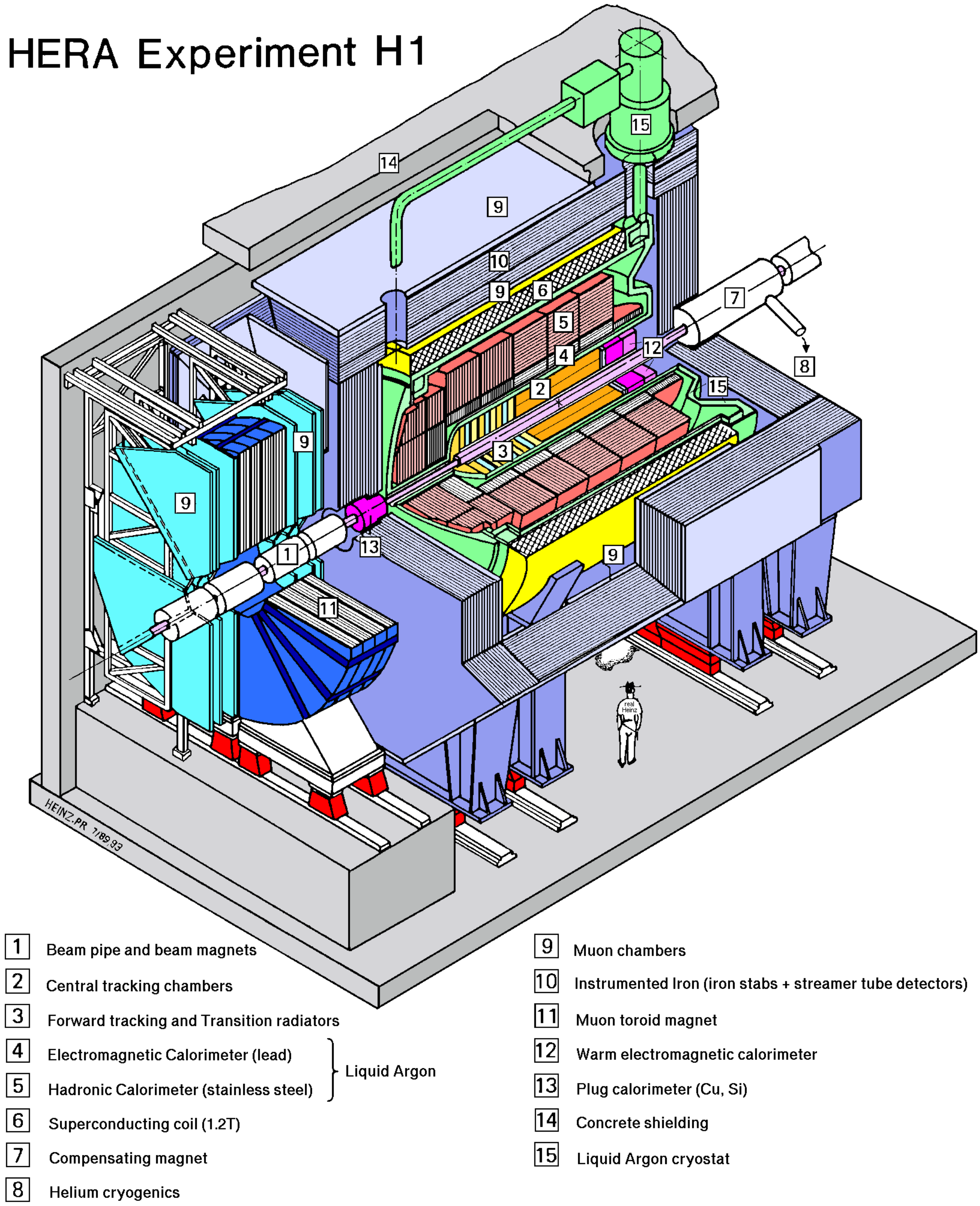


Abbildung 1.3.: Der H1 Detektor während HERA-I.

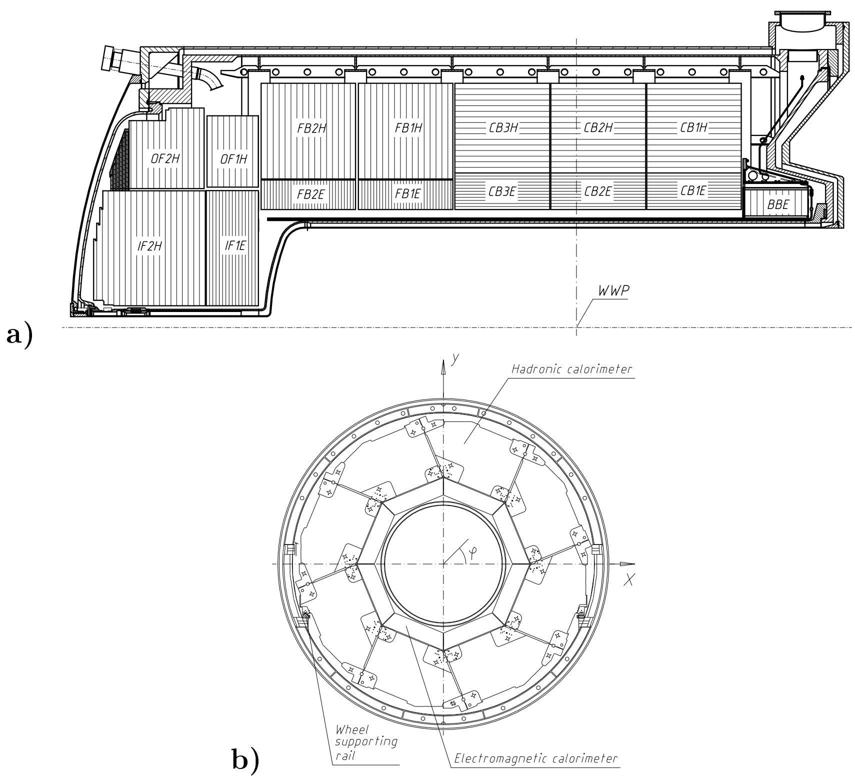


Abbildung 1.4.: **a)** Seitenansicht des LAr-Kalorimeters (obere Hälfte) und **b)** Rückansicht eines zentralen Rades (CB) des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

Teil befinden sich zwischen Absorberplatten aus Stahl Leiterplatinen mit Kupferelektroden im flüssigen Argon. Die Platten sind so angeordnet, dass vom Vertex kommende Teilchen stets in einem Winkel steiler als 45° eintreffen.

Das SpaCal

Das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal deckt den vom LAr-Kalorimeter nicht abgedeckten Rückwärtsbereich des H1 Detektors im Polarwinkelbereich $153° < \theta < 177.5°$ ab. Es ist mit in Blei eingebetteten szintillierenden Fibern realisiert und hat eine elektromagnetische und eine hadronische Sektion. Hauptaufgabe des SpaCal ist die Identifikation und Messung des Streuwinkels des tiefinelastisch gestreuten Elektrons im hinteren Bereich des H1 Detektors. Außerdem dient es zur Unterdrückung von *beam gas* Ereignissen vor dem Detektor durch Zeitmessung ihrer hadronischen Schauer (ToF = *time of flight*).

Das PLUG

Das Vorwärts-Kalorimeter PLUG soll die Lücke zwischen der vorderen Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters und der Strahlröhre im Polarwinkelbereich $0.6 < \theta < 3.5$ schließen. Das PLUG besteht aus Kupferplatten als Absorbern und großflächigen Siliziumzählern zur Auslese (Abb. 1.5). Es ist konzipiert um die räumliche Hermetizität des H1 Detektors in diesem Bereich zu vervollständigen, und fehlenden Transversalimpuls auf Grund von harten Gluonen, die nach vorne abgestrahlt werden, zu reduzieren. Auf Grund der großen Menge toten Materials vor dem PLUG ist es praktisch nicht möglich mit dem PLUG eine absolute Energiemessung zu machen, da sich die Energieskala nicht vernünftig bestimmen lässt.

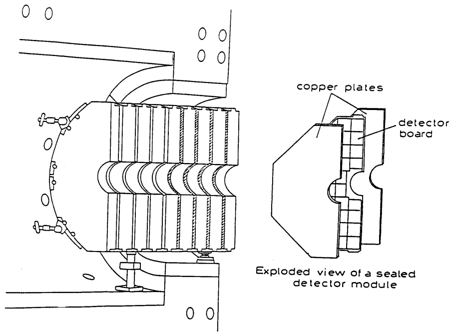


Abbildung 1.5.: Das Vorwärts-Kalorimeter PLUG im Querschnitt.

1.2.4. Spurkammer-Systeme

Die zentralen Spurkammern

Innerhalb des Kalorimeter-Kryostaten befinden sich die inneren Spurkammern . Sie dienen zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen, zur Vertexbestimmung und zum Triggern auf Spuren. Aufgrund der asymmetrischen Geometrie des H1-Detektors gibt es zwei Systeme, die zentralen Spurkammern[4] und die Vorwärts-Spurkammern[5](Abb. 1.6a). Die zentralen Spurkammern sind im einzelnen:

CST [6] Siliziumzähler zur präzisen Vermessung von Vertices. Der CST besteht aus zwei Lagen von Siliziumstreifen-Detektoren. In der Praxis erlaubt er die Bestimmung des Stoßparameters von Sekundärvertices mit einer Auflösung von $\sim 40\mu$m transversal zum Strahl. Dies ist hoch genug, um die Sekundärvertices schwerer Quarks (*charm* und *beauty*) zu messen. Für die Messung der Zerfallslänge eines τ-Leptons ($c\tau = 87.11\mu$m) reicht die Auflösung jedoch leider nicht aus.

CIP und COP [7] sind Mehrdraht-Proportionalkammern, die zur schnellen Vorherbestimmung von Vertex und Spuren dienen. Sie werden benutzt, um auf dem ersten Trigger-Niveau L1 Entscheidungen zu treffen. Mit ihnen können verschiedene *bunch crossings* zeitlich aufgelöst werden.

CJC1 und CJC2 [8] sind die größten und wichtigsten Spurkammern in H1. Die CJCs bestehen aus konzentrisch angeordneten Drähten, die parallel zur z-Achse gespannt sind (Abb. 1.6b). Der Durchgang geladener Teilchen ionisiert das Zählgas und induziert kleine Ladungswolken auf den Drähten. Diese so genannten Treffer (*hits*) erlauben die Bestimmung der Position des Durchgangs von Teilchen transversal zum Strahl durch Driftzeitmessung auf etwa 170μm genau. Die z-Position des Treffers kann durch den Vergleich der an beiden Drahtenden ankommenden Ladung (*charge division*) auf etwa 22 mm (circa 1% der Drahtlänge) genau bestimmt werden. Die CJCs erlauben die Bestimmung des Transversalimpulses P_T und des Energieverlustes dE/dx der durchfliegenden Teilchen.

CIZ und COZ [9] sind Driftkammern die jeweils aus zwei Lagen von Drähten bestehen, die transversal zum Strahl gespannt sind. Sie erlauben die Bestimmung der z-Position des Durchgangs von Teilchen auf etwa 400μm genau, besitzen allerdings eine niedrige Effizienz. CIZ und COZ erlauben eine präzise Bestimmung des Polarwinkels θ durchfliegender Teilchen.

[4]CTD = *central tracking detector*
[5]FTD = *forward tracking detector*
[6]CST = *central silicon tracker*
[7]CIP / COP = *central inner / outer proportional chamber*
[8]CJC = *central jet chamber*
[9]CIZ / COZ = *central inner / outer z-chamber*

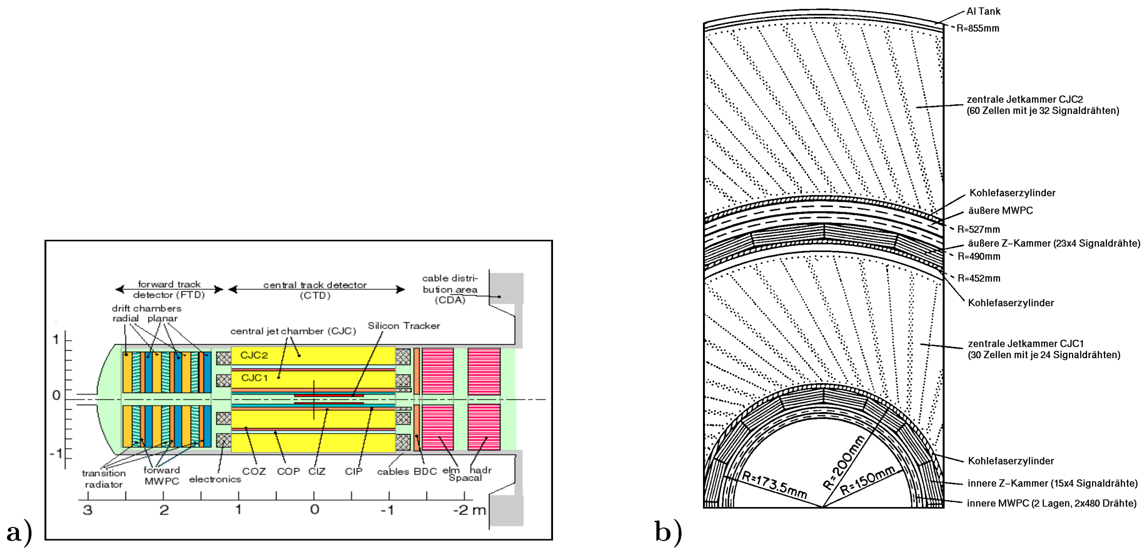


Abbildung 1.6.: **a)** Seitenansicht und **b)** Rückansicht des inneren Spurkammer-Systems von H1.

Die Vorwärts-Spurkammern

Die Vorwärts-Spurkammern decken den Polarwinkelbereich $7^\circ < \theta < 25^\circ$ ab. Sie bestehen aus drei Supermodulen mit jeweils einer Driftkammer, einem Vieldraht-Proportionalzähler und einem Übergangsstrahlungsdetektor. Der FTD wurde bei der vorliegenden Analyse nicht verwendet, da eine zuverlässige Bestimmung der Spurmultiplizitäten mit den FTD leider nicht möglich ist. Aus dem einzigen von der H1 Kollaboration veröffentlichten Papier, das den FTD verwendet, geht hervor, dass für Spuren im FTD die Spur-Effizienz lediglich 40% beträgt, für einen Polarwinkel $\theta < 10^\circ$ sogar nur 25%. Hinzu kommt, dass $\sim$10% aller im FTD gemessenen Teilchen aus Photokonversion in passivem Material, insbesondere der Endkappe der CJC, vor dem FTD stammen [34].

Das Myon-System

H1 hat zwei Myon-Systeme. Der zentrale Myon-Detektor besteht aus oben erwähnten Streamer-Röhren, die in das Eisenjoch des H1-Magneten integriert sind. Der Vorwärts-Myon-Detektor[10] deckt den vorderen Polarwinkelbereich $3^\circ < \theta < 17^\circ$ ab. Er besteht aus zweimal drei Lagen von Driftkammern und hat einen eigenen Toroidmagneten in der Mitte. Das Vorwärts-Myon-System wird in dieser Analyse nicht verwendet.

Der zentrale Myon-Detektor dient hier einerseits zur Unterdrückung von Myonen aus der kosmischen Hintergrundstrahlung. Andererseits wurde damit ausgeschlossen, dass ein τ-Kandidat in Wirklichkeit ein Myon ist, das beim Durchflug durch das LAr-Kalorimeter Energie hinterlässt. Zur direkten Messung von Myonen aus dem Signal wurde das Myon-System nicht genutzt. Myonische Zerfallskanäle von τ-Leptonen sind bereits in den Analysen der Myon-Kanäle enthalten.

1.2.5. Hilfssysteme

Luminositätssystem

Die Luminosität der ep-Wechselwirkungen im H1 Detektor wird mit Hilfe des Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozesses $ep \to ep\gamma$ via $\mathcal{L}= R_{BH} \cdot \sigma_{BH}$ gemessen. Die Rate R_{BH} und der Wirkungsquerschnitt σ_{BH} müssen noch auf Akzeptanz und Untergrund korrigiert werden, was zum Teil mit Hilfe der

[10]FMD = *forward muon detector / spectrometer*

pilot bunches geschieht. Das Luminositätssystem besteht aus zwei Armen, einem Elektron-*tagger* und einem Photondetektor, die protonstromaufwärts liegen. Das Luminositätssystem kann die absolute Luminosität auf etwa 1.5% genau messen.

Trigger und Datennahme

Ein Großteil der Ereignisse im H1 Detektor besteht aus Untergrund, der nicht von *ep*-Kollisionen herrührt. Die Ereignisse aus *ep*-Kollisionen haben eine Rate von etwa 100 kHz (s. Tab. 3.2). Es kann jedoch nur eine Rate von 10 Hz voll verarbeitet werden. Ein System, um echte und interessante *ep*-Ereignisse bereits während der Datennahme zuverlässig auszuwählen, ist daher von immenser Wichtigkeit für die Qualität der aufgezeichneten Daten. Der für diese Aufgabe zuständige Trigger ist bei H1 in 4 Stufen (*level*) aufgebaut.

Stufe 1 (L1) ist in der Lage, bei jedem *bunch crossing* alle 96 ns eine Entscheidung zu treffen. Sie wird mit der HERA-Uhr getaktet. Es gibt verschiedene Arten von Systemen, die auf L1 Niveau Entscheidungen treffen können. Diese Entscheidungen heißen Trigger-Elemente. Das H1 Experiment unterstützt 16 Gruppen von jeweils 8 Trigger-Elementen, die per logischem Oder zu 128 *subtriggern* kombiniert werden können. Das Ergebnis ist die L1 Trigger-Entscheidung (*L1keep*-Signal). Es wird zwischen Physik-, Monitor-, und *cosmic-subtrigger*-Klassen unterschieden. Auf Grund der begrenzten Bandbreite der *frontend*-Elektronik müssen Trigger-Elemente mit hoher Rate vorskaliert werden (*prescaling*). Für die Spurkammern kann spezielle Elektronik[11] auf L1-Niveau den Wechselwirkungspunkt grob bestimmen (*rayfinder*), kosmische Strahlung erkennen, und Teilchenspuren mit Energiedepositionen im Kalorimeter in Verbindung bringen.

Stufe 2 (L2) trifft innerhalb $20\,\mu$s eine Entscheidung und ist in Hardware implementiert. L2 ist in der Lage, *subtrigger* topologisch zu verknüpfen und kann die Auslese der *frontend*-Elektronik initiieren.

Stufe 3 (L3) trifft innerhalb $800\,\mu$s eine Entscheidung und basiert auf Software, die auf einem RISC-Prozessor läuft. L3 ist flexibel programmierbar. Am Ausgang von L3 muss die Ereignisrate auf 50 Hz reduziert sein.

Stufen 4 und 5 (L4/L5) sind auf einer Rechnerfarm implementiert. Sie können auf Basis des komplett ausgelesenen Ereignisses weitere Entscheidungen treffen. Hier werden die Ereignisse in vordefinierte für verschiedene Physik-Analysen interessante Klassen eingeteilt.

[11] CTL = *central trigger logic*

2. Rekonstruktion der Ereignis-Kinematik

2.1. Koordinatensysteme im H1 Detektor

Abbildung 2.1 zeigt das H1-Koordinatensystem. Die z-Achse zeigt in die Protonstrahlrichtung, die x-Achse zum HERA-Mittelpunkt und die y-Achse nach oben. In Bezug auf das einlaufende Proton sind somit die Größen entlang der z-Achse lorentzgeboostet und in der xy-Ebene lorentzinvariant[1]. Die xy-Ebene ist daher symmetrisch um z und wird meist als $R\varphi$-Ebene parametrisiert, wobei R den Abstand von der Strahlachse und φ den Azimutalwinkel in der xy-Ebene bezeichnet. Auf der positiven x-Achse ist φ gleich Null. Der Polarwinkel θ bezeichnet die Neigung in z-Richtung. In Protonstrahl-Richtung ist θ gleich Null. Damit zeigt $\theta = 180°$ in die Elektronenstrahl-Richtung. Vierervektoren von Objekten werden in H1 herkömmlich als (E, p_x, p_y, p_z) notiert. Unter Vernachlässigung der invarianten Masse lässt sich dies in $P_\perp, \theta$ und φ ausdrücken. Die beiden Darstellungen sind in diesem Fall verknüpft über die Relationen

$$P_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = E \cdot sin\theta \quad , \quad \theta = \arccos(\frac{p_z}{E}) \quad \text{und} \quad \varphi = \arctan 2(p_y, p_x)$$

beziehungsweise

$$p_x = P_\perp \cdot \cos\varphi \quad , \quad p_y = P_\perp \cdot \sin\varphi \quad \text{und} \quad p_z = \frac{P_\perp}{\tan(\theta)}.$$

Direkt gemessen werden im Detektor θ und φ , sowie E in den Kalorimetern und P_T in den Spurkammern. Daraus lässt sich ein masseloser Vierervektor rekonstruieren. Alternativ zu θ wird häufig die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$$

[1] Auslaufende Teilchen aus der ep-Kollision sind natürlich immer entlang ihrer Flugrichtung lorentzgeboosted.

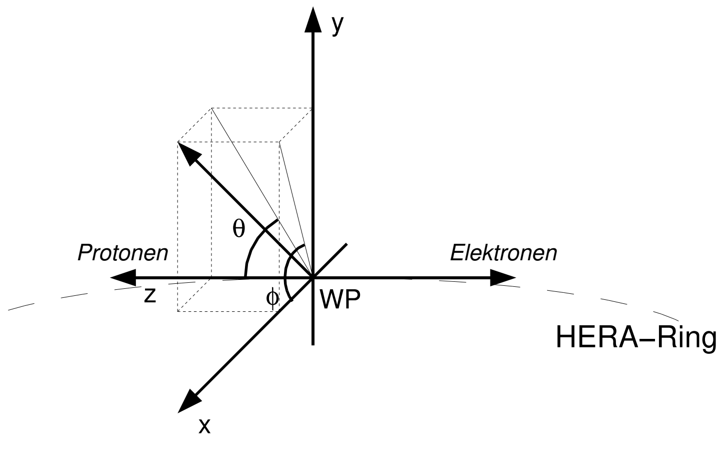


Abbildung 2.1.: Das H1 Koordinatensystem

verwendet. Sie ist eine Näherung im Fall vernachlässigbarer Massen für die Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

Vorteil der (Pseudo)rapidität ist, dass Differenzen $\Delta\eta$ lorentzinvariant sind, da ein Lorentzboost nur eine additive Konstante für η bedeutet. Senkrecht zur Strahlrichtung ist η gleich Null, nach vorne (in Protonstrahl-Richtung $\theta = 0$) unendlich und nach hinten negativ unendlich. Diese Divergenz spielt in der Praxis keine Rolle, da die Akzeptanz der Kalorimeter nicht bis hinunter an den Strahl selbst reicht (s. Abschnitt 1.2.3).

Für viele Zwecke ist eine Parametrisierung von Koordinaten in der $\eta\varphi$-Ebene nützlich. Abstände sind in der $\eta\varphi$-Ebene definiert als

$$D_{\eta\varphi} = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}.$$

Diese Abstände sind ebenfalls lorentzinvariant. Es stört in der Praxis nicht, dass η eine dimensionslose Größe ist, während φ in Bogenmaß gemessen wird.

2.2. Größen des hadronischen Endzustandes

Transversalimpuls P_T

Der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes wird bestimmt zu

$$P_T = \sqrt{(\sum_i p_x)^2 + (\sum_i p_y)^2}.$$

Spricht man vom (fehlenden) Transversalimpuls, ist es wichtig darauf zu achten, welche Größen in dessen Berechnung eingehen. Der vollständigen Transversalimpuls unter Ausnutzung aller verfügbarer Informationen inklusive aller Kalorimeter und mit rekonstruierten Myonen wird als $P_{T,miss}$ bezeichnet. Diese Größe muss in dieser Analyse aber nicht verwendet werden, da im Signal in der Regel keine Myonen auftauchen. Es genügt, den fehlenden kalorimetrischen Transversalimpuls $P_{T,calo}$ zu verwenden. Welche Größen für ein optimales Ergebnis in seine Berechnung eingehen müssen, wird in Abschnitt 5.2.4 diskutiert.

Longitudinale Impuls-Bilanz $(E - P_z)$

Die Summe

$$(E - P_z) \equiv \sum_i (E_i - p_{z,i})$$

(i läuft über alle Teilchen im Detektor) ist eine Erhaltungsgröße. Sie hat ähnliche Bedeutung wie P_T, aber in longitudinaler Richtung. Die einlaufenden Teilchen e und p haben die Vierervektoren

$$k = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \qquad P = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ Ep \end{pmatrix}$$

womit für die einlaufende longitudinale Impuls-Bilanz $(E - P_z)_{in}$ gilt

$$(E - P_z)_{in} = 2E_e = 55\,\text{GeV}.$$

Wir erwarten für die $(E - P_z)$ Bilanz des Endzustandes bei einer Elektron-Energie E_e von 27.5 GeV einen Wert von 55 GeV, wenn der komplette Endzustand exakt gemessen wird. Ein $(E - P_z) < 55$ GeV

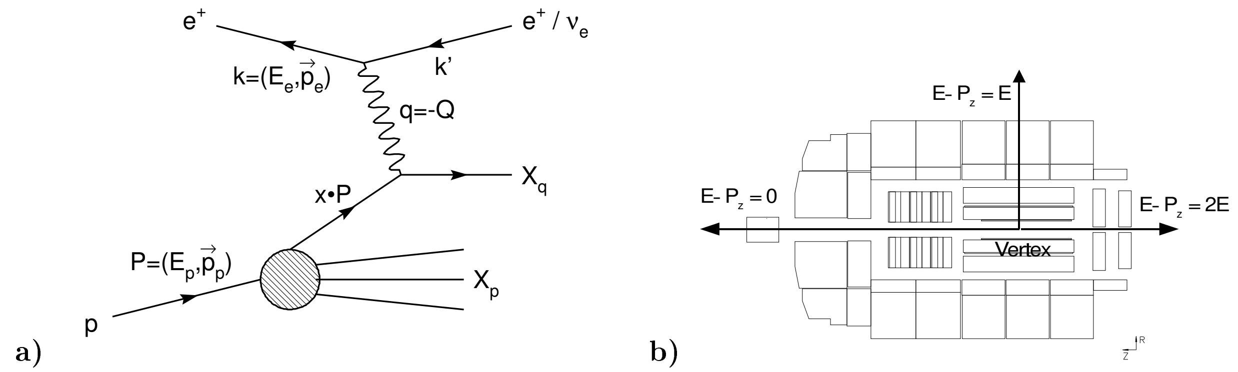


Abbildung 2.2.: **a)** Vierervektoren der Kinematik tiefinelastischer *ep*-Streuung und **b)** Erläuterung der Variable $E - P_z$ für ein einzelnes Teilchen mit Vierervektor $(E, \vec{P})$. Nur die longitudinale Vektorkomponente in Elektronenstrahl-Richtung liefert einen Beitrag zu $E - P_z$.

bedeutet fehlenden Longitudinalimpuls. Dabei kann es sich um das gestreute Elektron handeln, das hinter dem Detektor im Strahlrohr verschwindet, aber auch um Neutrinos, nicht gemessene Myonen oder hadronische Energie, die z.B. im BBE-Spalt aus dem Kalorimeter leckt. Ein Wert von $(E - p_z) > 70$ GeV ist dagegen ein deutlicher Hinweis auf Nicht-*ep*-Untergrund. Das vor dem Detektor aufgeschauerte Proton kann viel hadronische Energie in den hinteren Kalorimetern (vor allem dem SpaCal) deponieren.

Wie bei Transversalimpulsen P_T muss bei $E - P_z$ Bilanzen immer deutlich gemacht werden, welche Vierervektoren in die Summe eingehen. Mit $(E - P_z)$ in Klammern ohne Index wird in dieser Arbeit die $E - P_z$ Bilanz des gesamten Endzustandes eines Ereignisses bezeichnet.

Wenn bekannt ist, dass im Ereignis genau ein Teilchen nicht beobachtet wurde, kann aus dem gesamten fehlenden Transversalimpuls $P_{T,miss}$ und $(E - P_z)$ bei ansonsten vollständig bekannter Kinematik der Vierervektor des nicht beobachteten Teilchens rekonstruiert werden.

2.3. Kinematik tiefinelastischer *ep*-Streuung

Die Rekonstruktion der Kinematik der *ep*-Kollision spielt keine Rolle bei der Detektion von *top*-Quarks. Wichtiger ist die Kinematik der Zerfallsprodukte des *top*-Quarks, des *b*-Jets, des $W^{\pm}$-Bosons, sowie des hadronischen Endzustandes. Dennoch soll ihre Rekonstruktion auf Grund ihrer fundamentalen Bedeutung für *ep*-Physik hier erläutert werden.

Abb. 2.2 zeigt die wichtigsten Vierervektoren, die benötigt werden, um die Kinematik der inklusiven Reaktionen neutraler Ströme $e + p \to e' + X$ und geladener Ströme $e + p \to \nu_e + X$ tiefinelastischer *ep*-Streuung zu beschreiben: k bezeichnet den Vierervektor des einlaufenden Elektrons, k' den Vierervektor des auslaufenden Elektrons (bzw. Neutrinos im Falle einer Geladener-Strom-Reaktion), P den Vierervektor des einlaufenden Protons, X_p den Vierervektor des Protonrests[2], X_q den Vierervektor des Jets des gestreuten Quarks und q den Vierervektor des ausgetauschten Wechselwirkungs-Bosons (γ, Z^0 oder $W^{\pm}$). Es gelten die kinematischen Beziehungen

$$\sqrt{s} = \sqrt{(k+P)^2}, \qquad q = k - k', \qquad Q^2 \equiv -q^2, \qquad x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad \text{und} \quad y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k},$$

wobei Q^2 das negative Quadrat des ausgetauschten Impulses, auch bezeichnet als *Virtualität* des

[2] In dieser Arbeit werden Jets aus nicht direkt beobachteten Objekten a notiert mit X_a. Einfach nur X ohne Index bezeichnet den gesamten inklusiven hadronischen Endzustand.

ausgetauschten Photons, darstellt; x und y bezeichnen die Bjørken-Skalenvariablen. Im Fall tiefinelastischer Streuung ($Q^2 > 0$) ist x ein Maß für den Proton-Impulsanteil des aus dem Proton gestreuten Quarks. y wird auch die *Inelastizität* der Streuung genannt, und ist ein Maß für den Anteil der Elektronenerige die vom Wechselwirkungsboson fort getragen wird. Über die Beziehung

$$Q^2 = xys$$

kann die Kinematik tiefinelastischer ep-Streuung bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ mit zwei Variablen beschrieben werden.

Für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen tiefinelastischer Streuung gibt es verschiedene Methoden [35]. Im Fall von geladenen Strömen geht durch das nicht gemessene Neutrino seine kinematische Information verloren, so dass nur der hadronische Endzustand genutzt werden kann. Nach der Methode von Jaquet-Blondel gilt für die Größen y und Q^2

$$y_{JB} = \frac{(E - P_z)}{2E_e} \qquad \text{und} \qquad Q^2_{JB} = \frac{P_T^2}{1 - y_{JB}}.$$

In tiefinelastischer Streuung neutraler Ströme können Energie E'_e und Polarwinkel θ'_e des gestreuten Elektrons gemessen werden. Über die Elektron-Methode können dann y und Q^2 gemäß

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}(1 - \cos\theta_e) \qquad \text{und} \qquad Q^2_e = 4E_eE'_e \cos\frac{\theta_e}{2}$$

bestimmt werden. Bei neutralen Strömen ist es möglich Q^2, x, y sowohl über das Elektron als auch über den hadronischen Endzustand zu messen. Diese Überbestimmung kann für Kalibrationszwecke ausgenutzt werden.

3. Zur Theorie

3.1. Erzeugung einzelner *top*-Quarks bei HERA

3.1.1. Erzeugung im Standard Modell

Das Standard Modell sagt die Erzeugung von einzelnen *top*-Quarks über Prozesse der schwachen Wechselwirkung voraus. Für geladene Ströme bei der Streuung an leichten *down*-artigen Quarks, wie in Abb. 3.1a) skizziert, erwartet man einen Wirkungsquerschnitt der Größenordnung 10^{-2} fb. Für geladene Ströme mit der Aufspaltung eines harten Gluons in ein $\bar{b}b$-Paar wie in Abb. 3.1b) erwartet man einen Wirkungsquerschnitt der Größenordnung 1 fb. Grund für die starke Unterdrückung sind die sehr kleinen CKM-Matrixelemente $V_{td} \approx 0.01$, $V_{ts} \approx 0.04$. Im Falle eines $bW \to t$ Übergangs sorgen die hohen Massen von b- und *top*-Quark und des ausgetauschten W-Bosons dafür, dass diese Prozesse stark unterdrückt sind. Für neutrale Ströme ist die Erzeugung einzelner *top*-Quarks nur über Schleifen im Feynman-Diagramm wie in Abb. 3.1c) skizziert möglich. Diese so genannten Pinguin-Prozesse sind stark unterdrückte radiative Korrekturen der ersten Ordnung neutraler Ströme. Die Beobachtung von FCNCs über diesen Mechanismus wird daher nicht erwartet.

Insgesamt erwartet man im HERA-I Datensatz etwa 0.1 Ereignisse der Erzeugung einzelner *top*-Quarks durch Prozesse des Standard-Modells. Eine Beobachtung von solchen Ereignissen bei HERA wäre daher ein deutlicher Hinweis auf neue Physik.

3.1.2. Erzeugung durch FCNC jenseits des Standard Modells

Für eine Vielzahl von vorgeschlagenen theoretischen Modellen neuer Physik wird die Erzeugung einzelner *top*-Quarks über FCNCs mit einem Wirkungsquerschnitt vorausgesagt, der ausreichend groß ist, um diese Prozesse bei HERA messen zu können. Die allgemeinste Parametrisierung von Prozessen jenseits des Standard Modells, die einzelne *top*-Quarks via FCNC erzeugen, lässt sich über einen Kopplungsparameter $\kappa_{tu\gamma}$ (kurz: κ_γ) notieren, der die Stärke des FCNC am Dreiervertex von *up*-artigem Quark, Photon[1] und *top*-Quark angibt (Abb. 3.2). Dies ermöglicht die Formulierung einer modellunabhängigen effektiven Theorie für niedrige Energien [13]. Der relevante Teil der Lagrangedichte $\mathcal{L}$ des Standard Modells wird dabei um einen effektiven Term erweitert:

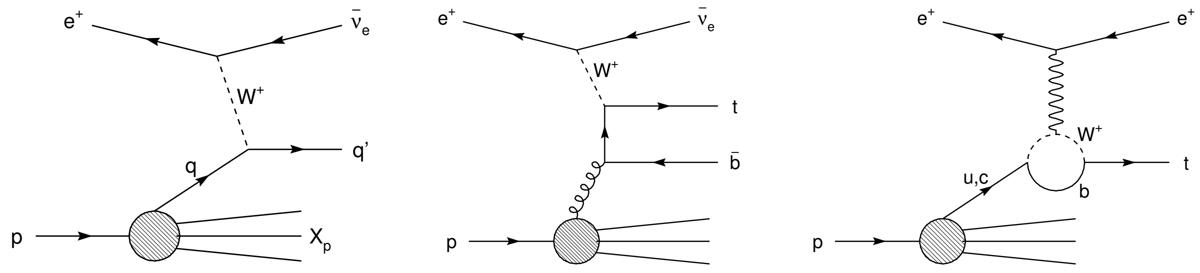
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{FCNC,eff}$$

mit

$$\mathcal{L}_{FCNC,eff} = \sum_{U=u,c} i\frac{ee_U}{\Lambda}\bar{t}\sigma_{\mu\nu}q^\nu\kappa_{tU\gamma}UA^\mu + \text{h.c.}$$

wobei $\sigma_{\mu\nu} = (\frac{i}{2})[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ die allgemeinen Pauli-Matrizen sind, q der Vierervektor des ausgetauschten Photons, e und g die Kopplungsstärken der Eichfelder mit den Symmetriegruppen $U(1)$ bzw. $SU(2)$; e_U die elektrische Ladung der *up*-artigen Quarks, U die U-Quark-Felder und A^μ das elektromagnetische Feld des Photons angibt. Λ ist die Energieskala, bis zu der die effektive Theorie gelten

[1] Die Kopplung an Z^0-Bosonen ist hier zwar ebenfalls möglich, durch den Z^0-Propagator im t-Kanal bei ep-Kollisionen aber stark unterdrückt. Sie wird daher im folgenden nicht berücksichtigt. Z^0-Austausch ist in der angegebenen Form von $\mathcal{L}_{FCNC,eff}$. vernachlässigt.



(a) Geladener Strom mit Streuung eines *down*-artigen Quarks und V_{td}- bzw. V_{ts}-Kopplung an ein W^+-Boson.

(b) Geladener Strom mit Gluonsplitting und V_{tb}-Kopplung.

(c) Neutraler Strom mit Pinguin-Prozess (FCNC durch eine Schleife im Diagramm).

Abbildung 3.1.: Prozesse für die Erzeugung einzelner *top*-Quarks im Standard Modell in *ep*-Kollisionen.

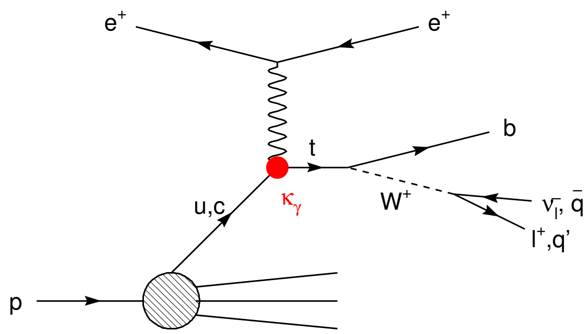


Abbildung 3.2.: Neutraler Strom mit Erzeugung eines einzelnen *top*-Quarks durch einen FCNC am $tu\gamma$-Vertex mit der Kopplungsstärke κ_γ und anschließendem Zerfall $t \to bW$, $W \to \ell\nu_\ell$.

soll. Üblicherweise wird hierfür die Masse des *top*-Quarks eingesetzt: $\Lambda \equiv m_t$. Für die vollständige Lagrangedichte siehe [12].

Einige Beispiele für Theorien, die sich mit diesem Formalismus effektiv nähern lassen, sind Modelle dynamischer elektroschwacher Symmetriebrechung, Modelle mit zwei oder mehr Higgs-Dupletts, Kopplungen an S-Teilchen supersymmetrischer Modelle oder exotische Quark-Singlets. Mehr zu diesen Theorien in [7].

3.1.3. Zerfall und Rekonstruktion des *top*-Quarks

Zerfallskinematik

Auf Grund seiner extrem kurzen Lebensdauer ist das *top*-Quark weder in der Lage Mesonen zu bilden, noch in einen *top*-Jet zu hadronisieren. Es zerfällt zu praktisch 100%[2] schwach in *b*-Quark und W-Boson. Das *b*-Quark hadronisiert nach der für *b*-Quarks typischen Flugzeit in einen *b*-Jet. Das W-Boson wiederum zerfällt mit wohl bekannten Zerfallsraten in Leptonen und Quarks gemäß Tab. 3.1. Die Kanäle $W \to e\nu_e$, $W \to \mu\nu_\mu$ und $W \to q\bar{q}'$ wurden bereits untersucht [7]. Darin inklusiv

[2] Es war bis jetzt noch nicht möglich, eine signifikante Abweichung von V_{tb} von 1 zu messen.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$W \to e\nu_e$	10.72 ± 0.12
$W \to \mu\nu_\mu$	10.57 ± 0.22
$W \to \tau\nu_\tau$	10.74 ± 0.27
$W \to q\bar{q}'$ (Hadronen)	67.96 ± 0.35

Tabelle 3.1.: Zerfälle des $W^{\pm}$-Bosons (PDG 2002 Werte [32]).

enthalten ist der Kanal $W \to \tau\nu_\tau$ mit den anschließenden τ-Zerfällen $\tau \to \nu_\tau\bar{\nu}_e e$ und $\tau \to \nu_\tau\bar{\nu}_\mu\mu$. Die vorliegende Arbeit schließt die verbleibende Lücke des Zerfallskanals $W \to \tau\nu_\tau$ und anschließend $\tau \to \nu_\tau$Hadronen. Die hier untersuchte Zerfallskette ist

$$\begin{array}{llll} ep \to & t & X_p & \\ & \hookrightarrow b & W & \\ & & \hookrightarrow \tau\nu_\tau & \end{array}$$

wobei b-Quark und τ-Lepton weiter in Jets, notiert X_b bzw. X_τ, zerfallen. Die zu suchende Signatur stellt sich somit wie folgt dar:

- Da beide Neutrinos nicht beobachtet werden, erwarten wir signifikanten fehlenden Transversalimpuls und ein $(E - P_z) < 55$ GeV.
- Ein b-Jet X_b mit hohem Transversalimpuls. Eventuell werden vom b-Quark noch harte Gluonen abgestrahlt, so dass wir in manchen Fällen zwei oder mehr Jets aus dem b-Quark beobachten. In dieser Arbeit wird das komplette hadronische System, das aus dem b-Quark kommt, mit X_b bezeichnet.
- Ein τ-Jet X_τ mit der typischen Signatur hoher Transversalimpuls, kollimiert, isoliert und mit einer oder drei Spuren (*prongs*). Wir bezeichnen den hadronischen Endzustand des τ-Leptons in dieser Arbeit mit X_τ.
- In einigen Ereignissen ist im vorderen Teil des LAr-Kalorimeters hadronische Energie sichtbar, die vom Protonrest stammt. Sie wird in dieser Arbeit mit X_p bezeichnet. Falls X_τ und X_b sehr weit vorne liegen, kann es zu einem Überlapp mit X_p kommen.

Die *top*-Produktion und Zerfall wird in dieser Arbeit durch den Monte Carlo Generator ANOTOP simuliert [14]. In Abb. 3.4 sind die kinematischen Verteilungen von x, y und Q^2 der von ANOTOP simulierten *top*-Erzeugung mittels FCNC abgebildet. Etwa 70% der *top*-Quarks werden in Photoproduktion[3], etwa 30% der *top*-Quarks in tiefinelastischer Streuung mit $Q^2 > 4$ erzeugt. Für letzteren Teil erwarten wir, dass das Elektron im Detektor gemessen wird. Dann können wir es für kinematische Rechnungen nutzen.

Abb. 3.3 zeigt ein exemplarisches Ereignis aus dem ANOTOP Signal Monte Carlo. Deutlich zu erkennen sind der τ-Kandidat (nach oben) und der b-Jet (nach unten). Außerdem ist die Akoplanarität durch die nicht gemessenen Neutrinos in der $r\varphi$-Ebene zu erkennen.

Rekonstruktion der *top*-Masse

Eine Methode zur Rekonstruktion der *top*-Masse wurde in der Analyse der e- und μ-Kanäle des W-Zerfalls entwickelt [7]. Der Neutrino-Vierervektor $(E_\nu, \vec{p}_\nu)$ wird dort anhand $P_{T,miss}$ und $(E - P_z)$

[3] Als Photoproduktion wird in dieser Arbeit etwas lax alle ep-Streuung mit einem $Q^2 < 4$ bezeichnet.

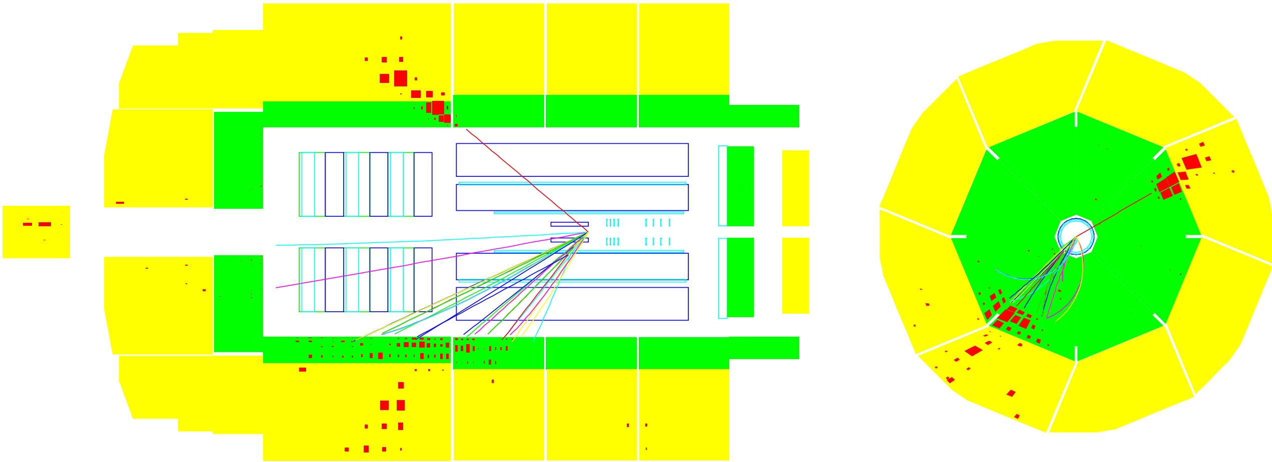


Abbildung 3.3.: Exemplarisches Ereignis aus dem ANOTOP Signal Monte Carlo.

rekonstruiert. Die rekonstruierte *top*-Masse m_{top}^{reco} ergibt sich dann aus

$$m_{top}^{reco} = \sqrt{(E_{X_b} + E_{X_\tau} + E_\nu)^2 - \sum_{i=1}^{3}(p_{i,X_b} + p_{i,X_\tau} + p_{i,\nu})^2}.$$

Für Ereignisse, in denen das gestreute Elektron im Detektor sichtbar war, lässt sich der Vierervektor des Neutrinos aus den Beziehungen

$$\vec{P}_{T,\nu} \equiv \vec{P}_{T,miss} \qquad \text{und} \qquad (E - p_z)_\nu \equiv 55\ \text{GeV} - (E - P_z)$$

eindeutig bestimmen (in [7] *tagged events* genannt). In Photoproduktion wird das Elektron nicht gemessen und man verliert die Information für seine kinematische Rekonstruktion. Das Neutrino muss dann über die Zwangsbedingung der invarianten Masse des Neutrino-Lepton-Systems $M_{\ell\nu}$ bestimmt werden (in [7] *untagged events* genannt). Sie muss gleich der W-Masse M_W sein. Man erhält dann zwei Möglichkeiten für $(E - p_z)_\nu^{reco}$ als Lösungen der quadratischen Gleichung

$$M_{\ell\nu} = \sqrt{(E_\ell + E_\nu)^2 - (\vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu)^2} \equiv M_W = 80.4\ \text{GeV}.$$

Diese Methode wird in Abb. 3.5 veranschaulicht. Eine Lösung repräsentiert ein relativ zur Richtung des Leptons nach vorn fliegendes Neutrino, die andere ein relativ dazu nach hinten fliegendes Neutrino. Es wird angenommen, dass die „richtige" Lösung diejenige ist, die näher bei der *top*-Masse liegt.

Im τ-Kanal wird die Rekonstruktion aufgrund des zusätzlichen Neutrinos aus dem τ-Zerfall $\nu_{\tau,2}$ weiter erschwert. Wie wir an Abb. 3.4d) erkennen können, ist das zweite, aus dem τ-Zerfall kommende Neutrino $\nu_{\tau,2}$ niederenergetisch im Vergleich zum ersten. Abb. 3.4e) und 3.4f) vergleichen die mit dem HFS rekonstruierten kinematischen Größen $P_{T,calo}$ und $(E - P_Z)$ und ihre direkte Berechnung mittels der beiden generierten Neutrinos. Im Falle des rekonstruierten $(E - P_z)$ wird zusätzlich das generierte Elektron abgezogen, um dessen Einfluss im Falle von Photoproduktion einzubeziehen. Man sieht, dass rekonstruiertes $P_{T,calo}$ und $(E - P_Z)$ durch das Neutrino aus dem W-Zerfall $\nu_{\tau,1}$ alleine bereits gut beschrieben werden. Das zweite Neutrino $\nu_{\tau,2}$ aus dem τ-Zerfall hat nur einen kleinen Einfluss. Es verschiebt $P_{T,calo}$ systematisch zu etwas kleineren Werten und $(E - P_z)$ systematisch zu etwas größeren Werten.

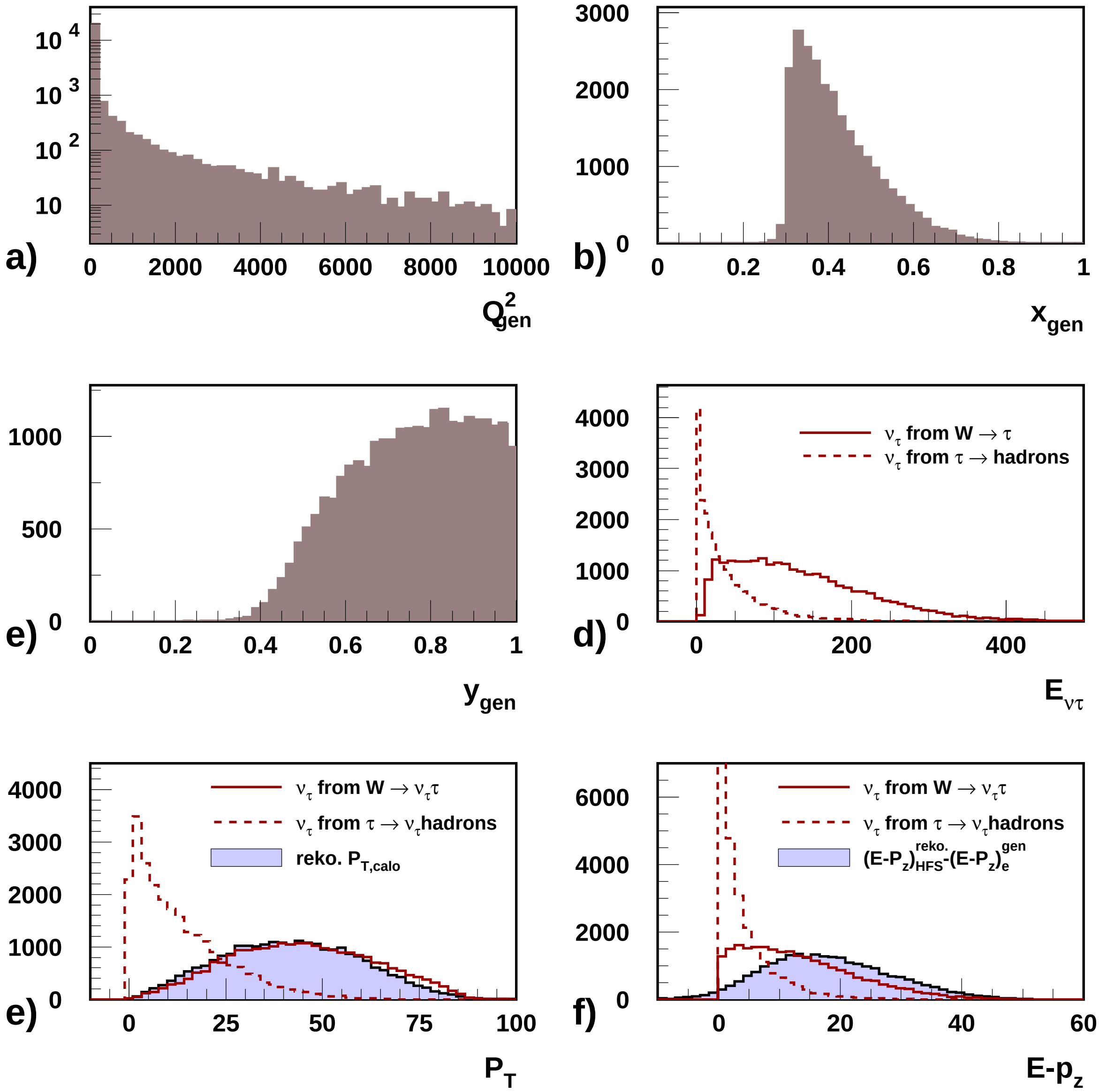


Abbildung 3.4.: Kinematik der *top*-Quark Erzeugung mittels FCNC und die Kinematik der Zerfalls-Neutrinos wie von ANOTOP generiert. **a)** Negatives Impulsquadrat des Wechselwirkungsbosons Q^2_{gen} **b)** Vom gestreuten Quark getragener Impulsbruchteil des Protons x_{gen} **c)** Inelastizität y_{gen} **d)** Generierte Energien der Neutrinos aus dem W-Zerfall ($E^{gen}_{\nu_\tau 1}$) und dem τ-Zerfall ($E^{gen}_{\nu_\tau 2}$) **e)** Generierter Transversalimpuls der beiden Neutrinos $P^{gen}_{T,\nu_\tau 1,2}$ und rekonstruierter fehlender kalorimetrischer Transversalimpuls $P_{T,calo}$ **f)** Generierte $(E-p_z)^{gen}_{\nu_\tau 1,2}$ Bilanz der beiden Neutrinos und aus dem HFS rekonstruierte $(E-P_z)$ Bilanz (abzüglich des generierten Elektrons).

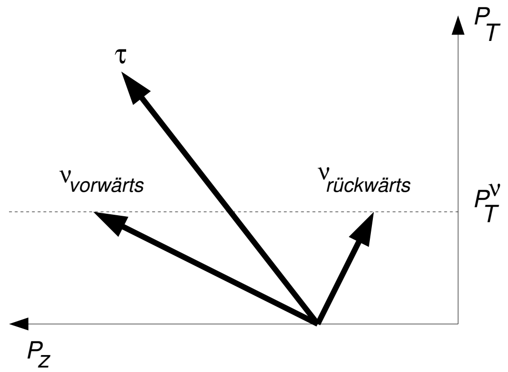


Abbildung 3.5.: Zwei mögliche Lösungen für $p_{z,\nu}$ des Neutrinos unter Ausnutzung der W-Massen-Bedingung $M_{\ell\nu} \equiv m_W$.

Prozess	***Rate***
beam-gas	50 kHz
cosmics	700 Hz
Photoproduktion	25 Hz
DIS bei niedrigem Q^2	2.2 Hz
DIS bei hohem Q^2	1.4/min
CC DIS	3/h
W-Produktion im SM	1/2d
top-Produktion durch FCNC	≈1/a ?

Tabelle 3.2.: Ereignisraten einiger hier relevanter Prozesse bei HERA.

3.2. Untergrund-Prozesse bei HERA

3.2.1. Signalartiger Untergrund

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über die für diese Analyse wichtigsten Prozesse bei HERA, die für das *top*-Signal Untergrund darstellen. Wir können sie grob in drei Klassen einteilen:

- Signalartiger *ep*-Untergrund,
- *ep*-Untergrund mit großem Wirkungsquerschnitt, und
- Nicht-*ep*-Untergrund.

Eine Vorstellung der in H1 auftretenden absoluten Raten bei Design-Luminosität gibt Tabelle 3.2. Den weitaus größten Teil macht der Untergrund aus Nicht-*ep*-Prozessen aus. Es wird hier klar, wie wichtig ein effektives Triggersystem ist, um die gegenüber dem Nicht-*ep*-Untergrund fast vernachlässigbaren Physik-Ereignisse zu finden. Wiederum winzig in der Rate gegenüber den weiter unten beschriebenen häufigen *ep*-Physik-Ereignissen sind die im Folgenden erläuterten signalartigen Prozesse. Sie spielen erst durch ähnliche Kinematik und/oder das Auftauchen von τ-Leptonen eine Rolle.

$W^{\pm}$-Produktion im Standard Modell

Dem *top*-Signal am ähnlichsten ist der Zerfall von W-Bosonen, die über Prozesse des Standard Modells erzeugt werden. Reelle W-Bosonen können bei HERA in führender Ordnung der Feynman-Diagramme auf verschiedene Art und Weise erzeugt werden. Den größten Beitrag liefert dabei, wie z.B. in Abb.

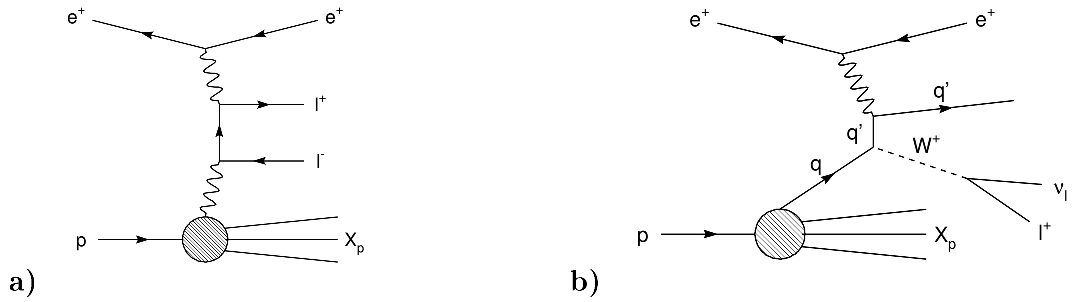


Abbildung 3.6.: Signalartige *ep*-Prozesse: **a)** Leptonpaarerzeugung durch $\gamma\gamma$-Fusion und **b)** $W^{\pm}$-Produktion durch Abstrahlung eines reellen W-Bosons vom gestreuten Quark.

3.6 gezeigt, die Abstrahlung eines reellen W-Bosons vom gestreuten Quark. Weitere Beiträge erster Ordnung liefern W-Abstrahlung vom ein- oder auslaufenden Elektron oder W-Abstrahlung vom auslaufenden Quark. Möglich ist auch die Erzeugung eines $W^{\pm}$-Paares aus dem Elektron, sowie die Fusion neutraler und geladener Ströme. Diese Prozesse sind aber auf Grund der W-Propagatoren stark unterdrückt und daher hier nicht abgebildet.

Der größte Unterschied zum *top*-Signal, in dem auch ein W-Zerfall auftritt, ist der fehlende b-Jet. Wir erwarten daher keinen zweiten Jet mit hohem Transversalimpuls. In einer „inklusiven" Analyse aller W-Zerfälle sowohl aus dem Standard Modell als auch aus Erweiterungen davon, kann dieser Transversalimpuls als Diskriminator zwischen standardmodellartigen und neuartigen W-Zerfällen dienen [7].

Leptonpaarerzeugung aus $\gamma\gamma$-Prozessen

Leptonpaare werden hauptsächlich in $\gamma\gamma$-Fusion erzeugt. Von Elektron und Proton abgestrahlte Photonen erzeugen ein Leptonpaar wie in Abb. 3.6gezeigt. Dabei kann es sich auf Grund der Lepton-Universalität gleichberechtigt um Elektronen, Myonen und τ-Leptonen handeln. Auf Grund des stark abfallenden Spektrums des Transversalimpulses der erzeugten Leptonen stellt dieser Prozess nur einen kleinen Untergrund für unser Signal dar.

Weiterer signalartiger Untergrund

Signalartiger Untergrund ist potenziell jeder Prozess mit τ-Leptonen im Endzustand. Es ist möglich, dass bei schwachen Zerfällen von Hadronen aus Fragmentation τ-Leptonen entstehen. Da diese aber weder hohen Transversalimpuls aufweisen noch isoliert sind, stellen sie nicht nur keinen für diese Analyse kritischen Untergrund dar, sondern sind im Allgemeinen schwer identifizierbar.

Außerdem gibt es Prozesse jenseits des Standard Modells, bei denen man τ-Leptonen erwartet. Dies könnten beispielsweise τ-Leptonen aus der Umwandlung von Elektronen durch die Kopplung an Leptoquarks oder aus Zerfällen von supersymmetrischen *stop*-Quarks sein. Eine Beobachtung derartiger Prozesse würde natürlich nicht als Untergrund angesehen, sondern als interessantes Signal.

3.2.2. *ep*-Untergrund mit großem Wirkungsquerschnitt

Prozesse in tiefinelastischer *ep*-Streuung und in Photoproduktion haben Wirkungsquerschnitte, die viele Größenordnungen über dem für das *top*-Signal erwarteten Wirkungsquerschnitt liegen. Selbst wenn die erwartete Kinematik eine völlig andere als die des *top*-Signals ist, so sind die rekonstruierten kinematischen Verteilungen auf Grund imperfekter Messung doch deutlich verschmiert, und sie weisen zum Teil lange und breite Ausläufer auf. So kann eine unvollständige (insbesondere nahe der

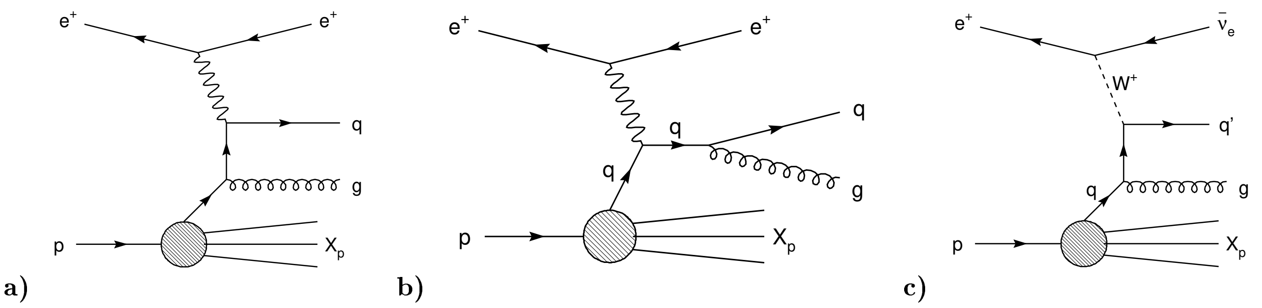


Abbildung 3.7.: Tiefinelastische Streuung mit zwei oder mehr Jets: **a)** Neutraler Strom mit *initial state* Partonschauer bzw. QCD-Compton-Prozess, **b)** neutraler Strom mit *final state* Partonschauer, **c)** Geladener Strom mit *initial state* Partonschauer bzw. QCD-Compton-Prozess.

Strahlröhre) und fluktuierende Energiemessung in den Kalorimetern einen gewissen fehlenden Transversalimpuls verursachen. In diesen Ausläufern finden sich noch genügend Ereignisse, um Untergrund für das *top*-Signal darzustellen.

Geladene Ströme in tiefinelastischer Streuung

Bei geladenen Strömen in tiefinelastischer Streuung (abgek. CC DIS[4]) werden zwischen Elektron und gestreutem Quark die Vektorbosonen $W^{\pm}$ausgetauscht. Das Elektron geht dabei über in ein Neutrino $ep \to \nu_e X_p q$ wie in Abb. 3.7c) skizziert. Das Neutrino wird im Detektor nicht gesehen und verursacht so signifikanten fehlenden Transversalimpuls und ein $(E - P_z) < 55$ GeV in der Messung, wie wir es im *top*-Signal erwarten. In der Regel sehen wir bei einem geladenen Strom nur einen Jet aus dem gestreuten Quark. Zwei oder mehrere Jets kommen wie bei neutralen Strömen in tiefinelastischer Streuung über die Abstrahlung harter Gluonen zustande. Bei ungünstiger Fragmentation können diese Jets wie ein τ-Jet aussehen. Das Spektrum des Transversalimpulses der Jets fällt stark ab, was bei der Trennung gegen Jets mit hohem Transversalimpuls, wie im *top*-Signal erwartet, hilft.

Neutrale Ströme in tiefinelastischer Streuung

Neutrale Ströme in tiefinelastischer Streuung (abgek. NC DIS[5]) $ep \to eX_p q$ sind einer der wichtigsten Prozesse bei HERA. Im Detektor wird der vollständige Endzustand, das gestreute Elektron und in der Regel ein Jet, gemessen. Es wird daher kein signifikanter fehlender Transversalimpuls erwartet, und ein $(E - P_z)$ mit einem scharfen Peak bei 55 GeV wird erwartet. Durch die Forderung von signifikantem fehlenden Transversalimpuls und einem $(E - P_z)$ von deutlich kleiner 55 GeV können die meisten neutralen Ströme bereits unterdrückt werden. Wegen der transversalen Impulserhaltung sind das Elektron und der hadronische Jet des Protonfragments in der $R\varphi$-Ebene genau entgegengesetzt ausgerichtet (*back-to-back*). Durch das im Detektor unsichtbare Neutrino erwartet man im *top*-Signal keine *back-to-back* Topologie, sondern eine signifikant akoplanare Topologie. Die Forderung von Akoplanarität ist daher ebenfalls sehr effektiv gegen neutrale Ströme.

Das gestreute Elektron wird vom Elektron-Identifikationspaket QESCAT mit einer Effizienz von ~99% gefunden [30]. Die am Elektron beteiligten Objekte werden durch die Software von der weiteren Analyse des hadronischen Endzustandes ausgeschlossen (*locked*). Nicht gefundene Elektronen landeten entweder in den Kalorimeter-Spalten oder ihre Schauer weisen eine ungewöhliche Form auf. In letzterem Fall können Elektronen ein τ-Lepton vortäuschen, und der Schauer muss näher untersucht

[4]CC DIS = charged currents in deep inelastic scattering
[5]Neutral Current Deep Inelastic Scattering

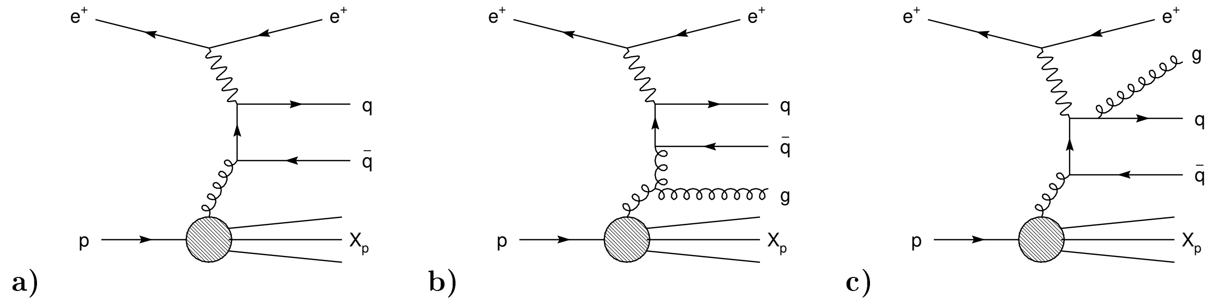


Abbildung 3.8.: Photoproduktion mit zwei und drei Jets: **a)** Boson-Gluon Fusion, **b)** Boson-Gluon Fusion in nächster Ordnung, **c)** Boson-Gluon Fusion mit *final state* Partonschauer.

werden, um eine Trennung zu ermöglichen (s. Abschnitt 4.4). Da die Q^2-Verteilung von neutralen Strömen bei kleinen Q^2 stark ansteigt, erwarten wir nur wenige Elektronen im zentralen und vorderen Bereich des Detektors, wo die τ-Jets des *top*-Signals erwartet werden.

Zwei oder mehr Jets sind möglich durch Gluon-Abstrahlung aus QCD-Compton-Prozessen oder Gluon-Abstrahlung vom gestreuten Quark im *initial state* (Abb. 3.7a) oder im *final state* (Abb. 3.7b). Die Partonschauer des fragmentierten Gluons bilden meist den vorgetäuschten τ-Kandidaten.

Photoproduktion

Den von der absoluten Rate her mit Abstand größten *ep*-Untergrund stellen Prozesse in Photoproduktion dar. Der Begriff Photoproduktion (abgek. γp) bezeichnet Ereignisse mit $Q^2 \approx 0$. Ereignisse mit $Q^2 > 0$ nennen wir tiefinelastische Streuung. In dieser Arbeit bezeichnen wir aber etwa lax alle Prozesse mit $Q^2 < 4$ als Photoproduktion. In Photoproduktion verschwindet das Elektron im Strahlrohr. Es wird kein signifikanter fehlender Transversalimpuls erwartet, aber die $(E - P_z)$ Bilanz liefert einen Wert kleiner 55 GeV. Die Forderung nach signifikantem fehlenden Transversalimpuls entfernt den größten Teil von Ereignissen in Photoproduktion.

In der Regel werden bei Photoproduktion durch Boson-Gluon-Fusion (BGF) zwei Quark-Jets produziert (Abb. 3.8a). Prozesse höherer Ordnung (Abb. 3.8b) und Partonschauer im *final state* (Abb. 3.8c) können zusätzliche Jets erzeugen. Jets aus Photoproduktion sind auf Grund der transversalen Impulserhaltung in der $R\varphi$-Ebene ausbalanciert (bei zwei Jets *back-to-back*). Forderung von Akoplanarität ist ebenfalls ein sehr mächtiger Schnitt gegen Photoproduktion. Bei ungünstiger Fragmentation und Kinematik kann ein Jet aus Photoproduktion als τ-Jet misidentifiziert werden.

3.2.3. Nicht-*ep*-Untergrund

Die im Folgenden erläuterten Arten von Nicht-*ep*-Untergrund können allein oder überlagert mit echter *ep*-Physik auftreten (*overlays*). Meist spielen sie eine Rolle als Untergrund, weil sie signifikanten fehlenden Transversalimpuls vortäuschen, Akoplanarität erzeugen oder die Anzahl rekonstruierter Jets erhöhen, und damit die *top*-Signatur imitieren. Beispielereignisse für diese Arten von Nicht-*ep*-Untergrund, die im Laufe der Analyse auftauchten, finden sich in Anhang A.

Kosmische Myonen

Bei kosmischen Myonen (*cosmics*) handelt es sich um hochenergetische Myonen aus Luftschauern der kosmischen Höhenstrahlung. Ihre Signatur ist eine lange, schmale Spur quer durch den gesamten Detektor, die meist einen großen Stoßparameter zum Vertex hat. Die meisten *cosmics* können anhand dieser Topologie unterdrückt werden. Dazu dient das Software-Paket QBGFMAR, das in Kap. 5.2.3 erläutert wird.

Kollisionen der Protonen mit dem Restgas

Das Vakuum in der Strahlröhre weist immer noch einen Druck von $\sim 10^{-9}$bar auf. Daher kann es in der Strahlröhre zu Kollisionen der Protonen des Protonstrahls mit Molekülen des Restgases kommen (*beam gas* Ereignisse) . Dieser Untergrund hat die mit Abstand höchste Rate aller Prozesse im H1 Detektor (s. Tab. 3.2). Zu seiner direkten Unterdrückung sind u.a. Flugzeit-Zähler eingebaut (s. **??**). Um *beam gas* Untergrund in den Daten zu unterdrücken, können Zeitinformationen der Spurkammern (T0) und die Position des Vertex ausgenutzt werden.

Kollisionen des Protonstrahl-Halos mit umgebendem Material

Der Protonstrahl hat einen ausgedehnten Querschnitt. Noch in relativ großer Entfernung vom nominalen Strahlmittelpunkt finden sich hochenergetische Protonen in einem Halo um das Zentrum des Protonenstrahls. Diese Halo-Protonen können mit Material der Umgebung (meist der Wand des Strahlrohrs und Synchrotronmasken) kollidieren und dabei hadronische Schauer vor dem Detektor erzeugen (*beam wall* Ereignisse). Solche Ereignisse sind etwa zehn mal häufiger als *ep*-Ereignisse. Hadronen aus *beam wall* Ereignissen sind vor allem im SpaCal sichtbar. Die $(E - P_z)$ Bilanz des Ereignisses liefert dann oft einen Wert $\gg 70$ GeV. Ein Schnitt auf diese Variable kann deshalb gut zur Unterdrückung der *beam wall* Ereignisse verwendet werden.

Halo-Myonen

Halo-Myonen (*halo myons*) stammen aus *beam wall* Ereignissen viele Meter vor dem Detektor. Hadronische Energie wurde bereits vom Tunnelmaterial absorbiert, bevor der Schauer H1 erreichen kann. Nur Myonen sind noch übrig. Ihre Signatur ist eine Spur von Energiedeposition parallel zur z-Achse, aber in einigem Abstand zu ihr. Halo-Myonen können auf ähnliche Art und Weise wie die kosmischen Myonen unterdrückt werden.

Kohärentes Rauschen

Kohärentes Rauschen auf Grund von Fehlfunktionen in der Ausleseelektronik (*coherent noise*), insbesondere den Analogboxen des LAr-Kalorimeters, kann dazu beitragen ein Signal-Ereigniss zu fingieren, indem beispielsweise die Jet-Multiplizität beeinflusst oder fehlender Transversalimpuls imitiert wird. Kohärentes Rauschen lässt sich teilweise per Software unterdrücken (ARKILL) oder über Kontrollverteilungen des Azimuthalwinkels gefundener Jets φ_{Jet} entdecken. In dieser Verteilung, die flach sein sollte, ist kohärentes Rauschen als Spitzen zu erkennen. Kohärentes Rauschen kann sich über mehrere Ereignis-*runs* hinziehen und ist per *event display* einfach zu erkennen. Es handelt sich meist um einzelne heiße Zellen an immer gleicher Stelle, oder geometrische Anordnungen vieler heißer Zellen, die etwas damit zu tun haben, wie die Auslesekanäle in der Elektronik zusammengefasst werden.

3.3. Monte Carlo Generation und Simulation

3.3.1. Vergleich von Theorie und Messung in Experimenten der Hochenergiephysik

Um an aufwändigen und komplizierten Experimenten der Hochenergiephysik wie H1 Theorie und Messdaten vergleichen zu können, müssen die ablaufenden physikalischen Prozesse und deren Signatur im Detektor möglichst genau simuliert werden. Dies geschieht in drei Stufen:

Generation Zunächst generieren Monte Carlo Generatoren die zu Grunde liegenden physikalischen Prozesse. Entweder werden damit Prozesse im Rahmen des Standard Modells der Teilchenphysik so gut wie möglich simuliert, oder hypothetische Prozesse neuer Physik jenseits des Standard Modells modelliert. So zum Beispiel im Fall des Signal Monte Carlo Generators ANOTOP.

Simulation Im zweiten Schritt wird die Wechselwirkung der in der Simulation erzeugten Teilchen mit einem Computer-Modell des Detektors simuliert. In dieses Modell fließt das gesamte Wissen über die Geometrie des Detektors und der Physik der Interaktion von Teilchen mit Materie ein. Für die Simulation elektromagnetischer Schauer steht eine einfache Parametrisierung (H1FAST) und eine detaillierte Simulation basierend auf GHEISHA zur Verfügung. Die Rechenzeit unterscheidet sich ungefähr um einen Faktor 10. Hadronische Schauer werden standardmäßig detailliert simuliert.

Rekonstruktion Dieser Schritt gehört streng genommen nicht zur Computersimulation. Simulierte und echt gemessene Ereignisse im Detektor werden derselben Rekonstruktion unterworfen.

3.3.2. Verwendete Monte Carlo Generatoren

Um die eben diskutierten physikalischen Prozesse zu simulieren, existieren eine Vielzahl an Monte Carlo Generatoren. Die folgenden Generatoren werden verwendet:

ANOTOP simuliert die *top*-Erzeugung via FCNCs [14].

PYTHIA simuliert Photoproduktion sowie quasielastische Streuereignisse bis $Q^2 < 4$ GeV [17].

RAPGAP simuliert neutrale Ströme in tiefinelastischer Streuung mit $Q^2 > 4$ GeV [18].

DJANGO simuliert geladene Ströme in tiefinelastischer Streuung mit $Q^2 > 100$ GeV [15].

EPVEC simuliert die sieben führenden Feynman-Diagramme erster Ordnung für W-Produktion im Standard Modell [19].

LPAIR simuliert Prozesse $\gamma\gamma \to \ell^+\ell^-$. Er wurde für die Simulation von τ-Paarerzeugung $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$ verwendet. Die kinematischen Bereiche elastisch ($Q^2 \approx 0$ GeV), quasielastisch ($Q^2 < 4$ GeV) und inelastisch ($Q^2 > 4$ GeV) wurden getrennt generiert [20].

Für diese Analyse wurde auf bereits vorhandene Produktionen zurückgegriffen. Die verwendeten Dateien sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Da der Wirkungsquerschnitt für geladene Ströme in e^-p Kollisionen etwa doppelt so groß ist wie in e^+p Kollisionen[6], mussten für verschiedene Laufperioden von HERA-I mit e^+bzw. e^-und unterschiedlicher Protonenergie verschiedene Monte Carlo Generationen verwendet werden. Da die Wirkungsquerschnitte von Photoproduktion und neutralen Strömen für e^+und e^- weniger stark variieren, wurde hier zunächst die gleiche Generation für den ganzen HERA-I Datensatz verwendet. Die niedrigere Protonenergie von 820 GeV vor 1998 wurde durch Gewichtung jeden Ereignisses dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{E_p}(x, Q^2, s, q_e)$ entsprechend berücksichtigt:

$$w_{HERA-I} = w_{2000} \cdot \frac{L_{820} \cdot \frac{\sigma_{920}}{\sigma_{820}} + L_{920}}{L}.$$

Für neutrale Ströme wurden für die Umgewichtung eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts basierend auf den bei H1 gemessenen Wirkungsquerschnitten verwendet [31]. Bei Photoproduktion wurde für $\frac{\sigma_{920}}{\sigma_{820}}$ provisorisch ein Faktor 1.2 eingesetzt, der aus den totalen Wirkungsquerschnitten von 820 GeV Monte Carlo Dateien (generiert mit Parton-Transversalimpuls $\hat{P}_T > 50$ GeV) abgelesen wurde. Für die vollständige Analyse sollte später ein kompletter Satz geeigneter Monte Carlo Dateien verwendet werden.

[6] Das ausgetauschte W-Boson trägt die Ladung des einlaufenden Leptons und koppelt bevorzugt an gestreute Partonen mit umgekehrten Ladungsvorzeichen.

Physik	***Generator***	$L = \int \mathcal{L}\mathrm{dt}\ [pb^{-1}]$	***Ereignisse*** (ungewichtet)	***Kommentare***
FCNC *top*-Produktion	ANOTOP		25k	
CC DIS	DJANGO	2700.72	100k	1999/2000: e^+p, $E_p = 920$ GeV, $Q^2 > 100$
CC DIS	DJANGO	1433.39	100k	1998: e^-p, $E_p = 920$ GeV, $Q^2 > 100$
CC DIS	DJANGO	2891.00	100k	1996/1997: e^+p, $E_p = 820$ Gev, $Q^2 > 100$
γp ($Q^2 < 4$)	PYTHIA	552.81	1075k	Gemischte Produktion (MAP): `Ptmiss>8 || Ee>5 || PTtrack>10 || PTtrack>5&&Dtrack>0.5 ||ptmu>1`
NC DIS	RAPGAP	499.7	429k	Gemischte Produktion (MAP PRO1)
NC DIS	RAPGAP	428.3	380k	Gemischte Produktion (MAP PRO2)
SM W-Produktion	EPVEC	100068.72		
$\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$	LPAIR	14642.61	35k	Elastisch $Q^2 = 0$
$\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$	LPAIR	27302.86	35k	Quasielastisch $Q^2 < 4$
$\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$	LPAIR	10716.95	35k	Inelastisch $Q^2 > 4$

Tabelle 3.3.: Verwendete Monte Carlo Simulationen. ANOTOP simulierte das Signal, die Summe der restlichen Simulation stellt den Standard Modell Untergrund dar.

4. Identifikation von τ-Leptonen

4.1. Einleitung

4.1.1. Physik des τ-Leptons

In diesem Kapitel wird die Identifikation von τ-Leptonen, wie sie im Rahmen dieser Diplomarbeit untersucht und implementiert wurde, beschrieben. Die konkrete Anwendung dieser Erkenntnisse auf die Suche nach einzelnen *top*-Quarks über die hadronischen Zerfälle von τ-Leptonen wird in Kapitel 5 beschrieben. Die Studien sind darauf ausgelegt einen allgemeinen τ-Finder-Algorithmus für H1 zu entwerfen. Diejenigen Aspekte der τ-Identifikation, die für die *top*-Suche bereits unproblematisch sind (insbesondere Elektron- und Myon-Unterdrückung), werden in diesem Abschnitt vernachlässigt.

Das τ-Lepton als mit Abstand schwerstes aller Leptonen wurde 1975 von M. Perl et al. entdeckt. In e^+e^--Kollisionen kann es resonant paarweise in großer Menge erzeugt werden. LEP und insbesondere die B-Fabriken können riesige τ-Lepton-Samples erzeugen. Mit einer umfassenden Anpassung der Verzweigungsverhältnisse aller gemessenen τ-Zerfallskanäle lassen sich Parameter der QCD präzise bestimmen. Bei HERA erwartet man die Erzeugung von τ-Leptonen im Standard-Modell in den in Abschnitt 3.2.1 genannten Prozessen.

Gegenüber der HERA-Schwerpunktsenergie von 300 GeV bzw. 318 GeV und der W-Masse $m_W = 80.4$ GeV ist die Ruhemasse des τ-Leptons $m_\tau = 1.78$ GeV klein [32]. Sie kann daher in guter Näherung vernachlässigt werden. Die Lepton-Universalität kommt dann voll zum Tragen: Der τ-Kanal tritt gleichberechtigt mit Elektron- und Myon-Kanal auf.

Das τ-Lepton zerfällt zu jeweils $\sim 17\%$ in Elektron und Myon (und zugehörige Neutrinos) (siehe Tabelle 4.1). Eine Identifikation als τ-Lepton ist in diesen Kanälen hier nicht möglich und somit sind sie in den Analysen der Elektron- und Myon-Kanäle enthalten. Im Folgenden werden wir diese Zerfallskanäle daher ignorieren und uns stets auf die hadronischen Zerfallskanäle beziehen.

Die hadronischen Zerfallskanäle des τ-Leptons werden entsprechend der Anzahl der erzeugten geladenen Teilchen *1-prong, 3-prong* usw. genannt. Dabei bezeichnet *prong* eine einzelne, hochenergetische Spur in der Spurkammer, die meist mit einem schmalen, tiefen Schauer im Kalorimeter einhergeht. Diese Signatur wird auch gerne mit *pencil-like jet* umschrieben. Abbildung 4.1 veranschaulicht die

Ruhemasse	m_τ =1777.03 MeV
Lebensdauer	$\tau_\tau = 290.6 \times 10^{-15}$s
Zerfalllänge	$c\tau$ =87.11μm

τ^- ***Zerfallskanal***	***Verzweigungsverhältnis***
1-prong	84.71%
($\mu^-\overline{\nu_\mu}\nu_\tau$	17.37 %)
($e^-\overline{\nu_e}\nu_\tau$	17.83%)
$\pi^-\nu_\tau$	11.09%
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.40%
$\pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$	9.13%
$\pi^- \geq 3\pi^0\nu_\tau$	1.37%
3-prong	15.18%
5-prong	$\sim 10^{-3}$

Tabelle 4.1.: Einige Eigenschaften des τ-Leptons (PDG 2002 [32]).

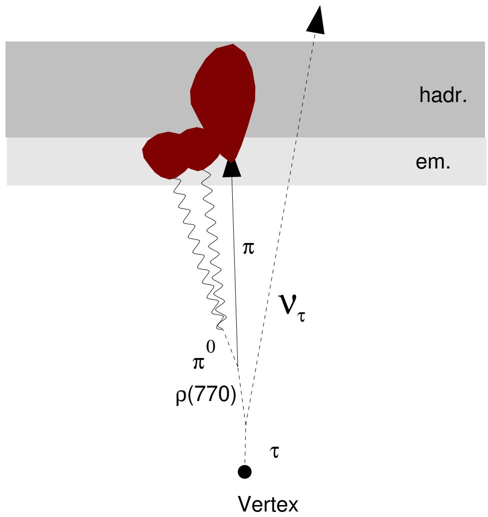


Abbildung 4.1.: Der Zerfall $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi \pi^0$ schematisch. Die grauen Flächen repräsentieren die elektromagnetische und hadronische Sektion des LAr-Kalorimeters.

Anforderung an den τ-Jet-Kandidaten
(EPVEC: Jetachse in $R_{\eta\varphi} < 0.2$ um generiertes τ-Lepton)
$P_{T,Jet} > 7$ GeV
Distanz zu anderen Jets $> 1.0\ D_{\eta\varphi}$
Jet in Kalorimeter-Bezugsbereich (s. Abschnitt 5.3)
1 oder 3 Spuren innerhalb 0.2 $R_{\eta\varphi}$ um Jetachse

Tabelle 4.2.: Vorauswahl der „sauberen” τ-Jets aus mit EPVEC simulierter W-Produktion (100k Ereignisse mit H1FAST simuliert) und QCD-Jets aus geladenen Strömen (1999/2000 CC DIS Generation in Tab. 3.3) zur Untersuchung ihrer Trennung.

Entstehung der Signatur des hadronischen Zerfallskanals mit dem größten Verzweigungsverhältnis $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi \pi^0$. Die Pionen enstehen fast immer über eine $\rho(770)$-Resonanz. π^0s zerfallen in zwei Photonen die als elektromagnetische Schauer im Kalorimeter gesehen werden. Bei hohen Energien überlappen die entstehenden Schauer so stark, dass keine Trennung möglich ist, wie die Zeichnung suggerieren könnte. Dasselbe gilt für den Schauer des geladenen Pions.

4.1.2. Strategie der τ-Identifikation

Im Idealfall braucht man für die Identifikation von τ-Leptonen keine Information über die Kinematik des τ-Leptons außerhalb des Jets seiner Zerfalls-Produkte. Sie soll sich ausschließlich auf Objekte innerhalb des Konus beschränken, der den τ-Jet definiert. In der Praxis ist es allerdings nicht möglich, Kinematik und Schauer-Analyse vollständig zu faktorisieren. Schon für die Auswahl von „sauberen” τ-Jets musste eine gewisse kinematische Auswahl getroffen werden, da noch kein dediziertes Monte Carlo mit einzelnen τ-Jets im Detektor für diese Arbeit zur Verfügung stand. Zur Untersuchung der Eigenschaften von τ-Jets wurden deshalb τ-Zerfälle einer EPVEC W-Produktions-Simulation verwendet (siehe Tab. 4.2), da es die verfügbare Produktion mit der größten Statistik war.

Eine Identifikation von τ-Leptonen im H1 Detektor ist weniger eine auf Effizienz abgestimmte positive Identifikation, als vielmehr eine möglichst wirksame Unterdrückung topologisch ähnlicher Objekte. Was übrigbleibt, soll ein τ-Jet sein. Als möglichen Untergrund müssen wir mit Elektronen, Myonen und insbesondere Jets aus der Fragmentation von Quarks und Gluonen rechnen.

Es wird erwartet, dass die Signatur der hadronischen Zerfälle von τ-Leptonen von vielen Variablen abhängt, und exklusiv in jeder dieser Variablen betrachtet werden muss, um eine optimale Trennung zu ermöglichen. Die wichtigste dieser Variablen ist die Energie des τ-Leptons. Bei sehr niederenergetischen τ-Leptonen ($E_\tau < 10$ GeV) erwartet man, dass die einzelnen Zerfallsteilchen identifiziert werden können, und die invariante Masse des τ-Leptons rekonstruierbar ist. Dies könnte z.B. in einer Analyse von $\gamma\gamma$-Prozessen angewandt werden. Je höher die Energie des τ-Leptons, desto stärker sind die Teilchen jedoch kollimiert auf Grund des Lorentzboosts. Bei den hohen Energien, die die τ-Leptonen dieser Analyse haben, ist eine solche Rekonstruktion des Zerfalls daher unmöglich. Es ist notwendig, sich auf Variablen zu verlassen, die die Form des gesamten Jet beschreiben. Die zweite wichtige Rolle spielt die Detektor-Geometrie. Auf Grund der unterschiedlichen Granularität der einzelnen Kalorimeter-Räder erwartet man unterschiedliche Trennschärfe in verschiedenen Rädern. Die dritte Variable ist der Zerfallskanal. Da verschiedene Zerfallskanäle unterschiedliche Teilchen im Endzustand haben, erwartet man unterschiedliche Signaturen. Beispielsweise einen höheren elektromagnetischen Energieanteil bei mehr π^0's im Endzustand.

4.2. Vorauswahl des τ-Jet

4.2.1. Energieprofil und Isolation

Als ersten Schritt einer τ-Identifikation muss das Objekt definiert werden, das als τ-Kandidat dienen soll. Hier wird dazu ein Konus gewählt, und dann alle Objekte innerhalb dieses Konus auf τ-Artigkeit untersucht.

Um den Radius dieses Konus korrekt zu wählen, wurde der Energiefluss und die Isolation von τ-Jets um die Jetachse herum untersucht. Die Abb. 4.2a) und 4.2b) zeigen den Energiefluss um die Jetachse des generierten τ-Leptons im ANOTOP Monte Carlo über alle Ereignisse integriert. Zum Vergleich ist der Energiefluss von QCD-Jets geladener Ströme gestrichelt eingezeichnet. Abb. 4.2a) zeigt das Umfeld um die Jetachse bis zu einem Radius 1.0 in der $\eta\varphi$-Ebene, wobei jeweils über alle Zellen integriert wurde, um eine feinere Auflösung zu erhalten. Abb. 4.2b) zeigt das Umfeld um die Jetachse bis zu einem Radius 3.0 in der $\eta\varphi$-Ebene, wobei über gefundene Cluster integriert wurde. Abb. 4.2c) zeigt den Energieanteil pro *bin* bis zu einem Radius 1.0 in der $\eta\varphi$-Ebene. Abb. 4.2d) zeigt eine Karte aller Cluster in der $\eta\varphi$-Ebene zentriert auf das generierte τ-Lepton. Man sieht, dass die Energie des τ-Jet praktisch vollständig innerhalb einem Radius von 0.6 in der $\eta\varphi$ Ebene im Kalorimeter deponiert wird, während die QCD-Jets wesentlich breiter sind (etwa ein Radius von 1.0 in der $\eta\varphi$-Ebene). Ab einem Radius von 1.0 steigt die deponierte Energie im Kalorimeter wieder stark an. Hier befinden sich andere Jets und Protonrest. Das hier zwischen 0.6 und 1.0 $R_{\eta\varphi}$ sichtbare Minimum wurde von vorhergehenden Analysen als Energieisolationszone genutzt [5]. In dieser Arbeit wurde Abstand davon genommen, Forderung an den Energieinhalt in dieser Zone zu stellen, da die Verteilung des Energieanteils doch recht lange Ausläufer hat, und die Zone nicht vollständig leer ist. Die Schmalheit des τ-Jets wird in der anschließenden Schaueranalyse gewährleistet. Die Jet-Isolation wird durch die Forderung von Mindestabständen zu anderen Objekten gewährleistet.

Schlussfolgerung dieser Untersuchung war, τ-Jets mit einem Konus-Jetfinder in einem Radius 0.6 in der $\eta\varphi$-Ebene zu suchen. Diese Jets sind die Kandidaten, die weiter auf τ-Artigkeit untersucht werden. Da die Jets anschließend detailliert bis auf Zellniveau genau untersucht werden, brauchte kein *inclusive-*k_T-Jetfinder verwendet zu werden.

4.2.2. Spur-Forderungen

Ein wesentlicher Bestandteil der τ-Signatur sind die Spuren der geladenen Teilchen des hadronischen Endzustandes. Sie erzeugen die typische *1-prong* und *3-prong* Signatur (s. Abb. 5.12 für die *top*-Analyse). Um diese nachzuweisen, müssen qualitativ hochwertige und eindeutige Spuren verwendet

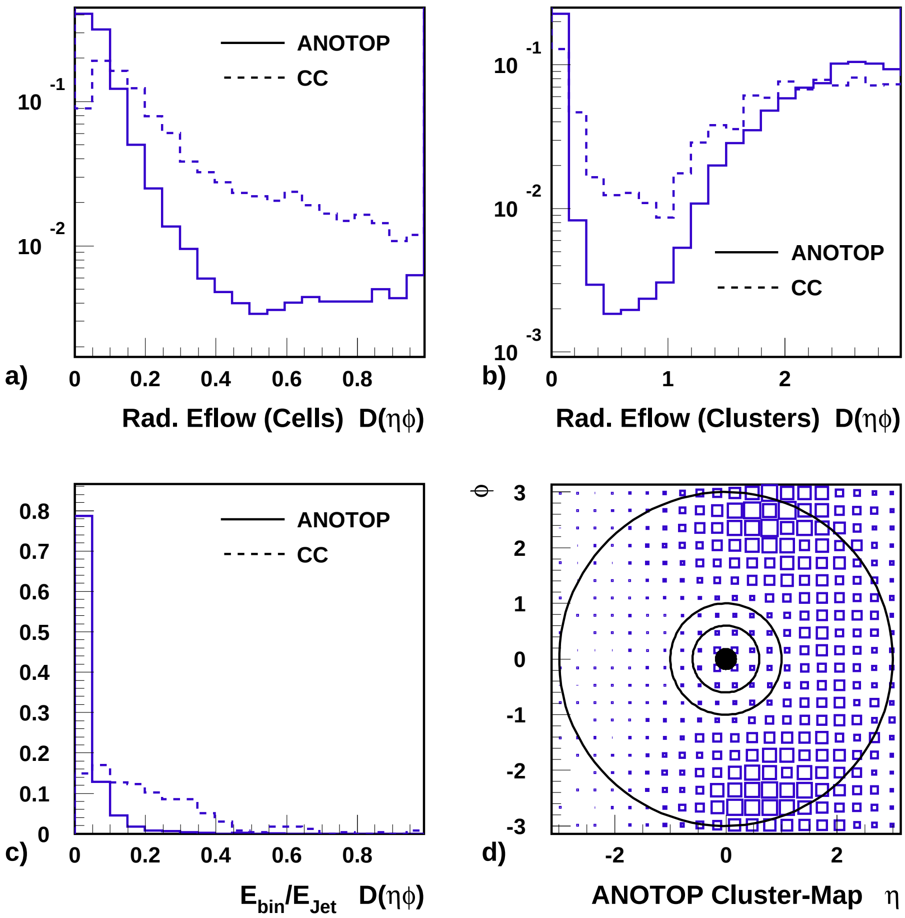


Abbildung 4.2.: Energie-Profil um den τ-Jet (ANOTOP Monte Carlo). Radialer Energiefluss um die τ-Jetachse als normierte Summe der Zell-Energien bis 1.0 $R_{\eta\varphi}$ **(a)** und Cluster-Energien bis 3.0 $R_{\eta\varphi}$ **(b)** Binweiser Energieanteil **(c)** und Cluster-Karte zentriert auf τ-Jetachse **(d)**.

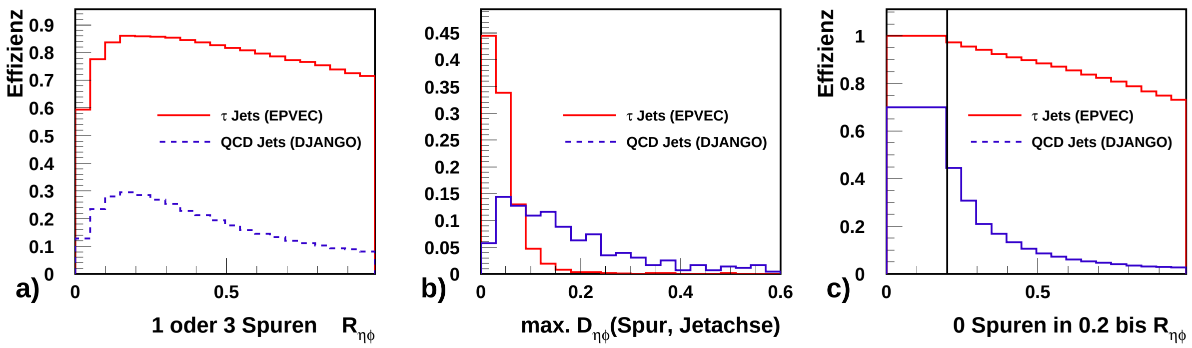


Abbildung 4.3.: Spurmultiplizität und Spurisolation von τ-Jets (EPVEC) und QCD-Jets (DJANGO): **a)** Signal-Effizienz der Forderung von 1 oder 3 Spuren für $R_{\eta\varphi} = 0 \ldots 1$, **b)** Abstand der Spur zur Jetachse mit dem maximalen Abstand, **c)** Effizienz der Forderung von 0 Spuren in $R_{\eta\varphi} = 0.2 \ldots r_{\eta\varphi}$.

werden. Die Effizienz der Spurrekonstruktion in H1 wurde in [7] zu 97% bestimmt. Abbildung 4.3 zeigt die hier ausgeführten Untersuchungen. Die maximal erreichbare Signaleffizienz für τ-Jets ist ~90% für die Forderung von 1 oder 3 Spuren in einem Konus mit $R_{\eta\varphi} = 0.2$ um die Jetachse. QCD-Jets werden etwa um einen Faktor 3 unterdrückt. Die Spuren des τ-Jets befinden sich alle in $R_{\eta\varphi} < 0.2$ um die Jetachse. Forderung eines Isolationskonus von $R_{\eta\varphi} = 0.2$ bis z.B. 1.0 ohne Spuren würde eine eine Signal-Effizienz von $< 80\%$ bedeuten. In einem allgemeinen τ-Finder sollte ein so harter Schnitt deshalb nicht fest eingebaut werden.

4.3. Jetschauerobservablen zur τ-Identifikation

4.3.1. Radiale und longitudinale Jetausdehnung

Grob lassen sich Observablen zur τ-Identifikation in folgende Klassen einteilen:

- Radiale Größen, die Informationen über die radiale Ausdehnung des Jet geben.
- Longitudinale Größen, die Informationen über die longitudinale Ausdehnung des Jet geben.
- Größen der Kompaktheit, z.B. Energieanteile in einer bestimmten Anzahl von Zellen oder Zellschichten.
- Größen, die die interne Strukutur des Jet beschreiben, wie z.B. die Form des elektromagnetischen Schauers.
- Größen mit physikalischer Bedeutung, wie die Jetmasse.
- Größen, die die Struktur des Jets mit gemessenen Spuren verknüpfen.

Natürlich besteht nicht nur ein Überlapp zwischen diesen Klassen, es gibt auch eine Unmenge Möglichkeiten, derartige Observablen zu berechnen und zu untersuchen. Im Folgenden wird die Berechnung derjenigen Größen erläutert, die bei den τ-Identifikations-Studien zu dieser Arbeit untersucht wurden. Eine Liste zeigt Tabelle 4.3.

Observable	***Beschreibung***
$\langle r\rangle$, $\langle r^2\rangle$	1. und 2. radiales Schauer-Moment
$\langle l\rangle$, $\langle l^2\rangle$	1. und 2. longtiudinales Schauer-Moment
$\langle lr\rangle$	Kovarianz
r_{disp}, l_{disp}	Radiale und longitudinale Dispersion
d_{COG}	Abstand Schauerstart - COG
$P_{T^{rel}_{jet}}$	Relativer Jet-Transversalimpuls
m_{jet}	Invariante Jetmasse
R_{jet}	Jet-Radius in $\eta\varphi$
N^{jet}_{cells}	Anzahl Zellen im Jet
EAHN	Energieanteil in den heissesten N Zellen ($N = 4, 8, 12$)
EAKN	Energieanteil in Zelllage N

Tabelle 4.3.: Untersuchte Jetschauer-Observablen der τ-Identifikation.

Schauermomente Betrachtet wurden die ersten und zweiten radialen und longitudinalen Schauermomente $\langle r\rangle$, $\langle r^2\rangle$, $\langle l\rangle$ und $\langle l^2\rangle$, sowie die Kovarianz der Jetzellen $\langle lr\rangle$. Von der Berechnung höherer Momente wurde Abstand genommen, da die Zuverlässigkeit der statistischen Beschreibung bei höheren Momenten stark abnimmt [**?**]. Die Schauermomente des Jet werden als gewichtete Summen über alle Zellen $\{i\}$ des Jet berechnet, gemäß

$$\langle l\rangle = \frac{\sum_i E_i l_i}{\sum_i E_i} \quad , \quad \langle r\rangle = \frac{\sum_i E_i r_i}{\sum_i E_i},$$
$$\left\langle l^2\right\rangle = \frac{\sum_i E_i l_i^2}{\sum_i E_i} \quad , \quad \left\langle r^2\right\rangle = \frac{\sum_i E_i r_i^2}{\sum_i E_i},$$
$$\text{und} \qquad \langle lr\rangle = \frac{\sum_i E_i l_i r_i}{\sum_i E_i}.$$

Die longitudinale Distanz l_i der Zelle i ist definiert als der Betrag des Anteils des relativen Ortsvektors $\vec{x}_i$ der Zelle vom Schauer-Start zur Zelle i parallel zur Jetachse (siehe Abbildung 4.4). Die radiale Distanz r_i entsprechend der Betrag des Anteils von $\vec{x}_i$ orthogonal zur Jetachse. l_i wird materialkorrigiert und in Einheiten von Strahlungslänge X_0 gemessen. r_i wird ebenfalls materialkorrigiert und in Einheiten von Molière-Radien r_M gemessen. Für die Zellenergie E_i wird die finale Energieskala verwendet, die auf totes Material und Leckverluste im hadronischen Teil des Kalorimeters korrigiert ist.
Zugriff auf Zellinformation innerhalb der H1PHAN-Software liefert den Vektor vom Vertex zum Zellmittelpunkt $\vec{c}_i$, die deponierte Energie E_i und den Rauminhalt V_i der Zelle i. Daraus lässt sich der Impuls jeder Zelle gemäß $\vec{p}_i = E_i \cdot \vec{c_i}$ berechnen. Der Schauerstart $\vec{s}$ des Jet ist definiert als Vektor vom Vertex zum Schnittpunkt der Jetachse mit der LAr-Kalorimeter-Oberfläche. Bei der Berechnung von $\vec{s}$ wird der oktogonalen Struktur der zentralen Räder des LAr-Kalorimeters Rechnung getragen. Besondere Bedeutung hat die z-Komponente von $\vec{s}$ abzüglich z_{Vertex}, genannt z_{impact}. Sie wird ähnlich den Größen θ und η verwendet, um die Position von Objekten im Detektor entlang der z-Achse zu bestimmen. Der *relative* Ortsvektor $\vec{x}_i$ einer Zelle *innerhalb* des Jets wird berechnet aus dem Schauerstart $\vec{s}$ und dem absoluten Ortsvektor der Zelle $\vec{c}_i$ gemäß $\vec{x}_i = \vec{c}_i - \vec{s}$.
Alternativ zur Zellenergie E_i wurde die Verwendung der Zellenergiedichte $\rho_i = E_i/V_i$ als Gewichtsfunktion studiert. Von dieser Möglichkeit wurde aber Abstand genommen, da diese Größe die Jetachse verzieht. Der Schauerschwerpunkt

$$\vec{C} = \frac{\sum_i E_i \vec{c}_i}{\sum_i E_i}$$

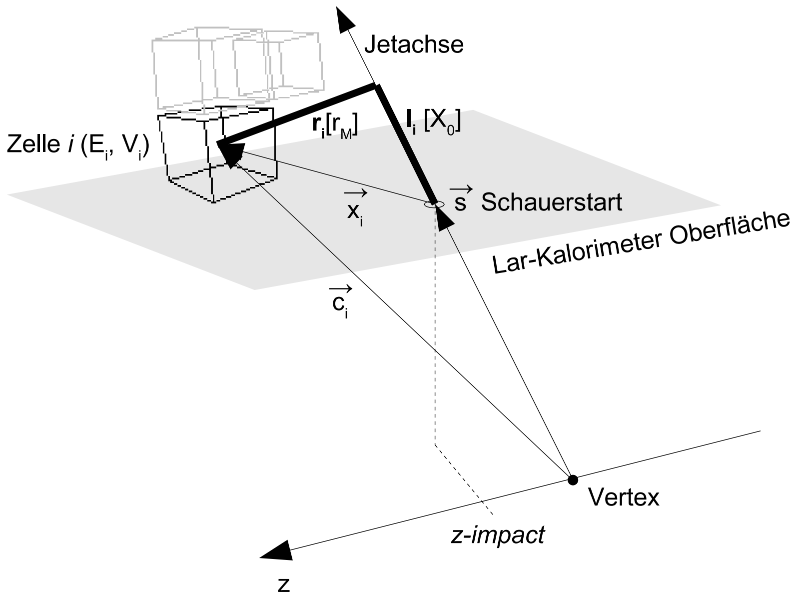


Abbildung 4.4.: Vektordefinitionen der Zellen des LAr-Kalorimeter für die Schauerberechnung.

läge nicht mehr auf der Jetachse. Diese Observablen wurden ähnlich bereits in [36] studiert. Dort wurden alle fünf Momente zu einem χ^2-artigen Likelihood-Diskriminator zusammengefasst, auf den dann geschnitten wurde.

Dispersion des Jets Die maximalen Dispersionen r_{disp} und l_{disp} des Jets sind definiert als die maximalen l_i und r_i, also als die Abstandsbeträge der in longitudinaler bzw. radialer Richtung am weitesten vom Schauerstart entfernten Zellen. Eine weitere verwandte und verwendete Größe ist der Abstandsbetrag des Vektors vom Schauerstart zum Schwerpunkt des Schauers $\vec{d}_{COG} = \vec{C} - \vec{s}$, notiert d_{COG}.

Jetradius Der zellgewichtete Jetradius ist definiert als

$$R_{jet} = \frac{\sum_i E_i \cdot D_{\eta\varphi,i}}{\sum_i E_i}$$

wobei $D_{\eta\varphi,i}$ den Abstand der Zelle zur Jetachse in der $\eta\varphi$-Ebene bezeichnet. $D_{\eta\varphi,i}$ ist eine rein geometrische Grösse $D_{\eta\varphi,i} = \sqrt{(\Delta\eta_i)^2 + (\Delta\varphi_i)^2}$, bei der keine Materialkorrekturen gemacht werden. Der Jetradius stellte sich als die wichtigste Größe zur Trennung von τ-Jets und QCD-Jets heraus.

4.3.2. Physikalische Jetgrößen

Die invariante Jetmasse und der Transversalimpuls aller Objekte im Jet sind zwei sehr verwandte Größen.

Jetmasse Die invariante Jet-Masse wird berechnet zu

$$m_{jet} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i p_{x,i}\right)^2 - \left(\sum_i p_{y,i}\right)^2 - \left(\sum_i p_{z,i}\right)^2}.$$

Transversalimpuls relativ zum Jet Diese Größe ist definiert als

$$P_T rel_{jet} = \left| \sum_i \vec{p}_{T(jet),i} \right|$$

wobei $\vec{p}_{T(jet),i}$ den Dreierimpuls senkrecht von der Jetachse auf die Zelle i bezeichnet.

4.3.3. Innere Struktur des Jet

Diese Größen versuchen Aussagen über die Kompaktheit und innere Segmentierung des Jet zu machen.

Anzahl der Zellen im Jet. Eine der am einfachsten zu berechnenden Größen ist die Anzahl der Zellen N_{cells} im Jet. Es werden alle Zellen gezählt, die zu den Clustern beitragen, aus denen der Jet zusammengesetzt ist. Außer der standardmäßig in der Berechnung des hadronischen Endzustands gemachten zellweisen Rauschunterdrückung, wird keine weitere Rauschunterdrückung gemacht.

Energieanteil in den heißesten Zellen Diese Größe gibt den Energieanteil in der heißesten Zelle und den N anschließenden, heißesten Zellen an. Da diese Größe laut [36] in Rädern mit unterschiedlicher Granulariät unterschiedlich gut trennt, wurden verschiedene N getestet. Mit der Bezeichnung aus dem QESCAT-Paket EAHN wurden EAH4, EAH8 und EAH12 ausprobiert, also der Energieanteil der 4, 8 und 12 heißesten Zellen. Im Gegensatz zu QESCAT wurden *nicht* ausschließlich Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters als Berechnungsgrundlage genommen, sondern alle Zellen des Jet.

Energieanteil pro Zelllage Wie in Abschnitt 1.2.3 besprochen, ist das LAr-Kalorimeter in radialer Richtung in mehrere Zelllagen segmentiert. Diese Größe, notiert mit der Bezeichung aus dem QESCAT-Paket EAKN, gibt den Energieanteil pro Zelllage an. Bei elektromagnetischen Schauern erwartet man beispielsweise, dass $\sim 60\%$ der Energie in der zweiten Zelllage deponiert werden. Man erwartet außerdem, dass elektromagnetische Schauer im elektromagnetischen Teil und der ersten hadronischen Lage (bei hoher Energie) vollständig enthalten sind. Die erste hadronische Lage agiert als *tail catcher* für den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Dass doch noch ein wenig Energie elektromagnetischer Schauer durch kaum abgeschwächte Photonen in die zweite hadronische Lage leckt, ist selten.

Energieanteil in den ersten 25 X_0 Diese Größe, notiert E_{25X_0}, ist eng verwandt mit dem Energieanteil pro Zelllage. Der Energieanteil aller Zellen, die in Richtung der Jetachse innerhalb 25 Strahlungslängen vom Schauerstart entfernt liegen, wird aufsummiert. Diese Variable ist besser in der Lage, den elektromagnetischen Energieanteil des Schauers zu beschreiben, da die Winkelabhängigkeit und mittlere Tiefe eines elektromagnetischen Schauers besser beschrieben werden. Dass 25 X_0 die optimale Tiefe ist, wurde in [36] studiert.

4.3.4. Nicht weiter studierte Observablen

Bei τ-Identifikation ständig in der Diskussion sind Observablen, die versuchen einzelne Teilchen des Endzustandes innerhalb des Jet auszumachen, und diese zur τ-Identifikation zu benutzen. Oberstes Ziel ist dabei, die invariante Masse des τ-Leptons zu rekonstruieren[1]. Versuche dieser Art haben bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien keine Erfolge gehabt, weil die transversale Jetenergie zu hoch ist. Sie wurden daher auch nicht quantifiziert, sollen der Vollständigkeit halber aber ebenfalls hier dokumentiert werden.

[1] Genaugenommen kann die invariante Masse des τ-Leptons selbst auf Grund des ungemessenen Neutrinos nicht exakt rekonstruiert werden. Rekonstruiert werden kann die $\rho(770)$ Resonanz, über die viele τ-Zerfälle ablaufen.

Energieprofile Es wurde auch versucht, die Struktur der radialen und longitudinalen Energieprofile zur Trennung zu verwenden. Da man im τ-Jet häufig zwei Teilchen (π^0 und $\pi^\pm$) erwartet, könnten dort zwei Peaks sichtbar sein. Im radialen Energieprofil wurde vermutet, dass ein zweiter Peak von der Spur verschoben sichtbar sein könnte. Im longitudinalen Energieprofil laufen elektromagnetische Schauer exponentiell aus, und es ist mit Sicherheit kein zweiter Peak sichtbar. Studien in dieser Richtung lieferten auf den ersten Blick kein quantifizierbares Ergebnis. Sie sollten aber, insbesondere wenn es um Identifikation niederenergetischer τ-Leptonen geht, wiederholt werden.

Spur-Cluster-Zuordung Versuche, innerhalb des Jet elektromagnetische und hadronische Zentren zu finden und diese den Spuren zuzuordnen, ließen auf den ersten Blick bei hohen Energien keine Möglichkeit zur Trennung erkennen. Es gilt aber dasselbe wie bei den Energieprofilen: Diese Studien sollten, wenn es um Identifikation niederenergetischer τ-Leptonen geht, nachgeholt werden.

4.4. Elektron-Unterdrückung

Kinematische Unterdrückung

Zunächst können Elektronen durch kinematische Schnitte sehr stark unterdrückt werden. Der Polarwinkel θ'_e des gestreuten Elektrons ist mit Q^2 verknüpft über

$$\theta'_e = 2 \cdot \arccos \frac{Q^2}{4E_eE'_e}$$

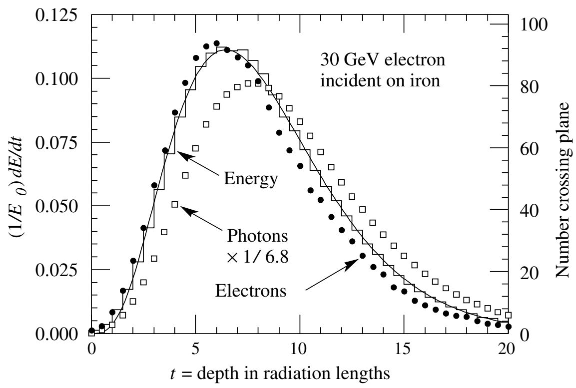
Neutrale Ströme mit $Q^2 > 100$, die Hauptquelle für Elektronen im LAr-Kalorimeter, können durch die Forderung von signifikantem fehlendem Transversalimpuls (z.B. $P_{T,calo} > 12$ GeV) und einem $(E - P_z) < 50$ GeV sehr stark unterdrückt werden. Für $Q^2 < 100$ werden die Elektronen meist im SpaCal detektiert. Dort erwartet man aber in vielen bekannten Prozessen mit τ-Leptonen kein Signal, insbesondere im hier gesuchten *top*-Signal. Weniger als ein Prozent aller gestreuten Elektronen in NC DIS haben ein $Q^2 > 1000$ bzw. ein $\theta'_e \approx 90°$. In dieser Analyse ist diese Form der Elektron-Unterdrückung ausreichend.

Unterdrückung anhand der Schauerform

Eine umfangreiche Untersuchung der Trennmöglichkeiten des LAr-Kalorimeter von Pionen und Elektronen wurde in [36] durchgeführt. Viele der dort dokumentierten Ergebnisse konnten für die Studien zu dieser Arbeit verwendet werden, die Fragestellung unterschied sich allerdings. Während [36] die Möglichkeiten einer maximal effizienten Elektron-Identifizierung ein maximaler Unterdrückung von Pionen untersuchte, soll hier das exakte Gegenteil erreicht werden. Dies ist anscheinend nicht ganz einfach, denn bis heute gibt es keine Standardroutine zur Pion-Identifikation in der H1 Software.

Elektronen haben die Signatur kompakter, isolierter elektromagnetischer Cluster mit einer geladenen Spur. Sie ist daher der Signatur von *1-prong* τ-Jets sehr ähnlich. Etwa 98% aller Elektronen im LAr-Kalorimeter werden von QESCAT gefunden. Die am Elektron beteiligten Cluster und die Spur werden von der Software aus der weiteren Analyse des Ereignisses ausgeschlossen (*locked*). Elektronen, die nicht von QESCAT identifiziert werden, sind meist zu breit, zu tief, oder zu wenig kompakt um die Schnitte von QESCAT zu passieren. Außerdem ist die Identifizierung von Elektronen in den Kalorimeterspalten problematisch. Der Ausschluss von Elektronen durch QESCAT reichert daher Elektronen mit ungewöhnlicher Form und Elektronen in Kalorimeterspalten stark an.

Eine einfache Strategie ist, die typischen Eigenschaften einer Elektronsignatur im Gegensatz zu QESCAT etwas aufzubohren und die Forderungen zu invertieren. Dazu können Schnitte auf einige



a)

b)

Layer	CB3E $z \geq 8$	CB3E $z < 8$	CB2E	CB1E
k=0	3	3	4	4
k=1	8	9	9	9
k=2	8	9	8	8

Tabelle 4.4.: **a)** Longitudinale Form elektromagnetischer Schauer (aus [32]) **b)** Zellbündelung parallel zum Strahl ausgerichteter Platten in den Rädern des zentralen, elektromagnetischen Teil des LAr Kalorimeters (zur Dokumentation).

der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Observablen dienen. Insbesondere geeignet scheinen elektromagnetischer Anteil der Jet-Energie, radiale und longitudinale Ausdehnung und Anteil der Jet-Energie in den N heissesten Zellen, wobei N radabhängig ist. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit zwar qualitativ ausprobiert, aber nicht weiter quantitativ untersucht. Gegen Elektronen in Kalorimeterspalten hilft die Beschränkung des analysierten Kalorimeterbereichs auf die Bezugsbereiche (*fiducial volume*). Natürlich werden dadurch ebenso alle τ-Jets in Kalorimeterspalten ausgeschlossen.

Eine Möglichkeit, die longitudinale Form elektromagnetischen Schauer auszunutzen wird in [36] untersucht. Diese Form (Abb. 4.4a) lässt parametrisieren, und an die gemessenen Schauerprofile anpassen. Mit Hilfe eines χ^2-Estimators der Anpassung lässt sich dann die Güte des Schauerprofils für die Hypothese eines elektromagnetischen Schauers bestimmen. Im LAr-Kalorimeter sind mehrere Kuperelektroden zu Auslesezellen zusammengefasst (*pad ganging*). Tabelle 4.4 zeigt die Anzahl der Pads pro Zelle für den Zentralbereich des Kalorimeters. Diese Information wird gebraucht, wenn die Kalorimetertiefe in Strahlungslängen oder Molière-Radien umberechnet werden soll, um die erläuterte Anpassung zu ermöglichen. Die vollständige Implementation und die quantitative Untersuchung dieser Methoden war hier nicht notwendig, und kann zu einen späteren Zeitpunkt durchgeführt werden.

4.5. Myon-Unterdrückung

Zur Myon-Unterdrückung wurden in dieser Arbeit praktisch keine Studien durchgeführt. Die H1 Standardroutinen zur Identifikation von Myonen reichten vollständig aus um Myonen zu identifizieren und somit als τ-Jet zu disqualifizieren. Die Signatur von Myonen ist meist eine Spur, eine perlschnurförmige Energiedeposition das gesamte LAr-Kalorimeter durch bis in den *tail catcher*. Außerdem kann ihre Spur oft vom Myon-System rekonstruiert werden.

4.6. QCD-Jet-Unterdrückung

Am schwierigsten sind τ-Leptonen von Jets aus Quarks oder Gluonen zu unterscheiden. Um die bisher dazu bereits durchgeführten Studien (siehe Abschnitt 5.5.3) zu untermauern und zu quantifizieren, wurden alle in Abschnitt 4.3 beschriebenen Observablen studiert. Dazu wurden die Observablen zuerst auf Energieabhängigkeit und Abhängigkeit von der Position des Jet im Detektor korrigiert. Die Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen das Vorgehen exemplarisch an der Variable N_{cells}^{Jet} (Anzahl Zellen im Jet). In einem zweiten Schritt wurde die Trennschärfe (*separation power*) aller Observablen miteinander verglichen (s. Abb. 4.7). Die Trennschärfe ist in dieser Arbeit definiert als der Quotient der relativen Effizienzen von τ-Jets σ_τ und QCD-Jets σ_{QCD}

$$S = \frac{\sigma_\tau}{\sigma_{\mathrm{QCD}}}.$$

Die Trennschärfe ist daher das Gleiche wie der Unterdrückungsfaktor. In den gezeigten Diagrammen ist sie stets als Funktion der Signaleffizienz σ_τ abgebildet. Nach Auswahl der am besten trennenden Observablen wurde die Korrelation dieser Observablen mit allen übrigen Observablen untersucht, um weitere zur Trennung geeignete Observablen zu finden. Durch Iteration der letzten beiden Schritte lässt sich ein schnittbasierter τ-Finder (in QCD Jets) mit vorgegebener Signaleffizienz oder vorgegebener Unterdrückung rekursiv definieren. Die einzelnen Schritte und die daraus gewonnenen Schlussfolgerungen werden im Folgenden etwas detaillierter ausgeführt. Alle Beispiele beziehen sich auf Jets im Zentralbereich mit einer Spur.

Energiekorrektur

Zunächst wird die Energieabhängigkeit jeder Observable linear parametrisiert. Dies geschieht durch Anpassung einer Geraden an die Maxima von Lorentz-Verteilungen, die *bin*weise in *bins* von 0.5 in $\ln(E_{Jet})$ angepasst werden. Die Energieabhängigkeit wird nun korrigiert, indem die Verteilungen durch diese Gerade geteilt werden. Dabei wird auf den unkorrigierten Mittelwert normiert, um diesen beizubehalten. An den Profilen in Abb. 4.5 (rechte Spalte) sehen wir, dass erst die energiekorrigierten N_{cells}^{jet} eine Trennung ermöglichen. Die Korrektur der Energieabhängigkeit wirkt sich nicht bei allen Variablen positiv auf die Trennschärfe aus, erlaubt aber den gleichen Schnitt für alle Energiebereiche zu machen.

Radabhängige Korrektur

Nach der Energiekorrektur kann die Polarwinkel- bzw. Kalorimeterrad-Abhängigkeit der Observable korrigiert werden (Abb. 4.6). Zur Korrektur wurden einfach die radweisen Mittelwerte der Observable berechnet und die Werte so umgewichtet, dass alle Räder den Mittelwert des ersten Rades aufweisen. Dies erwies sich nur für die hier als Beispiel benutzte Observable N_{cells}^{Jet} als signifikant messbar. In Abb. 4.6 unten rechts kann man ablesen, dass die Trennschärfe bei $\sigma_\tau = 75\%$ von 7.8 auf 9.2 zunimmt. Die Anzahl der Zellen im Jet ist ja auch direkt von der Kalorimeter-Granularität abhängig. Der Effekt ist aber zu klein, um sinnvoll genutzt zu werden.

Maximale Trennschärfe und Korrelation

Um die zur Trennung am besten geeignete Observable auszuwählen, wurde die Trennschärfe aller Observablen auf einer Seite abgebildet (Abb. 4.7). Die Härte des ersten Schnitts kann sich nach der gewünschten Signaleffizienz richten. Die beste Variable ist der Jetradius R_{Jet}. Er ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Bei einer Signaleffizienz von 90% liefert er einen Unterdrückungsfaktor $\sim$6. An der Integralverteilung rechts lässt sich ablesen, dass eine Signaleffizienz von 90% einem Schnitt von

$$R_{jet} < 0.13$$

entspricht. Für den Fall von Jets im Zentralbereich mit drei Spuren entspricht eine Signaleffizienz von 90% einem Schnitt von $R_{jet} < 0.16$. Nach dieser Wahl wurde die Korrelation des Jetradius mit allen anderen Observablen untersucht (Abb. 4.9). Man sieht, dass keine weitere signifikante Trennmöglichkeit besteht.

Die schnittbasierte Trennung von τ-Leptonen und QCD-Jets reduziert sich somit auf einen simplen Schnitt auf den Jetradius. Diese Erkenntnis schließt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten schnittbasierten Untersuchungen zur Trennung von τ-Jets und QCD-Jets ab.

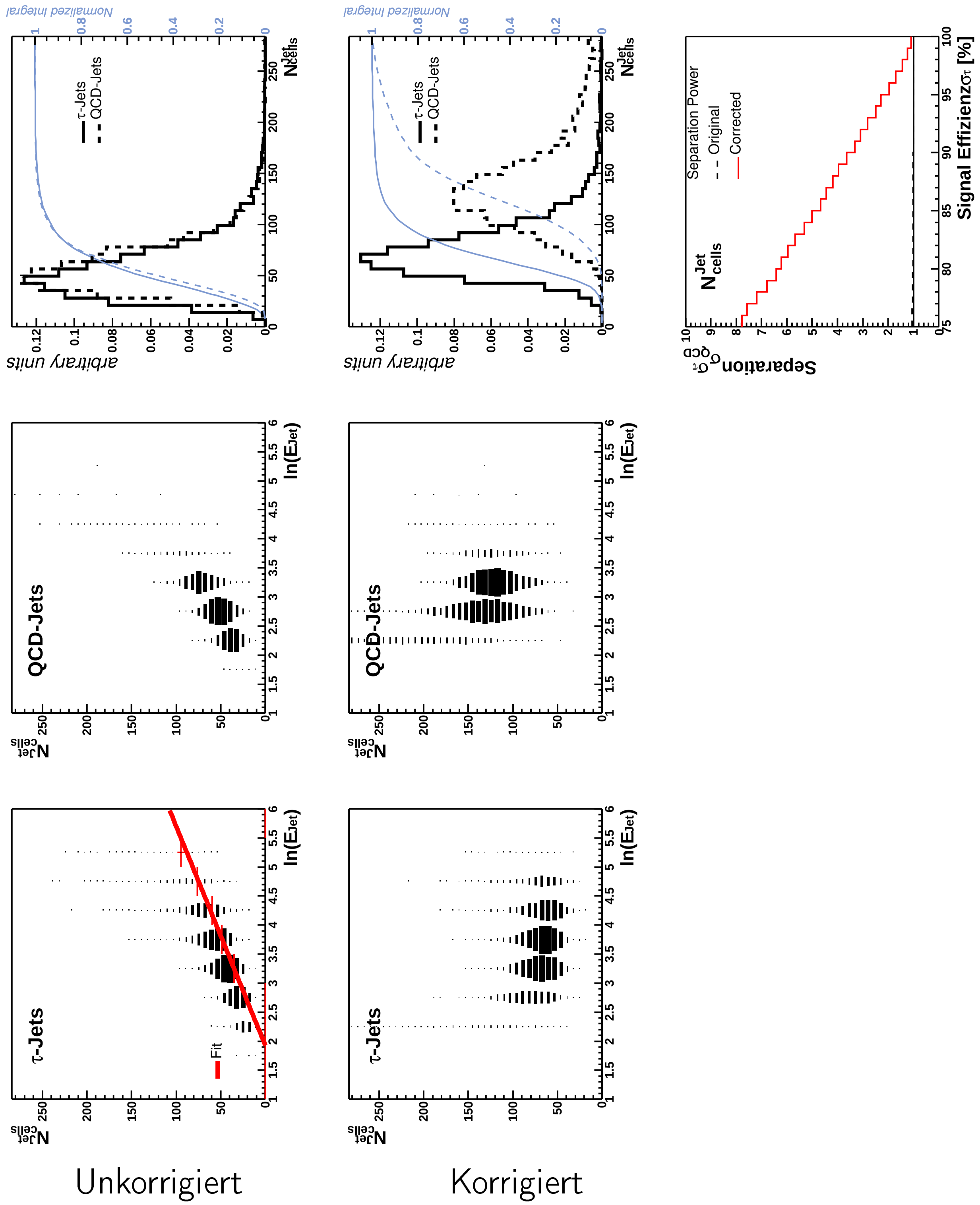


Abbildung 4.5.: Die Jet-Observable N^{Jet}_{cells} (Anzahl der Zellen im Jet) vor und nach Energiekorrektur. Die linken Spalten zeigen die Verteilung für τ-Jets als Funktion von $\ln(E_{Jet})$, die mittleren Spalten für QCD-Jets als Funktion von $\ln(E_{Jet})$, und die rechten Spalten die normierten Profile der Verteilungen sowie ihre normierten Integralverteilungen.

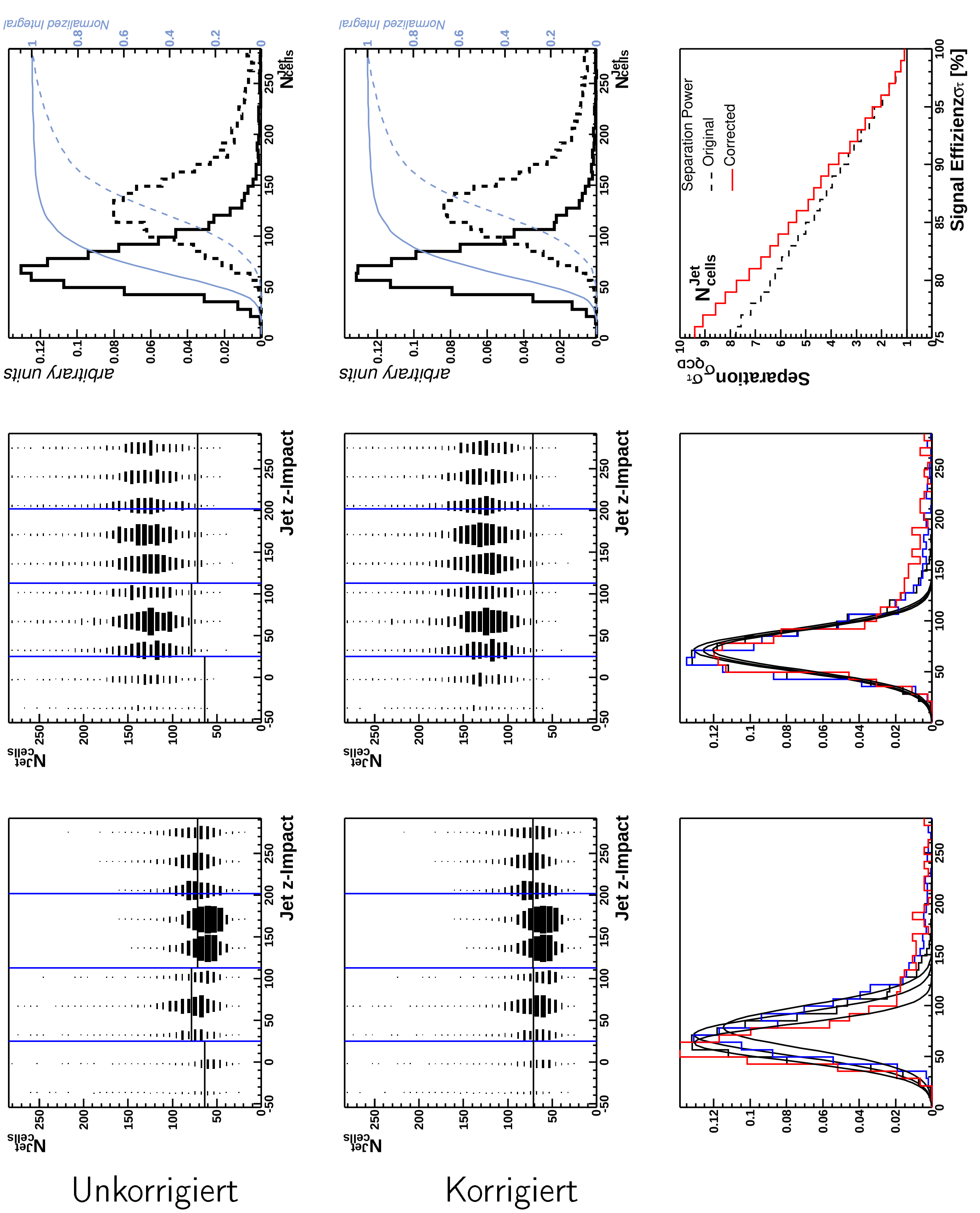


Abbildung 4.6.: Kalorimeterradabhängige Korrektur von N_{cells}^{Jet} (Anzahl der Zellen im Jet). Obere Zeilen: Linke Spalte τ-Jets, mittlere Spalte QCD Jets, rechte Spalte normierte Profile und normierte Integralverteilungen. Unterste Zeile links: angepasste Gauss-Verteilungen in drei Rädern **vor** derKorrektur; Mitte: **nach** der Korrektur. Rechts: Trennschärfe vorher und nacher. Eine leichte Verbesserung ist erkennbar.

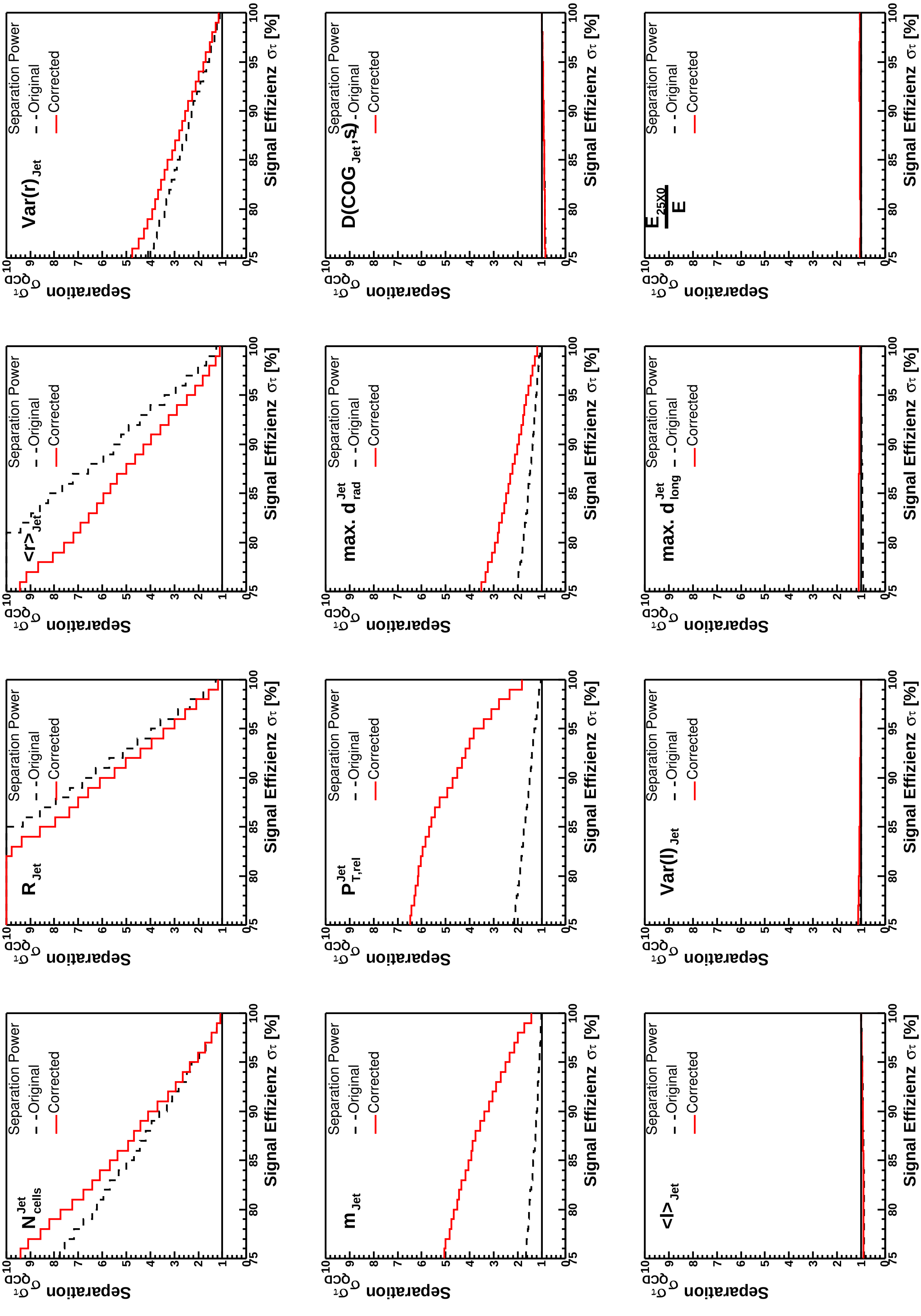


Abbildung 4.7.: Trennschärfe Observablen von τ-Jets gegen QCD-Jets (zentrale Jets mit einer Spur). Es ist erkennbar, dass der Jetradius R_{Jet} die beste Trennung liefert. Außerdem ist erkennbar, dass die longitudinalen Observablen und die Kompaktheits-Observablen nicht zur Trennung dienen können.

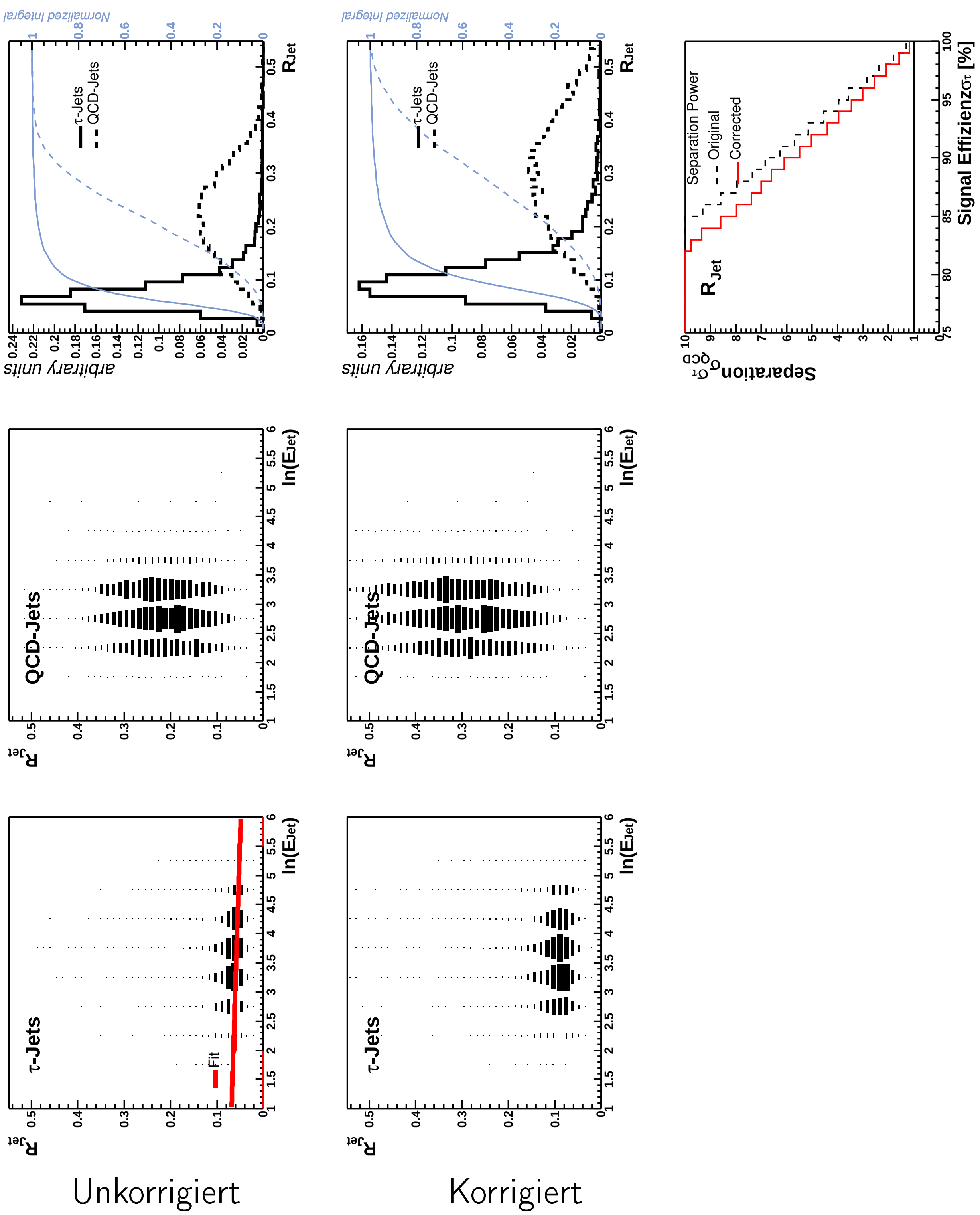


Abbildung 4.8.: Der Jetradius, die Observable mit der besten Trennung von τ-Jets gegen QCD-Jets (zentrale Jets mit einer Spur). Die Energiekorrektur hat einen leicht negativen Einfluss auf die Trennschärfe.

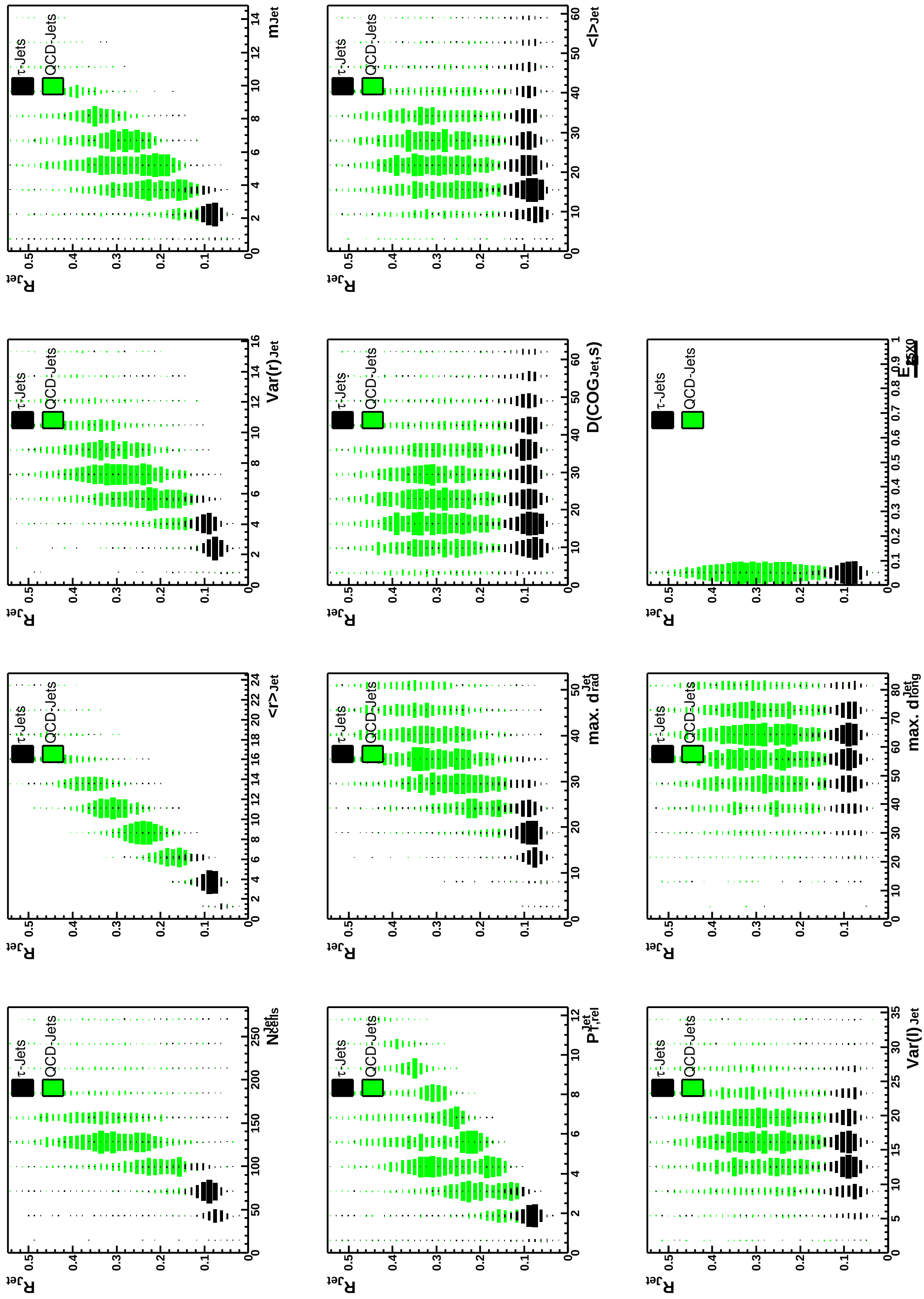


Abbildung 4.9.: Korrelation des Jetradius R_{Jet} mit anderen Observablen für τ-Jets und QCD-Jets (zentrale Jets mit einer Spur). Es ist erkennbar, dass ein Schnitt von $R_{Jet} < 0.13$ in allen gezeigten Verteilungen keine weitere signifikante Trennung ermöglicht.

5. Suche nach Erzeugung einzelner *top*-Quarks

5.1. Organisation der Analyse

In diesem Kapitel wird die auf den Erkenntnissen der vorhergehenden Kapitel basierende Suche nach Erzeugung einzelner *top*-Quarks anhand der hadronischen Zerfälle von τ-Leptonen diskutiert. Die Analyse kann grob in drei Schritte eingeteilt werden, entsprechend den nächsten drei Abschnitten:

Vorselektion Damit wird der Zeitpunkt der Analyse bezeichnet, bei dem zum ersten Mal Daten und alle Monte Carlo Simulationen auf ein vergleichbares Niveau gebracht sind. Die Schnitte sichern die Qualität der Daten und wählen die interessierende Kinematik aus.

Jet-Selektion Dies ist der Zeitpunkt, zu dem Kandidaten für den τ-Jet X_τ und den b-Jet X_b ausgewählt wurden. Mit Hilfe des aus $P_{T,calo}$ und $(E - P_z)$ rekonstruierten Neutrinos kann der *top*-Zerfall kinematisch rekonstruiert werden. Nach der Jet-Selektion wird die Datenprobe noch manuell von Nicht-*ep*-Untergrund gereinigt.

τ-Identifikation Im letzten Schritt der Analyse werden die Erkenntnisse über die Topologie von τ-Jets aus Kapitel 4 angewandt, um den τ-Jet-Kandidaten X_τ auf τ-Artigkeit hin zu untersuchen. Dabei wird die Analyse in den *1-prong* und den *3-prong* Kanal aufgespalten.

Nach diesen drei Schritten ist die *top*-Selektion abgeschlossen, und das Resultat wird diskutiert.

5.2. Vorselektion

5.2.1. Die Datenprobe

Untersucht wurden die HERA-I Daten der Jahre 1996 bis 2000. Das ist der komplette HERA-I Datensatz abzüglich der Jahre 1994 und 1995. Die Daten dieser Jahre waren für die Analyse leider nicht auffindbar. Tabelle 5.1 listet die integrierten Luminositäten (*combined physics* Standardwerte nach [38]) der verschiedenen Datennahmeperioden unserer Datenprobe auf. Insgesamt wurden Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von 113.12 pb^{-1}($\pm$1.5%) untersucht.

Da die Datenanalyse lokal in Heidelberg vorgenommen wurde, musste der Hamburger HERA-I Datenbestand reduziert werden, um die Übertragung und lokale Speicherung zu ermöglichen. Von

Zeitperiode	***Teilchen***	E_p	$\boldsymbol{L}$ [pb^{-1}]	$\boldsymbol{dL}$ [%]
1999-2000	e^+p	920 GeV	68.09	1.5
1998-1999	e^-p	920 GeV	14.35	1.3
1996-1997	e^+p	820 GeV	30.69	1.5
$\sum$			**113.12**	**1.5**

Tabelle 5.1.: Integrierte Luminositäten (*combined physics* Standardwerte nach [38]) der untersuchten Daten.

Forderungen
$z_{Vertex} >$ - 100 cm
$P_{T,miss} > 10$ GeV
Mindestens 1 Jet mit $P_T > 4.0$ GeV (Konusfinder mit $R_{\eta\varphi} = 1.0$)
Kein Nicht-*ep*-Untergrund laut QBGFMAR (*safe finders*)

Tabelle 5.2.: Auswahl der Datenprobe.

3.32 TB Daten der jeweils neusten Reproduktionsstufe im DST-Format[1] wurde anhand der in Tabelle 5.2 zusammengefassten Auswahl eine Probe von 89.5 GB Größe ausgewählt und nach Heidelberg übertragen. Da alle dort gemachten Schnitte in der Vorselektion in strengerer Form wiederholt werden, werden sie hier nicht im einzelnen diskutiert.

5.2.2. Trigger-Effizienz

Da die Datennahme von der Trigger-Effizienz abhängt, müssen die in dieser Analyse verwendeten Monte Carlo Generatoren entsprechend gewichtet werden, um die gleichen Raten zu liefern wie die Daten. Hierzu muss zunächst überlegt werden, welche Trigger auf die in der Vorselektion geforderte Topologie ansprechen. Dann muss ihre Effizienz bestimmt werden. In dieser Arbeit wurden die gut bekannten und vielfach untersuchten Trigger-Effizienzen der Messung der NC und CC Wirkungsquerschnitte verwendet [22]. In jener Analyse kamen folgende Trigger-Elemente zum Einsatz:

LAr_Etmiss Die zentrale Forderung der Vorselektion ist fehlender Transversalimpuls. Dieser wird auf Trigger-Niveau ausschließlich mit dem LAr-Kalorimeter gemessen. Dessen Zellen werden dazu von der Ausleseelektronik zu Trigger-Zellen (16 Zellen im elektromagnetischen Teil, 4 Zellen im hadronischen Teil) zusammengefasst. Diese wiederum werden in Richtung des nominalen Interaktionspunktes zu Trigger-Blöcken (*trigger tower*, bis zu 4 Triggerzellen im em. Teil, bis zu 6 Triggerzellen im hadr. Teil) zusammengefasst. Diese Trigger-Blöcke werden wiederum zu Trigger-Türmen (*big tower*) zusammengefasst. Bei $E_T miss$ handelt es sich dann um die Vektorsumme

$$E_T miss = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$$

mit E_x, E_y den transversalen Komponenten der Energien in den Trigger-Türmen BT_i

$$E_x = \sum_i E_{x_i} = \sum_i E_i sin(\theta_i) sin(\varphi_i) \qquad \text{und} \qquad E_y = \sum_i E_{y_i} = \sum_i E_i sin(\theta_i) cos(\varphi_i).$$

E_i bezeichnet die gemessene Energie des i-ten Trigger-Turms, θ_i und φ_i seinen Polar- bzw. Azimuthalwinkel. Ein Schwellenkode von 1 bedeutet $E_{T,miss} > 4.4$ GeV (*medium*) und 2 bedeutet $E_{T,miss} > 5.2$ GeV (*high*). Die genauere Definition und Implementierung der Trigger-Türme ist in *[21]* nachzulesen. Das Trigger-Element LAr_Etmiss ist nie vorskaliert.

LAr_electron_1 Dieses Trigger-Element feuert, wenn die Energie in einem Trigger-Block einen vom Polarwinkel abhängigen Schwellenwert überschreitet. Für Elektronen im LAr-Kalorimeter ist die Rate durch die kinematische Forderung von $Q^2 > 100$ begrenzt. Dadurch und durch die Trigger-Schwelle von größer 6 GeV in diesem Bereich muss dieses Trigger-Element hier nicht vorskaliert werden.

LAr_T0 Dieses Trigger-Element gibt an, ob die Zeitinformation eines Trigger-Turms mit der HERA-Uhr übereinstimmt.

[1] DST = *data summary tape*. Sie enthalten eine Auswahl der wichtigsten rekonstruierten Informationen von jedem Ereignis. Die vollständige Detektor-Information für jedes Ereignis ist auf POT (*physics on tape*) Bändern gespeichert. Sie werden hier nur zum Überprüfen der CJC-*hits* der rekonstruierten Ereignisse in Anhang A verwendet.

Subtrigger	*Kombination der Trigger-Elemente*
ST66	LAr_Etmiss > 2 && LAr_IF && (LAr_T0 || Ray_T0)
ST67	LAr_electron_1 && LAr_T0 && Ray_T0
ST71	zvtx_sig1 && DCrϕ_Tc && DCrϕ_T0 && LAr_BigRay && Ray_T0 && L2:LAr_BT_miss
ST75	LAr_electron_2 && Ray_T0
ST77	LAr_Etmiss > 1 && Ray_T0

Tabelle 5.3.: Die geforderten *subtrigger* der Vorselektion.

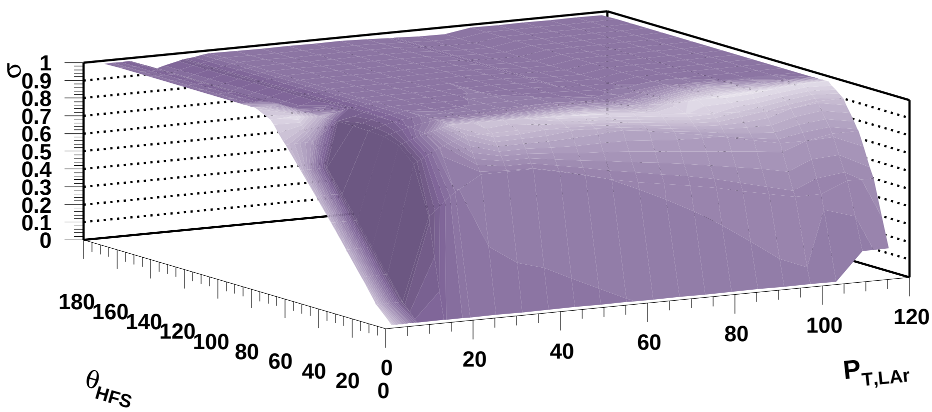


Abbildung 5.1.: Trigger-Effizienz σ in Abhängigkeit von $P_{T,LAr}$ und θ_{HFS}. Insbesondere zu kleinen $P_{T,LAr}$ hin sinkt die Trigger-Effizienz stark ab.

Ray_T0 Bei diesem Trigger-Element handelt es sich um eine veroderte Kombination der beiden Trigger-Elemente zvtx_T0 und FwdRay_T0. zvtx_T0 feuert, wenn das CIP/COP Vertex- Histogramm mindestens einen Eintrag hat. FwdRay_T0 beruht auf Zeitinformationen der Vorwärts-Proportionalkammern und der CIP. Die Zeitinformationen der Proportionalkammern sind dabei viel exakter als die des LAr-Kalorimeters (LAr_T0). Sie können Zeit innerhalb eines *bunch crossings* auflösen, während LAr_T0 nur ein über mehrere *bunch crossings* integriertes Signal liefert.

Diese Trigger-Elemente werden zu den Subtriggern in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Für den hier interessierenden Fall der geladenen Ströme in DIS wurden sowohl sogenannte Pseudo-CC-Daten als auch ein Monte Carlo geladener Ströme zur Bestimmung der Trigger-Effizienzen verwendet. Bei Pseudo-CC-Daten handelt es sich um Daten neutraler Ströme in DIS, aus denen das Elektron per Software entfernt wurde. Die Ereignisse imitieren dann die Signatur geladener Ströme. Die Studie ergab, dass das Monte Carlo die Trigger-Effizienzen nicht gut beschreiben kann, und stattdessen die Pseudo-CC-Daten zur Studie der Trigger-Effizienzen verwendet werden müssen. Ergebnisse dieser Studien, die wir hier verwenden, sind in Abb. 5.1 gezeigt. Die Trigger-Effizienzen sind abhängig von fehlendem Transversalimpuls im LAr-Kalorimeter $P_{T,LAr}$ und dem Polarwinkel des gesamten hadronischen Endzustandes $\theta_{HFS} = \arctan \frac{(E-P_z)}{P_{T,HFS}}$ parametrisiert.

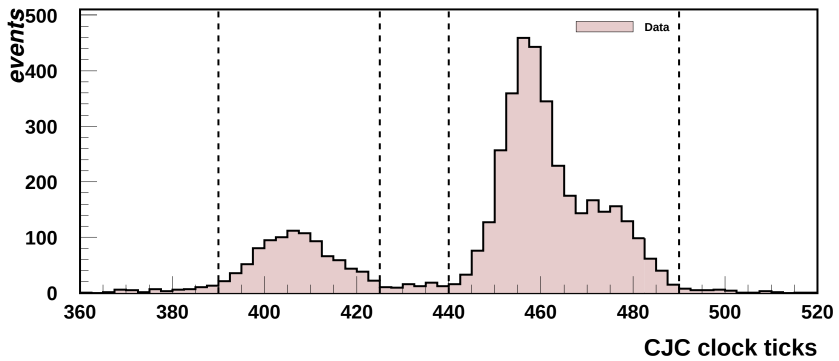


Abbildung 5.2.: Verteilung des Kollisionszeitpunktes T0 in den Daten gemessen mit den Spurkammern (gezeigt unmittelbar vor dem Schnitt). Akzeptierte Zeitfenster sind 390...425 (Nebenpeak) und 440...490 (Hauptpeak) *CJC clock ticks*.

5.2.3. Schnitte zur Qualitätssicherung

Da die Auswahl der Datenprobe mit sehr losen Schnitten durchgeführt wurde, müssen die Daten vor Gebrauch weiter gesäubert werden. Bei den Schnitten zur Qualitätssicherung handelt es sich um Schnitte, die sichern sollen, dass es sich bei den Datenereignissen um Ereignisse aus *ep*-Kollsionen handelt, die einigen technischen Anforderungen genügen. Die durchgeführten Schnitte werden der Reihenfolge nach diskutiert.

HV ok

- Die Standard-Hilfssysteme und mindestens eine der zwei Jetkammern CJC1 und CJC2 müssen eingeschaltet sein.

Nur Ereignisse, in denen die Hochspannung wichtiger Detektorkomponenten eingeschalten war, werden akzeptiert. Diese Forderung ersetzt die sonst übliche Forderung von *runs* mit *good-* , *medium-* oder *poor*-Klassifizierung.

T0 ok

- Die Kollisionszeitmessung der Spurkammern T0 muss im Hauptpeak (440...490 *CJC clock ticks*) oder ersten Nebenpeak (390...425 *CJC clock ticks*) der *ep*-Kollision liegen.

Bei Ereignissen, die nicht zum nominalen Zeitpunkt des *bunch crossings* stattfinden, handelt es sich um Nicht-*ep*-Untergrund. Die akzeptierten Zeitfenster in den Daten zeigt Abb. 5.2.

Primärvertex

- Der Ereignisvertex muss ein Primärvertex sein.

Wird von der Vertex-Routine kein Primärvertex gefunden, versieht die Software Ereignisse mit dem nominalen Vertex als Vertex. Dies führt dazu, dass unbrauchbare Ereignisse (d.h. i.d.R. ohne irgendwelche Spuren) für die Datenprobe mitselektiert wurden.

≥ 1 **gute Spur**

- Das Ereignis muss mindestens eine wohldefinierte Spur haben, die den „Lee West"-Kriterien genügt.

Da wir für unseren τ-Kandidaten später mindestens eine zentrale, gut gemessene, vom Vertex kommende Spur fordern werden, muss mindestens eine solche überhaupt im ganzen Ereigniss vorhanden sein. Unter „guten" Spuren verstehen wir Spuren, die die sogenannte „Lee West"-Auswahl der H1 Heavy Flavor PWG[2] passieren [25]. Spuren, die zur Vertexbestimmung verwendet werden, müssen aber nicht unbedingt den „Lee West"-Qualitätskriterien genügen. Daher ist diese Bedingung nicht gleichbedeutend mit der vorhergehenden, einen Primärvertex zu verlangen.

$|z_{Vertex}| <$ **40 cm**

- Die z-Position des Primärvertex muss innerhalb von 40 cm um den nominalen Vertex liegen.

Bei ep-Kollisionen erwartet man einen Kollisionsvertex am Ursprung des H1-Koordinatensystems. In der Praxis ist der Kollisionsvertex entsprechend der *bunch*-Länge und den Unsicherheiten der Luminositätsanpassung in alle Richtungen gaussverschmiert. In z-Richtung erwartet man eine Halbwertsbreite dieser Gaussverteilung von ~12 cm. Bei Kollisionen, deren Vertex in z-Richtung mehr als 40 cm vom nominalen Vertex entfernt ist, geht man davon aus, dass es sich um Nicht-ep-Untergrund handelt. In der Regel handelt es sich um Kollisionen von Protonen mit dem Restgas (*beam-gas*) oder mit nahen Kollimatoren (*beam-wall*). *Beam-gas*-Untergrund tritt natürlich auch innerhalb der 40 cm um den nominalen Vertex auf. Da er nichts mit dem *bunch crossing* zu tun hat, erwarten wir für ihn eine im Wesentlichen flache Verteilung. Resultat wären lange flache Ausläufer der ansonsten annähernd gaussverteilten z_{Vertex}-Verteilung in Abb. 5.4a. Es wurde überprüft, dass die Verschiebung des z_{Vertex}-Mittelwerts vom Nullpunkt für einige Untergründe (z.B. den NC DIS Untergrund) auf kinematischen Schnitte, insbesondere $P_{T,calo} > 20$ GeV, zurückzuführen ist.

QBGFMAR *safe bits* ok

- Die sicheren 10 Routinen von QBGFMAR dürfen im Ereignis kein Halo-Myon oder kosmisches Myon finden.

Bei QBGFMAR handelt es sich um ein Software-Paket, das in der Lage ist, verschiedene Arten von Nicht-ep-Untergrund topologisch zu finden [28]. QBGFMAR besteht aus 25 Routinen, von denen 10 als sicher gelten (*safe finders*). „Sicher" bedeutet, dass sie für neutrale und geladene Ströme in DIS eine Physik-Ineffizienz im Promille-Bereich aufweisen. Die restlichen 15 Routinen basieren auf den 10 sicheren Routinen und schneiden etwas großzügiger (*background discriminators*). Sie sind für geladene Ströme in DIS optimiert, und haben dort eine Physik-Ineffizienz im Prozentbereich. Für alle anderen Signale muss die Physik-Ineffizienz jeder Routine einzeln ausprobiert werden. Dies wurde für das Signal Monte Carlo ANOTOP durchgeführt, und führte auf dem Niveau der Jet-Selektion (s. Abschnitt 5.3) zu keiner signifikanten Verbesserung der Signal/Untergrund-Situation. Auf die Verwendung der 15 *background discriminators* wurde daher verzichtet.

[2]PWG = *physics working group*

5.2.4. Schnitte auf die Ereignis-Kinematik

Hauptziel dieser Schnitte ist die wirksame Unterdrückung der *ep*-Physik mit großen Wirkungsquerschnitten: Photoproduktion und tiefinelastische Streuung. Kontrollverteilungen der Observablen $P_{T,calo}$, $(E-P_z)$ und das P_T des Jet mit dem höchsten P_T nach den Schnitten sind ebenfalls in Abb. 5.4 gezeigt.

$P_{T,calo} >$ **20 GeV**

- Der kalorimetrische fehlende Transversalimpuls $P_{T,calo}$ aus LAr-Kalorimeter, SpaCal und PLUG muss mindestens 20 GeV betragen.

Auf Grund der Neutrinos im Signal wird ein deutlicher kalorimetrischer fehlender Transversalimpuls $P_{T,calo}$ erwartet. Ein Schnitt darauf reduziert vor allem Photoproduktions-Untergrund und neutrale Ströme. Zunächst wurde versucht, die Analyse mit $P_{T,calo} > 12$ GeV durchzuführen, um die Signal-Effizienz zu maximieren. Dies erwies sich auf Grund der schwierigen Untergrundsituation jedoch als nicht ausreichend.

Auch wurde untersucht, welche Kalorimeter in die Berechnung von $P_{T,calo}$ eingehen sollten. LAr-Kalorimeter und SpaCal werden immer verwendet. Sie sind gut verstandene und zuverlässige Kalorimeter. Zusätzlich wurde der Einfluss von PLUG und instrumentiertem Eisen (*iron*) untersucht, vor denen viel totes Material ist und die daher schlecht kalibrierbar sind. Abb. 5.3 zeigt den Einfluss dieser beiden Kalorimeter auf $P_{T,calo}$ für Photoproduktion (Monte Carlo). In Abb. 5.3a ist zu sehen, dass die Miteinbeziehung des PLUG in die Berechnung von $P_{T,calo}$ den fehlenden Transversalimpuls von Photoproduktion deutlich senkt. Eine manuelle Durchsicht der Ereignisse nach der Vorselektion zeigte bei Ereignissen deren Topologie auf Photoproduktion schließen ließ, große Energiedeposition im PLUG, deren Richtung $P_{T,calo}$ zu kompensieren schien. Obwohl die Beschreibung des PLUG in der Detektorsimulation nicht skalierbar ist, scheint die Miteinbeziehung des PLUG zu einer deutlichen *qualitativen* Verbesserung der Beschreibung von $P_{T,calo}$ zu führen. Das PLUG wurde in der Tat speziell zu dem Zweck entworfen, die Hermetizität von H1 zu großen Rapiditäten nach vorne hin zu verbessern, und eben diese Schwänze der $P_{T,calo}$-Verteilung von Photoproduktion abzuschneiden.

Beim instrumentierten Eisen konnte kein so deutlicher Effekt beobachtet werden. Abb. 5.3b zeigt, dass es keinen großen Einfluss auf $P_{T,calo}$ hat, wenn es in die Berechnung miteinbezogen wird.

Da die Bestimmung der Energieskala von PLUG und instrumentiertem Eisen extrem ungenau ist, ist in Abb. 5.3a und 5.3b zusätzlich jeweils der Einfluss des jeweiligen Kalorimeters auf das $P_{T,calo}$ des ANOTOP-Signals gezeigt. Man sieht, dass beide Kalorimeter keinen sichtbaren Einfluss haben.

Diese Untersuchung führt zu folgender Berechnung von $P_{T,calo}$ in dieser Arbeit:

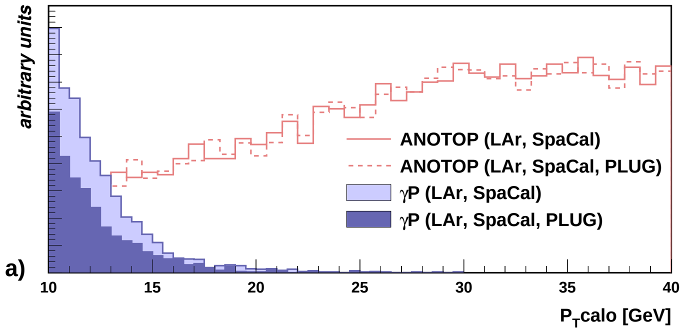
$$\vec{P}_{T,calo} = \vec{P}_{T,LAr} + \vec{P}_{T,SpaCal} + \vec{P}_{T,PLUG}$$

Abb. 5.4b zeigt die $P_{T,calo}$-Verteilung nach der Vorselektion. Während bei niedrigen Werten die Verteilung ganz gut beschrieben ist, gibt es bei hohem $P_{T,calo}$ einen Daten-Überschuss. Hier sind die Monte Carlo Generatoren offensichtlich nicht in der Lage, die Daten präzise zu beschreiben. Dies wird allerdings auf Grund des immer noch hohen Anteils an Nicht-*ep*-Untergrund auch nicht erwartet.

$(E-P_z) <$ **50 GeV**

- Das $(E-P_Z)$ im Ereignis soll kleiner 50 GeV sein.

Dies erwartet man auf Grund der Neutrinos im Signal. Der Schnitt reduziert vor allem neutrale Ströme in DIS. In Abb. 5.4c ist keine Region zu erkennen, in der $(E-P_z)$ nach der Vorselektion eine ausgeprägte Abweichung vom erwarteten Standard-Modell-Untergrund zeigt. Eine Untersuchung des Einflusses des PLUG auf $(E-P_z)$ war nicht notwendig, da Energie im PLUG zu $(E-P_z)$ praktisch nicht beiträgt.



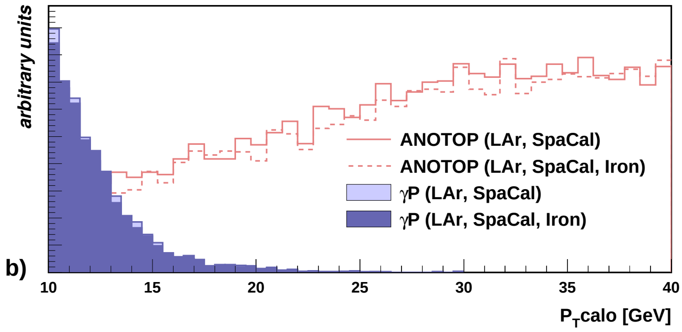


Abbildung 5.3.: Einfluss von **a)** PLUG und **b)** instrumentiertem Eisen auf den fehlenden kalorimetrischenTransversalimpuls $P_{T,calo}$.

$N_{Jet} = 2...4$

- Die Anzahl der Jets im Ereignis muss 2, 3 oder 4 sein.

Zur Erinnerung: Im hadronischen Endzustand wird ein τ-Jet und ein b-Jet erwartet. Außerdem ist es möglich, dass ein Teil des Protonrestes als Jet gefunden wird, oder der b-Jet strahlt ein Gluon ab, das in einen weiteren Jet hadronisiert. Es hat sich außerdem herausgestellt, dass die Jet-Multizplizität für mehr als vier Jets von den Monte Carlo Generatoren nicht gut beschrieben wird. In Abb. 5.4d ist zu erkennen, dass innerhalb der ausgewählten Jet-Multiplizität von zwei bis vier die durch die Monte Carlos beschriebene Multiplizität keine ausgeprägte Abweichung zeigt. Jets werden mit einem Konus-Jetfinder mit einem Radius $R_{\eta\varphi} = 0.6$ gesucht.

Höchstes $P_{T,Jet} > 7$ GeV

- Der Transversalimpuls P_T des Jet mit dem höchsten P_T muss mindestens 7 GeV betragen.

Sowohl vom τ-Jet als auch vom b-Jet wird ein hohes P_T erwartet. Wir fordern daher zunächst überhaupt mindestens einen Jet mit hohem $P_T > 7$ GeV. Der Schnitt hilft gegen alle Arten von weichem Standard-Modell-Untergrund. Bereits in der Vorauswahl der Daten wurde ein Jet mit $P_T > 4$ GeV gefordert. So wird eine Vergleichbarkeit von Daten und Monte Carlo mit gewährleistet. Dieser stärkere Nachschnitt entspricht der endgültigen P_T-Forderung an den τ-Jet. Abb. 5.4d zeigt, dass die P_T Verteilung des Jet mit dem höchsten P_T in den Daten einen Buckel im Bereich von etwa 60 GeV bis 70 GeV aufweist.

5.2.5. Signal- und Untergrundsituation nach der Vorselektion

In Abbildung 5.4 sind Kontrollverteilungen der interessantesten kinematischen Variablen nach der Vorselektion dargestellt. Jede Verteilung zeigt die Summe aller benutzten Standard Modell Untergründe normiert auf die integrierte Luminosität 113.12 pb^{-1} der Datenprobe. Zahlenwerte für die übrigbleibenden Datenereignisse, die Anzahl erwarteter Ereignisse für jede Art von Untergrund, und die relative (von Schnitt zu Schnitt) und absolute Signaleffizienz für jeden Schritt der Analyse sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Auf dem Niveau der Vorselektion sind 987 Datenereignisse übrig, während insgesamt 611 Ereignisse im Standard Modell erwartet werden. Dies lässt auf eine große Menge an übrig gebliebenem Nicht-*ep*-Untergrund in den Daten schließen. Abb. 5.4a zeigt, dass die z_{vertex}-Verteilung noch erhöhte Ausläufer hat, die auf einen flachen Sockel von Nicht-*ep*-Untergrund hindeuten. Abb. 5.4b zeigt, dass der Überschuss in den Daten bei hohen $P_{T,calo}$ liegt. Es ist wahrscheinlich, dass der größte Teil davon nicht durch fehlende Teilchen im Detektor, sondern durch zusätzliche, nicht aus *ep*-Kollisionen stammenden Teilchen wie kosmischen Myonen verursacht wird. Die Verteilungen von $(E - P_z)$ und N_{Jets} (Abb. 5.4c und d) zeigen eine flache Verteilung des Überschusses. In der Verteilung des P_T des Jets mit dem höchsten P_T sieht man den Überschuss in mehreren Buckeln und bei hohen P_T. Weitere Schnitte der Analyse müssen darauf ausgelegt sein, diesen Datenüberschuss zu reduzieren, um die Daten und ihre Beschreibung durch die Monte Carlos anzunähern.

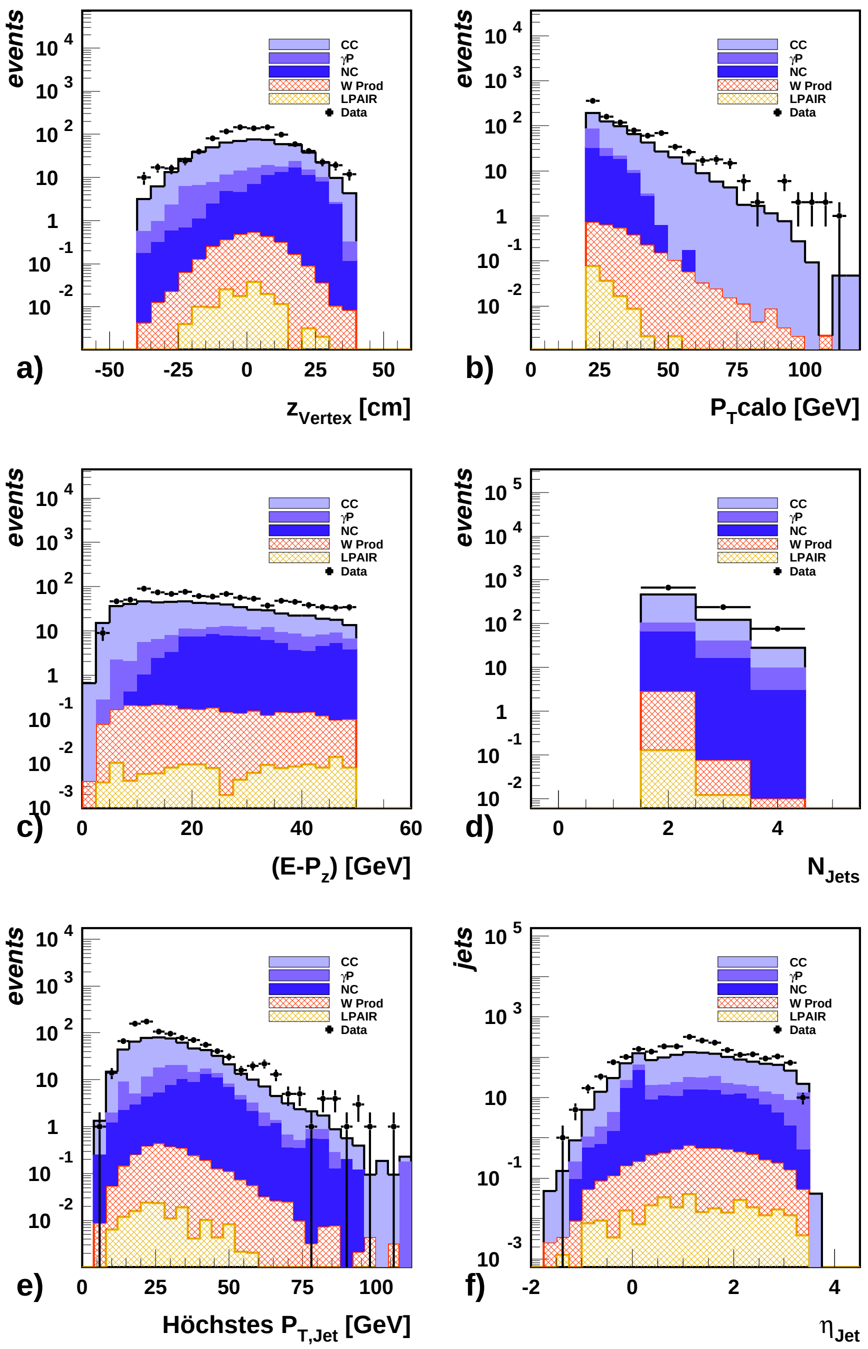


Abbildung 5.4.: Kontrollverteilungen nach der Vorselektion. Die Monte Carlos für geladene Ströme in DIS (**CC**), Photoproduktion (γP), neutrale Ströme in DIS (**NC**), SM W-Produktion (**W Prod**) und Leptonpaarerzeugung (**LPAIR**) sind auf die integrierte Luminosität 113.12 pb^{-1} normiert und aufsummiert. **a)** z_{Vertex}, **b)** $P_{T,calo}$ aus LAr, SpaCal und PLUG, **c)** $(E - P_z)$, **d)** Anzahl Jets, **e)** P_T des Jet mit dem höchsten P_T, **f)** Pseudorapidität η aller Jets in allen Ereignissen.

5.3. Jet-Selektion: Rekonstruktion von τ-Jet und b-Jet

5.3.1. Auswahl der Kalorimeter-Bezugsbereiche

Im nächsten Schritt der Analyse wird die Kinematik der Jets im Ereignis untersucht mit dem Ziel, die Kinematik des *top*-Zerfalls, wie in Abschnitt 3.1.3 diskutiert, zu rekonstruieren. Zunächst muss dabei entschieden werden welche Bereiche des Detektors in die τ-Suche einbezogen werden sollen. Die hier vorgestellte Analyse beschränkt sich dabei auf den Zentralbereich. Dort ist eine zuverlässige Spur-Rekonstruktion möglich und man erwartet weniger Untergrund. Im gleichen Zug werden weitere Schnitte gemacht, um eine einwandfreie Qualität des τ-Jet-Kandidaten zu gewährleisten. Die Strategie der Rekonstruktion von τ-Jet und b-Jet ist Folgende:

1. Jeder Jet in jedem Ereignis wird als Kandidat für den hadronischen Endzustand des τ-Leptons X_τ angesehen.

2. Die Summe aller anderen Jets wird als Kandidat für den hadronischen Endzustand des b-Quarks X_b angesehen. Diese Beschreibung rekonstruiert den b-Jet am genauesten [7].

3. Jedes Ereignis, in dem mindestens eine Hypothese für X_τ und X_b die im Folgenden beschriebenden Schnitte überlebt, wird behalten.

Nach der eigentlichen Jet-Selektion wird die Datenprobe noch manuell von Ereignissen mit Nicht-*ep*-Untergrund gereinigt.

3.0 $> \eta_{X_\tau} >$ 0.0

- Die Pseudorapidität η_{X_τ} der Jetachse des τ-Kandidaten X_τ muss zunächst in 0.0 bis 3.0 liegen.

Bei $\eta \sim 3$ endet die Akzeptanz des LAr-Kalorimeters nach vorn. Jets werden dort nicht mehr vollständig im Kalorimeter gemessen, und sind außerdem nicht klar vom Protonrest zu trennen. Nach hinten kann das LAr-Kalorimeter bis zum BBE-Spalt bei etwa $\eta < -1.0$ Jets messen, aber ab $\eta < -0.5$ erwarten wir kein *top*-Signal mehr. Stattdessen erwartet man in dieser Region jede Menge gestreute Elektronen aus neutralen Strömen in DIS mit $Q^2 \approx$100 ... 500, die als τ-Jet misidentifiziert werden könnten. Ein sinnvoller Schnitt nach hinten ist $\eta > 0.0$.

$z_{impact}^{X_\tau}$ und φ_{X_τ} in zentralem Bezugsbereich

- Die z-Position des Auftreffpunktes der Jetachse von X_τ und im definierten Kalorimeter-Bezugsbereich 2, 3 oder 4 liegen (siehe 5.4).

In den Spalten zwischen den LAr-Kalorimeter-Rädern ist keine Energiemessung möglich, da das Kalorimeter dort nicht instrumentiert ist. Sichere Messungen von Kalorimeter-Clustern müssen sich daher auf die Bezugsbereiche (*fiducial volume*) des LAr-Kalorimeters beschränken. Um sicherzustellen, dass der τ-Kandidat vollständig gemessen wurde, forden wir, dass die z-Position des Schnittpunktes der Jetachse mit der LAr-Kalorimeter-Oberfläche innerhalb der in Tabelle 5.4 aufgelisteten Grenzen liegt. Die um die Spalte asymmetrischen Breiten der Spaltschnitte wurden mit Elektronclustern einer Analyse neutraler Ströme bei hohen Q^2 bestimmt [31]. Sie stellen die minimal möglichen Abstände dar, in denen das Elektron verzerrungsfrei gemessen werden kann.

Die Extrapolation der Jetachse wird verwendet um festzustellen, in welchem Kalorimeter-Rad der Jet gemessen wurde. Abb. 5.5 illustriert die Einteilung. Zwischen FB1 und FB2 wird kein Schnitt gemacht, da der Auftreffwinkel der Jetachse in diesem Bereich stets kleiner 45° ist. Sie werden als ein Bereich behandelt. Ebenso wird der vordere Bereich (IF und OF) als ein Bereich behandelt, was für diese Analyse aber keine Rolle spielt. Wir akzeptieren nur Jets als τ-Kandidat, die in den Bereichen 2, 3 oder 4 auftreffen.

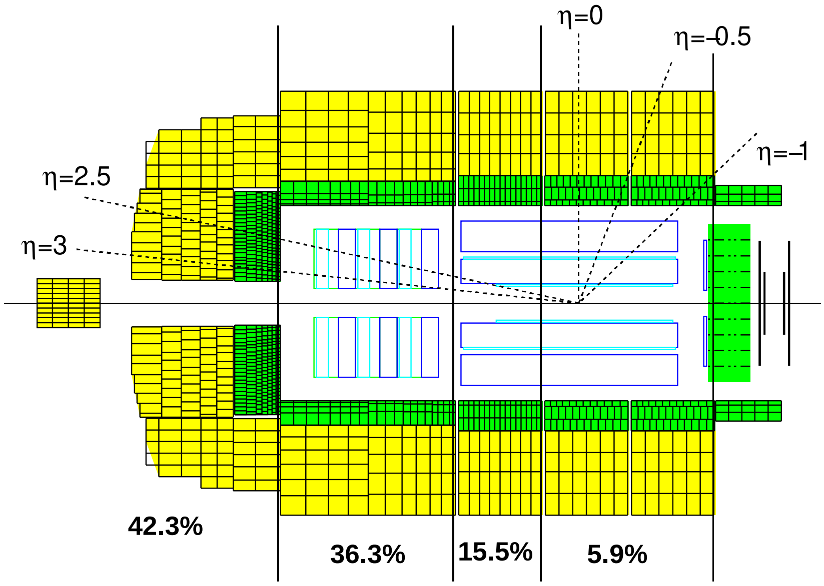


Abbildung 5.5.: Einteilung der Bezugsbereiche des LAr-Kalorimeters. Die unteren Prozentzahlen geben die Anteile des erwarteten *top*-Signals gemäß ANOTOP Monte Carlo an.

Bereich	***Rad***	***z-Auftreffpunkt* [cm]**	***Spaltmitte* [cm]**
4	CB1, CB2	-55.0 ... 17.5	25.0
3	CB3	27.5 ... 100.0	112.5
2	FB1, FB2	120.0 ... 292.0	201.5
1	IF, OF	$>$ 292.0	

Tabelle 5.4.: Zugelassene Bereiche für den z-Auftreffpunkt von X_τ und Spaltmitten zwischen den Rädern des LAr-Kalorimeters.

- Der Azimutalwinkel φ_{X_τ} der Jetachse von X_τ muss im Zentralbereich mindestens 3° von einem Kalorimeterspalt entfernt sein.

Im Zentralbereich von $z = -152.5$ cm bis 292.0 cm gibt es Spalten zwischen den Oktanten der Kalorimeter-Räder (*phi-cracks*, s. Abb. 1.4). Dort muss die Jetachse von X_τ mindestens 3° Abstand in φ-Richtung haben, um den Jet verzerrungsfrei zu messen.

Abb. 5.6 gibt einen Eindruck davon, wie groß die übrigbleibende *fiducial volume* nach beiden Spaltschnitten ist: Etwa 20% der Kalorimeteroberfläche im Zentralbereich werden ausgeschlossen. Für den b-Jet-Kandidaten X_b müssen keine Spaltschnitte gemacht werden, da er breit ist und seine Cluster nicht näher untersucht werden.

5.3.2. Schnitte auf die Jet-Kinematik

Um die Auswirkung der jeweiligen Schnitte zu illustrieren, sind Kontrollverteilungen der betroffenen Observablen unmittelbar vor dem Schnitt sind in Abb. 5.7 abgebildet.

$P_T^{X_\tau} > 7$ GeV

- Der Transversalimpuls des τ-Kandidaten X_τ muss mindestens 7 GeV betragen.

Dieser Schnitt dient zur Unterdrückung weicher Jets aus Prozessen des Standard Modells. Man erwartet außerdem ein hohes P_T für den τ-Kandidaten als wesentliches Merkmal der erhofften spektakulären

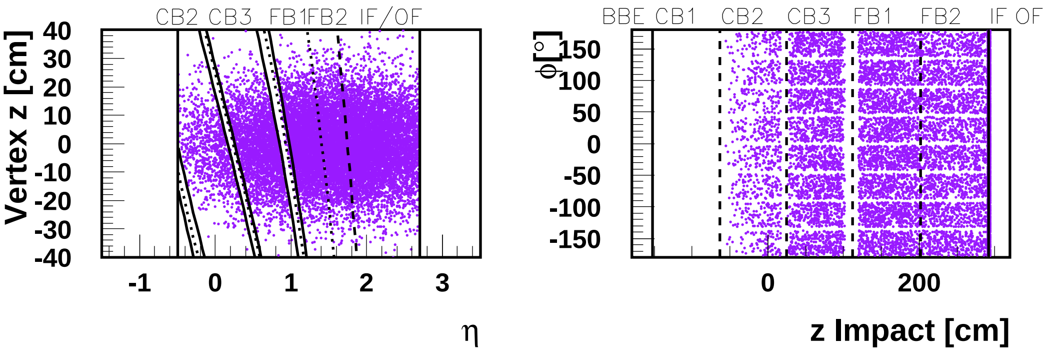


Abbildung 5.6.: Bezugsbereiche des H1 Detektors in der $z_{Vertex} - \eta$ Ebene (links) und der $o_z - \varphi$ Ebene (rechts). o_z ist der z-Wert der auf die Kalorimeteroberfläche extrapolierten Jetachse (*z-impact*). Die Plots geben einen Eindruck davon, wie groß die übrigbleibende *fiducial volume* nach Spaltschnitten ist: ~20% der Kalorimeteroberfläche werden ausgeschlossen.

high-P_T-lepton Signatur. Abb. 5.7a) zeigt die $P_T^{X_\tau}$-Verteilung unmittelbar vor dem Schnitt, Abb. 5.9c) nach der Jet-Selektion.

$P_T^{X_b} > 30$ GeV

- Der Transversalimpuls des b-Kandidaten X_b muss mindestens 30 GeV betragen.

Auf Grund der hohen *top*-Masse erwartet man ein hohes P_T des b-Jets, das sich auch in X_b wiederspiegeln muss. Mit diesem Schnitt kann jeder weiche Standard-Modelluntergrund unterdrückt werden, vor allem aber Jets von geladenen Strömen in DIS mit Gluon-Bremsstrahlung. Dieser Schnitt ist der wichtigste Schnitt gegen den sonst schwer zu unterdrückenden Untergrund aus geladenen Strömen in DIS. Abb. 5.7b) zeigt die $P_T^{X_b}$-Verteilung unmittelbar vor dem Schnitt, Abb. 5.9d) nach der Jet-Selektion.

5.3.3. Isolation des τ-Jet-Kandidaten

Als Isolationskriterium wird ein gewisser räumlicher Abstand des τ-Jet-Kandidaten zu anderen rekonstruierten Objekten im Detektor gefordert.

$D_{\eta\varphi}(X_\tau$, Jets$) > 1.0$

- Der Abstand von X_τ zu allen anderen Jets muss mindestens 1.0 $R_{\eta\phi}$ betragen.

Dieser Schnitt soll Isolation gegen andere Jets gewährleisten, um eine saubere Messung von X_τ ohne Überlapp aus benachbarten Jets zu ermöglichen. Der Abstand 1.0 wurde aus dem Energieprofil des τ-Jet in Abb. 4.2 bestimmt. Abb. 5.7c) zeigt den Abstand von X_τ zu allen anderen Jets im Event unmittelbar vor dem Schnitt.

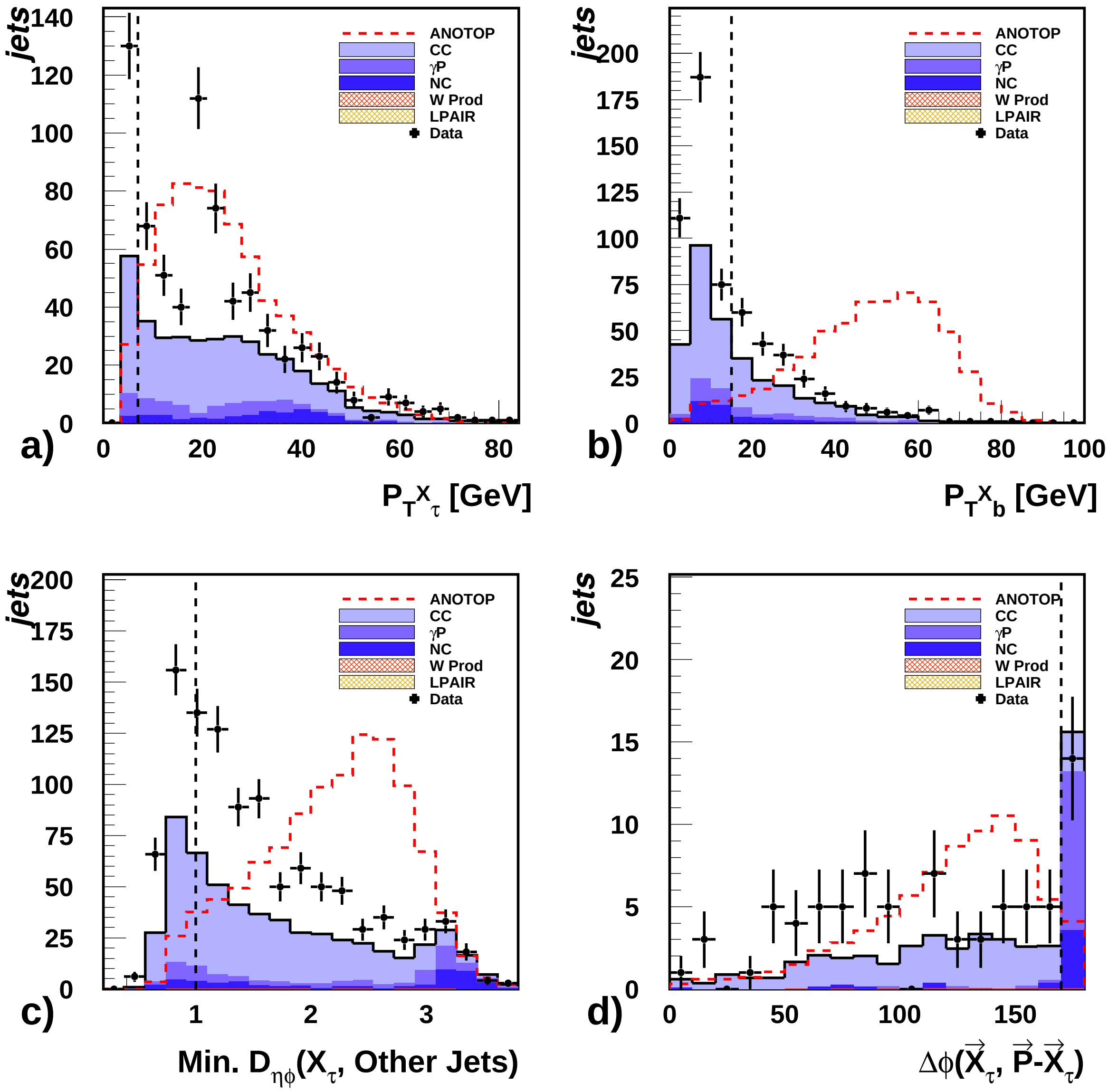


Abbildung 5.7.: Kinematische Schnitte der Jet-Selektion in konsekutiver Abfolge (**a**, **b**, **c** und **d**): Die gestrichelt eingezeichneten Schnitte werden immer unmittelbar *nach* dem jeweiligen Plot gemacht. Das ANOTOP Signal Monte Carlo ist willkürlich normiert. **a)** P_T des τ-Kandidaten X_τ, **b)** P_T des b-Kandidaten X_b, **c)** minimaler Abstand von X_τ zu allen anderen Jets im Ereignis, **d)** Akoplanarität $\Delta\varphi$ von X_τ und X_b.

D$_{\eta\varphi}$(X_τ, Elektronen) > 0.6

- Der Abstand von X_τ zu gefundenen Elektronen muss mindestens 0.6 $R_{\eta\phi}$ betragen.

Es dürfen keine mit QESCAT gefundenen Elektronen im Konus des τ-Kandidaten-Jet gefunden worden sein, um einen Überlapp des τ-Jet mit Elektronen zu vermeiden.

D$_{\eta\varphi}$(X_τ, Myonen) > 0.6

- Der Abstand von X_τ zu gefundenen Myonen muss mindestens 0.6 $R_{\eta\phi}$ betragen.

Es dürfen keine mit den Standard H1 Myonfindern gefundenen Myonen im Konus des τ-Kandidaten-Jet gefunden worden sein, um eine Missidentifikation von Myonen als *1-prong* Zerfall eines τ-Leptons zu vermeiden.

$\Delta\varphi(\vec{X}_\tau, \vec{P}_{calo} - \vec{X}_\tau) < 170°$

- Die Akoplanarität in der $r - \varphi$-Ebene zwischen $\vec{X}_\tau$ und dem kalorimetrischen Impuls $\vec{P}_{calo}$ abzüglich $\vec{X}_\tau$ muss mindestens 10° betragen.

Der Winkel $\Delta\varphi(X_\tau, \vec{P}_{calo} - \vec{X}_\tau)$ zwischen dem Dreiervektor des τ-Kandidaten $\vec{X}_\tau$ und dem Impuls aller Kalorimeter $\vec{P}_{calo}$ minus $\vec{X}_\tau$ in der $r\varphi$-Ebene ist ein Maß für die Ausgeprägtheit der *back-to-back* Topologie des Events (Koplanarität). Man erwartet sowohl bei Jets in Photoproduktion eine *back-to-back* Topologie, als auch bei neutralen Strömen in DIS zwischen Elektron und Parton-Jet X_q. Auf Grund der nicht gemessenen Neutrinos im *top*-Signal erwartet man eine signifikante Akoplanarität. In Abb. 5.7d) ist schön zu sehen, dass sich fast das gesamte restliche Signal von Photoproduktion und neutralen Strömen in DIS im letzten *bin* befinden, das weggeschnitten wird.

5.3.4. Manuelle *overlay*-Entfernung

- Ereignisse, die mit dem Auge eindeutig als Ereignisse mit einem Anteil an Nicht-*ep*-Untergrund identifiziert werden können, werden entfernt.

Die Diskrepanz zwischen Daten und Monte Carlo Beschreibung die zu diesem Zeitpunkt der Jet-Selektion sichtbar war, gab Anlass die verbleibende Datenprobe visuell per *event display* zu überprüfen, um die Ursache für den Datenüberschuss zu finden. Dabei konnten ~30% eindeutige *overlay*-Ereignisse aussortiert werden. Sie wurden notiert und anhand der *run/event*-Nummer aus der Datenprobe entfernt. Beispiele für in diesem Schritt entfernte Ereignisse finden sich in Anhang A.

5.3.5. Signal- und Untergrundsituation nach der Jet-Selektion

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen Kontrollverteilungen wichtiger Observablen nach Jet-Selektion und *overlay*-Entfernung. Der Aufbau der Diagramme entspricht denen in Abb. 5.4. Die Verteilungen des ANOTOP Signal Monte Carlos sind jetzt in willkürlicher Normierung miteingezeichnet. Bei 46 Datenereignissen werden 30.47 Ereignisse aus Standard Modell Untergrund erwartet. Dieser immer noch vorhandene Datenüberschuss wird nacher zur Abschätzung der systematischen Fehler verwendet. Abb. 5.8 zeigt dieselben Observablen wie Abb. 5.4. Abb. 5.9 zeigt die in der Jet-Selektion durch die Auswahl von X_τ und X_b definierten Observablen. Die niedrige Statistik erlaubt leider nicht mehr zu lokalisieren, wo sich der Überschuss in den Daten bevorzugt befindet. In Abb. 5.9f) ist zusätzlich der Jetradius von X_τ zum Zeitpunkt der Jet-Selektion gezeigt. Er wird später die wichtigste Observable der τ-Identifikation sein. Man sieht, dass der Jetradius gut beschrieben ist: τ-Jets des ANOTOP Monte Carlos sind deutlich schmaler als der Untergrund.

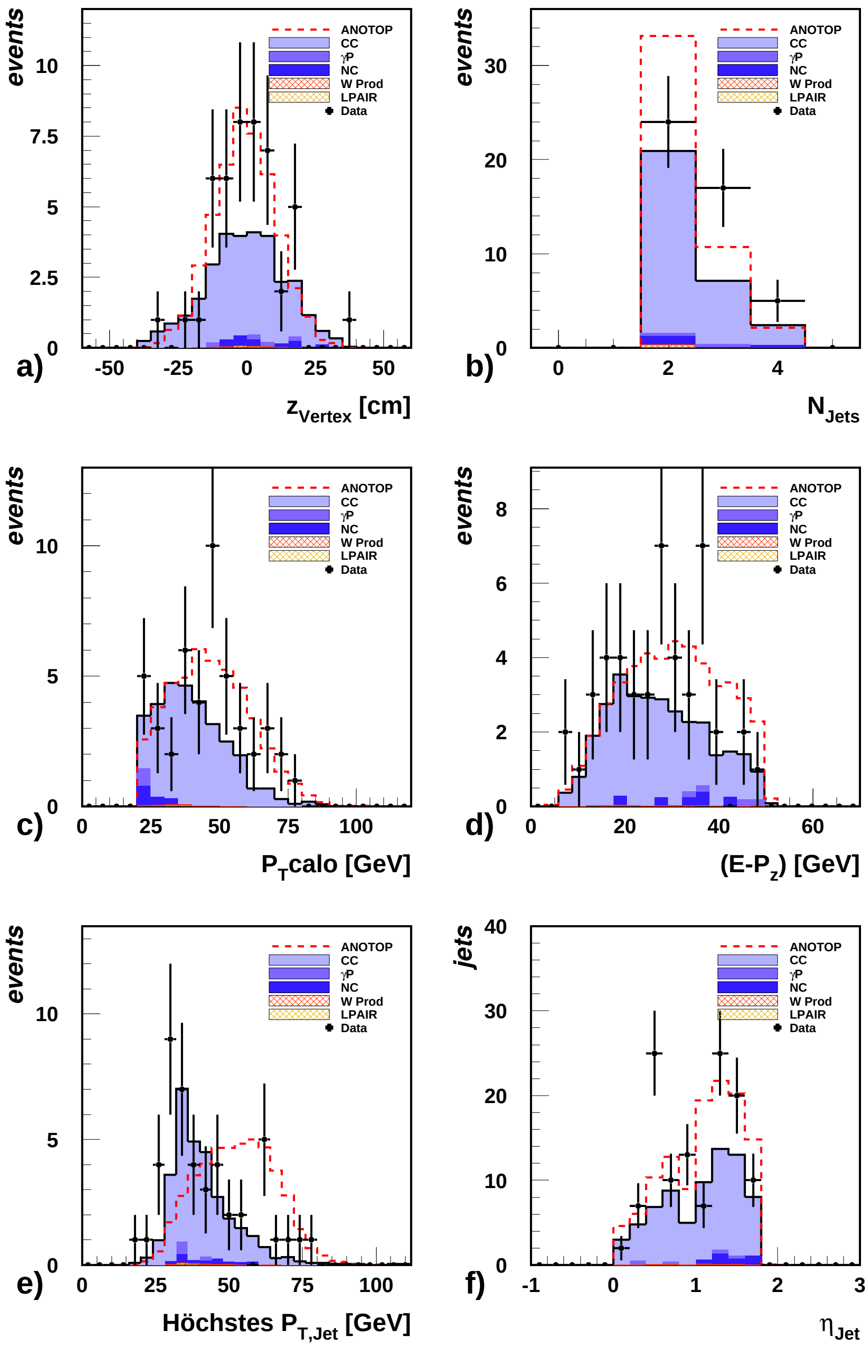


Abbildung 5.8.: Kontrollverteilungen der Ereigniskinematik nach der Jet-Selektion: **a)** z_{Vertex}, **b)** Anzahl Jets, **c)** $P_{T,calo}$, **d)** $(E-P_z)$, **e)** P_T des Jet mit maximalem P_T, **f)** η-Verteilung aller Jets.

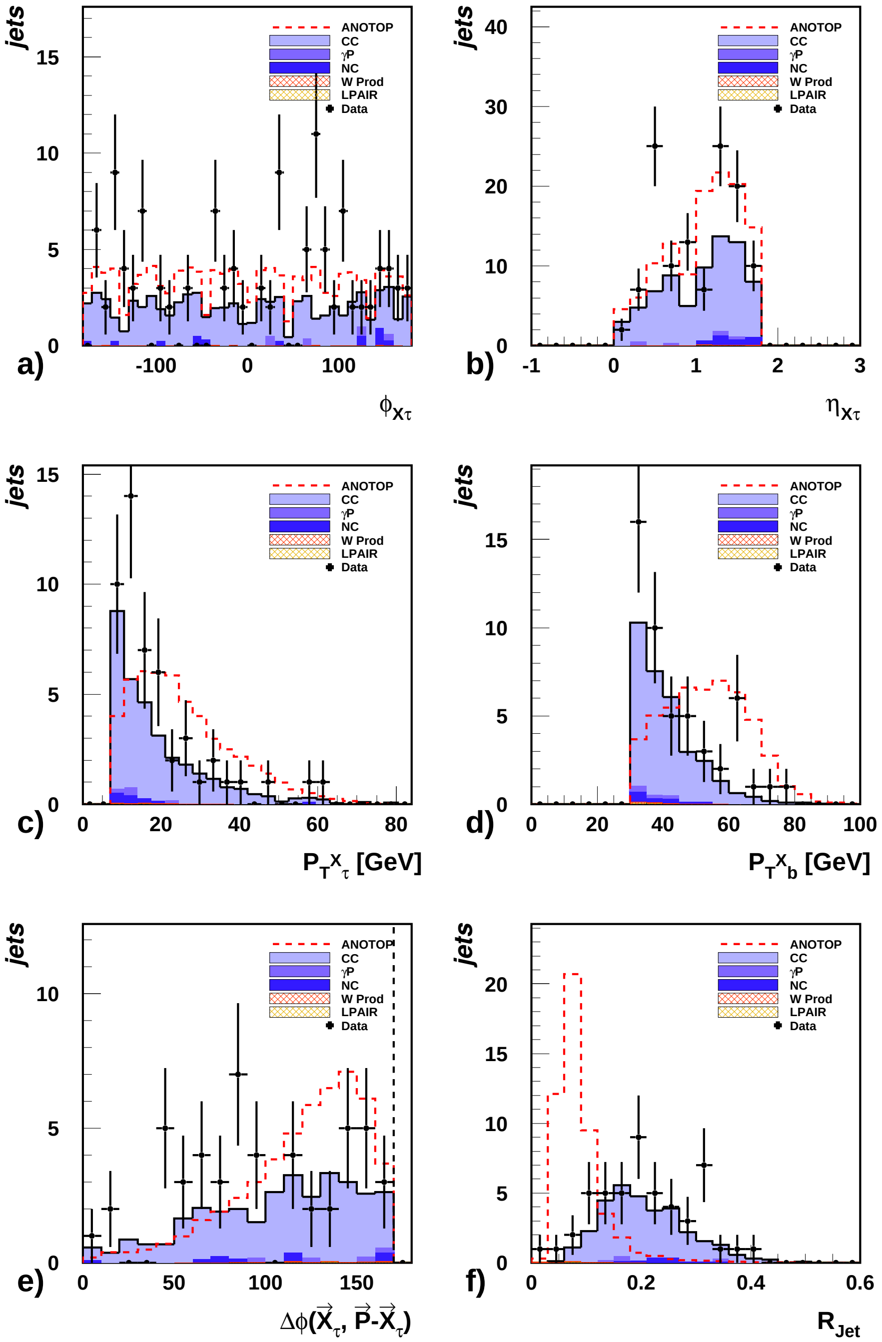


Abbildung 5.9.: Kontrollverteilungen der Jet-Kinematik nach Jet-Selektion: **a)** φ-Verteilung von X_τ, **b)** Pseudorapiditäts-Verteilung von X_τ, **c)** $P_T^{X_\tau}$, **d)** $P_T^{X_b}$, **e)** Akoplanarität $\Delta\varphi$, **f)** Jetradius von X_τ.

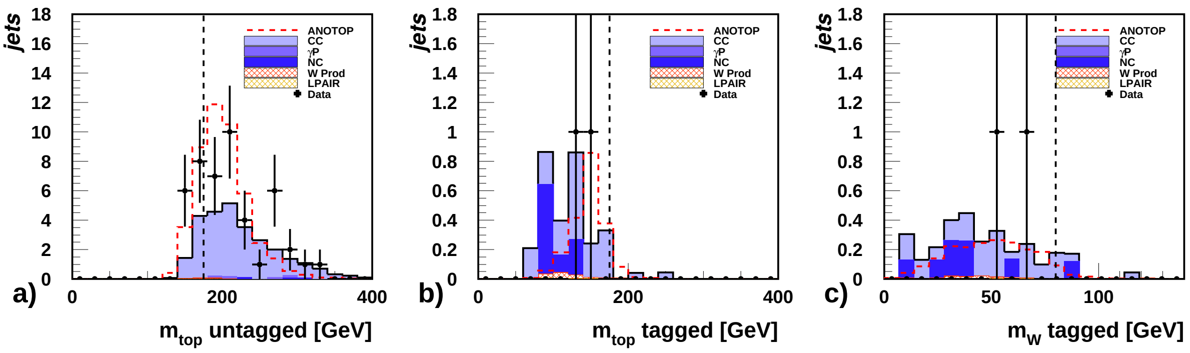


Abbildung 5.10.: Rekonstruierte *top*- und W-Massen nach Jet-Selektion aufgeteilt in *untagged* und *tagged* Rekonstruktion. Die horizontale gestrichelte schwarze Linie zeigt die nominale *top*-Masse von 175 GeV an.

Ergebnis der Massen-Rekonstruktion

Abb. 5.10 zeigt die gemäß Abschnitt 3.1.3 rekonstruierten Massen von *top*-Quark und W-Boson nach der Jet-Selektion. Je nachdem ob ein gestreutes Elektron im Ereignis gefunden wurde, wurden die entsprechend rekonstruierten Massen in Histogramm **a)** (*untagged*) oder **b)** und **c)** (*tagged*) gefüllt. Die Abweichungen von der nominalen *top*-Masse von 175 GeV kommen aus der Vernachlässigung des Neutrinos aus dem τ-Zerfall, was sowohl die kinematische Rekonstruktion des Neutrinos aus dem W-Zerfall als auch des τ-Leptons selbst beeinflusst. Das Gleiche gilt für die zusätzliche Rekonstruktion der W-Masse für die *tagged* Ereignisse.

Zerfallswinkel

Um zu studieren, ob sie weitere Trennmöglichkeiten bieten, wurden verschiedene Zerfallswinkel der Zerfallskette untersucht. Drei interessante Zerfallswinkel zeigt Abb. 5.11. Der Winkel $\theta_{b,t_{lab}}$ (Abb. 5.11a) ist stark korreliert mit $P_T^{X_b}$. Die Forderung nach hohem $P_T^{X_b}$ unterdrückt daher flache Winkel $\theta_{b,t_{lab}}$(nahe $|\cos\theta_{b,t_{lab}}| \approx 1$). Der Winkel $\theta^{W}_{\tau,W_{top}}$(Abb. 5.11b) liefert noch eine Trennmöglichkeit, eignet sich aber auf Grund des langen Ausläufers der Signalverteilung nicht gut für einen eindimensionalen Schnitt, sondern eher als Variable in einer multivariaten Methode. Der Winkel $\theta_{\vec{\eta}_{lab},\vec{\eta}_W}$ ist der Winkel zwischen den Ebenen $\vec{W} \times \vec{b}$ im Laborsystem und $\vec{\tau} \times \vec{b}$ im W-Ruhesystem. Der Winkel ist sensitiv auf Spinkorrelationen im W-Zerfall, die allerdings in dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurden.

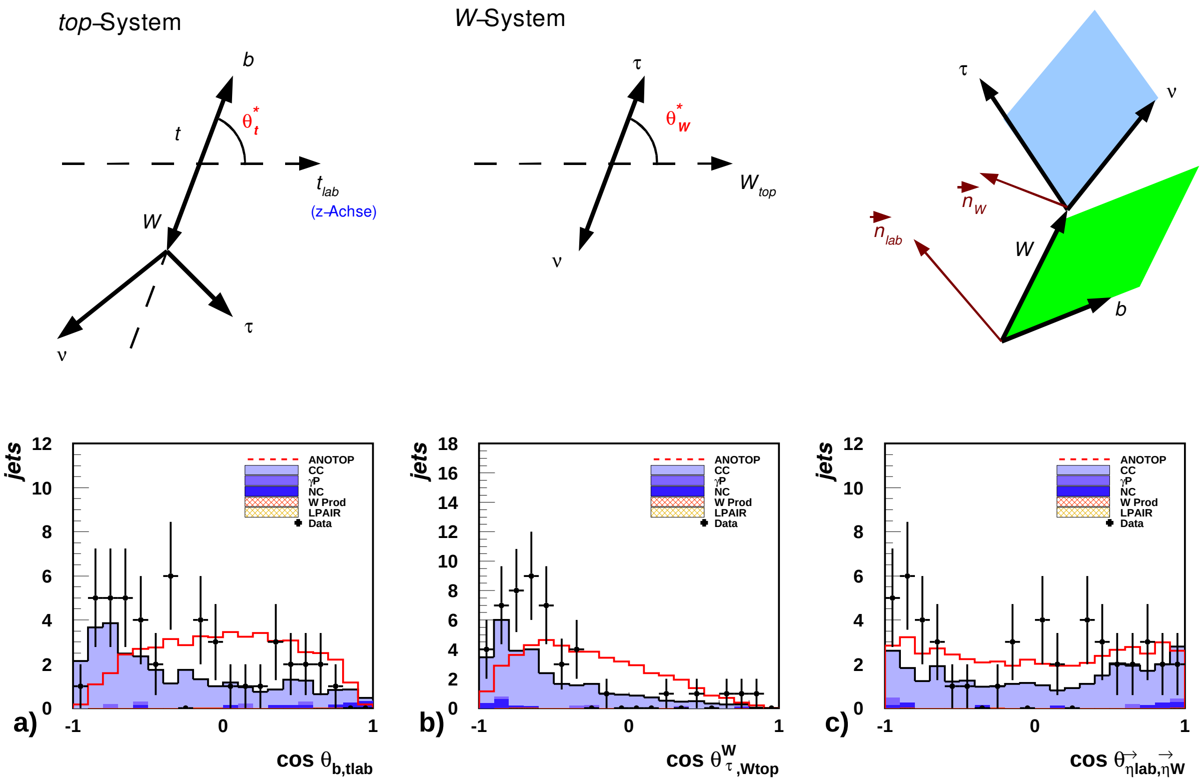


Abbildung 5.11.: Kosinus rekonstruierter Zerfallswinkel des *top*- und W-Zerfalls: **a)** Kosinus des Winkels zwischen *top*-Richtung im Laborsystem und b-Richtung im *top*-Ruhesystem, **b)** Kosinus des Winkels zwischen W-Richtung im *top*-Ruhesystem und τ-Richtung im W-Ruhesystem, **c)** Kosinus des Winkels zwischen den Normalenvektoren der $(\vec{W} \times \vec{b})$-Ebene im Laborsystem und der $(\vec{\tau} \times \vec{b})$ Ebene im W-Ruhesystem.

5.4. Schnitte zur τ-Identifikation

5.4.1. Spur-Forderungen

Hochenergetische Spuren geladener Teilchen (*prongs*) gehören zu den wichtigsten Eigenschaften der Signatur von τ-Leptonen. Da das Vorwärts-Spursystem wie in Abschnitt 1.2.4 besprochen während HERA-I nicht sinnvoll verwendet werden konnte, werden in dieser Analyse Spurforderungen nur im Zentralbereich gemacht. Dieser ist schon dadurch gewährleistet, da die X_τ-Jetachse in einem FB- oder CB-Rad auftreffen muss. Verwendet werden nur Spuren, die in CJC1 und/oder CJC2 gemessen wurden[3], den „Lee-West"-Kriterien genügen und radial mindestens 10 cm lang sind. Die relevanten Spurmultiplizitäten in X_τ zeigt Abbildung 5.12.

Spurisolation

Da der τ-Jet isoliert gegen andere Teilchen sein soll, fordert man in einem einen gewissen Hohlkonus um den Jet die Abwesenheit von Spuren. Abb. 5.12a zeigt, wie gut diese Erwartung von der Monte Carlo Beschreibung des Detektors beschrieben wird. Ein Schnitt von maximal einer Spur in einem Hohlkonus um die Jetachse von Radius 0.2 bis 1.0 $R_{\eta\varphi}$ (Schraffierte Fläche in Abb. 5.12e) wird gemacht. An Abb. 5.12a ist zu erkennen, dass eine Forderung von keiner Spur in $R_{\eta\varphi} < 0.2$ zu ineffizient wäre.

An dieser Stelle wird die Analyse in zwei Kanäle aufgespalten:
1-prong und *3-prong*

Spurmultiplizität

- Für *1-prong* fordern wir eine Spur in 0.2 $R_{\eta\varphi}$ um die X_τ-Jetachse,
  für *3-prong* drei Spuren.

Je nachdem, ob man versucht hadronische *1-prong* oder *3-prong* Zerfälle des τ-Leptons zu messen, erwartet man eine oder drei Spuren die auf hadronische Cluster im Jet zeigen müssen. Man fordert, dass sie innerhalb eines Konus mit Radius 0.2 $R_{\eta\varphi}$ um die X_τ-Jetachse liegen. In Abb. 5.12b ist das *1-prong* und *3-prong* Signal des τ-Jet aus dem ANOTOP Signal deutlich zu erkennen.

5.4.2. Jet-Schauerform

Jetradius von X_τ

- Für *1-prong* fordern wir einen Jetradius von X_τ von $R_{jet} < 0.13$,
  für *3-prong* $R_{jet} < 0.16$.

Aus den Studien in Kapitel 4 geht hervor, dass der beste und auf diesem Niveau der Analyse einzig notwendige Schnitt zur Diskriminierung des τ-Kandidaten von QCD-Jets ein Schnitt auf den Jetradius ist. Wir fordern für *1-prong* einen Jetradius von X_τ von $R_{jet} < 0.13$ und für *3-prong* $R_{jet} < 0.16$.

Dies war der letzte Schnitt der Analyse. Abbildung 5.13 zeigt die in Abschnitt 4.3 diskutierten Observablen für den *1-prong* Fall. Man sieht, dass in keiner der untersuchten Observablen eine weitere Trennung von Signal und Untergrund effizient möglich ist. Damit haben wir allen Standard Modell Untergrund in beiden Kanälen deutlich unter ein Ereignis gedrückt und können das Resultat der Analyse diskutieren.

[3] Es wird nicht explizit auf die Kammern geschnitten, aber der Polarwinkel der Spur ist stets $\theta_{track} > 20°$.

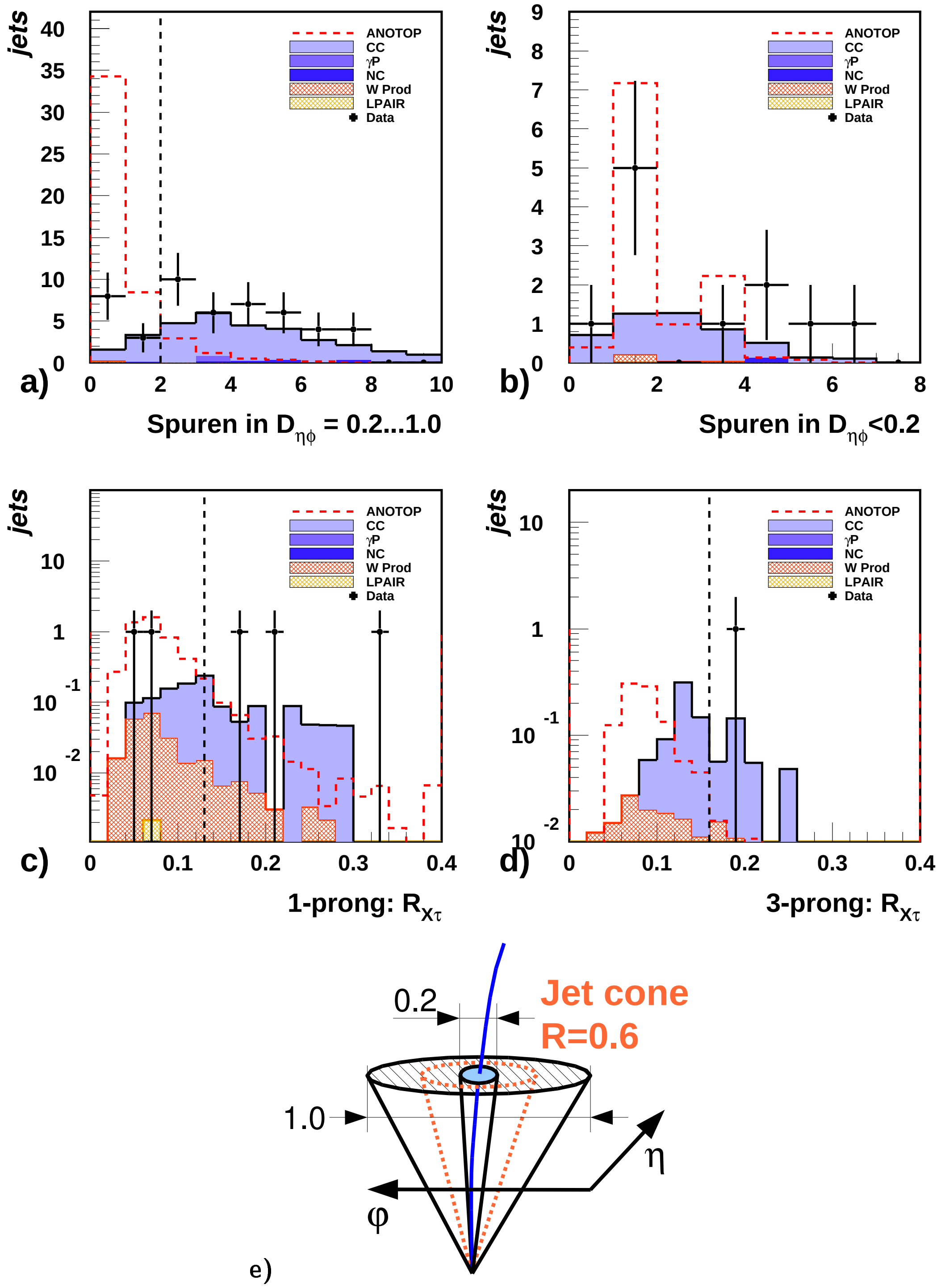


Abbildung 5.12.: Spur-Multiplizitäten des τ-Kandidaten X_τ nach der Jet-Selektion: **a)** Anzahl Spuren in einem Hohlkonus mit Radien 0.2 - 1.0 $R_{\eta\varphi}$. Eine Spur-Isolation des ANOTOP Signal ist deutlich zu erkennen. **b)** Anzahl Spuren in einem Konus mit Radius 0.2 $\eta\varphi$. Die 1-*prong* und 3-*prong* Zerfälle sind am ANOTOP Monte Carlo deutlich zu erkennen. **c)** Jetradius R_{jet} von X_τ im *1-prong* Kanal, **d)** Jetradius R_{jet} von X_τ im *3-prong* Kanal, **e)** Definition der Koni.

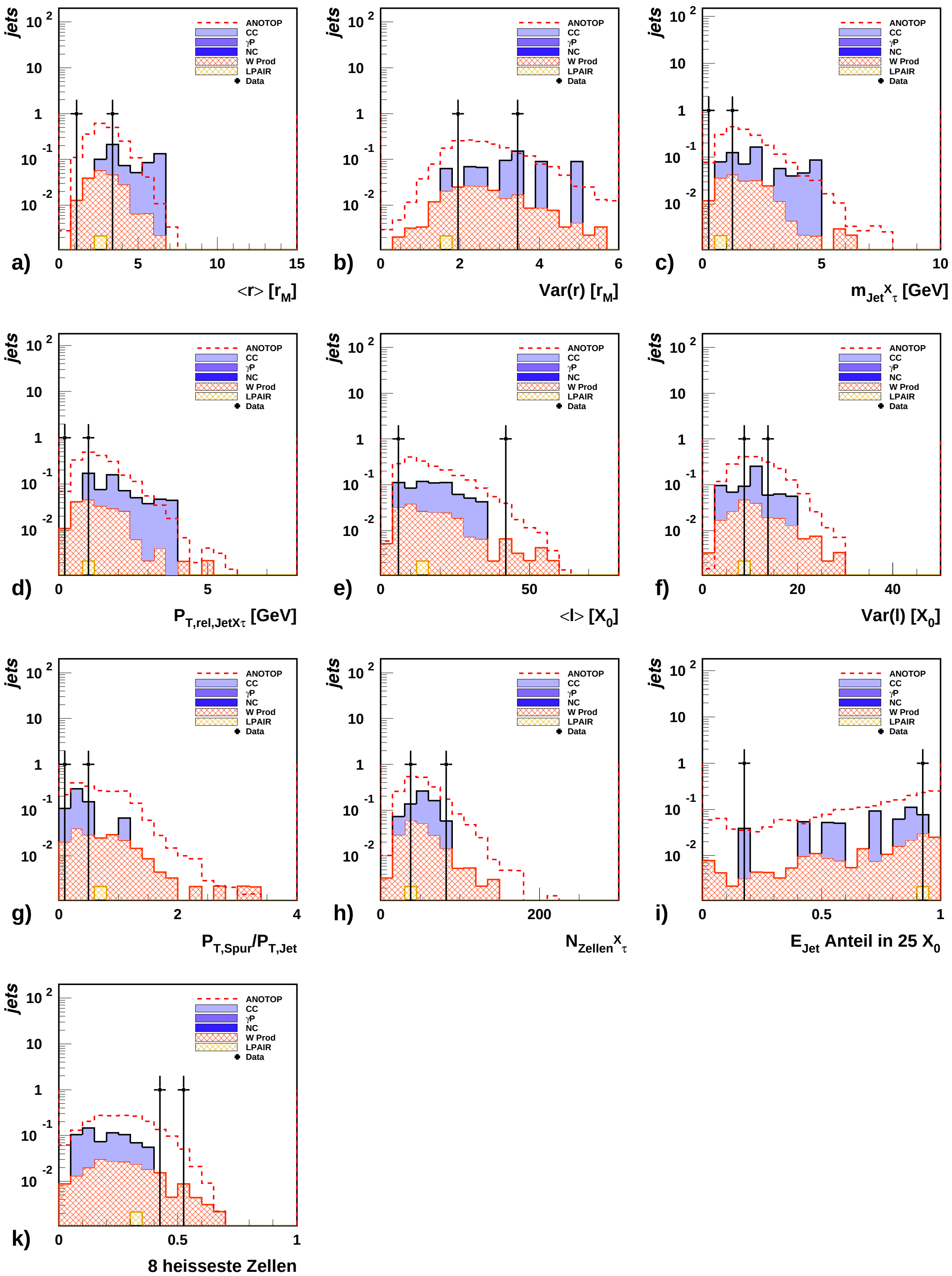


Abbildung 5.13.: Schauerobservablen des τ-Jet-Kandidaten X_τ nach allen Schnitten im *1-prong* Kanal. Man sieht, dass keine weiteren Schnitte sinnvoll sind. **a)** Erstes radiales Schauermoment, **b)** radiale Varianz, **c)** invariante Jetmasse, **d)** relativer Transversalimpuls zum Jet, **e)** Erstes longitudinales Schauermoment, **f)** longitudinale Varianz, **g)** Verhältnis $\frac{P_{T,Spur}}{P_{T,Jet}}$, **h)** Anzahl Zellen im Jet, **i)** Jet-Energieanteil in den ersten 25 Strahlungslängen, **k)** Jet-Energieanteil in den 8 heißesten Zellen.

5.4.3. Signal- und Untergrundsituation nach allen Schnitten

Tabelle 5.5 gibt einen quantitativen Überblick über die komplette Analyse. Bis zur Vorselektion werden für die Standard Modell Monte Carlo Simulationen keine Angaben gemacht, da diese Zahlen auf Grund der gemischten Erzeugung keine absolute Aussagekraft haben. Ähnliches gilt für die Daten, auf die ja bereits die Schnitte in Tabelle 5.2 angewandt wurden. Ereignisanzahlen vor der Vorselektion dienen nur der Konsistenzüberprüfung. Für alle Schritte gültig sind die Prozentangaben des ANOTOP Monte Carlo. Man sieht, dass der härteste Schnitt die Forderung $P_{T,calo} > 20$ GeV mit 90.8% relativer Effizienz ist. Er ist jedoch notwendig um Photoproduktion und neutrale Ströme in DIS ausreichend zu unterdrücken. Der Schnitt auf die Anzahl von Jets scheint ebenfalls hart, aber man muss dabei beachten, dass nur ~85% aller τ-Jets überhaupt als Jet gefunden werden. ~10% aller τ-Jets werden von QESCAT als Elektron misidentifiziert, und 5% aller τ-Leptonen liegen zu weit vorne im Detektor, um noch als Jet gemessen zu werden: Sie verschwinden in der Strahlröhre oder gehen im Protonrest unter. Der stärkste Schnitt gegen geladene Ströme in DIS ist die Forderung $P_T^{X_b} > 30$ GeV in der Jet-Selektion. Sie werden dadurch um einen Faktor ~6.8 reduziert. Der härteste Schnitt gegen Photoproduktion und neutrale Ströme in DIS in der Jet-Selektion ist die Forderung von Akoplanarität größer 10°. Sie werden dadurch um einen Faktor ~ 13 bzw. ~ 7.6 reduziert, bei einer relativen Signal-Effizienz von 85.2%.

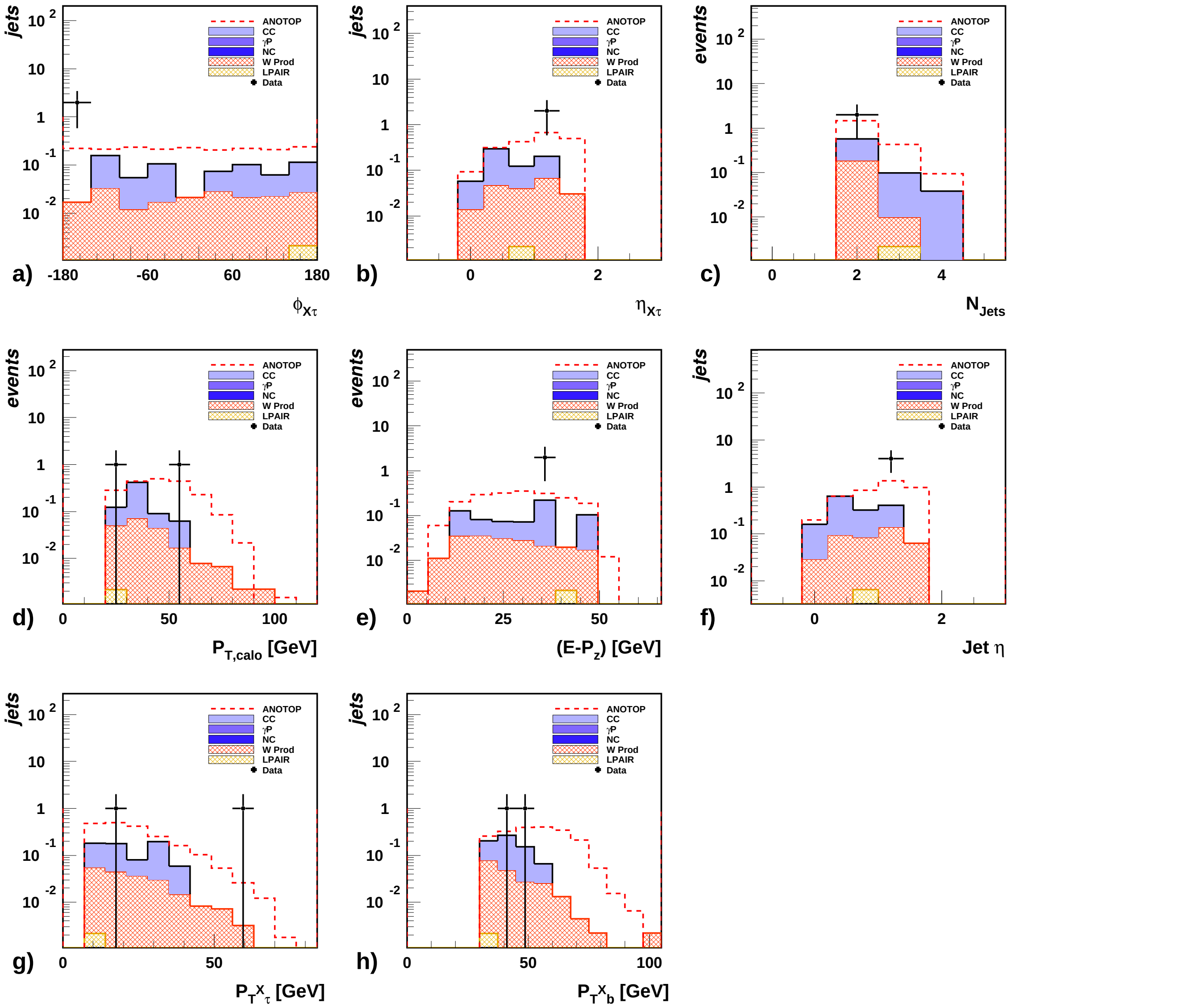


Abbildung 5.14.: Kontroll-Plots nach allen Schnitten: **a)** $P_{T,calo}$, **b)** $(E - P_z)$, **c)** Anzahl Jets, **d)** Höchstes Jet P_T, **e)** Jet η, **f)** $P_T^{X_\tau}$ g) $P_T^{X_b}$, **h)** Minimales D(X_τ, andere Jets), **i)** Jet φ, **j)** Rekonstruierte *top*-Masse.

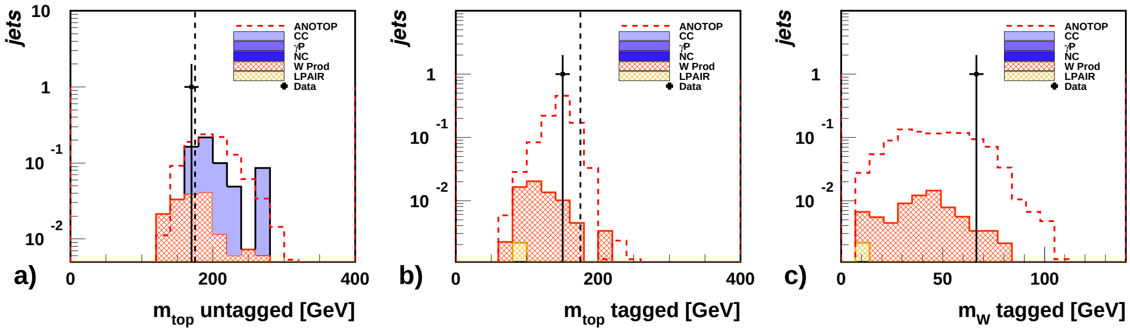


Abbildung 5.15.: Rekonstruierte Massen im *1-prong* Kanal nach allen Schnitten, aufgeteilt in *untagged* und *tagged* Rekonstruktion. Für beide Fälle gibt es jeweils einen Kandidaten.

Schnitt	***Ereignisse***	***Signal-Effizienz* [%]**		***Untergrund-Erwartung in 113.12*** pb^{-1}					
	Daten '96-'00	absolut	relativ	CC	γp	NC	W Prod.	$\gamma\gamma$	$\sum$
HV ok (ToF && CJC1 || CJC2 an)	5830	100.0	100.0						
T0 ok (390...425 ticks || 440...490 ticks)	4404	100.0	100.0						
Vertex ist Primärvertex	4404	100.0	100.0						
$\geq$ 1 gute Spur im Ereignis	4404	99.8	99.8						
- 40 cm $< z_{Vertex} <$ 40 cm	4404	99.3	99.4						
QBGFMAR safe bits ok	4404	98.4	99.0						
$P_{T,calo} >$ 20 GeV	1026	89.4	90.8						
$(E - P_z) <$ 50 GeV	1026	85.8	96.0						
2, 3 oder 4 Jets	987	73.3	85.4						
Höchstes $P_{T,jet} >$ 7 GeV	987	73.3	99.9						
(ANOTOP: Gen. τ in 0.2 $R_{\eta\varphi}$ um X_τ)	-	66.3	90.5	-	-	-	-	-	-
Vorselektion	**987**	**66.3**		**452**	**72.6**	**83.1**	**2.84**	**0.14**	**611**
X_τ in Kalorimeter-Bezugsbereich	895	50.6	76.2	415	61.9	67.7	2.61	0.13	
X_τ zentral (Region 2, 3 oder 4)	758	29.5	58.4	327	48.7	42.8	1.90	0.09	
$D_{\eta\varphi}(X_\tau$, andere Jets) >1.0	601	28.3	95.8	250	43.3	37.9	1.75	0.09	
$D_{\eta\varphi}(X_\tau$, Elektronen >0.6	595	28.1	99.2	243	43.9	36.8	1.73	0.09	
$D_{\eta\varphi}(X_\tau$, Myonen) >0.6	571	27.9	99.5	231	39.9	35.0	1.67	0.09	
$P_T^{X_\tau} >$ 7 GeV	518	26.9	96.2	206	36.2	33.7	1.56	0.07	
$P_T^{X_b} >$ 30 GeV	74	22.9	85.2	30.4	9.68	4.47	0.48	0.02	
$\Delta\varphi(X_\tau, \vec{P}_{calo} - X_\tau) < 170°$	60	21.7	94.7	28.0	0.67	1.30	0.45	$\sim$0	
Manuelle Entfernung von *overlays*	46	-	-	-	-	-	-	-	-
Jet-Selektion	**46**	**21.7**		**28.0**	**0.67**	**1.30**	**0.45**	**$\sim$0**	**30.47**
$<$ 2 Spuren in $R_{\eta\varphi} = 0.2 - 1.0$ um X_τ	11	19.3	88.9	4.34	$\sim$0	0.12		$\sim$0	
1 || 3 Spuren in $R_{\eta\varphi} <$ 0.2 um X_τ-Achse	6	16.5	85.5	1.80	$\sim$0	$\sim$0		$\sim$0	
1-prong: Jetradius $<$ 0.13 $R_{\eta\varphi}$	2	11.2	70.5	**0.51**	**$\sim$0**	**$\sim$0**	**0.19**	**$\sim$0**	**0.70**
untagged	1	7.7	69.2	0.51	$\sim$0	$\sim$0	0.13	$\sim$0	0.64
tagged	1	3.5	30.8	$\sim$0	$\sim$0	$\sim$0	0.06	$\sim$0	0.06
3-prong: Jetradius $<$ 0.16 $R_{\eta\varphi}$	0	3.7	22.6	**0.54**	**$\sim$0**	**$\sim$0**	**0.05**	**$\sim$0**	**0.59**
***1-* und *3-prong* kombiniert**	**2**	**15.3**	-	**1.05**	**$\sim$0**	**$\sim$0**	**0.24**	**$\sim$0**	**1.29**

Tabelle 5.5.: Übersicht über alle Schritte der *top*-Analyse. Die Signal-Effizienz bezieht sich auf das ANOTOP Monte Carlo . Absolute Effizienz bedeutet Effizienz des Kanals $\tau \to \nu_\tau$Hadronen. Relative Effizienz bedeutet Effizienz von Schnitt zu Schnitt. Eine Erwartung von ~ 0 bedeutet weniger Events als 1/(L pb) der jeweiligen Monte Carlo Produktion (s. Tab. 3.3).

5.5. Ergebnis der Suche

5.5.1. Wirkungsquerschnitt und Ausschlussgrenze im *1-prong* Kanal

Die in diesem Abschnitt explizit durchgeführten Rechnungen beziehen sich ausschließlich auf den *1-prong* Kanal. Die Zahlenwerte für den kombinierten *1-prong* und *3-prong* Kanal werden in Abschnitt 5.5.2 gegeben.

Abschätzung der systematischen Fehler

Der systematische Fehler wird komplett von den Unsicherheiten der Monte Carlo Beschreibung dominiert. Um sie abzuschätzen, entnehmen wir die relative Unsicherheit der Beschreibung aus der Diskrepanz zwischen der Summe aller Monte Carlo Dateien N_{jetsel}^{MC} und den Daten N_{jetsel}^{DATA} zum Zeitpunkt der Jet-Selektion (s. Tabelle 5.5). Wir erhalten daraus den systematischen Fehler σ_{syst} zu

$$\sigma_{syst} \approx \frac{N_{jetsel}^{DATA} - N_{jetsel}^{MC}}{N_{jetsel}^{MC}} = \frac{46 - 30.5}{30.5} = 50.8\%.$$

Wirkungsquerschnitt

Ein Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to etX, \sqrt{s})$ lässt sich zunächst berechnen nach

$$\sigma(ep \to etX, \sqrt{s}) = \frac{N}{L \cdot BR_{tot} \cdot \epsilon} \tag{5.1}$$

mit N Überschuss beobachteter Ereignisse, L integrierte Luminosität des Daten-Samples, BR_{tot} totales Verzweigungsverhältnis des beobachteten Kanals und ϵ die endgültige *top*-Signal-Effizienz im beobachteten τ-Zerfallskanal. Der Überschuss beobachteter Ereignisse ist

$$N = (2 \pm \sqrt{2}) - (0.7 \pm 0.36) = 1.3 \pm 1.46.$$

Dabei wurde der statistische Fehler der beobachteten Datenereignisse und der systematische Fehler der erwarteten Untergrundereignisse quadratisch addiert. Da wir die beiden Schwerpunktsenergien während HERA-I in der Analyse berücksichtigt haben, müssen wir die effektive integrierte Luminosität L_{eff} berechnen, um den Wirkungsquerschnitt für $\sqrt{s} = 318$ GeV angeben können. Sonst wäre der Wirkungsquerschnitt ein effektiver Wirkungsquerschitt für die HERA-I Daten. Aus der Theorie wurde ein Skalierungsfaktor 0.68 zwischen $\sqrt{s} = 300$ GeV und $\sqrt{s} = 318$ GeV für den Wirkungsquerschnitt berechnet [13], so dass

$$L \equiv L_{eff} = 0.68 \cdot L_{300} + L_{318} = 103.3 \text{ pb}^{-1}.$$

Das gesamte Verzweigungsverhältnis des betrachteten Kanals ist

$$BR_{tot} = B(t \to Wb) \cdot B(W \to \tau\nu_\tau) \cdot B(\tau \to \text{Hadronen}) = 0.067$$

und die mit dem ANOTOP Monte Carlo bestimmte Signal-Effizienz

$$\epsilon_{(\tau,1-prong)} = 0.116.$$

Die Signal-Effizienz für $\sqrt{s} = 300$ GeV betrug 0.118 und ist daher fast identisch. Deswegen wurde in den Berechnungen nur **eine** Signaleffizienz für beide Schwerpunktsenergien verwendet. Wir erhalten damit

$$\sigma_{(\tau,1-prong)}(ep \to e'tX, \sqrt{s} = 318 \text{ GeV}) = (1.72 \pm 2.0) \text{ pb}.$$

Kanal	***Wirkungsquerschnitt***	Methode
e-Kanal	$0.45^{+0.45}_{-0.33}$ pb	Max.-Likelihood
μ-Kanal	$0.42^{+0.41}_{-0.27}$ pb	Max.-Likelihood
$e+\mu$ Kanal	$0.43^{+0.33}_{-0.18}$ pb	Max.-Likelihood
τ-Kanal (*1-prong*)	1.72 ± 2.0 pb	Gleichung 5.1

Tabelle 5.6.: Wirkungsquerschnitte aus dieser Arbeit und aus [7].

Dies ist bereits auf dem Niveau einer Standardabweichung mit Null verträglich. Da in den semileptonischen e-, und μ-Kanälen ein Datenüberschuss gemessen wurde, konnte auch dort ein Wirkungsquerschnitt bestimmt werden (siehe Tabelle 5.6). Eingesetzt in Formel 5.1 lässt sich rückrechnen, wie viele *top*-Ereignisse man in unserer Analyse erwarten würde:

$$N_{\tau} \text{ from }_{(e,\mu)} \approx 0.32.$$

Ausschlussgrenzen

Da wir bei 0.7 erwarteten Ereignissen 2 Ereignisse beobachtet haben, und der statistische Fehler $\sqrt{2}$ ist, ist es besser angebracht eine Ausschlussgrenze für den Wirkungsquerschnitt zu setzen. Hierzu benutzen wir einen auf Poisson-Statistik basierenden Ansatz zur Analyse kleiner Signale, der Wirkungsquerschnitt und Auschlussgrenze einheitlich behandelt und der mehrere Kanäle, die mit systematischen Fehlern behaftet sind, kombinieren kann [33]. Mit der beschriebenen Methode erhalten wir

$$\sigma_{(\tau,1-prong)}(ep \to e'tX, \sqrt{s} = 320 \text{ GeV}) < 5.8 \text{ pb auf 95\% Konfidenzniveau}.$$

Dies lässt sich in eine Obergrenze auf die Kopplung $\kappa_{tu\gamma}$ umrechnen[4] zu

$$\kappa_{tu\gamma} < 0.79 \text{ auf 95\% Konfidenzniveau}.$$

5.5.2. Kombinierte Resultate

Wiederholen wir die oben ausgeführten Rechnungen für die kombinierten Werte von *1-prong* und *3-prong* τ-Zerfallskanälen, so erhalten wir als Ausschlussgrenze auf den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{(\tau,1\&3-prong)}(ep \to e'tX, \sqrt{s} = 320 \text{ GeV}) < 4.47 \text{ pb auf 95\% Konfidenzniveau}$$

und als Obergrenze der Kopplung $\kappa_{tu\gamma}$

$$\kappa_{tu\gamma} < 0.69 \text{ auf 95\% Konfidenzniveau}.$$

Da im *3-prong* Kanal kein Signal beobachtet wurde, sind diese Grenzen etwas stärker als im *1-prong* Kanal alleine. Dieses Resultat wurde außerdem noch mit den Ausschlussgrenzen der e- und μ-Kanäle kombiniert. Tabelle 5.7 fasst die Ergebnisse dieser Analyse und der e-, μ- und hadronischen Kanäle zusammen.

[4]Hierfür wird der gemessene Wirkungsquerschnitt mit dem generierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{top}^{gen} = 0.093pb$ und der generierten Kopplung $\kappa_{tu\gamma}^{gen} = 0.1$ in Beziehung gesetzt unter Ausnutzung dass $\sigma_{top} \sim \kappa_{tu\gamma}^2$.

Ausschlussgrenzen (95% Konfidenzniveau)	$\sigma(ep \to etX', \sqrt{s} = 320$ GeV)	$\kappa_{tu\gamma}$
e- und μ-Kanal	< 0.96 pb	< 0.32
Hadronischer Kanal	< 0.51 pb	< 0.23
τ-Kanal (*1- & 3-prong*)	< 4.47 pb	< 0.69
Alle Lepton-Kanäle	< 1.02 pb	< 0.33

Tabelle 5.7.: Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to etX, \sqrt{s} = 320$ GeV) und die FCNC-Kopplung $\kappa_{tu\gamma}$ in den semileptonischen e-, μ-Kanäle und im hadronischen Kanal aus [7], und im τ-Kanal (diese Arbeit), sowie alle Lepton-Kanäle kombiniert.

5.5.3. Vergleich mit weiteren vorhergehenden Analysen

J. Dingfelder - *Likelihood Tau Finder Studies* (2001)

Diese Studie, die als Vorstudie zu dieser Diplomarbeit betrachtet werden kann, gleicht der vorliegenden in vielen Punkten [5]. Der größte konzeptuelle Unterschied ist der Maximum-Likelihood-Ansatz für die τ-Schaueranalyse. In dieser Analyse wurden Daten und Monte Carlos komplettiert, und systematische Studien vieler Fragestellungen durchgeführt. Einige vielversprechende Ereignisse die in [5] präsentiert wurden, passierten die härteren Schnitte dieser Analyse leider nicht. Das schönste Beispiel ist in Abb. A.1 gezeigt.

R. Weber - *A search for Anomalous Top Production at H1* (2000)

Diese Diplomarbeit hat das Datensample 1999/2000 entsprechend $L = 62.76$ pb^{-1} untersucht [8]. Es werden u.a. ein $P_{T,miss} > 25$ GeV und ein $P_T^X > 25$ GeV gefordert. Bei 0.24 erwarteten Ereignissen werden Null gefunden. Eine Ausschlussgrenze von

$$\sigma_{(\tau)}(ep \to e'tX, \sqrt{s} = 320 \text{ GeV}) < 6.8 \text{ pb auf } 95\% \text{ Konfidenzniveau}$$

bei einer Signaleffizienz von 11.1% wird berechnet. Die Analyse ist somit konsistent mit der in dieser Arbeit vorgestellten.

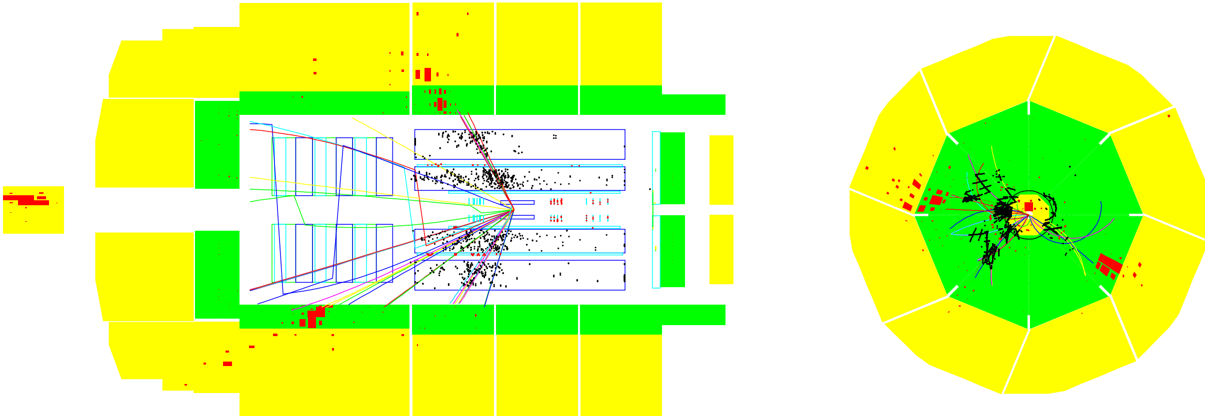
S. Baffioni - *Identification du lepton τ a HERA* (2000)

Diese DEA Abschlussarbeit hat ein Datensample 1994-2000 entsprechend $L = 67.2$ pb^{-1} untersucht [9]. Schwerpunkt ist allgemeine τ-Identifikation und Anwendung auf die Analyse des Standard Modell W-Zerfalls im τ-Kanal. τ-Leptonen Der etablierte τ-Finder reduziert die Datenprobe bis auf 194 Ereignisse bei 211 ± 12 erwarteten. Kinematische Schnitte zur Analyse der W-Produktion selektiert drei Ereignisse bei 4.0 ± 0.3 erwarteten: Zwei W-Kandidaten und ein offenbares *cosmic*. Die W-Kandidaten sind visuell nicht von CC DIS zu trennen. Sie tauchen in dieser Analyse nicht auf.

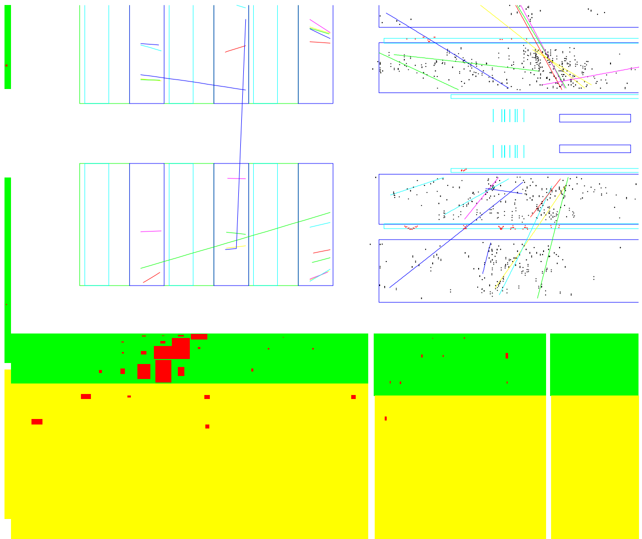
5.5.4. Die *top*-Kandidaten

Die Abb. 5.17 und 5.16 zeigen die beiden *top*-Kandidaten, die nach allen Schnitten übrigbleiben. Abb. 5.16 zeigt einen Kandidaten der in dieser Analye erstmals selektiert wurde. Die *top*-Massen-Rekonstruktion liefert für beide Hypothesen der *untagged*-Methode einen sehr ähnlichen Wert von ~178 GeV. Das PLUG weist einen deutlichen Cluster in Richtung des fehlenden Transversalimpulses $P_{T,calo}$ auf. Nicht gemessene Energie, die eventuell schon vor dem PLUG absorbiert wurde, könnte $P_{T,calo}$ kompensieren (5.16a rechts). Diese müsste allerdings in der Größenordnung von 700 GeV liegen. In der Nähe des τ-Jet-Kandidaten sind außer der Spur mehrere schlecht gemessene, niederenergetische Spuren zu sehen. Die Ausschnittsvergrößerungen Abb. 5.16b) und c) machen jedoch deutlich, dass diese Spuren wahrscheinlich von Photokonversion in der CJC-Endkappe herrühren, und nichts mit dem τ-Kandiaten zu tun haben. Sie wären in diesem Fall fälschlicherweise dem Vertex angepasst. Man sieht allerdings in der $r - \varphi$-Ebene zwei sehr dicht beieinanderliegende Spursegmente von denen nur eines dem Primärvertex angepasst wurde. Die Ladung der dem Primärvertex angepassten Spur wurde mit einer Signifikanz von 37σ als Negativ bestimmt. Dies spräche gegen die *top*-Hypothese, da man eine positive Ladung des τ-Lepton erwartet. Gegen eine Elektron-Hypothese für den τ-Kandidaten spricht die Perlschnur hadronischer Energie hinter dem elektromagnetischen Cluster. Die dem Primärvertex angepasste Spur ist gut gemessen mit einem $P_T = 2.11 \pm 0.06$. Dies ist sehr wenig im Vergleich zum P_T des Jet von 61 GeV.

Abb. 5.17b) zeigt einen Kandidaten, der bereits in der Analyse isolierter Leptonen auffiel [3]. Man kann Kandidaten für ein Elektron, ein τ-Lepton und einen b-Jet erkennen. Der Elektron-Kandidat ist mit einer Signifikanz von 14σ negativ, was konsistent mit der Betriebszeit ist: Zum Zeitpunkt des Ereignisses wurden tatsächlich Elektronen und nicht Positronen verwendet. Die *top*-Massen-Rekonstruktion nach der *tagged*-Methode ergibt 154 GeV, wie man für ein *top*-Quark nach dieser Methode erwarten würde (s. Abb. 5.15). Das $P_{T,calo}$ ist mit 56 GeV extrem hoch. Es ist daher sicher, dass ein nicht beobachtes Neutrino im Ereignis ist. Schade bei diesem Ereignis ist, dass die Hochspannung des FTD und der innersten Jetkammer CJC1 ausgeschalten war, und daher in diesem Bereich keine Messung verfügbar ist. Die Ladung der τ-Spur wird ohne Anpassung an den Primärvertex auf $\sim 1\sigma$ genau bestimmt. Mit Anpassung an den Primärvertex ist sie mit $\sim 30\sigma$ Signifikanz positiv. Das P_T der τ-Spur wurde zu $P_T = 8.40^{+0.29}_{-0.27}$ bestimmt, was nicht besonders gut zum P_T des Clusters von 19.3 GeV passt. Auch beim Elektron-Kandidaten passt das P_T nicht besonders gut zur Spur.

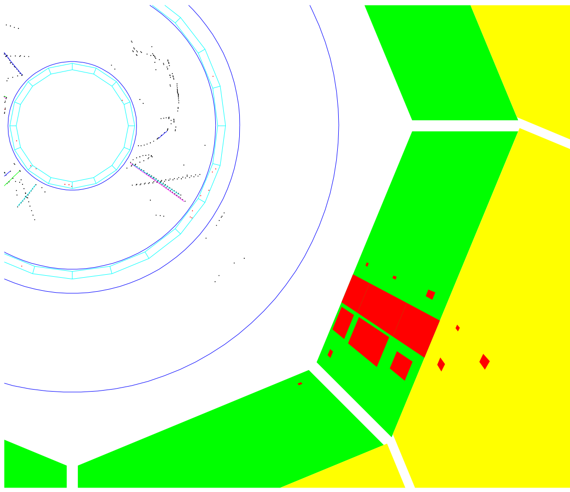


a)



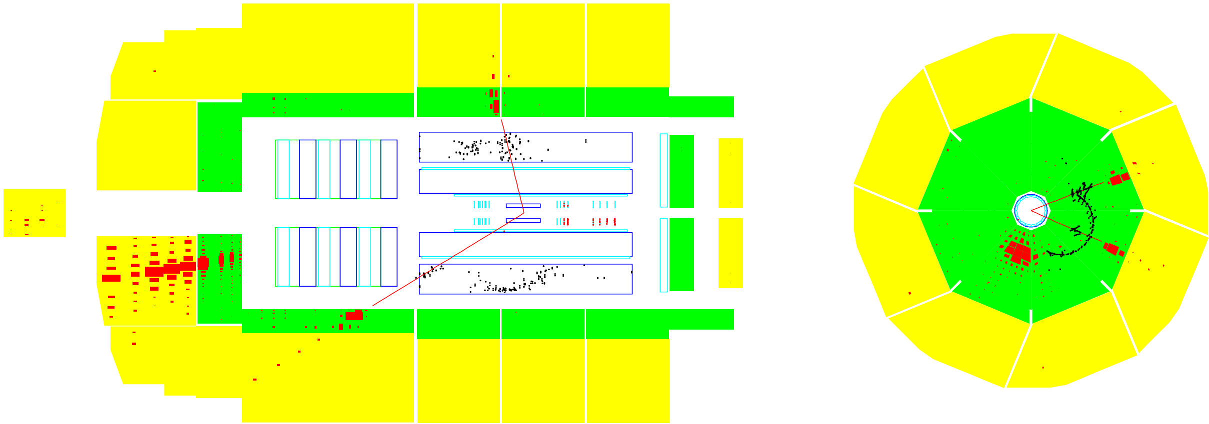
b)

Run 266037 Event 1210
$P_{T,calo} = 26.7$ GeV
$(E - P_z) = 37.5$ GeV
$\Delta\varphi(X_\tau, \vec{P} - \vec{X}_\tau) = 155.9°$
$P_{T,track} = 2.1$ GeV
$P_T^{X_\tau} = 60.9$ GeV
$\theta_{X_\tau} = 28.2°$
$\phi_{X_\tau} = -147.1°$
$R_{jet} = 0.07\eta\varphi$
$P_T^{X_b} = 39.3$ GeV
$m_{top} = 178.9 \mid\mid 178.3$ GeV

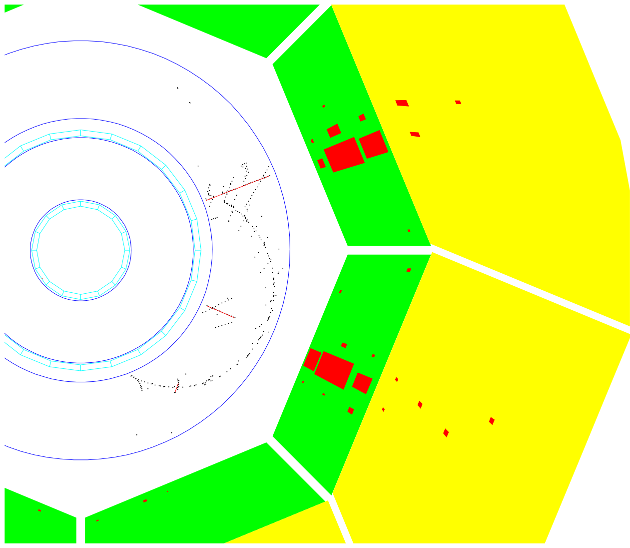


c)

Abbildung 5.16.: *top*-Kandidat 1210: **a)** rz-Ansicht (links) und $r\varphi$-Ansicht (rechts) mit an den Vertex angepassten Spuren ('DTRA'-Bank) **b)** Auschnitt der rz-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank) **c)** Auschnitt der $r\varphi$-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank). Alle Abbildungen zeigen außerdem die CJC-*hits* aus der POT-Datei.

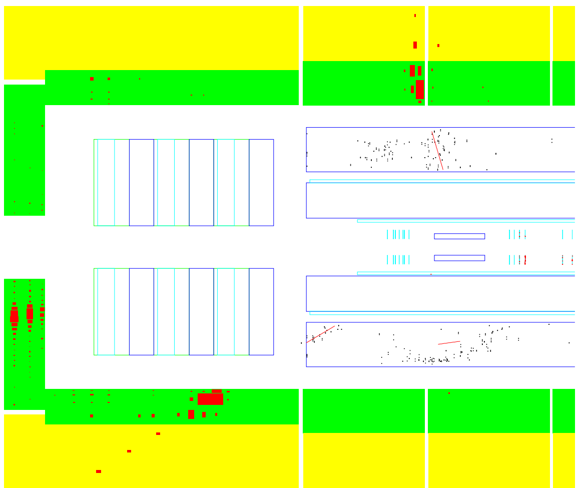


a)



b)

Run 235845 Event 9133
$P_{T,calo} = 56.5$ GeV
$(E - P_z) = 35.6$ GeV
$\Delta\varphi(X_\tau, \vec{P} - \vec{X}_\tau) = 80.7°$
$P_{T,track} = 8.4$ GeV
$P_T^{X_\tau} = 19.3$ GeV
$\theta_{X_\tau} = 31.6°$
$\phi_{X_\tau} = -155.2°$
$R_{jet} = 0.04 \eta\varphi$
$P_T^{X_b} = 46.3$ GeV
$m_{top} = 150.1$ GeV



c)

Abbildung 5.17.: *top*-Kandidat 9133 („*E2-event*"): **a)** rz-Ansicht (links) und $r\varphi$-Ansicht (rechts) mit an den Vertex angepassten Spuren ('DTRA'-Bank) **b)** Ausschnitt der rz-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank) **c)** Ausschnitt der $r\varphi$-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank). Alle Abbildungen zeigen außerdem die CJC-*hits* aus der POT-Datei.

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1. Suche nach einzeln erzeugten *top*-Quarks

Eine Suche nach Erzeugung einzelner *top*-Quarks via FCNC anhand der hadronischen Zerfälle von τ-Leptonen wurde vorgestellt. Bei einem erwarteten Standard Modell Untergrund von 0.7 Ereignissen im *1-prong* Kanal des τ-Zerfalls, wurden zwei Ereignisse gemessen und diskutiert. Eine Ausschlussgrenze auf den Wirkungsquerschnitt der Produktion einzelner *top*-Quarks via FCNC in *ep*-Kollisionen bei HERA im kombinierten *1-prong* und *3-prong* Kanal wurde auf 95% Konfidenzniveau bestimmt zu

$$\sigma < 4.47 \text{ pb}^{-1}.$$

Eine Ausschlussgrenze auf die Kopplungskonstante $\kappa_{tu\gamma}$ der effektiven FCNC Theorie wurde daraus auf 95% Konfidenzniveau bestimmt zu

$$\kappa_{tu\gamma} < 0.69.$$

Diese Ergebnisse sind konsistent mit der vorhergehenden Analyse der Elektron-, Myon- und Hadron-Kanäle des W-Zerfalls. Sie konnten aber auf Grund der schwierigen Untergrund-Situation nicht zur Verbesserung der Messung der Ausschlussgrenzen beitragen. Es gibt dennoch einige Möglichkeiten, die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zu verbessern und zu vervollständigen:

- τ-Zerfälle im Vorwärts-Bereich können noch analysiert werden. Auf Grund unzuverlässiger Spur-Information und der schwierigeren Untergrundsituation erwartet man eine noch niedrigere Effizienz in diesem Bereich als im Zentralbereich, und daher keine signifikante Verbesserung der Ergebnisse. Dies wird auch nicht durch die höhere Kalorimeter-Granularität vorn wettgemacht werden können.
- Im Rahmen der Schnitte bisher nicht in Betracht gezogen wurde auch die Ladung der Spuren des τ-Zerfalls. Wäre die Ladung einer Spur immer eindeutig gemessen, könnte damit der Untergrund deutlich reduziert werden, da die τ-Leptonen aus dem *top*-Quark in FCNC-Erzeugung immer positiv sein müssen.
- Außerdem müssen die systematischen Fehler, insbesondere die starke Diskrepanz zwischen Daten und Monte Carlo, besser verstanden und genauer bestimmt werden. Ein Hauptgrund ist vermutlich die Sensitivität der Analyse auf Feynman-Diagramme geladener Ströme in höherer Ordnung. Sie waren im verwendeten Monte Carlo nicht implementiert. Ihr Einfluss muss mit einem NLO Monte Carlo noch getestet werden.

Sobald eine ausreichende Menge an verwertbaren Daten der HERA-II Datennahmeperiode zur Verfügung steht, wird es hoffentlich möglich sein, diese Analyse mit höherer Statistik und einem deutlichen Signal zu wiederholen.

6.2. Studien zur τ-Identifikation in H1

Im Rahmen der vorgestellten Suche wurden Möglichkeiten für die Identifikation vom τ-Leptonen anhand ihrer hadronischen Zerfälle im H1 Detektor untersucht. Die Berechnung und Trennschärfe vieler möglicher Observablen für die Eignung in einer ein- oder zweidimensionalen schnittbasierten τ-Identifikation wurde systematisch untersucht. Besonderer Schwerpunkt lag auf der Trennung von QCD Jets. Als τ-Lepton missidentifizierte Elektronen waren in dieser Analyse kinematisch weitgehend ausgeschlossen, und wurden daher weniger ausführlich systematisch untersucht. Dies gilt noch mehr für Myonen.

Es gibt derzeit in H1 Bemühungen, Studien zur τ-Identifikation zu konsolidieren, mit dem Ziel einen allgemeinen τ-Finder in der H1 Software zu implementieren [42, 43]. Auf diesem Weg sind für den hier vorgestellten Ansatz der τ-Suche noch mehrere Ausbaumöglichkeiten vorhanden.

- Die Schaueranalyse sollte mit einer dedizierten τ- und QCD-jet Monte Carlo Simulation höchstmöglicher Qualität (unter Verwendung von GHEISHA und fein simuliert) durchgeführt werden. Die Produktion einer solchen ist derzeit im Gange [41].

- Die Rekonstruktion der τ-Masse und der Versuch, Objekte innerhalb des τ-Jet zu unterscheiden und evt. Spuren zuzuordnen kann noch genauer untersucht und quantifiziert werden.

- Die Elektron- und Myon-Unterdrückung sollte noch systematisch untersucht und quantifiziert werden.

- Eine multivariate Analyse geeigneter Observablen sollte durchgeführt werden, um mögliche Verbesserungen der Trennschärfe und Akzeptanz der τ-Identifikation zu erreichen. Ein auf einer **Likelihood-Diskrimanten** basierender Ansatz wurde bereits versucht [5]. Derzeit in Arbeit ist ein Ansatz mit **neuronalen Netzen** für die Suche nach $W \to \tau\nu_\tau$ im Standard Modell [40]. Außerdem versucht werden soll die Trennung mit Hilfe eines Diskriminators der über **Bereichssuche** (*range searching*) im Phasenraum implementiert wird. Diese Methode hat die ZEUS Kollaboration in der dieser Arbeit entsprechenden Analyse verwendet [11, 10]. Bei H1 wurde Bereichssuche erstmals für die Suche nach Instantonen versucht [39].

Diese Studien sind besonders lohnend im Hinblick auf die zukünftige Anwendung auf Daten der HERA-II Datennahmeperiode, die ab Herbst 2003 losgehen soll.

A. Interessante Ereignisse

Beispiel für abgewiesenen *top*-Kandidaten

Ein Beispiel für einen abgewiesenen Kandidaten zeigt Abbildung A.1. Dieses Ereignis mit einem vielversprechend aussehenden τ-Kandidaten erfüllt leider nicht die Akoplanaritätsbedingung. Vermutlich handelt es sich um einen neutralen Strom in tiefinelastischer Streuung. Der Schauer des τ-Kandidaten ist allerdings viel zu tief und zu breit, um zu einem Elektron zu gehören.

Nicht-*ep*-Untergrund

Abbildung A.2 zeigt exemplarisch fünf Ereignisse mit verschiedenen Arten von Nicht-*ep*-Untergrund, die im letzten Schritt der Jet-Selektion manuell ausgelesen wurden. QBGFMAR und die anderen Schnitte der Vorselektion und Jet-Selektion waren nicht in der Lage, diese Ereignisse zu entfernen. Suchen nach neuer Physik mit außergewöhnlicher Topologie, wie diese Suche nach *top*-Quarks sind besonders sensitiv auf derartigen Untergrund, da die Balance des Ereignisses gestört wird.

Run 273752 Event 80942

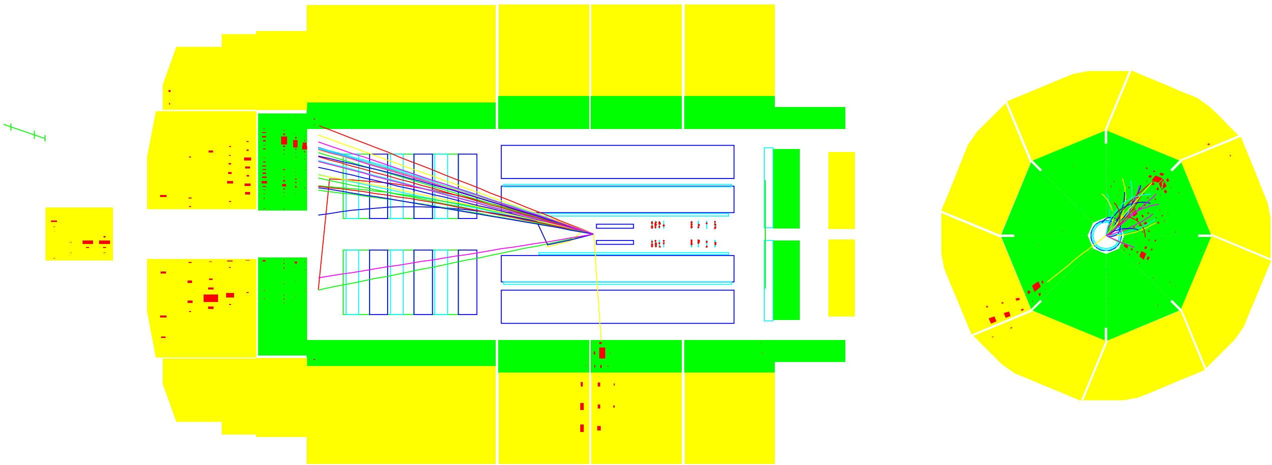
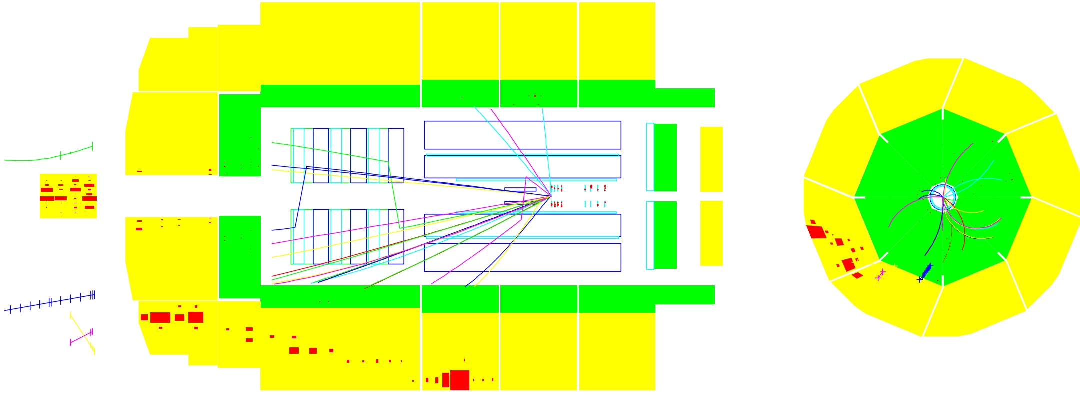
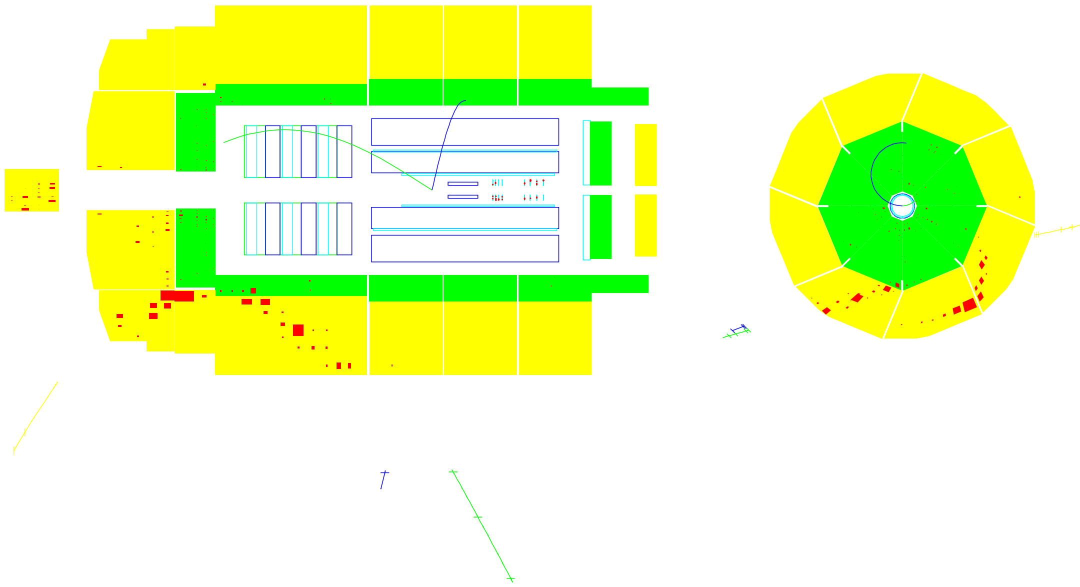


Abbildung A.1.: Beispiel für einen vielversprechenden, aber auf Grund fehlender Akoplanarität abgewiesenen τ-Kandidaten.

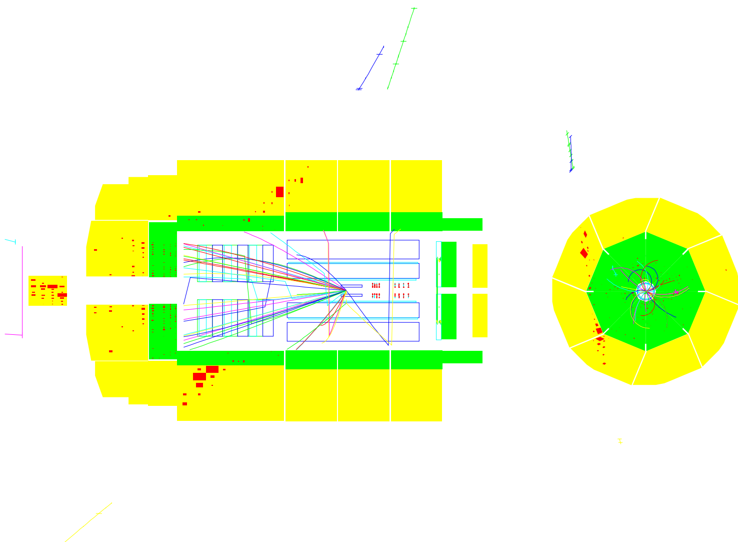
a) Run 265525 Event 60663



b) Run 259510 Event 45813

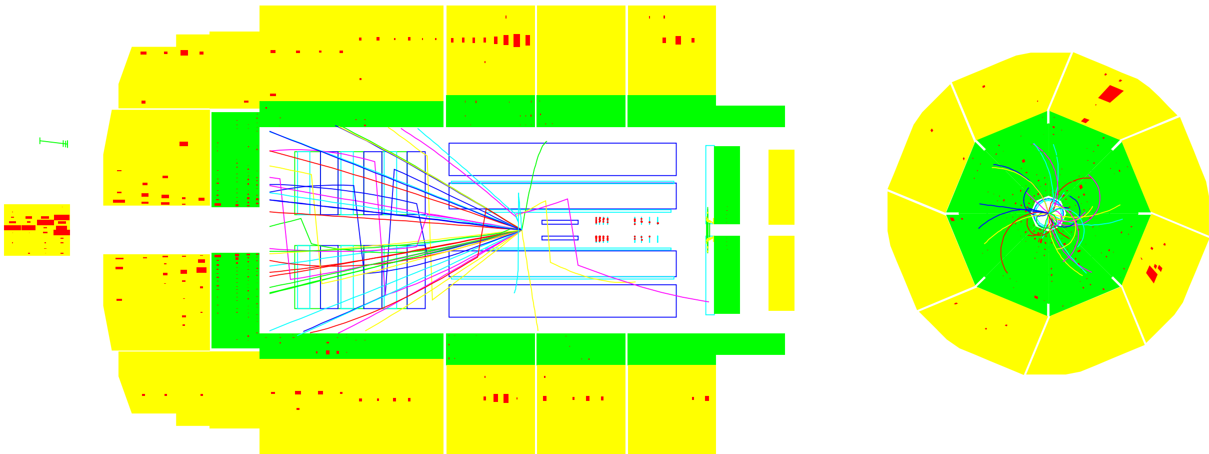


c) Run 268001 Event 17124



(zu Abb. A.2)

d) Run 248908 Event 12623



e) Run 274737 Event 58085

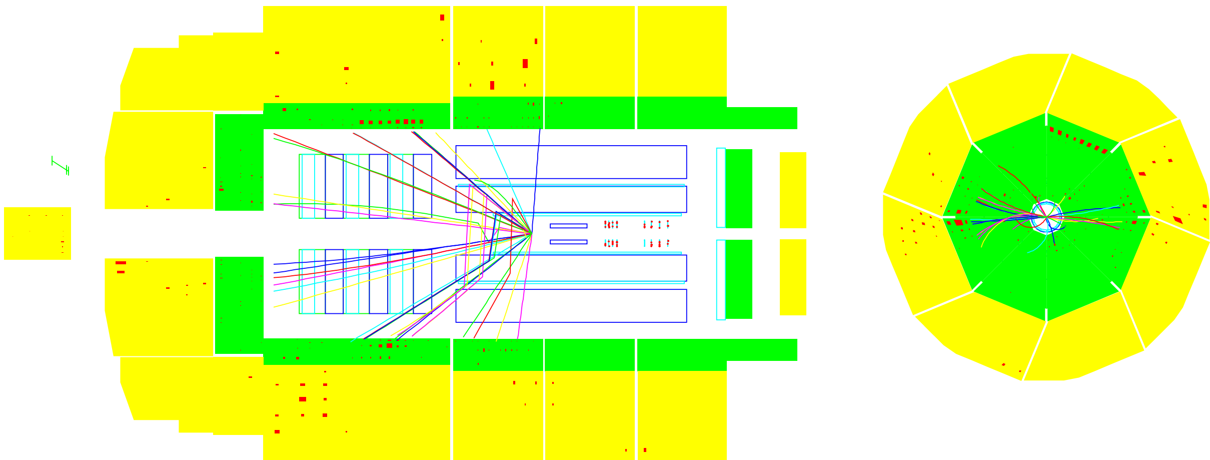


Abbildung A.2.: Einige *ep*-Ereignisse überlagert mit Nicht-*ep*-Untergrund. Diese und ähnliche Ereignisse wurden im letzten Schritt der Jet-Selektion von Hand aussortiert. **a)** Ein horizontales kosmisches Myon, **b)** ein gekrümmtes oder zwei Myonen (vermutlich ebenfalls kosmischen Ursprungs), **c)** ein vertikales kosmisches Myon, **d)** zwei Halo-Myonen, **e)** Ereignis mit kohärentem Rauschen. Diese Fehlfunktion der Analogboxen zieht sich durch den kompletten *run*-Bereich 274737.

Danksagung

Die Arbeit an dieser Diplomarbeit hat praktisch immer Spaß gemacht. Dazu haben viele Menschen beigetragen, denen ich hier danken möchte. Zuerst möchte ich Prof. Franz Eisele dafür danken, dass er mir dieses Thema angeboten hat, und mich bei der Arbeit viel und mit Interesse betreut hat. Soviel gute Betreuung hatte ich nicht erwartet, vielen Dank! Prof. Johanna Stachel möchte ich dafür danken, dass sie spontan die Zweitkorrektur dieser Arbeit übernommen hat. Meinem “Haupt-Kollegen” Jochen Dingfelder für seine Vorstudien, die es mir ermöglicht haben gleich mit Vollgas loszulegen und für seine Hilfe zu allen Aspekten der Analyse. Olaf Behnke für den außerirdischen Führungsstil mit dem er unsere Arbeitsgruppe zu Höchstleistungen im Apfelschneckentempo antrieb. Jörg Marks, Malte Ellerbrook, Christoph Werner und Christian Gerlich für häufige Hilfe durch ihre profunden Kenntnisse des H1-Detektors und seiner FORTRAN-basierten Software. Den vielen Kollegen der H1 Kollaboration denen ich auf Schnitzeljagden nach Information am DESY begegnet bin. Roger Wolf für den großen (wenn nicht den größten) Roggeon-Anteil in meinem Physikstudium. Und der gesamten HE Gruppe in Heidelberg für ein Maß an guter Laune und Hilfsbereitschaft das nicht selbstverständlich ist (besonders bei unserer Ernährung und dem ständigen Mobbing)! Außerdem möchte ich meinen Eltern für die Korrektur der Rechtschreibung der Arbeit danken. Und zu guter letzt will ich auch noch erwähnen, dass ich ein wenig stolz bin auf diese Diplomarbeit. Denn mein Schulweg und Studium waren beileibe nicht nur geprägt von Menschen, die mich in dem Maße unterstützten wie es während der Diplomarbeit der Fall war. Im Gegenteil, meist war ich auf mich selbst gestellt und hatte gegen teils massive Widerstände zu kämpfen. Dies soll für die Historiker dokumentiert werden.

„Und ich sage euch auch: Bittet, so wird euch gegeben;
suchet, so werdet ihr finden; klopfet an, so wird euch aufgetan.“

Lukas 11,9

Abbildungsverzeichnis

1.1. Beschleuniger bei DESY während HERA-I. 11
1.2. Die integrierte Luminosität bei H1 für HERA-I. 12
1.3. Der H1 Detektor während HERA-I. 14
1.4. **a)** Seitenansicht des LAr-Kalorimeters (obere Hälfte) und **b)** Rückansicht eines zentralen Rades (CB) des Flüssig-Argon-Kalorimeters. 15
1.5. Das Vorwärts-Kalorimeter PLUG im Querschnitt. 16
1.6. **a)** Seitenansicht und **b)** Rückansicht des inneren Spurkammer-Systems von H1. 17

2.1. Das H1 Koordinatensystem 19
2.2. **a)** Vierervektoren der Kinematik tiefinelastischer *ep*-Streuung und **b)** Erläuterung der Variable $E-P_z$ für ein einzelnes Teilchen mit Vierervektor $(E,\vec{P})$. Nur die longitudinale Vektorkomponente in Elektronenstrahl-Richtung liefert einen Beitrag zu $E-P_z$. . . . 21

3.1. Prozesse für die Erzeugung einzelner *top*-Quarks im Standard Modell in *ep*-Kollisionen. 24
3.2. Neutraler Strom mit Erzeugung eines einzelnen *top*-Quarks durch einen FCNC am $tu\gamma$-Vertex mit der Kopplungsstärke κ_γ und anschließendem Zerfall $t \to bW$, $W \to \ell\nu_\ell$. 24
3.3. Exemplarisches Ereignis aus dem ANOTOP Signal Monte Carlo. 26
3.4. Kinematik der *top*-Quark Erzeugung mittels FCNC und die Kinematik der Zerfalls-Neutrinos wie von ANOTOP generiert. **a)** Negatives Impulsquadrat des Wechselwirkungsbosons Q^2_{gen} **b)** Vom gestreuten Quark getragener Impulsbruchteil des Protons x_{gen} **c)** Inelastizität y_{gen} **d)** Generierte Energien der Neutrinos aus dem W-Zerfall ($E^{gen}_{\nu_\tau 1}$) und dem τ-Zerfall ($E^{gen}_{\nu_\tau 2}$) **e)** Generierter Transversalimpuls der beiden Neutrinos $P^{gen}_{T,\nu_\tau 1,2}$ und rekonstruierter fehlender kalorimetrischer Transversalimpuls $P_{T,calo}$ **f)** Generierte $(E-p_z)^{gen}_{\nu_\tau 1,2}$ Bilanz der beiden Neutrinos und aus dem HFS rekonstruierte $(E-P_z)$ Bilanz (abzüglich des generierten Elektrons). 27
3.5. Zwei mögliche Lösungen für $p_{z,\nu}$ des Neutrinos unter Ausnutzung der W-Massen-Bedingung $M_{\ell\nu} \equiv m_W$. 28
3.6. Signalartige *ep*-Prozesse: **a)** Leptonpaarerzeugung durch $\gamma\gamma$-Fusion und **b)** $W^\pm$-Produktion durch Abstrahlung eines reellen W-Bosons vom gestreuten Quark. 29
3.7. Tiefinelastische Streuung mit zwei oder mehr Jets: **a)** Neutraler Strom mit *initial state* Partonschauer bzw. QCD-Compton-Prozess, **b)** neutraler Strom mit *final state* Partonschauer, **c)** Geladener Strom mit *initial state* Partonschauer bzw. QCD-Compton-Prozess. 30
3.8. Photoproduktion mit zwei und drei Jets: **a)** Boson-Gluon Fusion, **b)** Boson-Gluon Fusion in nächster Ordnung, **c)** Boson-Gluon Fusion mit *final state* Partonschauer. . . 31

4.1. Der Zerfall $\tau \to \nu_\tau \pi\pi^0$ schematisch. Die grauen Flächen repräsentieren die elektromagnetische und hadronische Sektion des LAr-Kalorimeters. 36

4.2. Energie-Profil um den τ-Jet (ANOTOP Monte Carlo). Radialer Energiefluss um die τ-Jetachse als normierte Summe der Zell-Energien bis 1.0 $R_{\eta\varphi}$ **(a)** und Cluster-Energien bis 3.0 $R_{\eta\varphi}$ **(b)** Binweiser Energieanteil **(c)** und Cluster-Karte zentriert auf τ-Jetachse **(d)**. 38
4.3. Spurmultiplizität und Spurisolation von τ-Jets (EPVEC) und QCD-Jets (DJANGO): **a)** Signal-Effizienz der Forderung von 1 oder 3 Spuren für $R_{\eta\varphi} = 0 \ldots 1$, **b)** Abstand der Spur zur Jetachse mit dem maximalen Abstand, **c)** Effizienz der Forderung von 0 Spuren in $R_{\eta\varphi} = 0.2 \ldots r_{\eta\varphi}$. 39
4.4. Vektordefinitionen der Zellen des LAr-Kalorimeter für die Schauerberechnung. 41
4.5. Die Jet-Observable N_{cells}^{Jet} (Anzahl der Zellen im Jet) vor und nach Energiekorrektur. Die linken Spalten zeigen die Verteilung für τ-Jets als Funktion von $\ln(E_{Jet})$, die mittleren Spalten für QCD-Jets als Funktion von $\ln(E_{Jet})$, und die rechten Spalten die normierten Profile der Verteilungen sowie ihre normierten Integralverteilungen. 47
4.6. Kalorimeterradabhängige Korrektur von N_{cells}^{Jet} (Anzahl der Zellen im Jet). Obere Zeilen: Linke Spalte τ-Jets, mittlere Spalte QCD Jets, rechte Spalte normierte Profile und normierte Integralverteilungen. Unterste Zeile links: angepasste Gauss-Verteilungen in drei Rädern **vor** derKorrektur; Mitte: **nach** der Korrektur. Rechts: Trennschärfe vorher und nacher. Eine leichte Verbesserung ist erkennbar. 48
4.7. Trennschärfe Observablen von τ-Jets gegen QCD-Jets (zentrale Jets mit einer Spur). Es ist erkennbar, dass der Jetradius R_{Jet} die beste Trennung liefert. Außerdem ist erkennbar, dass die longitudinalen Observablen und die Kompaktheits-Observablen nicht zur Trennung dienen können. 49
4.8. Der Jetradius, die Observable mit der besten Trennung von τ-Jets gegen QCD-Jets (zentrale Jets mit einer Spur). Die Energiekorrektur hat einen leicht negativen Einfluss auf die Trennschärfe. 50
4.9. Korrelation des Jetradius R_{Jet} mit anderen Observablen für τ-Jets und QCD-Jets (zentrale Jets mit einer Spur). Es ist erkennbar, dass ein Schnitt von $R_{Jet} < 0.13$ in allen gezeigten Verteilungen keine weitere signifikante Trennung ermöglicht. 51

5.1. Trigger-Effizienz σ in Abhängigkeit von $P_{T,LAr}$ und θ_{HFS}. Insbesondere zu kleinen $P_{T,LAr}$ hin sinkt die Trigger-Effizienz stark ab. 55
5.2. Verteilung des Kollisionszeitpunktes T0 in den Daten gemessen mit den Spurkammern (gezeigt unmittelbar vor dem Schnitt). Akzeptierte Zeitfenster sind 390...425 (Nebenpeak) und 440...490 (Hauptpeak) *CJC clock ticks*. 56
5.3. Einfluss von **a)** PLUG und **b)** instrumentiertem Eisen auf den fehlenden kalorimetrischenTransversalimpuls $P_{T,calo}$. 59
5.4. Kontrollverteilungen nach der Vorselektion. Die Monte Carlos für geladene Ströme in DIS (**CC**), Photoproduktion (γP), neutrale Ströme in DIS (**NC**), SM W-Produktion (**W Prod**) und Leptonpaarerzeugung (**LPAIR**) sind auf die integrierte Luminosität 113.12 pb^{-1} normiert und aufsummiert. **a)** z_{Vertex}, **b)** $P_{T,calo}$ aus LAr, SpaCal und PLUG, **c)** $(E - P_z)$, **d)** Anzahl Jets, **e)** P_T des Jet mit dem höchsten P_T, **f)** Pseudorapidität η aller Jets in allen Ereignissen. 61
5.5. Einteilung der Bezugsbereiche des LAr-Kalorimeters. Die unteren Prozentzahlen geben die Anteile des erwarteten *top*-Signals gemäß ANOTOP Monte Carlo an. 63
5.6. Bezugsbereiche des H1 Detektors in der $z_{Vertex} - \eta$ Ebene (links) und der $o_z - \varphi$ Ebene (rechts). o_z ist der z-Wert der auf die Kalorimeteroberfläche extrapolierten Jetachse (*z-impact*). Die Plots geben einen Eindruck davon, wie groß die übrigbleibende *fiducial volume* nach Spaltschnitten ist: $\sim$20% der Kalorimeteroberfläche werden ausgeschlossen. 64

5.7. Kinematische Schnitte der Jet-Selektion in konsekutiver Abfolge (**a**, **b**, **c** und **d**): Die gestrichelt eingezeichneten Schnitte werden immer unmittelbar *nach* dem jeweiligen Plot gemacht. Das ANOTOP Signal Monte Carlo ist willkürlich normiert. **a)** P_T des τ-Kandidaten X_τ, **b)** P_T des b-Kandidaten X_b, **c)** minimaler Abstand von X_τ zu allen anderen Jets im Ereignis, **d)** Akoplanarität $\Delta\varphi$ von X_τ und X_b. 65
5.8. Kontrollverteilungen der Ereigniskinematik nach der Jet-Selektion: **a)** z_{Vertex}, **b)** Anzahl Jets, **c)** $P_{T,calo}$, **d)** $(E - P_z)$, **e)** P_T des Jet mit maximalem P_T, **f)** η-Verteilung aller Jets. 67
5.9. Kontrollverteilungen der Jet-Kinematik nach Jet-Selektion: **a)** φ-Verteilung von X_τ, **b)** Pseudorapiditäts-Verteilung von X_τ, **c)** $P_T^{X_\tau}$, **d)** $P_T^{X_b}$, **e)** Akoplanarität $\Delta\varphi$, **f)** Jetradius von X_τ. 68
5.10. Rekonstruierte *top*- und W-Massen nach Jet-Selektion aufgeteilt in *untagged* und *tagged* Rekonstruktion. Die horizontale gestrichelte schwarze Linie zeigt die nominale *top*-Masse von 175 GeV an. 69
5.11. Kosinus rekonstruierter Zerfallswinkel des *top*- und W-Zerfalls: **a)** Kosinus des Winkels zwischen *top*-Richtung im Laborsystem und b-Richtung im *top*-Ruhesystem, **b)** Kosinus des Winkels zwischen W-Richtung im *top*-Ruhesystem und τ-Richtung im W-Ruhesystem, **c)** Kosinus des Winkels zwischen den Normalenvektoren der $(\vec{W} \times \vec{b})$-Ebene im Laborsystem und der $(\vec{\tau} \times \vec{b})$ Ebene im W-Ruhesystem. 70
5.12. Spur-Multiplizitäten des τ-Kandidaten X_τ nach der Jet-Selektion: **a)** Anzahl Spuren in einem Hohlkonus mit Radien 0.2 - 1.0 $R_{\eta\varphi}$. Eine Spur-Isolation des ANOTOP Signal ist deutlich zu erkennen. **b)** Anzahl Spuren in einem Konus mit Radius 0.2 $\eta\varphi$. Die 1-*prong* und 3-*prong* Zerfälle sind am ANOTOP Monte Carlo deutlich zu erkennen. **c)** Jetradius R_{jet} von X_τ im *1-prong* Kanal, **d)** Jetradius R_{jet} von X_τ im *3-prong* Kanal, **e)** Definition der Koni. 72
5.13. Schauerobservablen des τ-Jet-Kandidaten X_τ nach allen Schnitten im *1-prong* Kanal. Man sieht, dass keine weiteren Schnitte sinnvoll sind. **a)** Erstes radiales Schauermoment, **b)** radiale Varianz, **c)** invariante Jetmasse, **d)** relativer Transversalimpuls zum Jet, **e)** Erstes longitudinales Schauermoment, **f)** longitudinale Varianz, **g)** Verhältnis $\frac{P_{T,Spur}}{P_{T,Jet}}$, **h)** Anzahl Zellen im Jet, **i)** Jet-Energieanteil in den ersten 25 Strahlungslängen, **k)** Jet-Energieanteil in den 8 heißesten Zellen. 73
5.14. Kontroll-Plots nach allen Schnitten: **a)** $P_{T,calo}$, **b)** $(E-P_z)$, **c)** Anzahl Jets, **d)** Höchstes Jet P_T, **e)** Jet η, **f)** $P_T^{X_\tau}$ g) $P_T^{X_b}$, **h)** Minimales D(X_τ, andere Jets), **i)** Jet φ, **j)** Rekonstruierte *top*-Masse. 75
5.15. Rekonstruierte Massen im *1-prong* Kanal nach allen Schnitten, aufgeteilt in *untagged* und *tagged* Rekonstruktion. Für beide Fälle gibt es jeweils einen Kandidaten. 75
5.16. *top*-Kandidat 1210: **a)** rz-Ansicht (links) und $r\varphi$-Ansicht (rechts) mit an den Vertex angepassten Spuren ('DTRA'-Bank) **b)** Auschnitt der rz-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank) **c)** Auschnitt der $r\varphi$-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank). Alle Abbildungen zeigen außerdem die CJC-*hits* aus der POT-Datei. 81
5.17. *top*-Kandidat 9133 („*E2-event*"): **a)** rz-Ansicht (links) und $r\varphi$-Ansicht (rechts) mit an den Vertex angepassten Spuren ('DTRA'-Bank) **b)** Auschnitt der rz-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank) **c)** Auschnitt der $r\varphi$-Ansicht mit τ-Kandidat und rekonstruierten Spursegmenten ('DTNV'-Bank). Alle Abbildungen zeigen außerdem die CJC-*hits* aus der POT-Datei. 82

A.1. Beispiel für einen vielversprechenden, aber auf Grund fehlender Akoplanarität abgewiesenen τ-Kandidaten. 86

A.2. Einige *ep*-Ereignisse überlagert mit Nicht-*ep*-Untergrund. Diese und ähnliche Ereignisse wurden im letzten Schritt der Jet-Selektion von Hand aussortiert. **a)** Ein horizontales kosmisches Myon, **b)** ein gekrümmtes oder zwei Myonen (vermutlich ebenfalls kosmischen Ursprungs), **c)** ein vertikales kosmisches Myon, **d)** zwei Halo-Myonen, **e)** Ereignis mit kohärentem Rauschen. Diese Fehlfunktion der Analogboxen zieht sich durch den kompletten *run*-Bereich 274737. 88

Tabellenverzeichnis

3.1. Zerfälle des $W^{\pm}$-Bosons (PDG 2002 Werte [32]). 25
3.2. Ereignisraten einiger hier relevanter Prozesse bei HERA. 28
3.3. Verwendete Monte Carlo Simulationen. ANOTOP simulierte das Signal, die Summe der restlichen Simulation stellt den Standard Modell Untergrund dar. 34

4.1. Einige Eigenschaften des τ-Leptons (PDG 2002 [32]). 35
4.2. Vorauswahl der „sauberen" τ-Jets aus mit EPVEC simulierter W-Produktion (100k Ereignisse mit H1FAST simuliert) und QCD-Jets aus geladenen Strömen (1999/2000 CC DIS Generation in Tab. 3.3) zur Untersuchung ihrer Trennung. 36
4.3. Untersuchte Jetschauer-Observablen der τ-Identifikation. 40
4.4. **a)** Longitudinale Form elektromagnetischer Schauer (aus [32]) **b)** Zellbündelung parallel zum Strahl ausgerichteter Platten in den Rädern des zentralen, elektromagnetischen Teil des LAr Kalorimeters (zur Dokumentation). 44

5.1. Integrierte Luminositäten (*combined physics* Standardwerte nach [38]) der untersuchten Daten. 53
5.2. Auswahl der Datenprobe. 54
5.3. Die geforderten *subtrigger* der Vorselektion. 55
5.4. Zugelassene Bereiche für den z-Auftreffpunkt von X_τ und Spaltmitten zwischen den Rädern des LAr-Kalorimeters. 63
5.5. Übersicht über alle Schritte der *top*-Analyse. Die Signal-Effizienz bezieht sich auf das ANOTOP Monte Carlo . Absolute Effizienz bedeutet Effizienz des Kanals $\tau \to \nu_\tau$Hadronen. Relative Effizienz bedeutet Effizienz von Schnitt zu Schnitt. Eine Erwartung von ~ 0 bedeutet weniger Events als 1/(L pb) der jeweiligen Monte Carlo Produktion (s. Tab. 3.3). 76
5.6. Wirkungsquerschnitte aus dieser Arbeit und aus [7]. 78
5.7. Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to etX, \sqrt{s} = 320$ GeV) und die FCNC-Kopplung $\kappa_{tu\gamma}$ in den semileptonischen e-, μ-Kanäle und im hadronischen Kanal aus [7], und im τ-Kanal (diese Arbeit), sowie alle Lepton-Kanäle kombiniert. 79

Literaturverzeichnis

[1] CDF Collaboration, *Observation of top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626

[2] D∅ Collaboration, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632

[3] H1 Collaboration, V. Andreev et al., *Isolated electrons and muons in events with missing transverse momentum at HERA*, Phys. Lett. B561 (2003) 241, hep-ex/0301030

[4] H1 Collaboration, *Search for Single Top Quark Production in $e^{\pm}p$ collisions at HERA*, contributed paper 1024, ICHEP 2002 (Amsterdam)

[5] Jochen Dingfelder, *Likelihood Tau Finder Studies,* Vortrag vor der H1 BSM PWG (DESY Hamburg, September 2001)

[6] J. Dingfelder on behalf of the H1 and ZEUS collaborations, *Searches for Signatures of Physics beyond the Standard Model with high-P_T Leptons at HERA*, in the proceedings to ICHEP 2002 (Amsterdam)

[7] J. Dingfelder, *Search for Anomalous Production of Single Top Quarks with the H1 Experiment at HERA*, Dissertation (Universität Heidelberg, January 2003)

[8] Ronald Weber, *A Search for Anomalous Top Production at H1*, Diplomarbeit (ETH Zürich, September 2001)

[9] Stéphanie Baffioni, *Identification du Lepton Tau à HERA*, DEA (CPPM Marseille, Juni 2000)

[10] ZEUS Collaboration, *Tau channel Search for events with isolated tau leptons and large missing transverse momentum in ep collisions at HERA*, ICHEP02 (Amsterdam) (contr. paper 909)

[11] Chi Nhan Nguyen, *Identification of τ Leptons from Single $W \to \tau\nu_\tau$ Production with the ZEUS Detector*, Diplomarbeit, (Inst. Exp., Univ. Hamburg, April 2002) DESY report: DESY-THESIS-2002-024 (ZEUS)

[12] T. Han und J. L. Hewett, *Top-Charm Associated Production in High Energy e^+e^- Collisions*, Phys. Rev. **D60** (1999) 074015

[13] A. Belyaev und Nikolaos Kidonakis, *QCD corrections to FCNC single top production at HERA*, Report-no: FSU-HEP-20010205, Phys.Rev. D**65** (2002) 037501,hep-ph/0102072

[14] E. Perez, *ANOTOP*, CEA Saclay (2000)

[15] G.A. Schuler and H. Spiesberger, *DJANGO 2.1*, *Proceedings of the Workshop on Physics at HERA*, W. Buchmüller and G. Ingelman (Hg.) (DESY Hamburg, October 1991) Band 3 S. 1419

[16] T. Sjöstrand, *JETSET 7.4*, Lund University preprint LU-TP-95-20 (August 1995) 321ff; idem CERN preprint TH-7112-93 (Februar 1994) 305ff

[17] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7*, CERN-TH-6488 (1992), Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74

[18] H. Jung, *RAPGAP*, Comp. Phys. Comm. **86** (1995) 147

[19] C. Diaconu, *H1 EPVEC/2.0* $W^{\pm}$*and* Z^0 *production Monte Carlo generator based on EPVEC* (2000)

[20] W. Buchmüller und G. Ingelmann (Hg.), *LPAIR: A Generator for Lepton pair production, vol. 3,* DESY Hamburg (1991), Proceedings of the workshop *Physics at HERA*

[21] J. Rauschenberger, *Die Messung von Wirkungsquerschitten des geladenen Stroms in der Positron-Proton-Streuung mit dem H1 Detektor,* Dissertation (Universität Hamburg 2001)

[22] H1 Collab., C. Adloff et al., *Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton Collisions at Large Momentum Transfer,* Eur. Phys. J. C13 (2000) 609-639

[23] H1 Collaboration, I. Abt. et al., *The H1 Detector at HERA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 386** (1997)

[24] H1 Collaboration, I. Abt. et al., *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nuclear Instruments and Methods **A 336** (1993) 460-498

[25] Lee West et al., *QHQTRK - track selection from the Heavy Flavor PWG,* DESY Hamburg (2000)

[26] Jörg Marks et al., *HFS - a software package to cope with the Hadronic Final State,* DESY Hamburg (2001)

[27] CERN Computing and Networks Division, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library W5013 (1993)

[28] E. Chabert and C. Diaconu, S. Kermiche, I. Négri, C. Vallée, *QBGFMAR - An Updated PHAN Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High* P_T *Physics Analysis*, H1 Note H1-11/98-556 (1998)

[29] P. Bruel, *Recherche d'interactions au-dela du Modele Standard à HERA*, Thése, Orsay, France (1998)

[30] H1 Collaboration, *QESCAT*, part of H1PHAN software

[31] M. Ellerbrook, persönliche Mitteilungen, Heidelberg 2003

[32] K. Hagiwara et al., *2002 Review of Particle Physics,* Phys. Rev. D**66**, 010001 (2002)

[33] G.J. Feldman and R.D. Cousins, Phys. Rev. **D57**, 3873 (1998)

[34] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Forward Jet and Particle Production at HERA*, Nucl. Phys. B**538** (1999) 3-22 , 09/98

[35] Ursula Bassler, Gregorio Bernardi, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the* Σ *Method* , Report-no: DESY 94-231, Nucl.Instrum.Meth. A**361** (1995) 197-208

[36] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.), *Electron / Pion Separation with the H1 LAr Calorimeters*, Report-no.: DESY-93-185, Dec 1993, Nucl.Instrum.Meth.A**344** (1994) 492-506

[37] William H. Press (Hg.) et al., *Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing,* Cambridge University Press; 2nd edition (January 15, 1992)

[38] S. Levonian (convenor), *H1 Lumi System Webseite*, `http://www-h1.desy.de/h1det/lumi/` (2003)

[39] B. Koblitz, *Search for Instanton-Induced Processes Inst.f.Exp.Phys. with the H1 Detector in Deep-Inelastic Dissertation Electron-Proton Collisions at HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2002)

[40] C. Veelken, persönliche Mitteilung, DESY Hamburg (2003)

[41] S. Xella, persönliche Mitteilung, Zürich (2003)

[42] A. Schöning (convenor), *H1 Tau Workshop Minutes,* internes H1 Dokument (2003)

[43] G. Brandt, C. Veelken, S. Xella, *Joint Tau Finding Efforts in H1 Webpage,* `http://www.physi.uni-heidelberg.de/~gbrandt/tau.html` (2003)

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Hilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe,

Gerhard Brandt, Heidelberg den 2. Juli 2003