Untersuchung der Identifikation von semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks in der e-p-Wechselwirkung

Diplomarbeit

am II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andy Ziegler
aus Hamburg

Hamburg
Mai 2000

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Experiment H1 an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA untersucht die Streuung von Elektronen an Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV. Bei dieser Schwerpunktsenergie ist unter anderem die Erzeugung der schweren Charm- und Bottom-Quarks in Form von Quark-Antiquark-Paaren möglich. Ein erzeugtes Quarkpaar kann entweder einen gebundenen Zustand einnehmen oder in einer sogenannten offenen Produktion einzeln in Hadronen fragmentieren. Mit einem Jetalgorithmus lassen sich diese Hadronen zu sogenannten Jets zusammenfassen, die die Flugrichtung des produzierten schweren Quarks wiedergeben. Die offene Produktion von schweren Quarks erfolgt im wesentlichen in der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) über den Prozeß der sogenannten Photon-Gluon-Fusion. Die Elektron-Proton-Streuung läßt sich in der Photoproduktion durch einen Fluß von quasireellen Photonen beschreiben, die von den Elektronen ausgesendet werden und mit dem Proton in Wechselwirkung treten. Der Wirkungsquerschnitt der Produktion von schweren Quarks kann theoretisch berechnet und mit dem H1 Detektor gemessen werden.

Die störungstheoretische Bestimmung des Charm- und Bottom-Wirkungsquerschnitts in der Elektron-Proton-Streuung ist in führender Ordnung $\mathcal{O}\left(\alpha \cdot \alpha_S^2\right)$ der Quantenchromodynamik (QCD) erfolgt [16, 17]. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Quark-Antiquark-Photoproduktion enthält eine Energieskala, für deren Wahl sowohl die Kinematik als auch die Dynamik des Produktionsprozesses in Betracht gezogen werden sollte. In [17] wird es als sinnvoll erachtet, diese Skala in der Photoproduktion von schweren Quarks in etwa gleich der Quarkmasse zu setzen. Die Masse des Charm-Quarks ist viel kleiner als die des Bottom-Quarks, damit ist auch die Berechnung der Charm-Produktion unsicherer als die Berechnung der Bottom-Produktion. Eine Überprüfung der theoretischen Vorhersagen mit Messungen ist somit für die Bottom- aussagekräftiger als für Charm-Produktion.

Der Wirkungsquerschnitt von Charm-Quarks in der Photoproduktion ist mit dem H1 Detektor bestimmt worden [5]. Der theoretisch vorhergesagte Wert liegt niedriger als der gemessene Wirkungsquerschnitt, ist jedoch mit der Messung im Rahmen der meßtechnischen und theoretischen Unsicherheiten vereinbar.

Die Produktion von Bottom-Quarks ist bei H1 über deren semileptonischen Zerfall in Myonen gemessen worden [4]. Der theoretische Wirkungsquerschnitt ist signifikant kleiner als der gemessene Wert, der eine relativ große Unsicherheit von etwa 10% hat. Die Untersuchung dieser Diskrepanz kann durch weitere Messungen der Bottom-Produktion über andere Zerfallskanäle neue Erkenntnisse für die störungstheoretische QCD der Elektron-

Proton-Streuung liefern.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von Zerfällen schwerer Quarks in der offenen Photoproduktion. Die schweren Quarks werden über semielektronische Zerfälle nachgewiesen, wobei das Elektron aus dem Quarkzerfall über die Energiedeposition im LAr Kalorimeter und den spezifischen Energieverlust in den Jetkammern identifiziert wird. Mit der Verteilung des relativen Transversalimpulses $p^e_{T,rel}$ der identifizierten Elektronen zu ausgewählten Jets kann eine Trennung von semielektronischen Charm- und Bottom-Zerfällen erfolgen, da aufgrund des deutlichen Unterschieds in den Quarkmassen die Verteilung von $p^e_{T,rel}$ für Bottom- deutlich härter als für Charm-Zerfälle ist.

Kapitel 1

Das H1 Experiment

Dieser Arbeit liegen die gesamten Daten des Jahres 1997 mit einer ungefähren Luminosität von $\mathcal{L} \approx 23\ \mathrm{pb}^{-1}$ zugrunde, die mit dem H1 Detektor aufgezeichnet wurden. Der Detektor befindet sich als einer von vieren an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am DESY in Hamburg.

1.1 Der HERA Speicherring

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage beschleunigt und speichert Protonen und Elektronen[1] in einem unterirdischen Ringtunnel mit entgegengesetztem Umlaufsinn. Die Protonen und Elektronen werden dort in getrennten evakuierten Rohrsystemen gelenkt und fokussiert. An zwei diametral gegenüberliegenden Stellen werden die beiden Strahlen frontal zur Kollision gebracht und Elektron-Proton-Wechselwirkungen[2] gemessen. Die Energie der zur Kollision gebrachten Strahlen betrug 1997 für die Protonen 820 GeV und 27,5 GeV für die Positronen. Die Experimente, die jeweils an einem der beiden Wechselwirkungspunkte unabhängig voneinander aufgebaut sind, heißen ZEUS und H1. Die zwei weiteren am Speicherring betriebenen Experimente HERMES und HERA-B nutzen jeweils nur einen von beiden Strahlen für ihre Messungen.

Beide Teilchenstrahlen werden in bis zu 210 Paketen gespeichert, was einer Elektron-Proton-Wechselwirkungsfrequenz von 10,4 MHz entspricht. Je ein Paket aus jedem Strahl nimmt als sogenanntes Pilot-Paket nicht an den ep-Wechselwirkungen teil und wird zur Untergrundbestimmung in der Luminositätsmessung benutzt.

1.2 Der H1 Detektoraufbau

Der H1 Detektor wurde zur Messung von ep-Wechselwirkungen bei den oben genannten Strahlenergien gebaut. Der deutlich größere Impuls der Protonen gegenüber den Positronen

[1] Es können auch Positronen beschleunigt und gespeichert werden.

[2] Der Begriff der Elektron-Proton-Wechselwirkung (ep-Wechselwirkung) wird gemeinsam für die Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung genutzt.

führt im Laborsystem zu einer Schwerpunktsbewegung in Protonenstrahlrichtung, weshalb der Detektor in dieser Richtung wesentlich massiver ist und mehr Detektorkomponenten aufweist als in der entgegengesetzten Richtung. Die Protonenstrahlrichtung wird als Vorwärtsrichtung im H1 internen Koordinatensystem bezeichnet, das wie folgt definiert ist: Der nominelle Wechselwirkungspunkt stellt den Ursprung des Koordinatensystems dar, die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherrings, die y-Achse nach oben und die z-Achse in Protonenstrahlrichtung. Der Polarwinkel θ wird von der positiven z-Richtung aus gemessen und nimmt einen Wert von $0°$ bis $180°$ an, der Azimutalwinkel φ ergibt sich bezüglich der positiven x-Richtung in der xy-Ebene und beträgt $0°$ bis $180°$ für $y \geq 0$ und $0°$ bis $-180°$ für $y \leq 0$. Als $r = x^2 + y^2$ wird der radiale Abstand in der xy-Ebene berechnet und die sogenannte Pseudorapidität ist durch $\eta = -\log\tan(\theta/2)$ definiert.

Der H1 Detektor besteht im wesentlichen von innen nach außen aus drei großen Detektorsystemen. In Strahl- und Wechselwirkungspunktnähe befindet sich das Spurkammersystem, gefolgt vom Kalorimeter, das außen vom Magneten und Myonsystem umschlossen ist (Abb. 1.1). Diese Komponenten werden im weiteren Text näher beschrieben, wobei der Schwerpunkt bei den für diese Arbeit entscheidenden Detektorsystemen (Jetkammer, LAr Kalorimeter) liegt. Eine umfassendere und genauere Beschreibung aller Detektorkomponenten kann in [2] gefunden werden.

1.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem mißt die Bahn geladener Teilchen in den Detektorkomponenten. Die geladenen Teilchen wechselwirken mit der Materie in den Detektoren und erzeugen Signale, die eine Rekonstruktion der Spur zulassen. Das Spurkammersystem läßt sich bezüglich des Polarwinkels in das zentrale, vordere und rückwärtige Kammersystem unterteilen.

Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem (Abb. 1.1, Nr. 2 und Abb. 1.2) besteht aus vier Komponenten, die alle zylindrisch um das Strahlrohr gebaut sind.

Der zentrale **Siliziumvertexdetektor CST** besteht aus zwei Lagen mit jeweils doppelseitigen Streifendetektoren aus Silizium. Der Abstand zwischen der z-Achse und den Detektorlagen beträgt $r = 57{,}5$ mm und $r = 97$ mm. Der abgedeckte Polarwinkelbereich erstreckt sich von etwa $30° \leq \theta \leq 150°$. Er wurde 1996 mit dem Ziel eingebaut, die bisherige Spurauflösung und die Bestimmung des primären Vertex und sekundärer Vertices zu verbessern.

Die zentralen **Jetkammern CJC1** und **CJC2** bestehen aus zwei gasgefüllten Kohlefaserhohlzylindern. Der Gasdruck beträgt etwa eine Atmosphäre, um die Materiebelegung der Kammer und damit einen Verlust an Meßgenauigkeit so gering wie möglich zu halten. Die CJC1 hat einen inneren Radius von 203 mm und einen äußeren von 451 mm, bei der CJC2 betragen diese Abstände von der Strahlachse 530 mm und 844 mm. In der z-Richtung überdecken beide Kammern einen Bereich von $z \approx \pm 1250$ mm. Der durch die

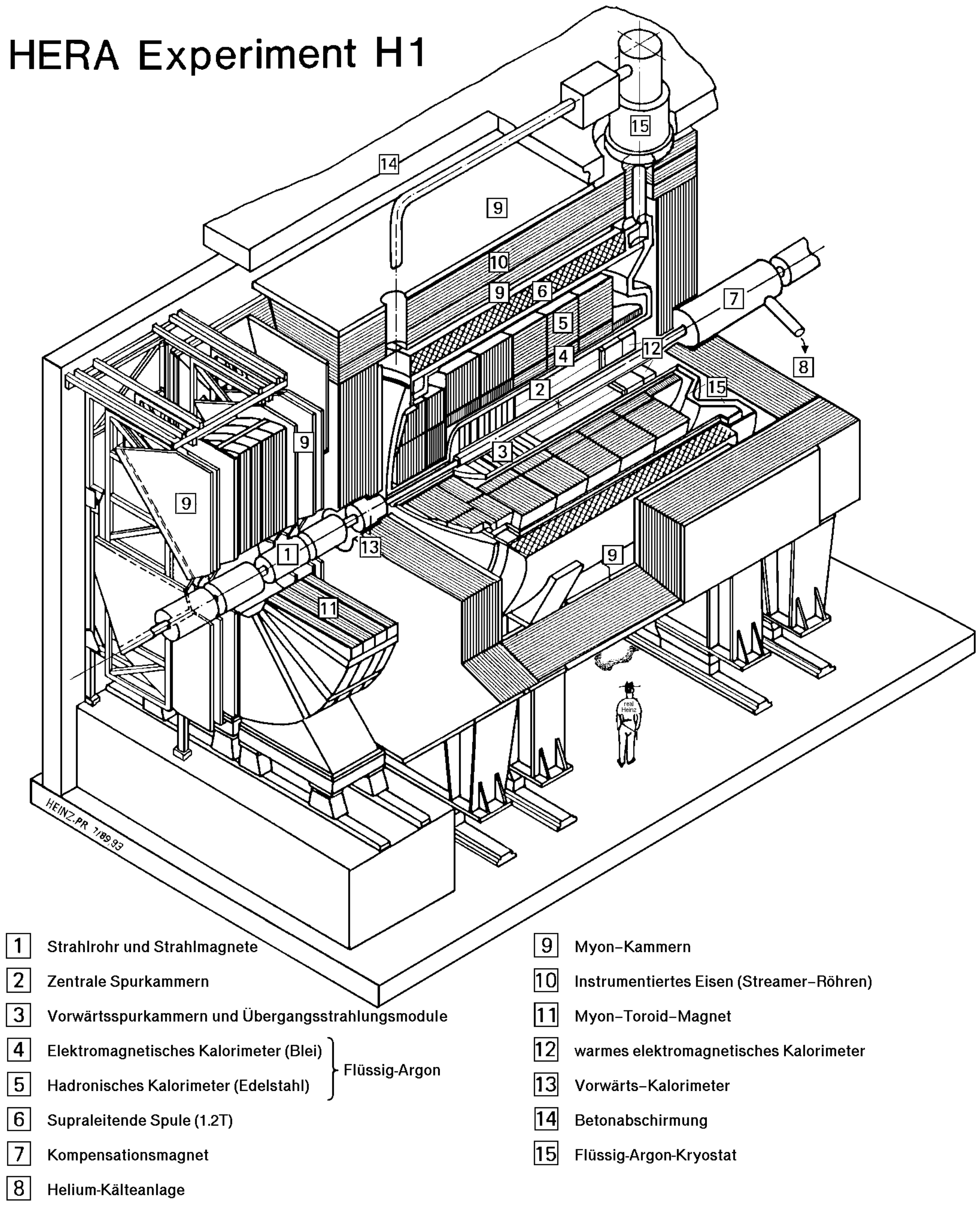

Abbildung 1.1: Der H1 Detektor mit Beschreibung der Komponenten.

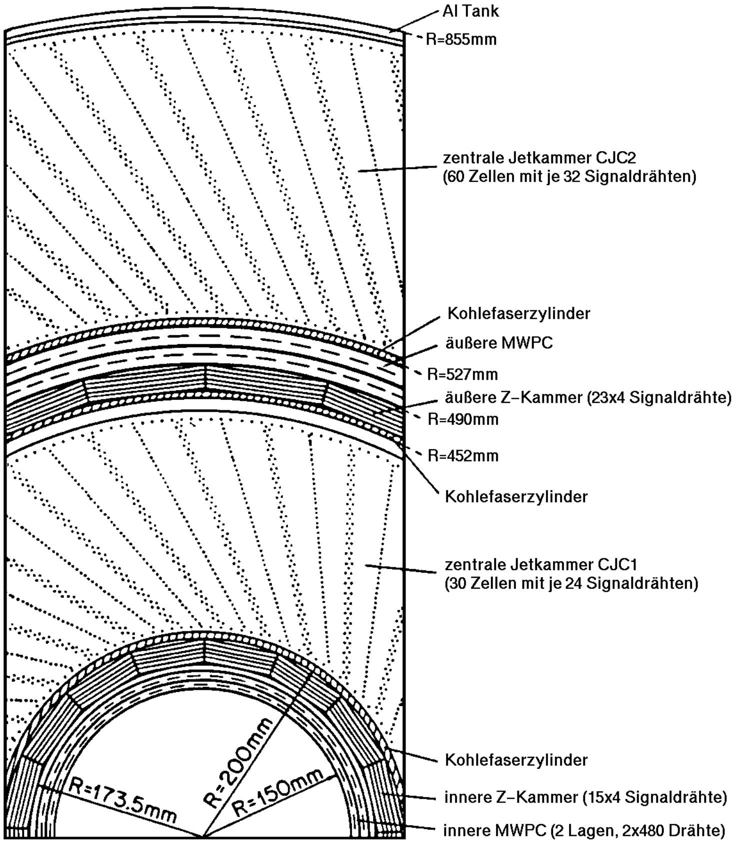

Abbildung 1.2: Das zentrale Spurkammersystem (ohne CST) im $r\varphi$-Querschnitt mit Ansicht der geneigten Driftzellen der Jetkammern.

CJC1 abgedeckte Polarwinkelbereich reicht von etwa $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$, für die CJC2 von $26^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$. Die innerhalb des Zylinders parallel zur Strahlachse gespannten Signal-, Kathoden-, Feld- und Potentialdrähte gliedern die Kammern in gleichförmige Zellen in der $r\varphi$-Ebene (Abb. 1.2). Die CJC1 besteht aus 30 dieser sogenannten Driftzellen mit je 24 Signaldrähten, die CJC2 aus 60 Driftzellen mit je 32 Signaldrähten. Diese Zellen sind nicht radial ausgerichtet, sondern um etwa 30° gegen die radiale Achse geneigt. Die Messung und Rekonstruktion von Spuren in den Jetkammern wird in Abschnitt 1.4 behandelt.

Die **Z-Kammern CIZ** und **COZ** enthalten Signaldrähte, die radial um die Strahlachse gespannt sind. Die CIZ besitzt 15 und die COZ 24 Zellen mit je 4 Signaldrähten. Die Kammern dienen der Verbesserung der Spurauflösung in z-Richtung.

Die **Proportionalkammern CIP** und **COP** sind jeweils in zwei Ebenen mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähten unterteilt. Die gewonnenen Signale dienen ausschließlich als Entscheidungskriterium für die L1 und L2 Triggersysteme (Trigger siehe Abschnitt 1.3).

Das vordere Spurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem (Abb. 1.1, Nr. 3) besteht aus drei sogenannten Supermodulen. Jedes Supermodul ist aus vier Komponenten aufgebaut. Diese vier Komponenten sind:

- ein planares Modul mit drei Driftkammern, die jeweils um 60° gegeneinander verdreht sind und aus 32 Zellen mit je 4 senkrecht zur Strahlebene angebrachten Signaldrähten bestehen,

- ein radiales Modul mit einer Driftkammer, die in der $r\varphi$-Ebene in 48 Abschnitte unterteilt ist,

- eine Vieldrahtproportionalkammer, die für das L1 Triggersystem genutzt wird und

- ein Übergangsstrahlungsmodul, das zur Trennung von hochenergetischen Pionen und Elektronen dient.

Nur die Informationen des planaren und radialen Moduls werden für eine Spurrekonstruktion benutzt.

Das rückwärtige Spurkammersystem

Geladenen Teilchen, die in die negative z-Richtung fliegen, stehen zwei Spurkammern zur Verfügung.

Der **rückwärtige Siliziumdetektor BST** ist aus vier Platten mit einseitigen Streifendetektoren aus Silizium aufgebaut, die senkrecht zur Strahlachse plaziert sind. Der überdeckte Polarwinkelbereich beträgt etwa $172° \leq \theta \leq 176°$ und dient vor allem der Messung von gestreuten Elektronen aus der tief unelastischen ep-Streuung.

Die **rückwärtige Driftkammer BDC** mißt zusammen mit dem Spaghetti Kalorimeter (Abschnitt 1.2.2) die Flugrichtung von gestreuten Elektronen.

1.2.2 Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem besteht aus zwei großen und mehreren kleinen Komponenten, die zum Teil weit außerhalb des Detektors liegen. Das **Flüssig-Argon-Kalorimeter LAr**[3] (Abb. 1.1, Nr. 4, 5) ist das größte Kalorimeter im H1 Detektor und schließt nach außen an das Spurkammersystem an. Die Konstruktion des Detektors wurde darauf ausgerichtet, eine saubere Identifikation und Energiemessung von Elektronen zu ermöglichen. Die Wahl fiel auf ein LAr Kalorimeter, da die bewiesene Stabilität dieser Technik, die einfache Kalibration und eine feine Granulation die Trennung von Elektronen und Pionen in einem hohen Grade ermöglicht [2]. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4° \leq \theta \leq 154°$ und ist in ein inneres elektromagnetisches und ein äußeres hadronisches Kalorimeter unterteilt

[3]LAr ≡ **L**iquid **Ar**gon ≡ Flüssig-Argon

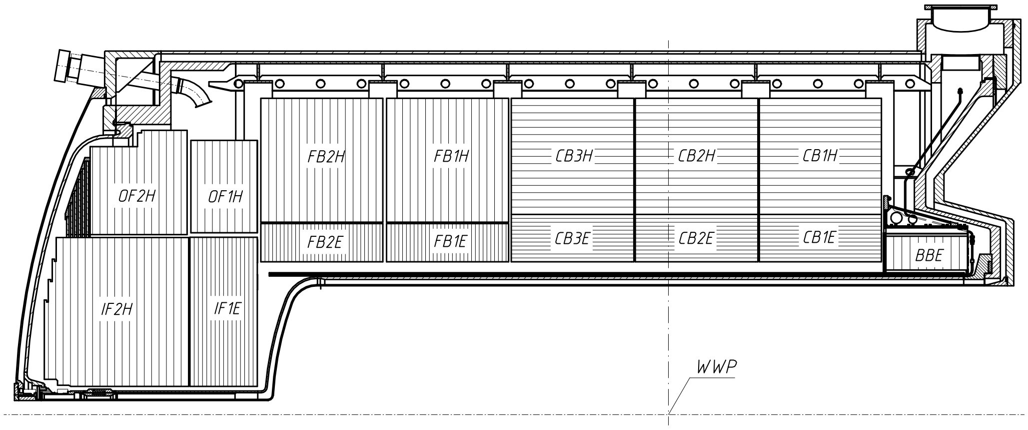

Abbildung 1.3: Ansicht des LAr Kalorimeters mit seinem modularen Aufbau in elektromagnetische und hadronische Komponenten. Die Bezeichnung der elektromagnetischen Komponenten endet auf E, die der hadronischen auf H, der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit WWP gekennzeichnet.

(Abb. 1.3). In beiden Bereichen wird flüssiges Argon als aktives Material zur Energiemessung genutzt, während als Absorbermaterial Blei im elektromagnetischen und Edelstahl im hadronischen Teil verwendet wird. Die erreichte Auflösung beträgt für Elektronen $\sigma_{E_e}/E_e = 12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ und für Pionen $\sigma_{E_\pi}/E_\pi = 50\%/\sqrt{E_\pi} \oplus 2\%$. Das Funktionsprinzip eines Kalorimeters und die Möglichkeiten zur Trennung von Elektronen und Pionen mit dem LAr Kalorimeter werden in Abschnitt 1.6 eingehender beschrieben.

Das **Spaghetti Kalorimeter SpaCal** besteht ebenfalls aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Beide Teile bestehen aus einer Bleimatrix, die mit szintillierenden Fasern bestückt ist. Die Fasern verlaufen parallel zur Strahlachse und werden von Photomultipliern ausgelesen. Den dichter am nominellen Wechselwirkungspunkt liegenden elektromagnetischen Teil kennzeichnet eine feine Unterteilung in $4 \times 4 \times 25$ cm^3 große Zellen, während im hadronischen Teil die Unterteilung $12 \times 12 \times 25$ cm^3 beträgt. Der abgedeckte Polarwinkelbereich beträgt $153° \leq \theta \leq 178°$ und liefert zusammen mit dem BDC Informationen über gestreute Elektronen.

Es gibt zwei **Elektron-Tagger-Kalorimeter** für den direkten Nachweis von Elektronen, die unter einem kleinen Winkel gestreut werden. Der Elektron-Tagger-33 ist bei $z = -33{,}4$ m aus 7×7 gleichgroßen TlCl/TlBr Kristallen aufgebaut und hat eine Fläche in der xy-Ebene von 154×154 mm^2. Der Elektron-Tagger-44 ist bei $z = -44.0$ m platziert und hat 2×3 Kristalle der gleichen Bauart und eine entsprechende Fläche von 44×66 mm^2.

Das **Luminositätssystem** ist im wesentlichen aus zwei Kalorimetern aufgebaut, nämlich einem Photondetektor bei $z = -102$ m und dem eben beschriebenen Elektron-Tagger-33. Der Photondetektor hat eine xy-Fläche von 110×110 mm^2 und besteht aus 5×5 TlCl/TlBr Kristallen, die auch bei den Elektron-Taggern Verwendung finden. Die Berechnung der Luminosität erfolgt über die gemessene Rate an Bethe-Heitler-Ereignissen, deren Wirkungsquerschnitt in der Quanten-Elektrodynamik (QED) genau berechenbar ist [8].

Das Bremsstrahlungsphoton und das gestreute Elektron aus dem Bethe-Heitler-Prozeß

$$ep \to e\gamma p$$

werden im Photondetektor bzw. Elektron-Tagger-33 nachgewiesen. Die Synchrotronstrahlung, die in Richtung des Photondetektors entsteht, wird durch eine zwei Strahlungslängen dicke Bleiplatte und einen Wasser-Cerenkov-Zähler unterdrückt. Der Wasser-Cerenkov-Zähler dient als Veto-Komponente gegen Photonkonversionsereignisse im Blei.

Die Luminosität $\mathcal{L}$ errechnet sich gemäß [2] durch

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_s}.$$

R_{tot} ist die totale gemessene Rate an Bremsstrahlungsereignissen, R_0 die Rate an Untergrundereignissen, I_{tot} und I_0 sind die zu den Raten korrespondierenden Elektronenstrahlströme und σ_s ist der sichtbare Wirkungsquerschnitt der Bethe-Heitler-Reaktion. Die Untergrundrate R_0 der Elektronen mit Restgasatomen im Strahlrohr wird mit den Pilot-Paketen im Speicherring ermittelt, die an keiner Elektron-Proton-Wechselwirkung teilnehmen.

1.2.3 Magnet und Myonensystem

Das LAr Kalorimeter ist von einer supraleitenden Spule (Abb. 1.1, Nr. 6) und einem instrumentierten Eisenjoch (Abb. 1.1, Nr. 10) umgeben, die zusammen ein homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse mit einer Feldstärke von etwa $B = 1{,}15$ T in den Jetkammern erzeugen. Durch die Lorentzkraft zwingt das Magnetfeld geladene Teilchen, die die Jetkammer durchfliegen, auf eine gekrümmte Bahn und ermöglicht somit deren Impuls- und Ladungsbestimmung. Das Magnetfeld ist im wesentlichen auf den inneren Bereich des Eisenjochs beschränkt. Verbleibende Einflüsse des Magnetfelds auf die Strahloptik des HERA-Rings werden durch einen Kompensationsmagneten (Abb. 1.1, Nr. 7) verringert.

Das Eisenjoch dient nicht nur der Rückführung des Magnetfelds, sondern ist unter anderem zum Nachweis von Myonen instrumentiert worden. Ebenfalls ermöglicht es den Nachweis von hadronischer Energie, die nicht komplett im Kalorimeter absorbiert wurde. Das instrumentierte Eisen unterteilt sich in drei Abschnitte, nämlich eine vordere ($4° \leq \theta \leq 34°$) und hintere Endkappe ($127° \leq \theta \leq 174°$) sowie den zentralen Nachweisbereich ($34° \leq \theta \leq 127°$). Zusätzlich gibt es in Vorwärtsrichtung noch einen gesonderten Vorwärts-Myon-Detektor (Abb. 1.1, Nr. 9, 11).

1.2.4 Das Flugzeitsystem

Die Kontrolle der Strahlbedingungen und die Unterdrückung von strahlinduzierten Untergrundereignissen erfolgt mit dem Flugzeitsystem TOF[4] und der Vetowand. Beide Systeme bestehen aus Feldern von Szintillationszählern mit einer sehr guten Zeitauflösung im Nanosekundenbereich.

[4] TOF ≡**T**ime **o**f **F**light

1.3 Das H1 Triggersystem

Das H1 Triggersystem hat die Aufgabe, physikalisch interessante Ereignisse aus den vielen Wechselwirkungen während des Strahlbetriebs zu selektieren. Das Triggersystem ist ausführlich in [2] beschrieben und wird hier nur vom Prinzip vorgestellt.

Die technischen Anforderungen liegen in der Bewältigung der hohen Frequenz von Elektron-Proton-Wechselwirkungen und der Unterdrückung der hohen Rate von Untergrundereignissen. Der Untergrund besteht vornehmlich aus

- Wechselwirkungen der Protonen und Positronen mit dem Strahlrohr oder Magneten (Strahl-Wand-Ereignisse),
- Ereignissen mit Restgasatomen, die im Strahlrohr mit den beschleunigten Teilchen wechselwirken,
- kosmischen Myonen, die die Wechselwirkungszone kreuzen,
- hochenergetischen Myonen, die in Strahl-Wand-Ereignissen produziert werden und parallel zum Strahl den Detektor kreuzen und
- Synchrotronstrahlung, die während des Umlenkens des Elektronenstrahls vor dem Detektor entsteht.

Das Triggersystem arbeitet in fünf Stufen, die zusammen eine Reduktion der Datenrate von 100 kHz auf unter 10 Hz erzielen. Die ersten vier Stufen arbeiten während der Datennahme (online) am H1 Detektor. Die fünfte Stufe bearbeitet die verbleibenden Daten unabhängig davon (offline).

Die erste Triggerstufe L1 verarbeitet die von den Detektorkomponenten bereitgestellten Triggerelemente zu 128 Subtriggern. Ist eine Subtriggerbedingung erfüllt, werden die Detektorkomponenten ausgelesen, und das System geht zur Stufe L2 über. Die L1 Triggerstufe reduziert die Datenrate auf etwa 1 kHz.

Die zweite Triggerstufe L2 besteht aus einem neuronalen Netzwerk und einem auf topologischen Korrelationen basierenden Algorithmus, die parallel ein Ereignis analysieren. Es werden 16 L2 Triggerelemente erstellt, die logisch mit ausgewählten L1 Subtriggern verknüpft sind. Die Datenrate wird durch die L2 Triggerstufe auf etwa 50 Hz reduziert.

Die dritte Triggerstufe L3 war 1997 noch nicht implementiert.

Die vierte Triggerstufe L4 besteht aus etwa 30 parallel rechnenden Mikroprozessoren, die alle zur Verfügung stehenden Informationen der Detektoren nutzen. Es wird eine vorläufige Rekonstruktion der Ereignisse durchgeführt und die Triggerentscheidungen der vorherigen Stufen verifiziert. Ebenfalls werden mehrere Kalibrationskonstanten, unter anderem auch für die zentralen Jetkammern, berechnet und gespeichert. Die akzeptierten Daten haben eine Rate von etwa 10 Hz.

Die fünfte Stufe L5 ist die offline Rekonstruktion. Es erfolgt eine umfangreiche Rekonstruktion der Ereignisse mit den bereits in L4 ermittelten Kalibrationskonstanten. Die

Daten liegen nach der Rekonstruktion als sogenannte POT[5]-Daten vor, die jedoch für eine Speicherung auf Festplatten zu groß sind. Eine komprimierte Untermenge, die ebenfalls während der L5 Rekonstruktion erzeugt wird, sind die sogenannten DST[6]-Daten, auf denen sich diese Analyse stützt.

Der Zugriff auf die Daten, die in sogenannten BOS Bänken vorliegen [10], erfolgt mit speziellen I/O Programmen [11].

1.4 Spurrekonstruktion in der CJC

1.4.1 Die Signalmessung

Ein geladenes Teilchen, das die CJC durchfliegt, erzeugt im Gas Primärionisationen durch elektromagnetische Wechselwirkungen mit den Gasatomen. Die Anzahl der erzeugten Ionisationen eines geladenen Teilchens wird quantitativ durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben (Abschnitt 1.5.1). Die bei der Ionisation erzeugten Elektronen driften mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{Drift}$ auf die Signaldrähte zu, an die eine positive Hochspannung angelegt ist. Damit die Ortsinformation der Spur erhalten bleibt, braucht man ein möglichst homogenes elektrisches Feld $\vec{E}_{Drift}$ um den Signaldraht und eine gleichförmige Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{Drift}$ in der ganzen Driftzelle. Nur unter diesen Bedingungen läßt sich eine lineare Beziehung zwischen der Driftstrecke und der Driftzeit herstellen. Die konstante Driftgeschwindigkeit wird durch geeignete Wahl der Stärke des Driftfelds $\vec{E}_{Drift}$ und der Zusammensetzung des Gasgemischs erreicht. Die Ionisationselektronen bewegen sich allerdings in einem homogenen Magnetfeld nicht entlang des elektrischen Driftfelds, da die Lorentzkraft zu einer Abweichung der Driftrichtung von den Feldlinien führt. Dieser Winkel zwischen $\vec{v}_{Drift}$ und $\vec{E}_{Drift}$ wird als Lorentzwinkel α_{Lor} bezeichnet. Der Lorentzwinkel wird teilweise durch die leicht geneigte Ausrichtung der Driftzellen kompensiert. Teilchen, die die Jetkammer fast radial durchqueren, bewegen sich somit annähernd senkrecht zur Driftrichtung. Die Signalbildung ist damit besser als mit radial-symmetrischen Zellen, da alle Ionisationselektronen fast gleichzeitig den Signaldraht erreichen.

Die Elektronen aus der Primärionisation, Primärelektronen genannt, erreichen nach einer Driftlänge von bis zu einigen Zentimetern den Nahbereich der Signaldrähte. Eine geeignete Wahl der Hochspannung und der Dicke der Signaldrähte erzeugt dort ein starkes radialsymmetrisches Feld, das die Driftelektronen beschleunigt. Diese Elektronen können dann weitere Gasatome ionisieren und Sekundärelektronen erzeugen, welche wiederum zu weiteren Ionisationen führen. Dieser lawinenartige Prozeß wird als Gasverstärkung bezeichnet. Die bei der Gasverstärkung erzeugte Anzahl an Sekundärelektronen sollte nach Möglichkeit proportional zur Anzahl der Driftelektronen sein, die bei den Primärionisationen entstanden sind, denn nur dann kann eine eindeutige Beziehung zwischen dem Energieverlust des primären Teilchens und der Ladung auf dem Signaldraht hergestellt werden. Die zentralen Jetkammern werden in diesem sogenannten Proportionalitätsbereich betrieben.

[5]POT ≡ **P**roduction **O**utput **T**ape
[6]DST ≡ **D**ata **S**ummary **T**ape

Die Ladung auf den Signaldrähten wird getrennt für die $+z$ und $-z$ Seite ausgelesen und hinsichtlich der Ladung Q und der Ankunftszeit t untersucht (Qt-Analyse). Hierbei werden aus den analogen Signalimpulsen durch mehrere Schritte die Ladungsmengen q_{i,z^+} und q_{i,z^-} berechnet, die an der $+z$ bzw. $-z$ Seite des Signaldrahts i abgeflossen sind. Eine ausführliche Darstellung der Qt-Analyse ist in [28] zu finden.

1.4.2 Bestimmung der Spurparameter

Die geladenen Teilchen werden in dem homogenen Magnetfeld in der CJC durch die auf sie wirkende Lorentzkraft abgelenkt. Die Bahnkurve der Teilchen ist in guter Näherung eine Helix und kann durch fünf Parameter festgelegt werden:

- der inverse Krümmungsradius in der $r\varphi$-Ebene: $\kappa = 1/r$
- der kleinste Abstand zum Ursprung in der $r\varphi$-Ebene: dca
- der Azimutalwinkel am dca: φ
- der Polarwinkel am dca: θ
- der z-Wert am dca: z_0

Die Parameter der $r\varphi$-Ebene (κ, dca und φ) werden durch die Anpassung eines Kreises an die Meßpunkte bestimmt, während die beiden Parameter θ und z_0 der rz-Ebene durch eine Geradenanpassung ermittelt werden können. Die Parameter der $r\varphi$-Ebene sind in guter Näherung unabhängig von den Parametern der rz-Ebene, was die getrennte Bestimmung der Spurparameter rechtfertigt. Die Spurrekonstruktion wird mit einem Softwaremodul durchgeführt, das auf L4 und L5 eingesetzt werden kann.

In der Spurrekonstruktion wird der Zeitnullpunkt t_0 für jedes Ereignis und die Kalibrationsgrößen v_{Drift} und α_{Lor} der Jetkammern für den gesamten Run[7] aus den Ankunftszeiten $t_{A,i}$ der Primärelektronen an den Signaldrähten i durch einen gemeinsamen iterativen Prozeß bestimmt. Die geneigten Driftzellen können dabei die Ermittlung des Zeitnullpunkts des Ereignisses verbessern, wenn annähernd radiale Spuren vorhanden sind. Diese Spuren kreuzen mindestens einmal eine Signaldrahtebene und legen somit einen Zeitpunkt fest.

Mit dem Zeitnullpunkt, der Driftgeschwindigkeit und dem Lorentzwinkel ist die Driftstrecke

$$s_i = v_{Drift} * (t_{A,i} - t_0)$$

der Primärelektronen zum Signaldraht i bekannt. Die Signaldrähte sind mittig in der Driftzelle angebracht, so daß mit der Driftstrecke s_i nur der Abstand eines passierten Teilchens zum Draht bekannt ist, nicht jedoch die Seite, von der die Driftelektronen kamen.

[7] Als ein Run wird die kontinuierliche Datennahme mit konstanten Detektorbedingungen und Kalibrationskonstanten bezeichnet.

Für beide Möglichkeiten wird nach zusammengehörigen Tripeln von Treffern gesucht, indem eine Kreisbahn an diese drei Treffer in der $r\varphi$-Ebene mit dem H1 Koordinatenursprung $(0,0,0)$ als Startpunkt angepaßt wird. Diese Anpassung liefert Startwerte für κ und φ, die für zusammengehörige Tripel in der $\kappa\varphi$-Ebene Häufungspunkte bilden. Diese Treffer werden in einem iterativen Prozeß — ausgehend von diesen Häufungspunkten — zu einer Spur zusammengefügt, die nicht mehr auf den nominellen Wechselwirkungspunkt $(0,0,0)$ gezwungen wird. Für Spuren, die in die benachbarte Driftzelle hineinreichen, kann eine Verwerfung der Spiegelspuren erfolgen, da sie in den Nachbarzellen keine Fortsetzung finden. Dies ist lediglich die schnelle Rekonstruktion. Die gefundenen Spurparameter dienen als Startwerte der genaueren Rekonstruktion, die nach anderen Verfahren abläuft. Ebenfalls wird aus den Spuren der genaue Zeitnullpunkt t_0 des Ereignisses bestimmt. Danach ist die Spurfindung in der $r\varphi$-Ebene abgeschlossen, und die restlichen Spurparameter der rz-Ebene werden berechnet. [9]

Die Parameterbestimmung in der rz-Ebene beginnt mit der Berechnung der z-Position eines Treffers entlang des Signaldrahts gemäß

$$z = z_M + \frac{L}{2} * \frac{q_{z^+} - q_{z^-}}{q_{z^+} + q_{z^-}}.$$

Dabei bedeuten L die effektive Länge und z_M der z-Wert des Mittelpunkts des Signaldrahts. $q_{z^\pm}$ ist die abgeflossene Ladungsmenge, die am $+z$ bzw. $-z$ Ende des Drahts gemessen wird. Die zu einer Spur zusammengehörigen Treffer sind durch die erfolgte Anpassung des Kreises in der $r\varphi$-Ebene identifiziert, so daß eine Geradenanpassung in der rz-Ebene die restlichen Parameter der Spur eindeutig berechnet.

Danach versucht das Programm mehr Treffer für die bestehenden Spuren zu finden, sowie weitere Spuren zu rekonstruieren, die bisher nicht entdeckt wurden. Mit geeigneten gefundenen Spuren eines gesamten Runs wird zusätzlich der mittlere Wechselwirkungspunkt zwischen Elektronen und Protonen, der sogenannte Runvertex, bestimmt.

Alle Spuranpassungen haben bisher noch nicht berücksichtigt, daß fast alle Spuren von einem gemeinsamen Wechselwirkungspunkt der Elektron-Proton-Reaktion kommen sollten. Nur Photonkonversionen und langlebige Teilchen wie K^0 und Λ zerfallen einige Zentimeter vom Wechselwirkungspunkt entfernt in geladene Teilchen und erzeugen Spuren, die nicht direkt zum Wechselwirkungspunkt zeigen. Mit dem Wissen um einen gemeinsamen primären Vertex wird versucht, alle Spuren an einen gemeinsamen primären Ereignisvertex anzupassen. Anschließend berechnet das Programm, ob eine positive und eine negative Spur von einem gemeinsamen sekundären Vertex stammen könnten. In der Bank DTRA sind die Spurparameter der auf den primären und mögliche sekundäre Vertices angepaßten Spuren abgespeichert. In der Bank DTNV stehen alle Spuren ohne jegliche Vertexanpassung zur Verfügung.

Der systematische Unterschied bei der Messung der negativen und positiven Spuren durch die geneigten Driftzellen ist auch bei der Spurrekonstruktion von Bedeutung. Negativ geladene Teilchen erzeugen Spuren, die sich gegen die Signaldrahtebenen drehen, während die Spuren von positiven Teilchen mit der Zellneigung verlaufen. Die durch negative Teilchen hervorgerufenen Qt-Verteilungen sind deshalb meist flacher und erschweren die Messung der Ankunftszeit und der Anzahl der ionisierten Gasatome [28]. Durch die Asymmetrie der Driftkammern hängt auch die Genauigkeit der Energieverlustmessung von der Ladung der Teilchen ab. Die Unterschiede zwischen positiven und negativen Teilchen sind bei kleinen Krümmungsradien sehr deutlich und nehmen mit steigendem Transversalimpuls, d.h. mit wachsendem Krümmungsradius, ab.

1.5 Energieverlustmessung dE/dx

Die für die Spurrekonstruktion gewonnenen Signale können auch zur Messung des mittleren spezifischen Energieverlusts dE/dx eines geladenen Teilchens im Gasvolumen der beiden Jetkammern genutzt werden. Zusammen mit der Kenntnis des Teilchenimpulses ist dann eine eingeschränkte Teilchenidentifizierung möglich, die in dieser Arbeit genutzt wird.

1.5.1 Die Bethe-Bloch-Gleichung des Energieverlusts

Der mittlere spezifische Energieverlust dE/dx kann für alle geladenen Teilchen in Materie durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden [13]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

und

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$$

mit der Kernladungszahl Z, der Nukleonenzahl A und der mittleren Ionisationsenergie I der Materie, der Ladung z des ionisierenden Teilchens, der dichteabhängigen Energieverlustkorrektur δ, der maximalen kinetischen Energie T_{max}, die auf ein freies Elektron übertragen werden kann, der Avogadrokonstanten N_A, dem klassischen Elektronenradius r_e und der Ruheenergie des Elektrons $m_e c^2$.

Mit der Niedrigenergie-Näherung $2\gamma m_e/M \ll 1$ [13] (Masse M des geladenen Teilchens) ergibt sich

$$T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2,$$

und damit läßt sich der Energieverlust in der Form

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{1.1}$$

darstellen, die unabhängig von der Masse M des Teilchens ist, sondern nur noch durch $\beta = v/c$ bestimmt wird. Hier ist ersichtlich, daß die Bethe-Bloch-Gleichung für alle Teilchen identisch ist.

Der Verlauf der Energieverlustkurve (1.1) läßt sich in vier Bereiche einteilen [22]:

1. Für $\beta\gamma < 4$ fällt die Kurve mit $1/\beta^2$ ab.

2. Das Minimum liegt bei $\beta\gamma \approx 4$. Teilchen in diesem Bereich werden als minimal ionisierende Teilchen bezeichnet.

3. Ein Anstieg mit $\ln(\beta)$ folgt für $\beta\gamma > 4$. Dieser wird durch die relativistische transversale Ausdehnung des elektrischen Felds des geladenen ionisierenden Teilchens verursacht, das mit zunehmender Energie wächst und einen stärkeren Energieverlust bewirkt.

4. Ein Sättigungsbereich schließt sich an. Dieser wird erreicht, wenn die transversale Ausdehnung des Felds vergleichbar ist mit den Abständen der Atome im Gas.

Eine Berechnung der Dichtekorrekturfunktion δ aus Gleichung (1.1) für Driftkammern mit dünnem Kammergasgemisch ist sehr schwierig, deshalb wird durch eine quasi-empirische Parametrisierung von δ die Bethe-Bloch-Gleichung dem gemessenen Energieverlust angepaßt. Die Parametrisierung von Sternheimer und Peierls [29] ergibt eine Darstellung der Bethe-Bloch-Gleichung der Form

$$-\frac{dE}{dx} = \xi z^2 \frac{1}{\beta^2}\left[C + \ln\left(\beta^2\gamma^2\right) - \beta^2 - \delta\left(\beta, X_A, a\right)\right] \tag{1.2}$$

mit den vier freien Parametern ξ, C, X_A und a. Die seit 1992 verwendeten Parameter für das CJC Gasgemisch sind $\xi = 0{,}05721$, $C = 18{,}2684$, $X_a = 2{,}28957$ und $a = 1{,}40043$.

Die Kenntnis des spezifischen Energieverlusts dE/dx zusammen mit dem Impuls p erlaubt in eingeschränkten Bereichen für jedes Teilchen eine Massenberechnung M aufgrund der Beziehung

$$\beta\gamma = \frac{p}{M},$$

sofern die dE/dx-Auflösung ausreichend gut ist.

1.5.2 Energieverlustmessung in der CJC

Die Energieverlustmessung für ein geladenes Teilchen, das die CJC durchfliegt und das Gas ionisiert, erfolgt in drei Schritten. Zunächst wird aus den einzelnen Energieverlustmessungen an den Signaldrähten ein „absoluter“ Energieverlust an jedem Draht und dann für die ganze Spur des Teilchens gebildet. Danach werden mit minimal ionisierenden Pionen Kalibrationskonstanten für die Energieverlustmessung berechnet und der relative Energieverlust zu den minimal ionisierenden Pionen bestimmt.

Energieverlustberechnung an den einzelnen Signaldrähten

Der Energieverlust eines Teilchens an einem einzelnen Signaldraht i läßt sich aus den Ladungen q_{i,z^+} und q_{i,z^-} bestimmen, die am $+z$ und $-z$ Ende des Drahts gemessen wurden, da er zur Gesamtladung $q_{i,ges}$ proportional ist:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \propto q_{i,ges} = q_{i,z^+} + q_{i,z^-}$$

Diese Einzelmessungen des Energieverlusts müssen noch korrigiert werden, bevor sie zu einem mittleren dE/dx Wert der kompletten Spur zusammengefaßt werden können. Die drei angewendeten Korrekturen sind [28]:

- Signalimpulse, die sich in der Qt-Analyse zeitlich überlappen, werden besonders behandelt.
- Die Verstärkungsfaktoren für jeden einzelnen Signaldraht sind unterschiedlich. Es werden dazu Kalibrationskonstanten für jede $+z$ und $-z$ Seite eines Drahts bestimmt.
- Die Ladungen $q_{z^\pm}$ hängen von der Spurlänge des Teilchens im Signaldrahtvolumen[8]ab. Für die dE/dx Messung an einem Signaldraht wird eine Korrektur in der $r\varphi$-Ebene durchgeführt, indem durch die $r\varphi$-Spurlänge im Signaldrahtvolumen dividiert wird. Eine analoge Korrektur in der rz-Ebene wird nicht an dieser Stelle durchgeführt.

Energieverlustberechnung für die gesamte Spur

Die Berechnung des Energieverlusts einer Spur aus den Einzelmessungen unterliegt mehreren Qualitätsschnitten, von denen einige kurz aufgeführt werden:

- Ein Signal wird nur zur Energieverlustmessung genommen, wenn es auch für die Rekonstruktion verwendet wurde.
- Das Teilchen muß im Signaldrahtvolumen eine Spurlänge haben, die zwischen zwei Grenzwerten liegt. Damit wird implizit eine Driftlänge gefordert, die ein zu den Primärelektronen proportionales Signal liefert.

Sind nach den Qualitätsschnitten noch mindestens 5 Treffer für eine Spur vorhanden, wird der Energieverlust berechnet.

Der mittlere gemessene Energieverlust $(dE/dx)_{gem}$ der gesamten Spur läßt sich aus der Verteilung der nach den Qualitätsschnitten verbleibenden einzelnen Energieverlustmessungen $(dE/dx)_i$ berechnen. Die Einzelmessungen folgen einer asymmetrischen Landau-Verteilung, aus der sich aufgrund der Asymmetrie nur ein Mittelwert mit einer im „statistischen Sinne“ geringen Effektivität bestimmen läßt [9]. Eine annähernd symmetrische Verteilung der Einzelmessungen bildet sich nach der Transformation

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i}}$$

Als „bester“ Mittelwert für eine Energieverlustmessung wird der zurücktransformierte Mittelwert der symmetrischen Verteilung genommen.

[8]Jeder Signaldraht hat ein begrenztes, ihn umgebendes Gasvolumen, in dem die durch ein geladenes Teilchen erzeugten Primärelektronen zu dem Draht driften. Dieses Volumen wird Signaldrahtvolumen genannt.

Bestimmung der Kalibrationskonstanten der Energieverlustmessung

Der Energieverlust eines geladenen Teilchens in dem Gas der Jetkammern hängt bei idealen, konstanten Bedingungen ausschließlich von $\beta\gamma$ ab. Unter realen Bedingungen existieren drei Abhängigkeiten, die die Energieverlustmessung entscheidend beeinflussen [28].

1. Veränderungen des atmosphärischen Drucks bewirken eine Änderung der Materiedichte des Gases. Die Anzahl der erzeugten Primärionisationen, die proportional zum gemessenen Energieverlust ist, ist meßbar von dieser Materiedichte abhängig.

2. Die Strahlstromstärke könnte das Driftverhalten der Sekundärelektronen beeinflussen[9]. Je höher der Strahlstrom, desto größer die Anzahl der durch Ionisation erzeugten positiven Ionen. Diese Anionen driften langsamer zur Kathode als die Elektronen zu den Signaldrähten und beeinflussen somit das elektrische Feld um die Signaldrähte für nachfolgende Ionisationen des nächsten Ereignisses. Diese Raumladungseffekte nehmen mit sinkender Strahlstromstärke ab.

3. Unterschiedliche Hochspannungseinstellungen an den Drähten der Jetkammern verändern das Drift- und Signalverstärkungsverhalten und führen zu verschiedenen Energieverlustmessungen.

Die Energieverlustmessung kann von diesen Einflüssen nur dann unabhängig sein, wenn eine regelmäßige Kalibration der oben vorgestellten Messung vorgenommen wird. Die Kalibrationskonstanten werden immer für einen Run erstellt, da sich die äußeren Einflüsse auf die Kammer in dieser Zeit in guter Näherung nicht ändern.

Die CJC1 und CJC2 sind zwei Systeme mit getrennten Volumina und Elektronik und erfahren auch getrennte Kalibrationen, die jedoch das gleiche Prinzip benutzen. Die Kalibration erfolgt quasi-online während der L4 Phase der Datennahme durch die Spurrekonstruktion. Das Programm akkumuliert für jeden Run einen Teil der erforderlichen Statistik, berechnet die Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit v_{Drift}, Lorentzwinkel α_L, Ereigniszeitnullpunkt t_0 und die Signalhöhe $dedx_{1,2}$ für minimal ionisierende Teilchen in der CJC1 und CJC2 und speichert diese in einer Datenbank ab.

Die Bestimmung der dE/dx Kalibrationskonstanten $dedx_{1,2}$ wird nach der ersten Spurrekonstruktion durchgeführt, indem Spuren von Teilchen berücksichtigt werden, die folgende Eigenschaften haben:

1. Anzahl der zur dE/dx Berechnung verwendeten Signale: $N_{dE/dx} \geq 10$

2. Teilchenimpuls: $0.3 \leq p \leq 0.7$ GeV/c

In diesem Impulsbereich durchläuft der Energieverlust der Pionen das Minimum der Energieverlustkurve. Da die Pionen statistisch gegenüber der Anzahl aller anderen Teilchen dominieren, werden durch die zweite Bedingung im wesentlichen minimal ionisierende Pionen selektiert. Die Mindestsignalanzahl $N_{dE/dx}$ garantiert die Verläßlichkeit der Messung.

[9] Bisher gibt es dazu keine konkreten Messungen, sondern nur Überlegungen.

Getrennt für CJC1 und CJC2 wird der Median der Verteilung der einzelnen Energieverlustwerte als mittlere Signalhöhe für minimal ionisierende Teilchen berechnet und als Kalibrationskonstante $dedx_1$ und $dedx_2$ genutzt. Der relative mittlere Energieverlust dE/dx eines Teilchens, ermittelt über dessen Spur in der CJC, beträgt damit:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{dedx_{1,2}} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{gem}$$

Diese Kalibration gewährleistet, daß der relative Energieverlust dE/dx für minimal ionisierende Teilchen im Mittel bei 1,0 liegt und durch die Gleichung (1.1) bzw. (1.2) beschrieben werden kann. Mit dem relativen Energieverlust dE/dx ist im weiteren Text nur noch die kalibrierte Größe gemeint.

Systematische Abhängigkeiten der Energieverlustmessung

Die Energieverlustberechnung einer Spur auf die eben beschriebene Weise ist in der Jetkammer systematisch abhängig. Dieser Umstand wurde in der Arbeit von Jörn Steinhart [28] untersucht. Der mittlere Energieverlust zeigt Abhängigkeiten der Parameter:

1. Polarwinkel θ der Spur,
2. Größe des Energieverlusts dE/dx und
3. Ladung des ionisierenden Teilchens.

Diese Parameter haben wiederum Abhängigkeiten von weiteren Größen:

1. (a) Azimutalwinkel φ,
2. (b) unterschiedliche Run-Bereiche einer Datennahmeperiode und
3. (c) unterschiedliche Hochspannungseinstellungen.

In [28] sind ebenfalls die Ursachen für diese systematischen Effekte aufgeführt, dabei handelt es sich um

1. Abschirmungs- und Sättigungseffekte,
2. die Raumladungsdichte und
3. die Asymmetrie der Jetkammern.

Die bereits erwähnten Abschirmungs- und Sättigungseffekte hängen global von der Strahlstromstärke ab. Für die Energieverlustmessung eines Teilchens existiert dadurch auch eine Abhängigkeit von dem Polarwinkel θ. Diese beeinflußt das Teilchen maximal, wenn es die

Driftzelle senkrecht zu den Signaldrähten durchquert, d.h. $\cos(\theta) = 0$ ist. In diesem Fall erreichen die erzeugten Primärelektronen den Signaldraht alle zur selben Zeit.

Die Raumladungsdichte erzeugt ebenfalls eine Abhängigkeit der Energieverlustmessung von θ. Die asymmetrischen Strahlenergien und die damit verbundene Schwerpunktsbewegung in Vorwärtsrichtung führt zu einer deutlich höheren Teilchendichte in Protonenstrahl- als in rückwärtiger Richtung. Damit sind die Einflüsse auf das elektrische Feld in Vorwärtsrichtung durch die Raumladungseffekte größer.

Die Asymmetrie der Jetkammern durch die geneigten Driftzellen verursacht eine unterschiedliche Meßgenauigkeit für positive und negative Teilchen. Positive Teilchen erzeugen eine Spur, die eher tangential zu den Signaldrahtebenen verläuft und negative Spuren drehen sich mehr gegen diese Ebenen. Die mittlere Anzahl an Einzelmessungen $(dE/dx)_i$ für eine Spur ist für positive Teilchen geringer als für negative und beeinflußt dadurch auch die Auflösung der Energieverlustmessung.

Diese Abhängigkeiten sind durch eine Parametrisierung in [28] aufgehoben worden, so daß eine Energieverlustmessung aller Spuren des Jahres 1997 ohne systematische Abhängigkeiten existiert und für diese Analyse genutzt werden kann.

Angepaßte Parametrisierung der Bethe-Bloch-Gleichung

Die mittleren gemessenen Energieverlustwerte dE/dx lassen sich nicht durch die Gleichung (1.2) darstellen, sondern weichen von dieser Funktion — vor allem im stark abfallenden Bereich mit $\beta\gamma < 4$ — deutlich ab. Mit einem phänomenologischen Ansatz wird in [28] versucht, die oben beschriebenen Abhängigkeiten zu berücksichtigen und eine Parametrisierung der Energieverlustkurve durch Anpassung an die Daten zu erhalten. Das Ergebnis ist eine phänomenologische Bethe-Bloch-Gleichung mit vier Parametern der Form

$$-\frac{dE}{dx} = p_1 \cdot \frac{1}{\beta^2}\left[1{,}0 + \left(p_3 \cdot e^{-p_4 \cdot \log(0{,}25+\beta\gamma)}\right)\right] \tag{1.3}$$

mit den besten Parameterwerten $p_1 = 1{,}4139$, $p_2 = 1{,}6504$, $p_3 = -0{,}4610$ und $p_4 = 0{,}56924$. Diese Parameterform der Bethe-Bloch-Gleichung wird in dieser Arbeit als „theoretische“ Referenzkurve dE/dx_{BB} verwendet, die den mittleren Energieverlust eines Teilchen mit Masse m und Impuls p bei gegebenen $\beta\gamma = p/m$ beschreibt.

1.6 Schauerbildung im Kalorimeter

Kalorimeter sind Detektorkomponenten, die eine Energiemessung von Teilchen ermöglichen und in gewissen Grenzen zur Teilchenidentifikation geeignet sind. Alle Kalorimeter beruhen auf einem gemeinsamen Prinzip: Die Energie eines Teilchens wird bei dem Auftreffen auf die Kalorimetermaterie durch Wechselwirkungen in einen Schauer mit vielen Sekundärteilchen verteilt. Die Energie aller Sekundärteilchen wird durch deren Ionisation des sogenannten aktiven Mediums nachgewiesen. Die durch die Ausleseelektronik meßbare Energiedeposition heißt sichtbare Energie.

Im Idealfall eines Kalorimeters, das nur aus aktivem Material besteht (z.B. Bleiglas), deponieren alle Sekundärteilchen ihre gesamte Energie im aktiven Medium, und die Energie des primären Teilchens ist die Gesamtsumme der gemessenen Energie. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der primären Energie hängt deshalb von der Nachweismöglichkeit vieler Sekundärteilchen ab. Besteht das Kalorimeter aus abwechselnden Schichten von Materie und aktivem Material, darf die Materie, in der sich der Schauer bildet, nicht zu dick gewählt werden, damit nicht zu viele Sekundärteilchen im Absorber stecken bleiben und deren Energie für eine Messung verloren geht. Andererseits muß der schauerbildende Absorber dick genug sein, damit die gesamte Energiedeposition noch komplett im Kalorimeter liegt.

Im H1 Detektor ist abwechselnd flüssiges Argon als aktives Medium und Absorbermaterial in Schichten als sogenanntes Sampling- oder Sandwich-Kalorimeter aufgebaut, um regelmäßig Stichproben der Schauerenergie zu messen. Das H1 LAr Kalorimeter verwendet im inneren Bereich Blei und nach außen folgend Edelstahl zur Schauerbildung. Die Aufschauerung von Elektronen und Hadronen in Materie erfolgt nach unterschiedlichen physikalischen Gesetzen und muß getrennt beschrieben werden.

Der elektromagnetische Schauer

Trifft ein Elektronen auf einen Absorber, wechselwirkt das Elektron elektromagnetisch mit dem Kern des Absorbers und emittiert in diesem Bremsstrahlungsprozeß ein Photon. Das Photon bildet in Gegenwart von Materie durch Photonkonversion ein Elektron-Positron-Paar mit im Mittel gleicher Energie, und diese Teichen können wieder durch Bremsstrahlung Photonen emittieren. Neben der Bremsstrahlung geht den Elektronen und Positronen auch durch Ionisation Energie verloren. Sobald der Energieverlust durch Ionisation dem Verlust durch Bremsstrahlung überwiegt, bricht die Kaskade schnell ab. Der Compton- und Photoeffekt der Photonen ist bei diesem einfachen Modell vernachlässigt worden, muß aber bei genauen Berechnungen mit berücksichtigt werden. [24, 22]

Die Länge eines elektromagnetischen Schauers hängt von dem Absorbermaterial und dessen Strahlungslänge ab. Die Strahlungslänge X_0 ist näherungsweise umgekehrt proportional zu Z^2, der Kernladungszahl des Materials [24, 22]. Um einen Schauer auf eine möglichst kurze Länge zu begrenzen, muß der Absorber im wesentlichen eine hohe Kernladungszahl Z und eine hohe Dichte haben.

Blei (Kernladungszahl $Z = 82$), das im elektromagnetischen Teil des H1 LAr Kalorimeters verwendet wird, hat eine kurze Strahlungslänge ($X_0 = 6{,}3 \frac{g}{cm^2}$ [22]) für die elektromagnetisch wechselwirkenden Elektronen und Photonen und bewirkt, daß diese beiden Teilchen dort fast ihre gesamte Energie deponieren.

Der hadronische Schauer

Ein Hadron, das auf einen Absorber trifft, erzeugt ebenfalls eine Schauerkaskade, die jedoch durch die starke Wechselwirkung dieser Teilchen mit den Kernen entsteht. Die Energiedeposition berechnet sich auch in diesem Fall über die Summe der gesamten Energieabgabe aller Schauerteilchen im aktiven Material. Die Kernstöße der Hadronen mit dem Absorber führen jedoch zum Teil zu Kernanregungen und einer Produktion von Pionen, die in Myonen und Neutrinos zerfallen können. Die verbrauchte Energie für die Kernanregungen und die Gesamtenergie der Myonen und Neutrinos kann nicht vom Kalorimeter erfaßt werden und bewirkt, daß die Gesamtenergie des primären hadronischen Teilchens nicht vollständig gemessen werden kann. Ein Elektron oder Photon deponiert somit im Mittel mehr sichtbare Energie im Detektor als ein Pion mit gleicher Ausgangsenergie.

Es gibt zwei Möglichkeiten, diesen Energieverlust auszugleichen. In einem sogenannten kompensierenden Kalorimeter wird ^{238}U dem Absorbermaterial zugesetzt und eine geschickte Anordnung und Dicke der Absorberplatten gewählt, so daß der Energieverlust durch die bei der hadroninduzierten Spaltung des Urans freiwerdende Energie ausgeglichen wird. Der Spaltprozeß trägt bei einem dahingehend optimierten Aufbau gerade so viel bei, daß die sichtbare Energie für elektromagnetische und hadronische Schauer von Teilchen gleicher Energie identisch ist. Die zweite Möglichkeit ist eine nachträgliche Gewichtung der hadronischen Schauerenergie, durch die eine Kompensation der sichtbaren Energie erreicht wird. Dafür ist jedoch eine sehr gute Ortsauflösung des Kalorimeters notwendig. Dieser Kalorimetertyp wird als nicht kompensierendes Kalorimeter bezeichnet und findet als LAr Kalorimeter im H1 Detektor Verwendung. Die Unsicherheit der hadronischen Energiemessung ist in beiden Verfahren deutlich größer als die der elektromagnetischen Schauerenergiemessung.

Die Länge eines hadronischen Schauers hängt von der Nukleonendichte im Absorbermaterial ab und wird effektiv durch die charakteristische Länge λ (Fe: $\lambda = 131{,}9\frac{g}{cm^2}$ [22]) beschrieben, die als Kernabsorptionslänge bezeichnet wird und deutlich größer als die Strahlungslänge X_0 ist.

Schauertrennung im H1 LAr Kalorimeter

Eine Möglichkeit der Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern beruht auf den stark unterschiedlichen Wechselwirkungslängen. Elektronen und Photonen sollten ihre Energie innerhalb des elektromagnetischen Teils des H1 Kalorimeters komplett abgeben, da dieses im zentralen Bereich eine Länge von $20X_0$ und in Vorwärtsrichtung bis zu $30X_0$ aufweist. Hadronische Schauer reichen im Mittel bis weit in das hadronische Kalorimeter hinein. Im zentralen Bereich hat es eine Länge von etwa 5λ bis zu 8λ in Vorwärtsrichtung (Abb. 1.4).

Das Verhältnis von deponierter Energie E_{em} im elektromagnetischen Kalorimeter zum Impuls p, gemessen in der CJC, sollte für Elektronen bzw. Photonen und deren Schauer in etwa bei

$$\frac{E_{em}}{p} \approx 1$$

liegen. Das entspricht analog der Vorstellung, daß die gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert wurde. Für hadronische Schauer sollte dieses Verhältnis < 1 sein.

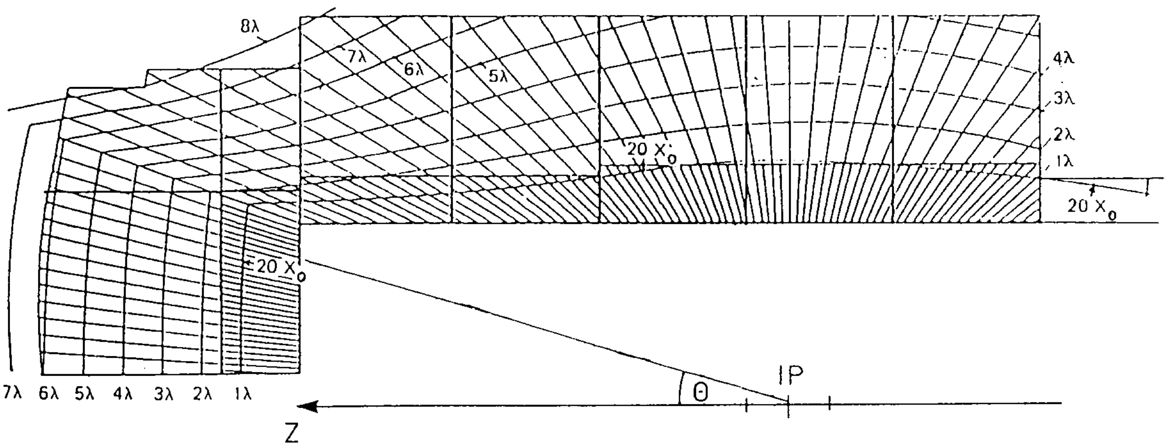

Abbildung 1.4: Elektromagnetische (X_0) und hadronische (λ) Wechselwirkungslängen im LAr Kalorimeter.

Kapitel 2

Die Elektron-Proton-Streuung

2.1 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung von Elektronen[1] und Protonen aneinander wird durch den Austausch eines Eichbosons (Photon γ, Z^0 oder $W^{\pm}$) beschrieben. Abhängig von der Ladung des ausgetauschten Bosons spricht man von einer Wechselwirkung mit neutralem oder geladenem Strom.

2.1.1 Lorentzinvariante kinematische Größen

Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung kann durch drei unabhängige lorentzinvariante Größen beschrieben werden [30]. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 300$ GeV ist durch den HERA Beschleuniger fest vorgegeben, so daß noch zwei unabhängige Größen konstruierbar sind. Mit den Vierervektoren P für das Proton, p_e für das einfallende und $p_{e'}$ für das gestreute Elektron werden dafür im allgemeinen die Virtualität Q^2, das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags q, sowie eine der beiden dimensionslosen Skalenvariablen x oder y gewählt und folgendermaßen definiert [2]:

$$\begin{aligned} s &= (P + p_e)^2 \\ Q^2 = -q^2 &= -(p_e - p_{e'})^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2P \cdot p} \\ y &= \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e} \end{aligned}$$

Die graphische Veranschaulichung des Streuprozesses ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

[1]Die in diesem Kapitel beschriebenen Aspekte der Elektron-Proton-Streuung gelten analog auch für die Positron-Proton-Streuung.

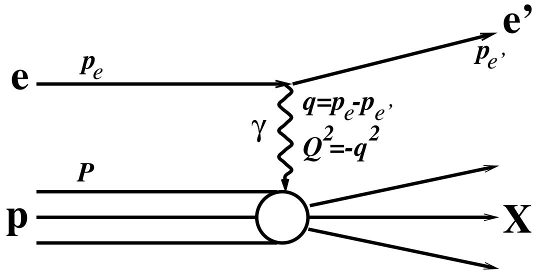

Abbildung 2.1: Feynmandiagramm der Elektron-Proton-Streuung. Elektron e mit Impuls p_e wird an einem Proton p mit Impuls P unter Austausch eines Photons γ gestreut. Im Endzustand ist das gestreute Elektron e' mit Impuls $p_{e'}$ und der Protonrest X vorhanden.

Die lorentzinvarianten Variablen x und y haben im sogenannten Quark-Parton-Modell eine anschauliche Bedeutung [30]. Dort wird angenommen, daß das Nukleon aus punktförmigen Objekten besteht, die Partonen genannt werden. Der Impulsanteil des an der Wechselwirkung beteiligten Partons am Gesamtimpuls des Protons ist in diesem Modell durch die Größe x gegeben. Der Wert von y entspricht dem relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die Größen x und y sind bei festem s und Q^2 nicht unabhängig voneinander, sondern befolgen bei Vernachlässigung der Teilchenmassen die Gleichung

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \; .$$

Die Bestimmung der kinematischen Werte Q^2 und y aus meßbaren Größen eines Ereignisses ist beim H1 Experiment auf zwei Wegen möglich. Sofern die Energie $E_{e'}$ und der Streuwinkel $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons bestimmbar sind, errechnen sich die Variablen durch

$$Q^2 = 4E_eE_{e'}\cos^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right)$$

und

$$y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e}\sin^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right) .$$

Eine zweite unabhängige Messung von Q^2 und y existiert nach der Methode von Jacquet-Blondel [12] über den hadronischen Endzustand eines Ereignisses. Es werden die Energien E und Impulse p_x, p_y und p_z aller im Endzustand auftretenden Hadronen H bestimmt und entsprechend den Gleichungen (2.1) und (2.2) aufsummiert.

$$Q^2_{JB} = \frac{\left(\sum_H p_x\right)^2 + \left(\sum_H p_y\right)^2}{1 - y_{JB}} \tag{2.1}$$

$$y_{JB} = \frac{\sum_H E - p_z}{2 \cdot E_e} \tag{2.2}$$

Diese Berechnung bietet zudem die einzige Möglichkeit zur Bestimmung von Q^2 und y, wenn das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen werden konnte. Das tritt immer bei Wechselwirkungen mit geladenen Strömen auf, da dann ein nicht detektierbares Neutrino im Endzustand entsteht. Ebenfalls bei Wechselwirkungen, in denen das gestreute Elektron aufgrund eines sehr kleinen Streuwinkels keine Detektorkomponenten trifft, kann die Virtualität und der Energieübertrag nur nach den Gleichungen (2.1) und (2.2) berechnet werden.

2.1.2 Kinematische Regionen

Die Kinematik in der Elektron-Proton-Streuung läßt sich grob in zwei Regionen bezüglich der Virtualität Q^2 einteilen. Die tief-unelastische Streuung liegt in einem Bereich bei hohen Impulsüberträgen $Q^2 > 1$, und als Photoproduktion werden Wechselwirkungen mit $Q^2 \approx 0$ bezeichnet. Aus der Q^2-Abhängigkeit des invarianten Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ der elastischen Elektron-Proton-Streuung an einem Quark mit der Ladung e_q, die sich nach [30] gemäß

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \propto \frac{e_q^2}{\left(Q^2\right)^2} \tag{2.3}$$

verhält, ergibt sich, daß große Werte von Q^2 stark unterdrückt sind. Die Produktion von schweren Quarks ist relativ selten und für eine Analyse der Produktion in der tief-unelastischen Streuung stehen nicht genug Ereignisse zur Verfügung. Deshalb beschränkt sich diese Arbeit auf den kinematischen Bereich der Photoproduktion, auf den im weiteren Verlauf näher eingegangen wird.

Prozesse in der Photoproduktion

Die hohen Massen von Z^0 und $W^\pm$ führen bei der HERA Schwerpunktsenergie von 300 GeV dazu, daß der überwiegende Austausch an Eichbosonen bei kleinem Q^2 durch Photonen erfolgt. Die Elektron-Proton-Streuung in der Photoproduktion läßt sich deshalb durch einen Fluß von quasireellen Photonen beschreiben, die von den Elektronen ausgesendet werden und mit dem Proton in Wechselwirkung treten. Die Elektron-Proton-Wechselwirkung kann somit auf eine Photon-Proton-Streuung reduzieren werden.

In der Wechselwirkung mit dem Proton koppelt das Photon nicht nur an geladene Materie, sondern zeigt auch Eigenschaften eines stark wechselwirkenden Teilchens. Diese Erkenntnis führt zur Unterteilung der Photon-Proton-Streuung in zwei Beiträge:

1. **Direkte Prozesse:** Das Photon koppelt als ein punktförmiges Teilchen an ein Parton aus dem Proton. In niedrigster Ordnung $\mathcal{O}\left(\alpha \cdot \alpha_S\right)$ der QCD sind dies die Photon-Gluon-Fusion und der QCD-Compton-Prozeß, wobei nur in der Photon-Gluon-Fusion ein neues Quark-Antiquark-Paar entstehen kann. Das Feynmandiagramm dieser Reaktion zeigt in Abbildung 2.2, wie ein Gluon aus dem Proton über ein entstandenes Quark-Antiquark-Paar an das quasireelle Photon koppelt. Diese Kopplung hängt von der Gluonendichte im Proton ab. Eine Messung über den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion ermöglicht somit auch eine direkte Messung der Gluonendichte im Proton.

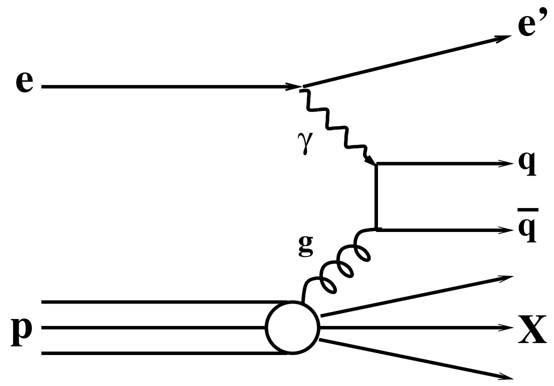

Abbildung 2.2: Feynmandiagramm der Photon-Gluon-Fusion. Das Gluon g aus dem Proton p koppelt über das Quark-Antiquark-Paar $q\overline{q}$ an das quasireelle Photon γ, das vom Elektron abgestrahlt wurde.

2. **Hadronische Prozesse:** Die Partonstruktur des Photons koppelt über einen starken Prozeß an ein Parton aus dem Proton. Hierbei gibt es zwei mögliche Wechselwirkungen, die durch die Virtualität des Photons bestimmt werden:

   - Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM): Die Fluktuationen eines Photons in ein Quark-Antiquark-Paar können einen gebundenen und relativ langlebigen Zustand bilden, wenn die Virtualität sehr klein ist. In diesem Modell entsteht eine Wolke von Gluonen um das Paar, das sich durch den Ansatz einer Vektormeson-Wellenfunktion mathematisch erfassen läßt. Der Anteil dieses Modells an den hadronischen Prozessen läßt sich allerdings nicht in der störungstheoretischen QCD berechnen, sondern nur durch einen phänomenologischen Ansatz beschreiben.

   - Der anomale Anteil: Das Photon fluktuiert in ein ungebundenes Quark-Antiquark-Paar, und eines dieser Quarks — oder ein davon abgestrahltes Gluon — wechselwirkt mit einem Parton aus dem Proton. Dieser Anteil läßt sich in der störungstheoretischen QCD berechnen, da die Virtualität dieses Prozesses dafür ausreichend groß ist.

Der entscheidende Unterschied zwischen den direkten und hadronischen Prozessen folgt aus dem Photonenergieanteil x_γ, der in den Subprozeß eingeht. Während bei direkten Prozessen die gesamte Photonenergie wechselwirkt ($x_\gamma = 1$), geht bei den hadronischen Prozessen ein Teil durch Fragmentation der nicht teilnehmenden Partonen verloren ($x_\gamma \ll 1$). Die direkten Prozesse sind deshalb im Mittel härter als die hadronischen.

2.2 Fragmentation der Quarks in Hadronen

Quarks und Antiquarks existieren nach der Produktion in der Elektron-Proton-Streuung nicht als freie Teilchen, sondern können in einem als Fragmentation bezeichneten Prozeß Hadronen bilden, die im Detektor nachgewiesen werden. Die Fragmentation kann zur Zeit nur durch phänomenologische Modelle beschrieben werden, die eine relativ schwache theoretische Rechtfertigung besitzen [30]. Die sogenannte Lund-String-Fragmentation ist die verbreiteste Modellvorstellung, die auch in dieser Analyse Verwendung findet und kurz skizziert wird.

Das Quark und Antiquark des entstandenen Paars fliegen als freie Teilchen auseinander, bis sie sich etwa den Durchmesser eines Hadrons (10^{-15} m) voneinander entfernt haben. Zwischen beiden Teilchen spannt sich dann ein Farb-Dipolfeld auf, das im Lund-String-Modell als ein quantenmechanischer Flußschlauch interpretiert und als String bezeichnet wird. Die im String gespeicherte Energie steigt mit wachsender Entfernung zwischen den Quarks an, bis eine Schwellenenergie erreicht ist, die für die Produktion eines neuen Quark-Antiquark-Paars ausreicht. Zwischen dem Antiquark aus der Streuung und dem neu entstandenen Quark im Flußschlauch, und analog für das andere Paar, bildet sich ein neuer String. Ist die Energie dieses neuen Paarsystems groß genug, um erneut ein Quark-Antiquark-Paar zu bilden, so kann der Prozeß der Fragmentation fortgesetzt werden [30]. Durch wiederholte Fragmentationen entsteht eine große Ansammlung von hadronischen Teilchen in einem schmalen Winkelbereich. Dieser Zustand wird qualitativ als ein Jet bezeichnet [14]. Die Summe der Vierer-Vektoren aller Teilchen, die einen Jet bilden, ist identisch mit dem Vierer-Vektor des bei der Streuung entstandenen Quarks, bzw. Antiquarks.

2.3 Schwere Quarks

Die sechs Quarks[2] des Standardmodells werden nach ihrer abgeschätzten Masse[3] in zwei Gruppen zu je drei Quarks eingeteilt. Zu den leichten Quarks gehören das Up- (u-), Down- (d-) und Strange-Quark (s-Quark) mit einer Masse $m_{\mathrm{u,d,s}} < 200$ MeV/c^2 [13]. Das Charm- (c-), Bottom- (b-) und Top-Quark[4] (t-Quark) gehören zur Familie der schweren Quarks und haben eine ungefähre Masse von $m_{\mathrm{c}} = 1{,}5$ GeV/c^2 [3], $m_{\mathrm{b}} = 4{,}5$ GeV/c^2 [1] und $m_{\mathrm{t}} \approx 170$ GeV/c^2 [13]. Bei der HERA Schwerpunktsenergie können alle Quark-Antiquark-Paare bis auf das Top-Quark erzeugt werden.

[2]Alle folgenden Bezeichnungen und Reaktionen für Teilchen gelten analog auch für die entsprechenden Antiteilchen.

[3]Die Quarks existieren nicht als freie Teilchen, deshalb ist die Bestimmung und Bedeutung der Masse sehr ungenau definiert. Die Quarkmasse muß aus Hadronen, die die entsprechenden Quarks enthalten, abgeschätzt werden [13].

[4]Die Bezeichnungen Up, Down, Strange, Charm, Bottom und Top werden als Flavour der Quarks bezeichnet.

2.3.1 Produktion schwerer Quarks

Die Produktion von schweren Quarks erfolgt überwiegend in der Photoproduktion (Abschnitt 2.1.2) und setzt einen harten Subprozeß voraus, damit eine hohe Quarkmasse m_Q entstehen kann. Die schweren Quarks werden deshalb überwiegend in dem im Mittel harten direkten Prozeß der Photon-Gluon-Fusion gebildet.

Die Produktion von Charm-Quarks [5] liegt um etwa zwei Größenordnungen über der Bottom-Produktion [4]. Aus der Proportionalität (2.3) läßt sich berechnen, daß der Ladungsunterschied von Charm- ($e_\mathrm{c} = \frac{2}{3}e$) zu Bottom-Quarks ($e_\mathrm{b} = -\frac{1}{3}e$) bereits ein Verhältnis in der Produktionsrate von $e_\mathrm{c}^2 : e_\mathrm{b}^2 = 4 : 1$ erzeugt. Ein weiterer Grund für die Unterdrückung der Bottom- gegenüber der Charm-Produktion liegt in den unterschiedlichen Quarkmassen.

Die theoretische Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charm- bzw. Bottom-Quarks in der nächst höheren Ordnung $\mathcal{O}\left(\alpha \cdot \alpha_S^2\right)$ (NLO[5]) zeigt, daß weitere relevante Beiträge gegenüber der Ordnung $\mathcal{O}\left(\alpha \cdot \alpha_S\right)$ zum Wirkungsquerschnitt hinzukommen. Die Abstrahlung eines Gluons vom Quark-Antiquark-Paar stellt dabei den größten Beitrag [16, 17]. In [16, 17] wird ebenfalls präsentiert, daß die NLO-Vorhersage für die Produktion von Charm-Quarks mit höheren Unsicherheiten verbunden ist als für Bottom-Quarks. Die Ursache dafür ist die große Bottom-Quarkmasse, die eine sicherere störungstheoretische QCD-Berechnung erlaubt. Insbesondere die theoretischen Unsicherheiten bei der Berechnung der hadronischen Komponente am totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt sind für b- wesentlich geringer als für c-Quarks. Ein Vergleich von Messungen und Vorhersagen von Theorien über die Produktion von b-Quarks ist somit aussagekräftiger, als es die Produktion von c-Quarks erlaubt.

Die produzierten schweren Quark-Antiquark-Paare können in zwei physikalisch unterschiedliche Zustände gelangen. Das Paar kann durch Aussenden eines Gluons einen gebundenen Zustand einnehmen, der als Quarkonium bezeichnet wird. Die Flavour von Quark und Antiquark heben sich gerade auf, und es existiert ein schweres Teilchen mit versteckter Charm- bzw. Bottomness. Die bekanntesten Repräsentanten dieser gebundenen Zustände sind das J/Ψ mit dem Quarkinhalt $\mathrm{c\bar{c}}$ und das Υ mit $\mathrm{b\bar{b}}$. Als zweite Möglichkeit können das produzierte Quark bzw. Antiquark, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, fragmentieren. Diese Reaktion heißt offene Produktion, weil die Charm- bzw. Bottomness nicht durch ein Anti-Flavour verdeckt wird. Es bilden sich in der Fragmentation schwere Hadronen mit einem b- bzw. c-Quark, die weiter fragmentieren sowie in leichtere Hadronen zerfallen können. Alle bei diesem Prozeß entstandenen Teilchen gehören zu einem gemeinsamen Jet, dessen Vierer-Impuls mit dem des produzierten schweren Quarks identisch ist. Die offene Produktion von schweren Quarks über die Photon-Gluon-Fusion ist durch mindestens zwei Jets — je einer aus Quark und Antiquark — gekennzeichnet.

In dieser Analyse wird die inklusive offene Produktion von schweren Quarks untersucht. Die Fragmentation der c-Quarks erfolgt in die Mesonen D^+ ($\mathrm{c\bar{d}}$), D^0 ($\mathrm{c\bar{u}}$), D_s^+ ($\mathrm{c\bar{s}}$) sowie in die schwereren $D^\star$ Mesonen mit gleichem Quarkinhalt und in verschiedene c-Baryonen. Die b-Quarks können in ein B^- ($\mathrm{\bar{u}b}$), $\overline{B^0}$ ($\mathrm{\bar{d}b}$), $\overline{B_s^0}$ ($\mathrm{\bar{s}b}$) oder Λ_b (udb) fragmentieren. Das

[5]NLO ≡ **N**ext to **L**eading **O**rder

Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für die Produktion von einem dieser vier Hadronen mit Bottomness liegt bei $B^- : \overline{B^0} : \overline{B^0_s} : \Lambda_b \approx 39{,}7\% : 39{,}7\% : 10{,}5\% : 10{,}1\%$ [13].

2.3.2 Semileptonische Zerfälle schwerer Quarks

Die während der Fragmentation entstehenden Hadronen können durch die elektromagnetische, starke oder schwache Wechselwirkung in leichtere Teilchen zerfallen. Der Zerfall schwerer Quarks in der schwachen Wechselwirkung erfolgt unter Aussendung eines virtuellen W$^\pm$ Bosons, das entweder in ein Quark-Antiquark-Paar oder semileptonisch in ein Lepton-Neutrino-Paar übergeht. Die direkten semileptonischen Zerfälle schwerer Quarks sind:

$$\begin{aligned} \mathrm{c} &\rightarrow \mathrm{s\,W^+} \rightarrow \mathrm{s}\, l^+ \nu_l \\ \mathrm{b} &\rightarrow \mathrm{c\,W^-} \rightarrow \mathrm{c}\, l^- \overline{\nu}_l \end{aligned}$$

Die b-Quarks können in alle drei Leptonfamilien zerfallen, während aus energetischen Gründen der Zerfall des c-Quarks nur in Elektronen und Myonen möglich ist. Die hohe Masse des b-Quarks erlaubt auch Kaskadenzerfälle der Art $\mathrm{b} \rightarrow \mathrm{c\,s\overline{c}} \rightarrow l^\pm X$, die ebenfalls ein geladenes Lepton im Endzustand haben.

Der deutliche Massenunterschied zwischen c- und b-Quarks wirkt sich auf die beim semileptonischen Zerfall freiwerdende Energie aus, die den Zerfallsteilchen als kinetische Energie zur Verfügung steht. Im Schwerpunktssystem des Quarks q ist der maximale Impuls der Zerfallsteilchen $p_{max,q}$ in allen bekannten semileptonischen B-Zerfällen mindestens $p_{max,\mathrm{b}} > 2$ GeV/c, während für den analogen Impuls aus Zerfällen von D-Mesonen immer $p_{max,\mathrm{c}} < 1$ GeV/c gilt [13].

Die relativen semileptonischen Zerfallswahrscheinlichkeiten schwerer Quarks ergeben sich in guter Näherung durch die Elemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix. Für eine genauere Berechnung sind QCD-Korrekturen, Phasenraumfaktoren und die leichten Quarks zu berücksichtigen, die während des Zerfalls eines Mesons bzw. Baryons an die schweren Quarks gebunden sind. Vernachlässigt man diese leichten Quarks im sogenannten Zuschauermodell, erhält man sowohl für c- als auch für b-Quarks eine theoretische Zerfallswahrscheinlichkeit von je 11% in Elektronen und Myonen [15]. Für semielektronische Zerfälle von b-Teilchen stimmen die experimentell gemessenen Werte gut mit der theoretischen Berechnung überein. Für eine Mischung aus b-Mesonen und -Baryonen[6] hat der Zerfall $\mathrm{b} \rightarrow e^- \nu_e X$ eine Übergangswahrscheinlichkeit von $(10{,}9 \pm 0{,}5)\,\%$ [13]. Bei den schweren b-Quarks ist das Zuschauermodell vernünftig. Die Teilchen mit Charmness unterscheiden sich untereinander zum Teil sehr in ihren physikalischen Eigenschaften (Lebensdauer, Masse) und die Zerfallswahrscheinlichkeiten für semielektronische Zerfälle betragen z.B. für $D^+ \rightarrow e^+ \nu_e X$ $(17{,}2 \pm 1{,}9)\,\%$ und für $D^0 \rightarrow e^+ \nu_e X$ $(6{,}75 \pm 0{,}29)\,\%$ [13]. Die Zerfälle dieser Teilchen lassen sich nicht so gut durch das Zuschauermodell beschreiben.

[6] Die Bottom-Mesonen und -Baryonen B^+, B^0, B^0_S und Λ_b haben in guter Näherung ähnliche physikalische Eigenschaften wie Masse, Lebensdauer und Zerfallswahrscheinlichkeiten in Leptonen. Die Hadronen können somit zu einer Mischung von Bottom-Teilchen für inklusive Messungen zusammengefaßt werden. [13]

	$c\tau =$		$c\tau =$
B^0	468 μm	D^0	124 μm
$B^\pm$	495 μm	$D^\pm$	317 μm
B_s^0	462 μm	$D_s^\pm$	140 μm
Λ_b	372 μm	Λ_c^+	61,8 μm

Tabelle 2.1: Zerfallslängen $c\tau$ von einigen schweren Mesonen mit einem gebundenen b- (links) und c-Quark (rechts) [13].

2.3.3 Trennung von Quark-Zerfällen

Hadronen mit c- und b-Anteil unterscheiden sich deutlich in den physikalischen Größen Lebensdauer und Masse. Eine Trennung von b- und c-Quark-Zerfällen kann unter Ausnutzung dieser Differenzen erfolgen.

Eine Möglichkeit der Separation ergibt sich durch die mittlere Lebensdauer τ bzw. die mittlere Zerfallslänge $c\tau$ der schweren Mesonen, die für b-Teilchen deutlich größer ist als für c-Mesonen (Tab. 2.1). Eine Detektorkomponente mit einer Vertexauflösung, die diesen Unterschied messen kann, steht seit dem Einbau des zentralen Siliziumvertexdetektors CST zur Verfügung. Die *dca*-Auflösung des CST beträgt $\sigma_{dca} = 45$ μm [21]. Eine Analyse, die diese Trennungsmethode zur Untersuchung von semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks nutzt, stammt von M. Kausch [21].

Eine zweite Möglichkeit der Trennung von b- und c-Quark-Zerfällen wird in dieser Arbeit verwendet. Der große Massenunterschied zwischen m_c und m_b erwirkt im Schwerpunktssystem der Quarks, daß der maximal mögliche Impuls der Elektronen aus semielektronischen Zerfällen von b-Quarks wesentlich größer als aus c-Quark-Zerfällen ist (Abschnitt 2.3.2). Die Wahl einer physikalischen Größe, durch die dieser Unterschied im H1 Detektor meßbar wird, muß unter Beachtung der HERA Kinematik ausgewählt werden. Die Elektron-Proton-Streuung erzeugt die Hadronen nicht in Ruhe, sondern mit einem beliebigen Impulsbetrag $|\overrightarrow{p_j}|$. Eine Meßgröße der Zerfallselektronen, die von $|\overrightarrow{p_j}|$ unabhängig ist, aber eine Separation von b- und c-Quark-Zerfällen ermöglicht, wäre z.B. der Betrag des relativen Transversalimpulses $p^e_{T,rel}$ des Elektrons zum Impuls $\overrightarrow{p_j}$ des schweren Hadrons. Dieser relative Transversalimpuls besitzt für semileptonische Zerfälle von b- eine härtere Verteilung als für c- oder leichtere Quarks. Die Messung des semimyonischen Zerfalls von schweren Quarks zeigt deutlich in Abbildung 2.3 aus der Veröffentlichung [4] diesen Unterschied in der $p^\mu_{T,rel}$-Verteilung. Der Beitrag der b-Zerfälle ist gestrichelt und der Anteil der c-Zerfälle gepunktet dargestellt.

Die Bestimmung der Flugrichtung $\overrightarrow{p_j}$ des schweren Hadrons ist durch die kurze mittlere Flugstrecke dieser Teilchen (Tab. 2.1) nicht direkt möglich. Eine indirekte Messung von $\overrightarrow{p_j}$ kann durch die Rekonstruktion eines Jets $\overrightarrow{pJ}$ aus den Hadronen erfolgen (Abschnitt 4.1.1), die sich während der Fragmentation in der offenen Quarkproduktion bilden (Abschnitt 2.2). Der Impuls $p^e_{T,rel}$ des Elektrons wird somit zur Richtung des Jetimpuls $\overrightarrow{pJ}$ meßbar (Abb. 2.4), der durch Auflösungseffekte nicht exakt mit der Richtung von $\overrightarrow{p_j}$ übereinstimmt.

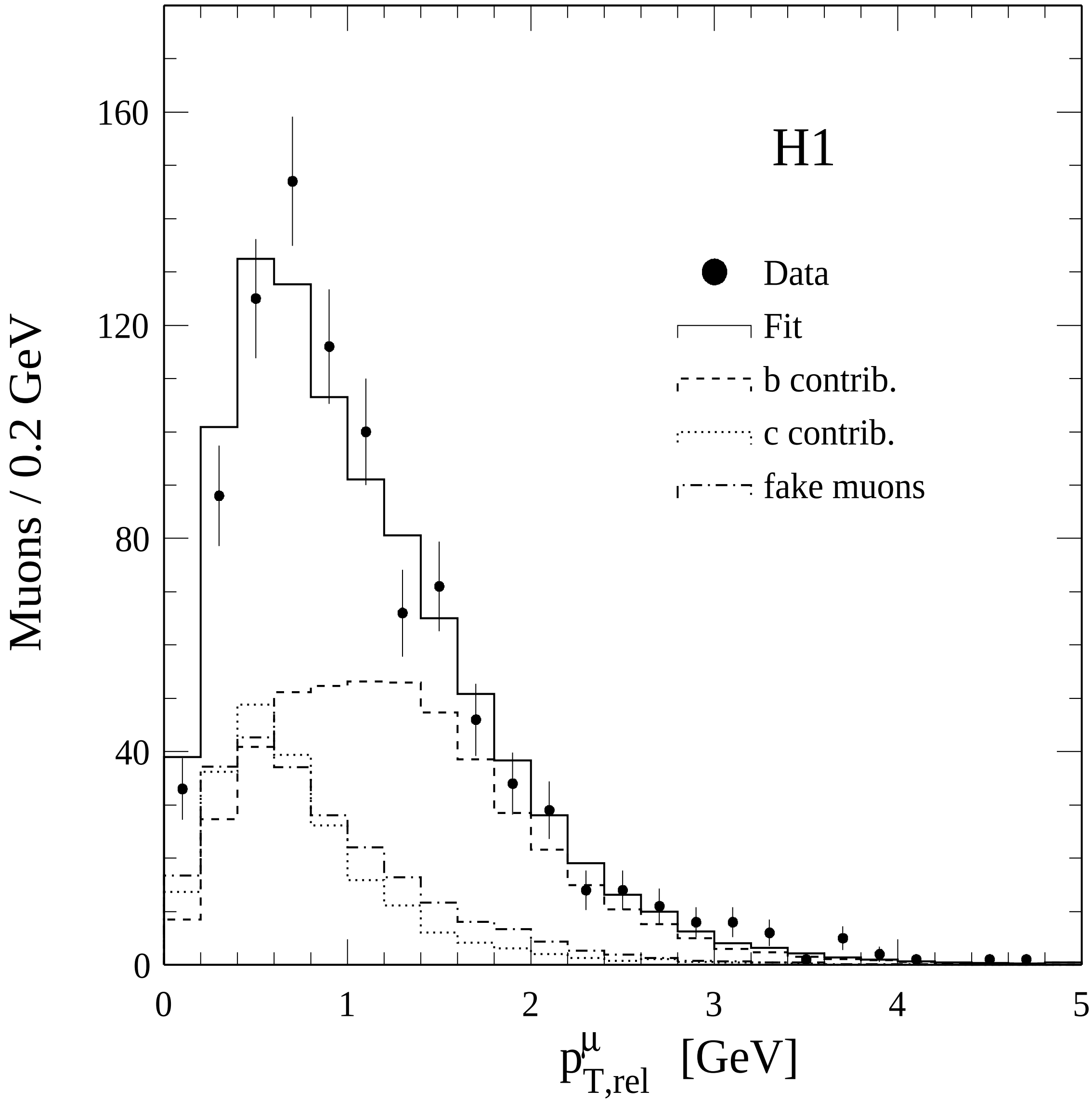

Abbildung 2.3: Die aus Daten gemessene $p^{\mu}_{T,rel}$-Verteilung ist zusammen mit der angepaßten Summe (durchgezogene Linie) der b- (gestrichelte Linie), c- (gepunktete Linie) und fixierten Myonenuntergrund-Verteilung (gestrichelt-gepunktete Linie) dargestellt. Quelle: [4]

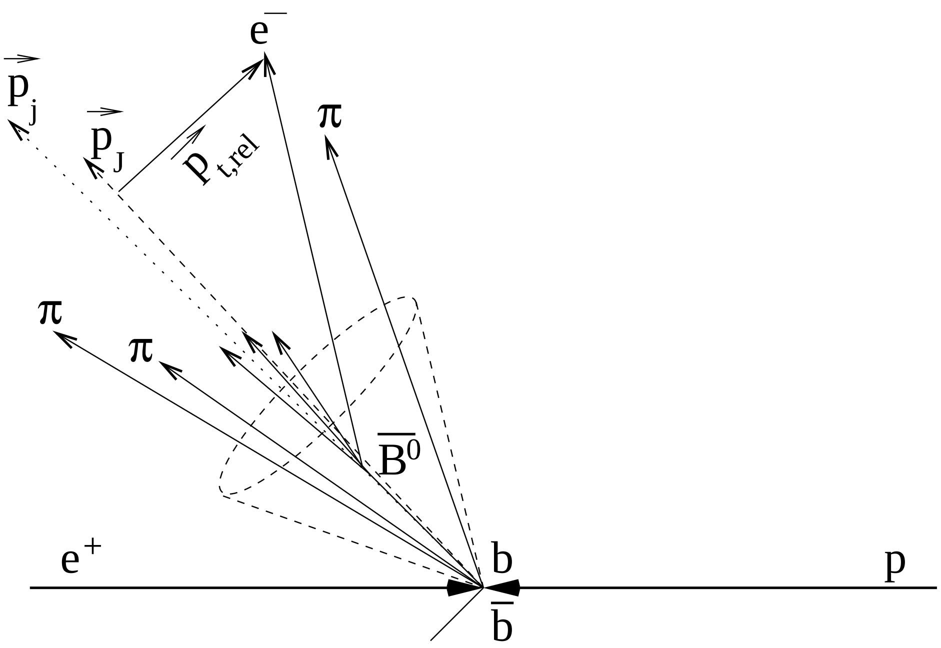

Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des semielektronischen Zerfalls eines schweren Hadrons (hier: $\overline{B^0}$) mit der Impulsrichtung $\overrightarrow{p_j}$. Alle Teilchen werden zu einem Jet mit Impuls $\overrightarrow{p_J}$ kombiniert . Der relative transversale Impuls des Elektrons zum Jet $\overrightarrow{p}_{T,rel}$ ist ebenfalls eingezeichnet.

Semileptonische Zerfälle von Charm- und Bottom-Quarks unterscheiden sich auch in der Verteilung des transversalen Impulses p_T des Zerfallsleptons in den Jetkammern. Mit dem AROMA MC-Generator erzeugte semimyonische Zerfälle von Charm- und Bottom-Quarks zeigen, daß die $p_T\,(\mu)$-Verteilung für Charm weicher als für Bottom ist [20, Seite 38]. Die analogen Verteilungen für semielektronische Zerfälle sollten genauso aussehen. Der Produktionsunterschied von Charm gegenüber Bottom in Höhe von etwa zwei Größenordnungen (Abschnitt 2.3.1) kann in einer Ereignisauswahl, die diesen Unterschied in der p_T-Verteilung nutzt, zugunsten semielektronischer Bottom-Zerfälle verbessert werden.

2.4 Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen) der Elektron-Proton-Streuung werden verwendet, um physikalische Prozesse statistisch nachvollziehen zu können und um Detektoreffekte zu studieren. Die für eine Analyse verwendeten MC-Daten werden in den drei Schritten Generierung, Simulation und Rekonstruktion erzeugt.

1. Ein MC-Generator beschreibt die zu untersuchende Wechselwirkung und erzeugt pro Ereignis die Vierer-Vektoren aller involvierten Teilchen.

2. Die stabilen generierten Teilchen erzeugen in einer detaillierten Detektorsimulation

Signale in den Detektorkomponenten, die in gleicher Form auch im realen Detektor gebildet werden.

3. Diese simulierten Signale werden mit der gleichen Rekonstruktionssoftware bearbeitet, die auch auf die realen Signale angewendet wird. Die Datenstruktur ist somit für reale und MC-Daten identisch. Zusätzlich sind in den MC-Daten noch die Generator- und Simulations-Informationen vorhanden.

Der Vorteil der Erzeugung von MC-Daten auf diese Weise liegt darin, daß für simulierte und reale Daten derselbe Analysecode verwendet werden kann.

In dieser Arbeit sind die beiden MC-Generatoren Pythia [26] und Aroma [18] verwendet worden. Der Ereignisgenerator Pythia generiert Photon-Proton-Wechselwirkungen und erzeugt sowohl direkte als auch hadronische Prozesse. Bei den direkten Prozessen wird ausschließlich die Photon-Gluon-Fusion berücksichtigt. Die hadronischen Prozesse berücksichtigen auch die Gluon-Gluon-Kopplung und Quark-Antiquark-Erzeugung. Die Berechnung der Wechselwirkungen basiert auf der störungstheoretischen QCD der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_S)$. Ein Parton-Schauer-Modell [7] simuliert die Effekte, die durch Gluon-Bremsstrahlung entstehen. [20]

Aroma ist ein MC-Generator, der speziell die Produktion von schweren Quark-Antiquark-Paaren in der Photon-Gluon-Fusion beschreibt. Das Programm generiert sowohl Photoproduktionswechselwirkungen als auch tief-unelastische Ereignisse. Für die Berechnungen wird das Parton-Schauer-Modell [7] verwendet, und alle elektroschwachen Prozesse sowie die Quarkmassen werden berücksichtigt. Die Beimischung von Prozessen mit geladenen Strömen, hadronische und diffraktive Prozesse und die Streuung an intrinsischem Charm im Proton werden als vernachlässigbar eingestuft und erhalten keine Berücksichtigung bei den Berechnungen. [28, 20]

Die Fragmentation der erzeugten Partonen erfolgt anschließend mit einem weiteren Programm (Jetset [26]). Die Beschreibung dieses Prozesses erfolgt durch den phänomenologischen Modellansatz der Lund-String-Fragmentation (Abschnitt 2.2).

Kapitel 3

Teilchenidentifizierung

Im H1 Detektor gibt es mehrere Detektorkomponenten, die unabhängig voneinander arbeiten und unterschiedliche physikalische Eigenschaften von Teilchen messen (Abschnitt 1.2). Eine sinnvolle Kombination dieser gemessenen physikalischen Größen kann eine Identifizierung eines Teilchens ermöglichen.

Für diese Arbeit ist die Identifikation von Elektronen wesentlich, damit semielektronische Zerfälle schwerer Quarks untersucht werden können. Die Elektronen müssen dazu von den Hadronen getrennt werden, die zu einem wesentlich größeren Anteil pro Ereignis produziert werden. Den dominierenden Anteil an den Hadronen stellen die Pionen, so daß eine Untersuchung der Trennungsmöglichkeiten von Elektronen und Hadronen im wesentlichen auf eine Trennung von Elektronen und Pionen begrenzt werden kann. Die in dieser Analyse zur Separation von Elektronen und Pionen verwendeten physikalischen Größen sind die Energiedeposition im LAr Kalorimeter und der spezifische Energieverlust in den Jetkammern. Beide Größen werden durch unabhängige Messungen ermittelt.

3.1 Teilchenidentifikation mit dem LAr Kalorimeter

Das LAr Kalorimeter mißt die Energiedeposition von Teilchen, die für Elektronen und Hadronen im Prinzip unterschiedlich erfolgt (Abschnitt 1.6). Geeignete physikalische Meßgrößen, in denen sich das Schauerverhalten von Elektronen und Hadronen unterscheidet, sind

- die Energiedeposition im elektromagnetischen (em) Kalorimeter E_{em},
- das Verhältnis E_{em}/pc der Energiedeposition E_{em} an dem in den Jetkammern gemessenen Impuls p,
- die Energiedeposition im hadronischen (had) Kalorimeter E_{had},
- die maximale Schauerlänge L_{max} und
- eine mit der deponierten Energie gewichtete Schauerlänge L_{gew}.

Die Berechnung dieser Größen aus den Signalen des LAr Kalorimeters erfolgt wie in [25] beschrieben. Die Spur des geladenen Teilchens wird gemäß den aus den Jetkammern bestimmten kinematischen Parametern bis zum Kalorimeter extrapoliert. Zylindrisch (Radius[1] 15 cm) um den Auftreffpunkt herum wird tangential zur Spur in das Kalorimeter hinein die deponierten Energien e_i in den Zellen i im elektromagnetischen $E_{em} = \sum_{em} e_i$ und hadronischen Teil $E_{had} = \sum_{had} e_i$ summiert. Die maximale Schauerlänge L_{max} errechnet sich in diesem konstruierten Zylinder mit der zur Zylinderachse longitudinalen Länge l_i vom Auftreffpunkt zur angesprochenen Zelle i gemäß $L_{max} = \max\{l_i\}$. Die gewichtete Schauerlänge L_{gew} im elektromagnetischen Teil bestimmt sich durch $L_{gew} = \sum_{em} l_i e_i$.

3.1.1 Trennbarkeit von Elektronen und Pionen mit dem LAr Kalorimeter

Die Möglichkeiten einer Trennung von Elektronen und Pionen mit dem LAr Kalorimeter sind in [25] mit Daten untersucht worden. Mit Elektronen aus J/ψ-Zerfällen ($J/\psi \to e^+e^-$) und Pionen aus ρ-Zerfällen ($\rho \to \pi^+\pi^-$) ist gezeigt, daß niederenergetische Elektronen und Pionen mit einem Impuls $p >$ 0,8 GeV/c unterschiedliche Verteilungen in den fünf vorgestellten Meßgrößen aufweisen, von denen vier in Abbildung 3.1 präsentiert sind[2]. Aus den Verteilungen von Pionen (graue Punkte) und Elektronen (schwarze Punkte) lassen sich Kriterien für eine Elektronenseparierung motivieren. Die in [25] als optimal erachteten Schnitte sind:

- Mindestenergieabgabe im elektromagnetischen Kalorimeter: $E_{em} \geq$ 0,75 GeV
- Anteil der deponierten Energie im elektromagnetischen Kalorimeter am Impuls des Teilchens: $0{,}7 \leq E_{em}/pc \leq 1{,}8$
- Obere Grenze der Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter: $E_{had} <$ 0,3 GeV
- Maximale Schauerlänge: 15 cm $< L_{max} <$ 40 cm
- Gewichtete Schauerlänge 8 GeV cm $< L_{gew} <$ 20 GeV cm

In Abbildung 3.1 sind diese Grenzen in die entsprechenden Verteilungen als senkrechte Linien mit eingezeichnet. Die aufgelisteten diskreten Schnitte führen dazu, daß ein Elektron nicht als Elektron akzeptiert wird, sobald es eines der oben aufgelisteten Kriterien nicht erfüllt. Dieser Effekt wird in [25] durch die Einführung eines Klassifizierungssystems umgangen. Jede Abweichung von einem der diskreten Schnitte wird mit einer speziellen Funktion gewichtet, auf die hier nicht weiter eingegangen wird. Die Summe dieser gewichteten Abweichungen liefert einen Zahlenwert, der für eine Unterteilung in vier Klassen (0

[1]In [25] wird kein diskreter Schnitt bei einem Radius von 15 cm angewendet, sondern mit einer speziellen Gewichtungsfunktion ein „fließender" Übergang bis zu einem Radius von 30 cm hergestellt, der zusätzlich einen kleinen Beitrag liefert.

[2]Es werden J/ψ und ρ aus quasielastischen Reaktionen ausgewählt. Das Ereignis enthält im wesentlichen nur die beiden Zerfallsteilchen, die eine große räumliche Trennung besitzen.

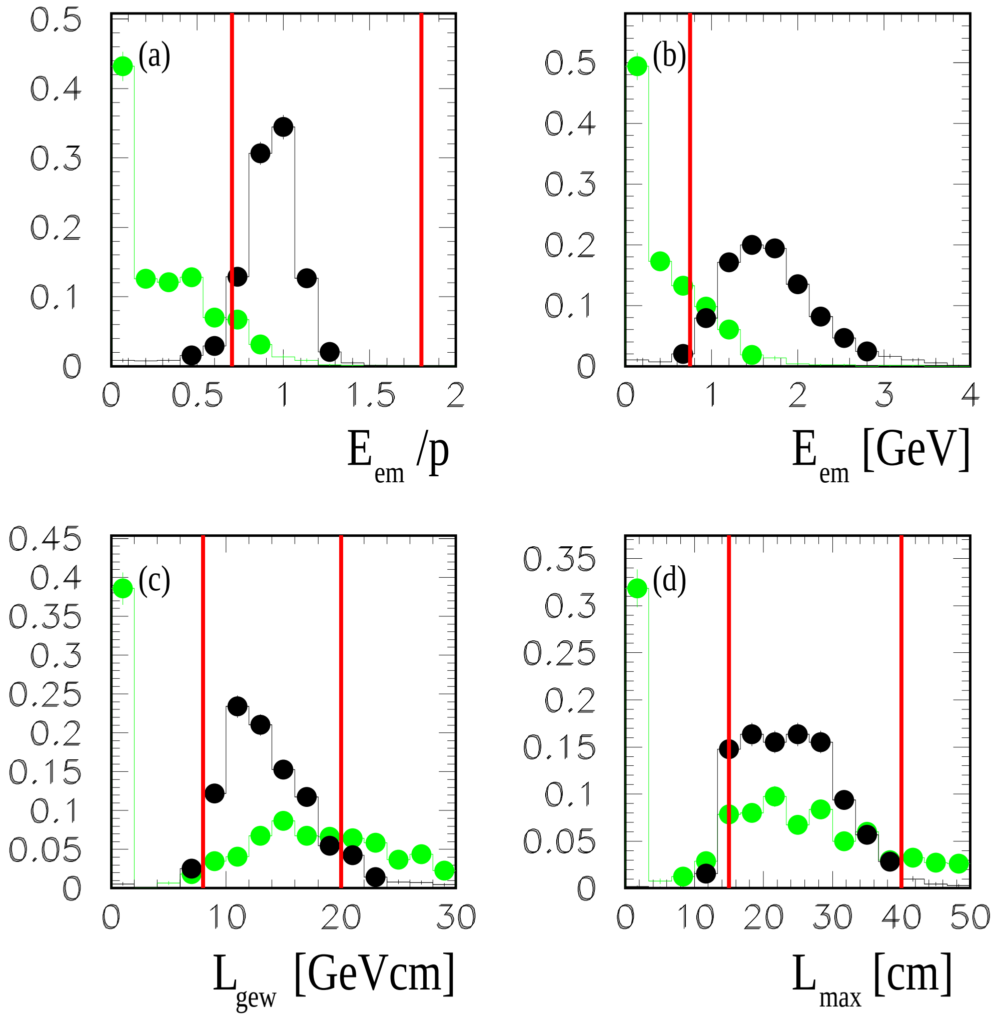

Abbildung 3.1: Aus der Energiedeposition von Pionen aus ρ-Zerfällen (graue Punkte) und Elektronen aus J/ψ-Zerfällen (schwarze Punkte) mit einem Impuls $p > 0{,}8$ GeV/c sind die Verteilungen der konstruierten Meßgrößen (a) E_{em}/p, (b) E_{em}, (c) L_{gew} und (d) L_{max} dargestellt, die wie im Text beschrieben berechnet werden. Als senkrechte Striche sind in die einzelnen Verteilungen die Grenzen eingezeichnet, die für eine Elektronenseparierung als optimal betrachtet werden. Quelle: [27]

bis 3) dient. Jede Klasse entspricht einer Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen aufgrund seiner Energiedeposition im LAr Kalorimeter ein Elektron ist[3]. In der Klasse 3 sind die obigen Schnitte fast streng erfüllt, und die LAr Elektronenwahrscheinlichkeit ist am größten. Die Klasse 0 enthält alle Teilchen, die die obigen Schnitte deutlich verletzen bzw. das Kalorimeter nicht erreichen.

Eine eindeutige Identifikation eines Teilchens als Elektron ist mit dem LAr Kalorimeter in diesem Impulsbereich nicht möglich, da sich die Verteilungen für Elektronen und Pionen aus Abbildung 3.1 in einigen Bereichen überlappen. Der relative Anteil an Pionen, die als Elektronen identifiziert werden, ist zwar gering, jedoch ist die absolute Anzahl der Pionen pro Ereignis viel größer als die Anzahl an Elektronen. Die Energiemessung im LAr Kalorimeter kann nur zur Bildung einer Auswahl an Elektronenkandidaten genutzt werden, für eine Elektronenidentifikation ist eine weitere unabhängige Meßgröße notwendig.

3.1.2 Schauerverhalten von Elektronen, Pionen, Antiprotonen und Kaonen im MC

Eine Untersuchung des Schauerverhaltens von Elektronen, negativen Pionen, Antiprotonen und negativen Kaonen im LAr Kalorimeter zeigt mit PYTHIA generierten MC-Daten, daß die obigen Schnitte neben einer Auswahl an Elektronen auch zu einer verhältnismäßig großen Auswahl an Antiprotonen im Vergleich zu Pionen und Kaonen führt. Antiprotonen deponieren im Verhältnis zu Pionen mehr Energie im elektromagnetischen Kalorimeter und erzeugen damit ein den Elektronen ähnlicheres Signal. Die Verteilungen von E_{em}/pc sind in Abbildung 3.2a–d für (a) Elektronen, (b) negative Pionen, (c) Antiprotonen und (d) negative Kaonen gezeigt. Die ausgewählten zentralen Spuren stammen von Teilchen,

1. die das Kalorimeter erreichen und die Energie
   (a) $E_{em} > 0$ GeV und
   (b) $E_{had} < 0,3$ GeV deponieren,
2. einen Impuls 2 GeV$/c < p < 5$ GeV$/c$,
3. eine Pseudorapidität $-1{,}1 < \eta < 1{,}1$ und
4. eine Mindestanzahl an Treffern $N_{dE/dx} \geq 15$ haben.

Die Schnitte sind in Anlehnung an die spätere Analyse so gewählt.

Die Elektronen und Pionen haben im MC und den realen Daten eine ähnliche Verteilung von E_{em}/pc, wie ein Vergleich von Abbildung 3.1a mit Abbildung 3.2a und 3.2b nahe legt[4]. Ebenfalls wurde in [25] die Schauersimulation im MC mit realen Schauern in den fünf Meßgrößen für Elektronen verglichen und für vereinbar befunden. Diese Ähnlichkeiten sprechen dafür, daß der Teilchenschauer im MC ausreichend realitätsnah simuliert wird.

[3] Diese Wahrscheinlichkeit wird im folgenden Text kurz als LAr Elektronenwahrscheinlichkeit bezeichnet.

[4] Die Verteilungen aus Abbildung 3.1 sind nicht mit der Forderung $E_{em} > 0$ GeV gebildet, so daß ein Vergleich mit Abbildung 3.2 im ersten Intervall nicht möglich ist.

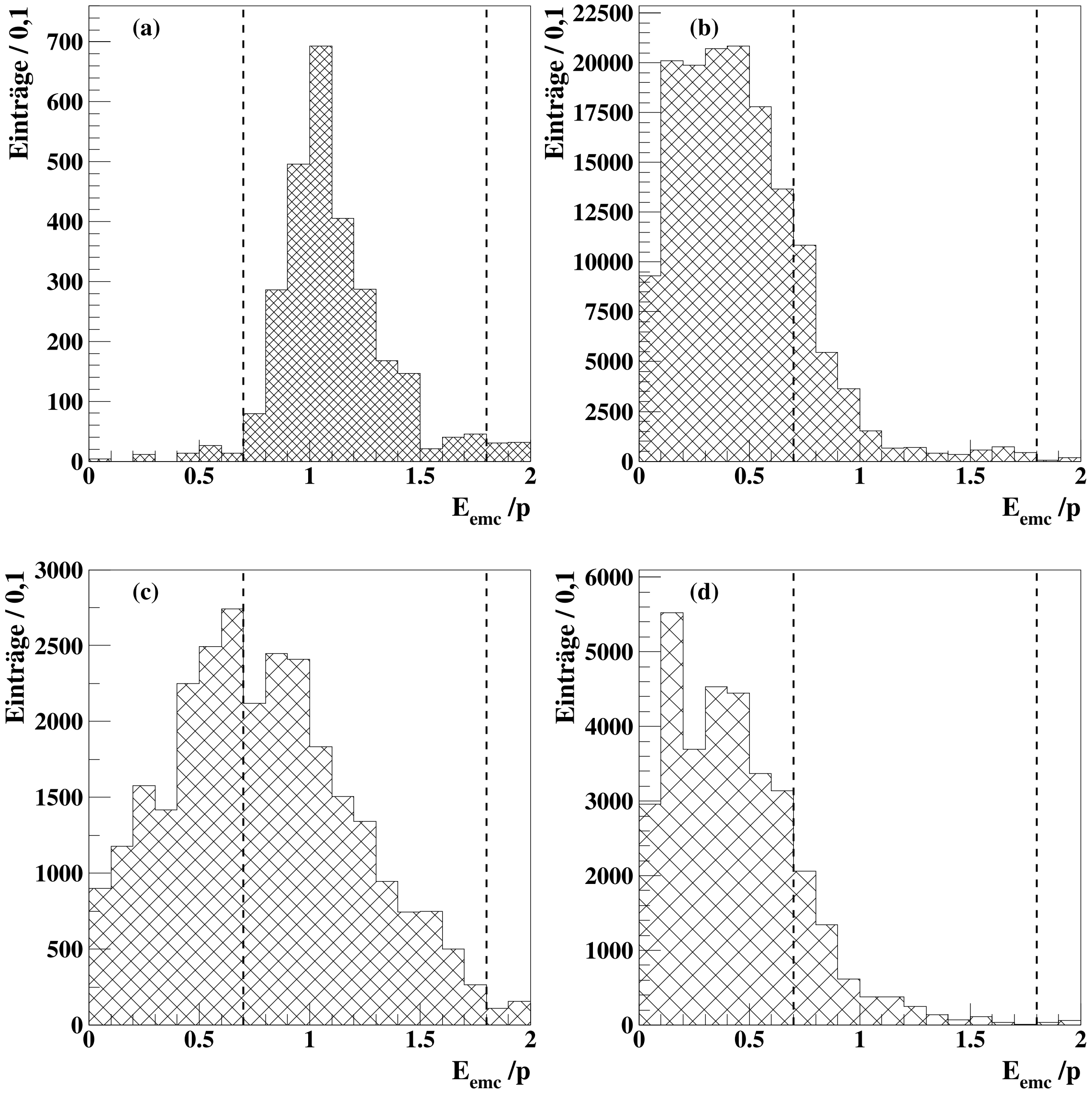

Abbildung 3.2: Energiedeposition von (a) Elektronen, (b) negativen Pionen, (c) Antiprotonen und (d) negativen Kaonen im elektromagnetischen Kalorimeter dividiert durch den in den Jetkammern gemessenen Impuls des Teilchens. Die Spurauswahl aus MC-Daten ist im Text beschrieben. Der Schnitt zur Bildung von Elektronenkandidaten ist durch die beiden senkrechten Linien veranschaulicht.

In Abbildung 3.2 sind die zur Elektronenauswahl verwendeten Grenzen $0{,}7 \leq E_{em}/pc \leq 1{,}8$ als senkrechte Linien mit in die Verteilungen eingezeichnet. Dieser Schnitt führt zu einer relativ größeren Auswahl an Antiprotonen im Vergleich zu Pionen. Von den Elektronen werden etwa 95% von allen simulierten Elektronen durch dieses Kriterium ausgewählt, während nur 17% der Pionen als Elektronenkandidaten identifiziert werden. Die Antiprotonen liegen mit etwa 54% deutlich über den Pionen. Das verstärkte elektromagnetische Signal der Antiprotonen kommt wahrscheinlich von der $p\overline{p}$-Annihilation, bei der auch ein großer Anteil elektromagnetischer Energie entsteht. Die Antiprotonen erzeugen somit eine sehr breite E_{em}/pc-Verteilung, die deutlich mit dem Elektronensignal überlappt. Für diese Annahme spricht ebenfalls, das die E_{em}/pc-Verteilung für Protonen ganz anders als für Antiprotonen aussieht. Die Verteilung der Protonen weist keine derart deutliche Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter auf, sondern ähnelt mehr der Pionenverteilung. Die anderen Meßgrößen des Kalorimeters und ihre Verteilungen zeigen ebenfalls keine Möglichkeit auf, Antiprotonen von den Elektronen über das LAr Kalorimeter zu trennen.

Die unterschiedliche Art der Energiedeposition von Pionen und Antiprotonen im LAr Kalorimeter hat einen Einfluß auf die Zusammensetzung der Hadronen, die als Elektronenkandidaten identifiziert werden. Dieser sogenannte Hadronenuntergrund läßt sich nicht nur durch Pionen beschreiben. Der Anteil der Antiprotonen an den Elektronenkandidaten ist ausreichend groß, so daß er später in der Analyse nicht vernachlässigbar ist.

3.2 Teilchenidentifikation mit dem Energieverlust dE/dx in den Jetkammern

Der mittlere relative spezifische Energieverlust dE/dx in den Jetkammern wird für alle Teilchen mit der Masse M und dem Impuls p durch die Gleichung (1.1) beschrieben, die von $\beta\gamma = p/M$ abhängt (Abschnitt 1.5.1). Zwei Teilchen mit verschiedenen Massen haben bei gleichem Impuls einen unterschiedlichen mittleren Energieverlust dE/dx. In Abbildung 3.3 ist der Energieverlust von Spuren mit mindestens $N_{dE/dx} \geq 40$ Treffern gegen den Impuls aufgetragen. Als Kurve ist der durch die Gleichung (1.3) parametrisierte mittlere Energieverlust für Elektronen, Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen eingezeichnet. Die gemessenen Werte liegen in sogenannten Bändern um die Kurven, die durch die endliche Auflösung der Energieverlustmessung entstehen.

Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen mit einem Impuls $p > 1{,}2$ GeV/c haben einen mittleren relativen Energieverlust zwischen 1,0 und 1,3. Die Bänder um den jeweiligen mittleren spezifischen Energieverlust überlappen sich in diesem Bereich (Abb. 3.3), und eine eindeutige Identifizierung eines Teilchens mittels dE/dx ist wegen der begrenzten Auflösung nicht möglich. Eine genauere Beurteilung der Möglichkeit einer Elektronenidentifikation über dE/dx hängt von der Auflösung des relativen Energieverlusts und dem Abstand des mittleren Energieverlusts zwischen Elektronen und Pionen ab. Die Pionen treten am zahlreichsten pro Ereignis auf und ab einem Impuls $p \geq 2$ GeV/c haben sie den am nächsten liegenden mittleren Energieverlust zu den Elektronen (Abb. 3.3).

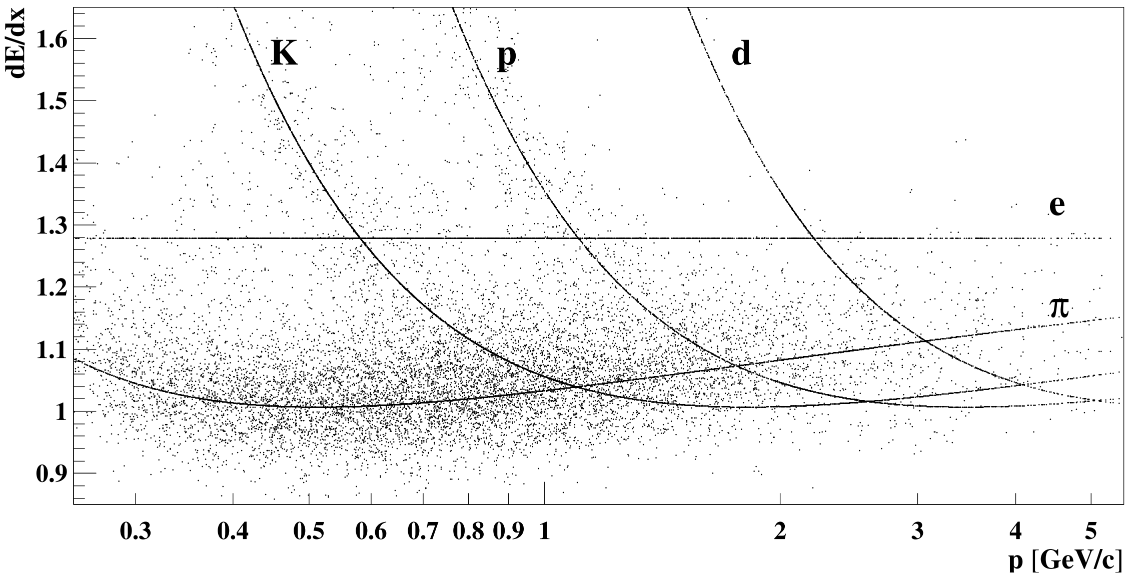

Abbildung 3.3: Der gemessene relative Energieverlust dE/dx in den Jetkammern ist gegen den Impuls p aufgetragen. Spuren aus dem Run 200363 des Jahres 1997 mit mindestens $N_{dE/dx} \geq 40$ Energieverlustmessungen sind ausgewählt.

3.2.1 Stichproben von Elektronen und Pionen

Mit einer Elektronen- und einer Pionenstichprobe kann untersucht werden, in wieweit die dE/dx-Messung in den Jetkammern eine Separation von Elektronen und Pionen mit einem Impuls $p > 1$ GeV/c ermöglicht. Das Verfahren zur Auswahl der Elektronen und Pionen wird im folgenden dargestellt.

Elektronen aus Photonkonversionen $\gamma \to e^+e^-$

Die Elektronenstichprobe wird aus Photonkonversionselektronen gebildet. Photonen, die z.B. aus π^0-Zerfällen entstehen, können in Gegenwart von Materie in ein Elektron-Positron-Paar übergehen. Die verwendeten Auswahlschnitte sind für beide Konversionselektronen

1. in den zentralen Jetkammern
   (a) Anzahl der Treffer für eine Spur $N_{dE/dx} \geq 15$,
   (b) Radialer Abstand des rekonstruierten sekundären Vertei[5]vom primären Vertex $r_{sek} > 4$ cm,
   (c) Transversaler Impuls $p_T \geq 0{,}5$ GeV/c und
2. im LAr Kalorimeter
   (a) LAr Elektronenwahrscheinlichkeit: Klasse 3.

Der erste Schnitt sichert eine ausreichend genaue Berechnung des dE/dx-Werts der beiden Teilchen. Der sekundäre Vertex muß im Bereich von Materie liegen und motiviert damit den radialen Schnitt, da das Strahlrohr bei etwa $r = 4{,}8$ cm beginnt. Ein transversaler Mindestimpulsschnitt von $p_T \geq 0{,}5$ GeV/c für die Elektronen aus der Paarerzeugung wählt Spuren aus, die für eine gute Identifizierung im LAr Kalorimeter genug Energie besitzen. Die Forderung nach einer deutlichen elektromagnetischen Signatur der Spuren im LAr Kalorimeter mit der Klassifizierung 3 reduziert den Untergrund aus hadronischen Zerfällen.

Aus den nach diesen Kriterien gefundenen Teilchenpaaren kann die Verteilung der invarianten Masse unter der Annahme berechnet werden, daß die beiden geladenen Teilchen die Elektronenmasse besitzen (Abb. 3.4a). Signale sind bei einer sehr kleinen invarianten Massen $m_{inv} \approx 20$ MeV/c^2 und bei $m_{inv} \approx 400$ MeV/c^2 zu sehen. Bei dem linken Signal handelt es sich überwiegend um Photonkonversionsereignisse, während das rechte Signal vornehmlich aus K^0-Zerfällen in Pionen gebildet wird. Dieselbe Auswahl mit PYTHIA generierten MC-Daten ergibt eine Verteilung der invarianten Masse, die in Abbildung 3.4b dargestellt ist. Der schraffierte Anteil zeigt die aus den MC-Informationen ermittelten simulierten Konversionsereignisse. Der Vergleich von Daten und MC zeigt, daß in den Daten viel mehr Untergrundereignisse ausgewählt werden als im MC. Trotzdem legen beide Verteilungen nahe, daß ein Schnitt $m_{inv} < 50$ MeV/c^2 auf die invariante Masse eine ausreichend reine Elektronenstichprobe auswählt. Nach der gesamten Auswahl stehen 6725 Elektronen aus den Daten als Stichprobe zur Verfügung, die zum Teil einen Impuls bis über 9 GeV/c haben.

Pionen aus Kaonzerfällen $K^0_S \to \pi^+\pi^-$

Die Pionenstichprobe wird aus Zerfällen kurzlebiger Kaonenin Pionen gebildet ($K^0_S \to \pi^+\pi^-$). Die verwendeten Auswahlschnitte in den zentralen Jetkammern sind:

1. Transversaler Impuls der Pionen bzw. Kaonen:
   $p_T\,(\pi^\pm) \geq 0{,}15$ GeV/c bzw. $p_T\,(K^0_S) \geq 0{,}4$ GeV/c

2. Radiale Flugstrecke der Pionen:
   $r_\pi \geq 15$ cm

3. Relativer Transversalimpuls der Pionen zur Flugrichtung des Kaons:
   $p_T^{rel}\,(K^0_S \to \pi^+\pi^-) \geq 0{,}12$ GeV/c

4. Anzahl der Treffer für eine Spur:
   $N_{dE/dx} \geq 15$

5. Radialer Abstand des rekonstruierten sekundären Vertei vom primären Vertex:
   2 cm $\leq r_{sek} \leq 4{,}5$ cm oder 5,5 cm $\leq r_{sek} \leq 40$ cm

[5] Das entspricht dem Vertextyp 2 in der DVER Bank.

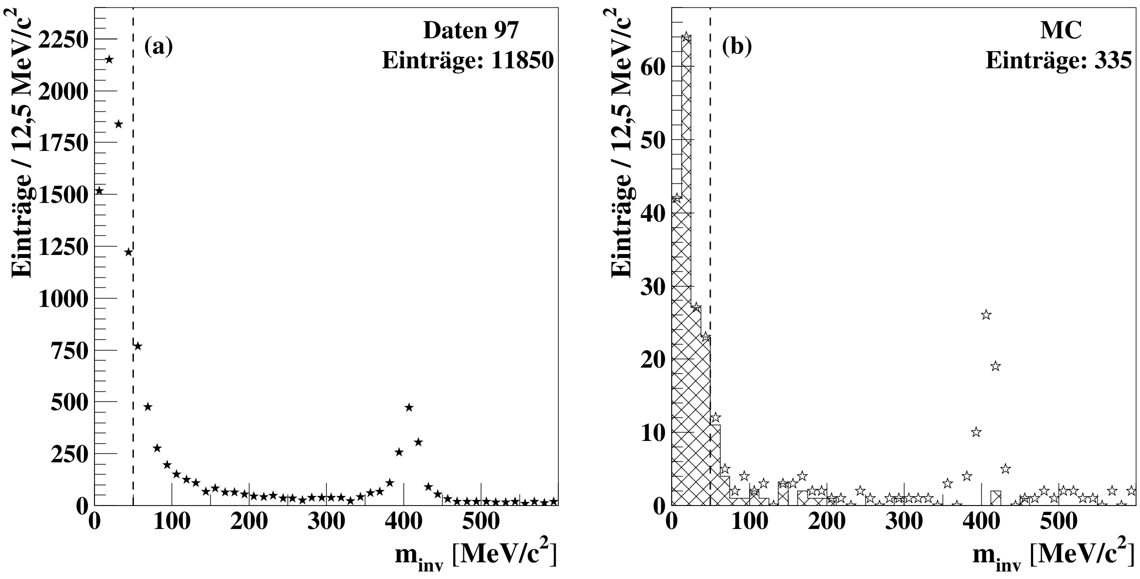

Abbildung 3.4: Verteilung der invarianten Masse m_{inv} aus (a) realen und (b) simulierten Daten nach den Auswahlkriterien für Photonkonversionselektronen. Die schraffierte Fläche in (b) enthält alle simulierten Photonkonversionen. Als Masse ist für die geladenen Teilchen die Elektronenmasse angenommen. Der Schnitt auf die invariante Masse zur Elektronenauswahl ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

6. Impuls des negativen Pions:
   $p\,(\pi^-) \geq 1$ GeV/c

Der transversale Mindestimpulsschnitt für die Pionen und Kaonen und die radiale Mindestflugstrecke der Pionen garantiert eine ausreichend gute Spur- und sekundäre Vertexrekonstruktion. Der Schnitt auf den relativen Transversalimpuls $p_T^{rel}\,(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)$ der Pionen zur Flugrichtung des Kaons erlaubt eine Trennung des gesuchten K_S^0-Zerfalls von dem Zerfall[6] $\Lambda \to p\pi^-$, der durch die weiteren Kriterien ebenfalls ausgewählt werden würde. In diesem Λ-Zerfall ist der maximale Impuls p_T^{rel} von Proton oder Pion durch die Gesamtmasse der Zerfallsteilchen auf $p_T^{rel}\,(\Lambda \to p\pi^-) \leq 0{,}101$ GeV/c [13] begrenzt und wird durch den 3. Schnitt unterdrückt. Die Mindestanzahl an Treffern für eine Spur garantieren eine ausreichend genaue und mit der Elektronenstichprobe vergleichbare dE/dx-Messung. Der Mindestschnitt auf die radiale Flugstrecke des Kaons verringert deutlich die Anzahl an Untergrundereignissen, da die Rekonstruktion von sekundären Vertices mit wachsendem r_{sek} eindeutiger wird. Die im Strahlrohr ($r = 4{,}8$ cm) überwiegend auftretenden Photonkonversionsereignisse werden ebenfalls herausgenommen, damit die Pionenstichproben so gut wie möglich von Elektronen befreit ist. Für die negativen Pionen wird zusätzlich ein Mindestimpuls von 1 GeV/c gefordert. Durch dieses Kriterium wird die Stichprobe auf negative Pionen begrenzt, deren Trennbarkeit von Elektronen über den Energieverlust in den Jetkammern im weiteren Verlauf interessiert.

[6] Ladungskonjugierte Zerfälle sind im folgenden immer mit eingeschlossen.

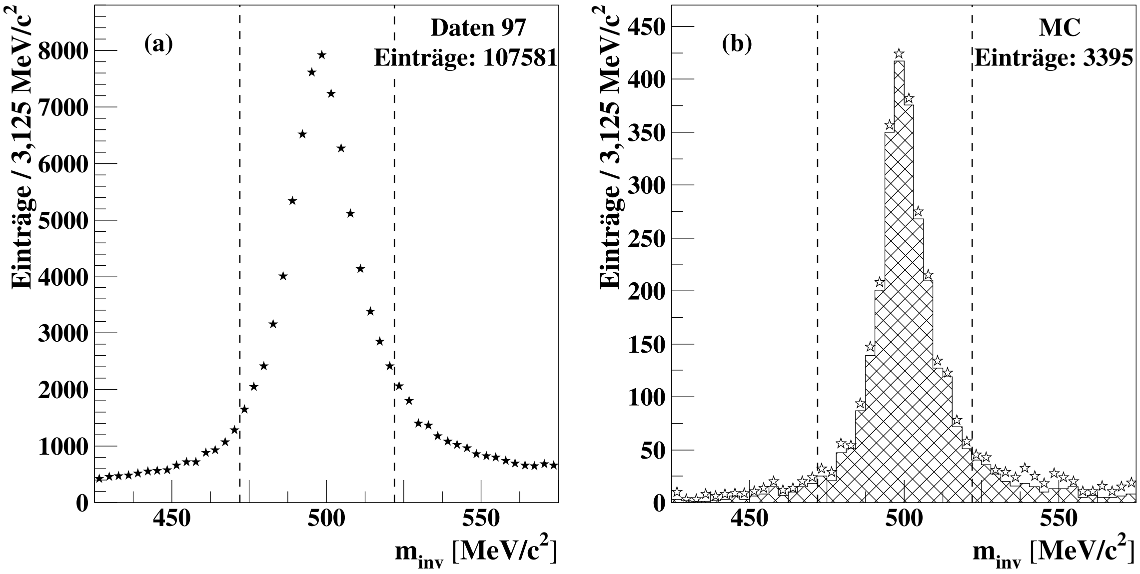

Abbildung 3.5: Verteilung der invarianten Masse m_{inv} aus (a) realen und (b) simulierten Daten nach den Auswahlkriterien für Pionen aus neutralen Kaonzerfällen. Die schraffierte Fläche in (b) enthält alle simulierten K^0-Zerfälle. Als Masse ist für die geladenen Teilchen die Pionenmasse angenommen. Die Schnitte auf die invariante Masse zur Pionenauswahl sind als gestrichelte Linien eingezeichnet.

Die Verteilung der invarianten Masse wird aus den gefundenen Spurpaaren unter der Annahme berechnet, daß die Masse der Zerfallsteilchen der Pionenmasse entspricht und ist in Abbildung 3.5a dargestellt. Das Signal, das bei der K^0-Masse ($m_{K^0} = (497{,}672 \pm 0{,}031)$ MeV/c^2 [13]) liegt, enthält zum großen Teil Kaonenzerfälle. Das legt ein Vergleich mit der analogen Verteilung nahe, die aus PYTHIA generierten MC-Daten erstellt ist (Abb. 3.5b). Sie zeigt als schraffierte Fläche alle durch die MC-Information identifizierten simulierten K^0-Zerfälle. Das MC-Signal ist schmaler als das der realen Daten und hat einen geringeren Untergrund. Mit einem Schnitt $m_{K^0} - 25$ MeV/$c^2 \leq m_{inv} \leq m_{K^0} + 25$ MeV/c^2 auf die invariante Masse sollte dennoch eine ausreichend reine Pionenstichprobe aus den Daten gebildet werden. Nach der gesamten Auswahl stehen 76707 negative Pionen aus den Daten als Stichprobe zur Verfügung, die zum Teil einen Impuls bis über 3 GeV/c haben.

3.2.2 Trennbarkeit von Elektronen und Pionen mit den zentralen Jetkammern

Die sehr leichten Elektronen haben bereits für $p\,(e^-) > 0{,}5$ GeV/c nach Abschnitt 1.5.1 den Sättigungsbereich des mittleren Energieverlusts erreicht, der somit theoretisch nicht mehr vom Impuls abhängt. Die aus der Elektronenstichprobe gemessene Energieverlustverteilung zeigt erwartungsgemäß ebenfalls keine Impulsabhängigkeit und hat einen konstanten relativen mittleren Energieverlust von $dE/dx = 1{,}278 \pm 0{,}002$, der mit einer Anpassung

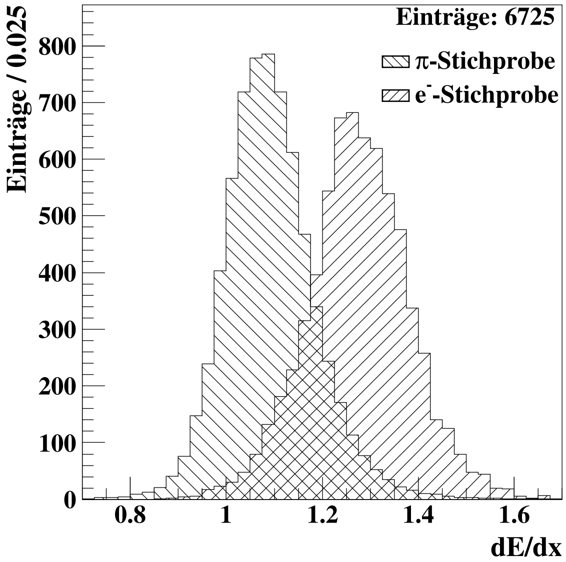

Abbildung 3.6: dE/dx-Verteilungen der negativen Pionen (Kreuze) und Elektronen (Kreise) aus den entsprechenden Stichproben mit einem Impuls $p\,(\pi^-) > 1$ GeV/c und $p_T\,(e^-) >$ 0,8 GeV/c. Die Anzahl der Pionen ist auf die Anzahl der Elektronen normiert.

einer Gaußfunktion [19] an die Verteilung errechnet ist.

Die Pionen haben für $p\,(\pi^-) > 1$ GeV/c einen Wert von $\beta\gamma > 7$ und besitzen damit einen theoretischen mittleren Energieverlust, der gemäß Gleichung (1.1) logarithmisch ansteigt. Der gemessene mittlere Energieverlust ist ebenfalls vom Impuls abhängig und wird durch die von J. Steinhart entwickelte Parametrisierung aus Gleichung (1.3) beschrieben [28]. Die relative Auflösung der Energieverlustverteilung reicht für die negativen Pionen bis zu $(7{,}69 \pm 0{,}05)\,\%$ und für die positiven Pionen bis zu $(6{,}79 \pm 0{,}05)\,\%$, wenn zusätzlich für die Anzahl der Treffer $N_{dE/dx} \geq 30$ für beide Zerfallspionen verlangt wird.

In Abbildung 3.6 sind die dE/dx-Verteilungen der Pionen- (linkes Signal) und Elektronenstichprobe (rechtes Signal) zusammen dargestellt. Die Anzahl der Pionen ist auf die Anzahl der Elektronen normiert. Beide Verteilungen reichen bis in die jeweils anderen Verteilung hinein. Ein einzelnes Teilchen mit einem Impuls $p > 1$ GeV/c ist nicht eindeutig über den gemessenen Energieverlust in den Jetkammern als Elektron oder Pion bestimmbar. Die Abstände der mittleren Energieverluste und die Auflösung ermöglichen jedoch eine statistische Trennung von Pionen und Elektronen über den Energieverlust in den Jetkammern.

Kapitel 4

Analyse von Ereignissen mit Elektronen im Endzustand

Die Analyse von semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks[1] in der Photoproduktion sucht nach Endzuständen mit zwei Jets und dem Elektron aus dem Quarkzerfall. Das Elektron wird über die Energiedeposition im LAr Kalorimeter und den Energieverlust in den Jetkammern identifiziert. Aus der Verteilung des relativen Transversalimpulses des Elektrons $p^e_{T,rel}$ zu einer ausgewählten Jetrichtung läßt sich der Anteil an Ereignissen mit Charm- und Bottom-Quarks bestimmen.

4.1 Auswahl von Photoproduktionsereignissen

Die Analyse der DST Daten (DTRA-Bank) des Jahres 1997 beginnt mit der Auswahl von Photoproduktionsereignissen. Die Virtualität Q^2_{JB} und der Energieübertrag y_{JB} werden, wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, gemäß den Gleichungen (2.1) und (2.2) nach der Methode von Jacquet-Blondel aus dem hadronischen Endzustand errechnet. Für Ereignisse in der Photoproduktion sind diese kinematischen Größen der Elektron-Proton-Streuung wie folgt gewählt:

- $Q^2_{JB} \leq 1$ GeV^2
- $0{,}1 < y_{JB} < 0{,}8$

Außerdem darf keine Teilchenspur rekonstruiert sein, der eine Energiedeposition $E \geq 8$ GeV im elektromagnetischen Teil des SpaCal zugewiesen wird.

4.1.1 Photoproduktionsereignisse mit Jets

In Abschnitt 2.2 ist erläutert, wie in der Lund-String-Modellvorstellung aus den produzierten Quarks durch Fragmentation Hadronen entstehen, die zu einem Jet gehören. Aus dem

[1] Ladungskonjugierte Wechselwirkungen sind in diesem Kapitel immer mit eingeschlossen, sofern nichts anderes angegeben wird.

gemessenen hadronischen Endzustand sollen diese Jets mit geeigneten Methoden rekonstruiert werden, da einer der Jets die ursprüngliche Impulsrichtung des zerfallenen schweren Quarks in guter Näherung wiedergibt.

Die Jets werden durch sogenannte Jetalgorithmen rekonstruiert, die nach definierten Regeln Hadronen zu einem Jet zusammenfassen. Der Algorithmus kann dabei nur auf den im Detektor meßbaren hadronischen Endzustand zurückgreifen und muß eine Entscheidung treffen, welche in den Jetkammern rekonstruierten Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter zu einem gemeinsamen Jet gehören. Es gibt im wesentlichen zwei Typen von Jetalgorithmen: Kegel- und Clusteralgorithmen.

Kegelalgorithmen fassen Teilchen zu einem Jet zusammen, die sich in einem definierten Kegel mit der Spitze am primären Wechselwirkungspunkt befinden. Der Kegel wird so gewählt, das der eingeschlossene Energiefluß der Teilchen maximal wird. Clusteralgorithmen betrachten die Teilchen einzeln und fassen diese schrittweise nach noch zu erläuternden Vorgaben zusammen. Die Rekonstruktion der Jets ist in diesem Algorithmus präziser definiert, da es nicht wie beim Kegelalgorithmus durch überlappende Kegel in Ereignissen mit mehreren Jets zu Zuordnungsproblemen von Spuren und Energiedepositionen kommen kann.

In dieser Arbeit erfolgt die Rekonstruktion der Jets mit dem k_T-Clusteralgorithmus, der in [14] genauer beschrieben ist. Bezüglich der Jetrekonstruktion wird hier auf die prinzipiellen Anforderungen an Jetalgorithmen, die Realisierung in dem zugrundeliegenden k_T-Algorithmus und die speziellen Vorgaben in der Photoproduktion eingegangen. Die für die Analyse verwendete Jetauswahl ist ebenfalls aufgeführt.

Anforderungen an einen Jetalgorithmus

Ein Jetalgorithmus soll aus dem hadronischen Endzustand die aus hochenergetischen Quarks und Gluonen bestehende Substruktur der Wechselwirkung in Form von Jets darstellen. Vor der Fragmentation dieser Quarks und Gluonen in den hadronischen Endzustand kann es zu sogenannten infraroten und kollinearen Prozessen kommen. Infrarote Prozesse sind durch die Abstrahlung eines sehr energiearmen Gluons von einem Quark gekennzeichnet. Die Abstrahlung eines Gluons parallel zur Flugrichtung eines Quarks wird kollinearer Prozeß genannt. Infrarote und kollineare Prozesse führen in der störungstheoretischen QCD zu Divergenzen. Für einen Vergleich von Theorie und Messung ist es deshalb nötig, daß der Jetalgorithmus nicht auf infrarote und kollineare Prozesse sensitiv ist [31]. Aus diesen und weiteren Überlegungen [14] ergeben sich mehrere Anforderungen an Jetalgorithmen:

1. Infrarote und kollineare Prozesse dürfen die Rekonstruktion der Jets nicht beeinflussen,

2. Hadronisierungskorrekturen müssen klein sein,

3. experimentelle Analysen sowie theoretische Berechnungen sollten mit dem Algorithmus einfach möglich sein und

4. der Protonrest muß derart gehandhabt werden, daß die Rekonstruktion der Jets durch den Protonrestjet nicht beeinflußt wird.

k_T-Clusteralgorithmus

Der k_T-Clusteralgorithmus versucht die vorgestellten Anforderungen dadurch zu erfüllen, daß der Endzustand in einen Protonrestjet und in die einzelnen Jets des Endzustands unterteilt wird.

Für alle Hadronen h_i im Endzustand wird der Winkel θ_{ip} zwischen der Flugrichtung von h_i und dem Proton sowie der Winkel θ_{ij} zwischen den Flugrichtungen der Hadronen h_i und h_j berechnet. Eine Energieskala E_T wird definiert (bei H1 typischerweise $E_T \approx 5$ GeV) und für jedes Hadron h_k die Größe

$$y_{kp} = \frac{k_T^2}{E_T^2} = \frac{2\,(1 - \cos\theta_{kp})}{E_T^2} E_k^2$$

und für jedes Paar h_k, h_l der Wert von

$$y_{kl} = \frac{2\,(1 - \cos\theta_{kl})}{E_T^2} \min\left(E_k^2, E_l^2\right)$$

berechnet. Dann wird der kleinste Wert y_{ip} bzw. y_{ij} für alle Teilchen i, j gesucht. Ist $y_{ip} < 1$ der kleinste Wert, wird h_i dem Protonrestjet zugeordnet. Falls hingegen $y_{ij} < 1$ der kleinste Wert ist, kombiniert der Algorithmus die beiden Teilchen h_i und h_j durch Addition der Vierervektoren zu einem sogenannten Pseudoteilchen. Danach wiederholt sich die Prozedur mit allen Pseudo- und noch nicht kombinierten Teilchen, die nicht in den Protonrestjet eingebunden wurden, bis alle Objekte (Teilchen und Pseudoteilchen) die Werte $y_{kl}, y_{kp} > 1$ haben. Diese Objekte werden als Jets bezeichnet und besitzen einen relativen transversalen Impuls k_T mit $k_T > E_T$.

k_T-Clusteralgorithmus in der Photoproduktion

Der obige Algorithmus zur Rekonstruktion ist nur in der tief-unelastischen Streuung mit großem Q^2 sinnvoll. In der Photoproduktion mit $Q^2 \leq 1$ muß eine leichte Modifikation des k_T-Algorithmus vorgenommen werden. Aus dem quasireellen Photon in der Photoproduktion bildet sich in der Streuung analog zum Proton ein Photon-Strahl-Jet, dessen Teilchen nicht zu den einzelnen Jets des Endzustands gehören. Die Veränderung des Algorithmus geht dahin, diese Spuren in einem zweiten Strahl-Jet zu bündeln. Im ersten Teil des Algorithmus wird zusätzlich für alle Hadronen h_k der Winkel $\theta_{k\gamma}$ zum eintreffenden Photon γ bestimmt und der transversale Impuls $y_{k\gamma}$ analog zu y_{kp} berechnet. Die Zuweisung von Teilchen in den Photon-Strahl-Jet erfolgt zusammen mit der Bildung des Protonrest- und der Endzustandjets nach dem erläuterten Prinzip.

Hadronische Endzustandsbeschreibung mit FSCOMB Objekten

Der k_T-Algorithmus arbeitet auf sogenannten FSCOMB Objekten, die den hadronischen Endzustand realitätsnah beschreiben sollen. Die größte Schwierigkeit ist bei der Objektaufstellung die Minimierung der Energiedoppelzählung in Driftkammern und Kalorimeter. Die Energiemessung der Spuren in den Driftkammern und der deponierten Kalorimeterenergie müssen dazu kombiniert und einander zugeordnet werden. Im Prinzip erstellt ein Algorithmus zwei Listen, je eine für die Energiedepositionen im Kalorimeter und eine für nach speziellen Kriterien selektierte Spuren. Danach versucht das Programm eine Zuordnung von Spur- und Kalorimeterinformationen herzustellen. Zunächst wird die Spur bis zum Kalorimeter extrapoliert. Dann summiert das Programm, nach einer bestimmten Methode, die deponierte Energie vom Auftreffpunkt in das Kalorimeter hinein so lange auf, bis die Spurenergie erreicht ist. Gelingt dieses Verfahren nach gewissen Vorgaben, wird die Kalorimeterenergie der Spurenergie in der Driftkammer zugeordnet und eine doppelte Zählung von Energiemessungen in dem hadronischen Endzustand ist unterbunden.

4.1.2 Jetauswahl

Für diese Analyse sind mindestens zwei rekonstruierte Jets in Photoproduktionsereignissen mit

- transversalem Jetimpuls $p_{T,Jet} \geq 5$ GeV/c und
- Pseudorapidität $-2{,}4 < \eta_{Jet} < 2{,}4$ gefordert.

Die Anforderung an den transversalen Jetimpuls garantiert eine ausreichend genaue Jetrekonstruktion. Die Pseudorapidität begrenzt die Jetrekonstruktion auf den Akzeptanzbereich der Kalorimeter und schließt den Winkelbereich des Protonrestjets aus. Diese Jetkriterien wählen überwiegend Ereignisse mit einer offenen Produktion von Quarks aus, die durch mindestens zwei Jets gekennzeichnet sind (Abschnitt 2.3.3). Die ursprüngliche Richtung des Quarkimpulses wird durch den rekonstruierten Jet mit einer Auflösung von weniger als $10°$ in φ und θ bestimmt [23].

4.2 Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks

Die Untersuchung von semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks erfolgt in den ausgewählten Photoproduktionsereignissen mit zwei Jets. Das Elektron aus dem Quarkzerfall wird über seine Energiedeposition im LAr Kalorimeter und den Energieverlust in den Jetkammern identifiziert. Zunächst wird mit dem LAr Kalorimeter eine Auswahl von Elektronenkandidaten gebildet, die noch viele Hadronen enthält. Mit einer Hadronenstichprobe wird der hadronische Untergrund in den Elektronenkandidaten über die Verteilung des relativen Energieverlusts der Teilchen in den Jetkammern subtrahiert. Das verbleibende

Elektronensignal enthält nach dem Abzug des Elektronenuntergrunds aus Photonkonversionen und Dalitz-Zerfällen ($\pi^0 \to e^+e^-\gamma$) ausschließlich Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks.

4.2.1 Auswahl von Elektronenkandidaten

In den ausgewählten Photoproduktionsereignissen mit mindestens zwei Jets werden mögliche Kandidaten für Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks gesucht. Die Auswahlkriterien sind für die

1. Spurparameter in den Jetkammern
   (a) transversaler Impuls $p_T \geq 1{,}6$ GeV/c^2,
   (b) Pseudorapidität $-1{,}1 \leq \eta \leq 1{,}1$,
   (c) Anzahl der Treffer $N_{dE/dx} \geq 15$,
   (d) Vertextyp 1 in der DVER-Bank (Spur vom primären Vertex) und für das
2. LAr Kalorimeter
   (a) LAr Elektronenwahrscheinlichkeit: Klasse 3.

Der transversale Impulsschnitt für die Elektronenkandidaten beeinflußt das Verhältnis von ausgewählten semielektronischen c- und b-Zerfällen, da die p_T-Verteilung der Zerfallselektronen aus semielektronischen c-Zerfällen weicher als aus b-Zerfällen ist (Abschnitt 2.3.3). Dieses Kriterium unterdrückt semielektronische Zerfälle von leichten und c-Quarks. Die Pseudorapidität wählt zentrale Spuren aus, die sich mit den Jetkammern am genauesten rekonstruieren lassen. Die Mindestanzahl an Treffern in der CJC sichert eine dE/dx-Auflösung, die eine Trennung von Elektronen und Hadronen ermöglicht (Abschnitt 3.2.1). Diese Untersuchung der semielektronischen Zerfälle basiert nicht auf der Auflösung der Zerfallslängen der schweren Mesonen (Tab. 2.1). Deshalb wird die Suche auf Spuren beschränkt, die an den primären Wechselwirkungspunkt (Vertextyp 1) angepaßt sind. Die höchste LAr Elektronenwahrscheinlichkeit fordert eine Teilchenspur, die eine deutliche elektromagnetische Signatur im LAr Kalorimeter zeigt (Abschnitt 3.1). Aus den etwa $3{,}1 \cdot 10^7$ untersuchten Ereignissen des Jahres 1997 (Luminosität etwa $\mathcal{L} \approx 23$ pb^{-1}) bleiben nach diesen Schnitten 17199 Elektronenkandidaten übrig.

4.2.2 Auswahl einer Hadronenstichprobe

Die Auswahl einer Hadronenstichprobe ist notwendig, damit der Anteil an Hadronen in den ausgewählten Elektronenkandidaten bestimmt werden kann. Wie im Abschnitt 3.1 gezeigt, besteht dieser Untergrund aus Antiprotonen $\overline{p}$, Pionen π^- und Kaonen K^-, die zum Teil die Auswahlkriterien für Elektronen im Kalorimeter erfüllen.

Die Hadronenstichprobe soll dem hadronischen Untergrund in den Elektronenkandidaten sehr ähnlich sein. Im Vergleich zu den obigen Auswahlkriterien für Elektronenkandidaten werden nur einige wenige geändert, um dieser Forderung nachzukommen. Die vorgestellte Auswahl in den Jetkammern wird für die Hadronenauswahl beibehalten. Die LAr Elektronenwahrscheinlichkeit wird durch eine Suche nach Spuren mit einer zugehörigen hadronischen Signatur im Kalorimeter ersetzt. Die gewählten Auswahlkriterien für eine hadronische Signatur im LAr Kalorimeter sind:

- Verhältnis von deponierter Energie E_{em} zum Impuls
  $0{,}05 < E_{em}/pc \leq 0{,}45$
- Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter
  $E_{had} < 0{,}3$ GeV.

Die untere Grenze von E_{em}/p garantiert, daß das Teilchen das Kalorimeter erreicht und nicht nur Rauschen im LAr Kalorimeter als Signal gemessen wird. Die obere Grenze von E_{em}/p läßt sich zusammen mit der Abbildung 3.1 motivieren und wählt den Bereich der Verteilung aus, in dem fast keine Elektronen erwartet werden. Die geforderte Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter E_{had} ist für die Elektronenkandidaten und die Hadronenstichprobe identisch. Damit wird gewährleistet, daß beide Auswahlen eine vergleichbare Impulsverteilung besitzen.

Die produzierte Hadronenstichprobe umfaßt 26030 Teilchen.

4.2.3 Elektronensignal aus den Elektronenkandidaten

Die Bestimmung des in den ausgewählten Elektronenkandidaten enthaltenen Elektronensignals erfolgt über die Verteilung des gemessenen relativen Energieverlusts dE/dx der Teilchen in den Jetkammern, die eine Trennung von Elektronen und Hadronen ermöglicht (Abschnitt 3.2.2).

Die relative dE/dx-Verteilung der Hadronenstichprobe wird genutzt, um den Anteil des hadronischen Untergrunds in den Elektronenkandidaten zu ermitteln. Der mittlere relative Energieverlust der Hadronen ist vom Impuls abhängig. Die Übereinstimmung der Energieverlustverteilung von Stichprobe und hadronischem Untergrund ist nur gewährleistet, wenn beide Auswahlen dieselbe Impulsverteilung besitzen, was durch eine Impulsgewichtung der Hadronenstichprobe erreicht wird. Die dE/dx-Verteilung der gewichteten und nicht-gewichteten Hadronenstichprobe sind fast identisch. Dies bestätigt die oben angeführten Kriterien zur Auswahl der Hadronenstichprobe, die dem hadronischen Untergrund in den Elektronenkandidaten so ähnlich wie möglich sein soll.

Abbildung 4.1a zeigt die Verteilung des relativen Energieverlusts dE/dx der ausgewählten Elektronenkandidaten (gefüllte Punkte) in Photoproduktionsereignissen mit zwei Jets. Die Einträge mit $dE/dx \leq 1{,}05$ enthalten fast ausschließlich Hadronen und keine Elektronen, wie Abbildung 3.6 zeigt. Dieser Umstand rechtfertigt, daß die dE/dx-Verteilung der impulsgewichteten Hadronenstichprobe auf die Einträge der Verteilung der Elektronenkandidaten im Bereich $dE/dx \leq 1{,}05$ normiert wird. Die normierte Energieverlustverteilung

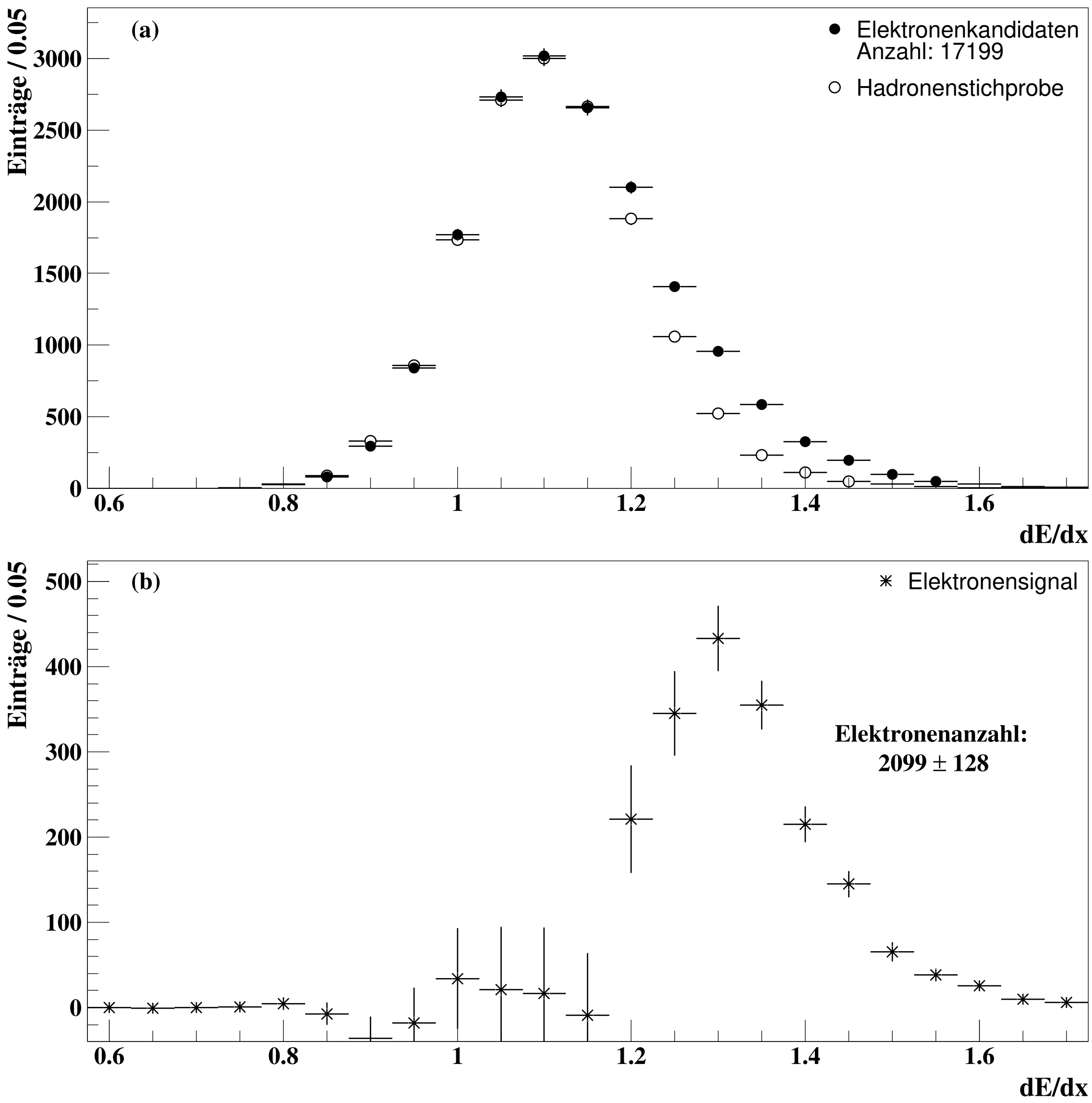

Abbildung 4.1: (a) Energieverlustverteilung der Elektronenkandidaten (gefüllte Punkte) und der impulsgewichteten und wie im Text beschriebenen normierten Hadronenstichprobe (offene Punkte). (b) Durch die Subtraktion der Einträge der Energieverlustverteilung der Hadronenstichprobe von den Einträgen der Elektronenkandidaten gewonnenes Elektronensignal.

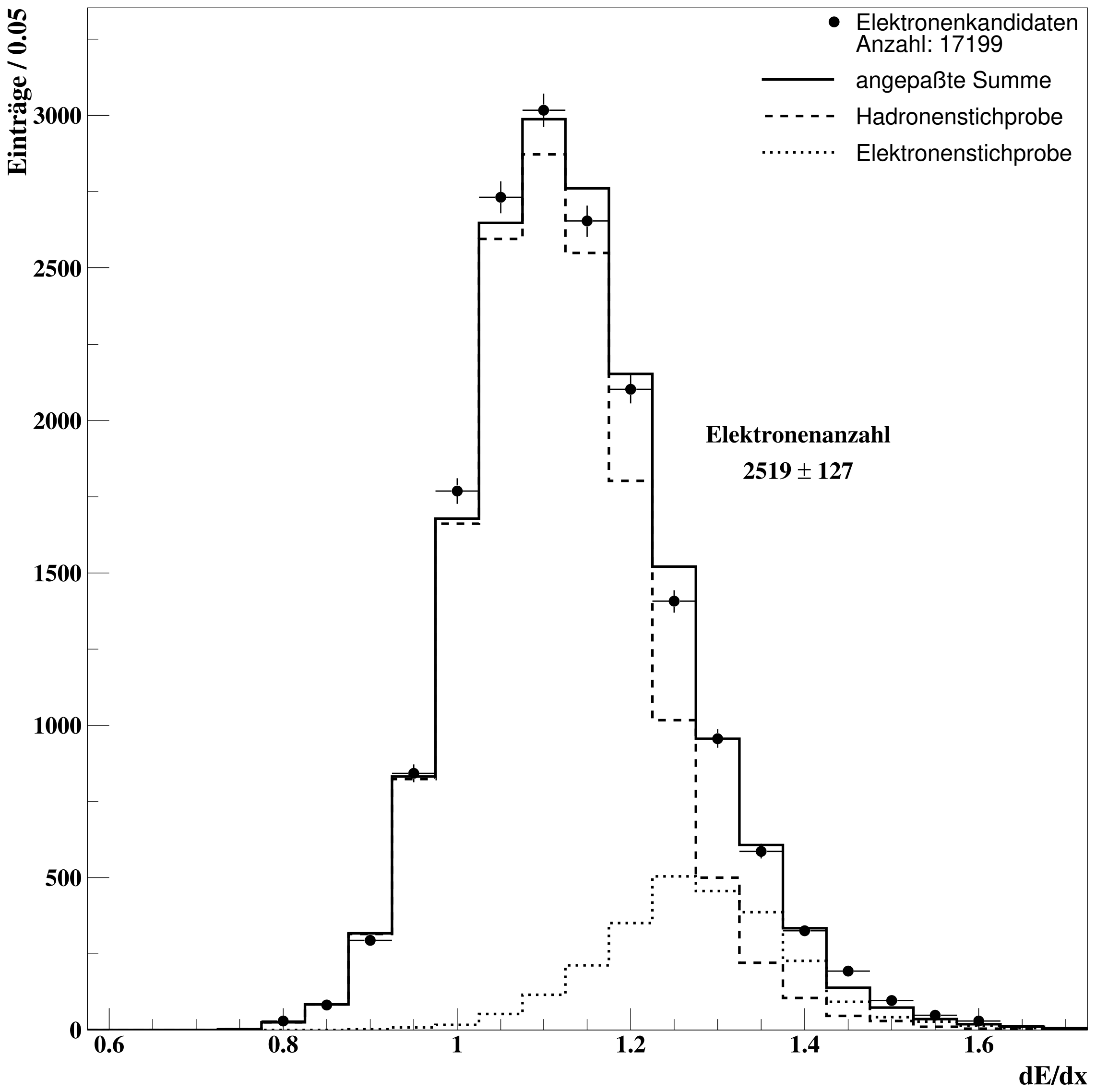

Abbildung 4.2: Energieverlustverteilung der Elektronenkandidaten (Punkte) und der Summe (durchgezogene Linie) aus der Energieverlustverteilung der Elektronen- (gepunktete Linie) und der impulsgewichteten Hadronenstichprobe (gestrichelte Linie). Die Anteile der Elektronen- und Hadronenstichprobe sind mit der MLM an die gemessene Verteilung der Elektronenkandidaten angepaßt.

der Hadronenstichprobe ist in Abbildung 4.1a mit eingezeichnet (offene Punkte). Die Differenz der dE/dx-Verteilungen der Elektronenkandidaten und Hadronenstichprobe ergibt die Verteilung eines reinen Elektronensignals (Abbildung 4.1b). Diese Methode der Signalbildung aus den Elektronenkandidaten wird im weiteren Verlauf kurz Subtraktionsmethode genannt.

Ein äquivalentes Verfahren zur Bestimmung des Elektronensignals aus der relativen Energieverlustverteilung der Elektronenkandidaten erfolgt über eine gleichzeitige Anpassung der Energieverlustverteilung der impulsgewichteten Hadronenstichprobe und der selektierten Elektronenstichprobe aus Photonkonversion (Abschnitt 3.2.1) an die Elektronenkandidatenverteilung. Diese Anpassung nutzt die Maximum-Likelihood-Methode (MLM) von R. Barlow[2], indem die Anteile der Energieverlustverteilungen von Elektronen- und Hadronenstichprobe variiert werden, bis die Summe der beiden Verteilungen die gemessene Energieverlustverteilung des Elektronenkandidaten mit der maximalen Likelihood wiedergibt. Dabei werden die statistischen Fehler in allen Verteilungen berücksichtigt. Abbildung 4.2 zeigt die Energieverlustverteilung der Elektronenkandidaten (Punkte) und die mit der Maximum-Likelihood-Methode angepaßte Summe (durchgezogene Linie) der Verteilungen der Elektronenstichprobe aus Photonkonversionen (gepunktete Linie) und der Hadronenstichprobe (gestrichelte Linie). Im weiteren Verlauf wird diese Methode der Signalbestimmung kurz Barlowmethode genannt.

Die beiden vorgestellten Verfahren zur Bestimmung eines Elektronensignals aus den ausgewählten Elektronenkandidaten liefern bezüglich der Elektronenanzahl im Signal ähnliche Ergebnisse. Die Subtraktionsmethode berechnet ein Elektronensignal mit 2099 ± 128 Elektronen. Dieser Wert ist über die Anpassung einer Gaußfunktion [19] in das Signal ermittelt. Die Barlowmethode liefert einen Elektronenanteil von $(14{,}7 \pm 0{,}7)\%$ an der Kandidatenverteilung, was einem Signal mit 2519 ± 127 Elektronen entspricht. Ein Vergleich von Subtraktions- und Barlowmethode zeigt, daß die Barlowmethode zu bevorzugen ist. Sie bestimmt den Anteil des Hadronenuntergrunds und Elektronensignals in einem Schritt und verwendet dabei die gesamte Verteilung, also mehr verfügbare Informationen als die Subtraktionsmethode. Die Signalbestimmung ist deshalb auch auf statistische Schwankungen wesentlich weniger sensitiv und liefert bei Verteilungen mit kleiner Statistik ein gutes und sinnvolles Ergebnis.

4.2.4 Elektronenuntergrund aus nicht semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks

Das im vorigen Abschnitt ermittelte Elektronensignal enthält nicht nur Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks, sondern beinhaltet ebenfalls Elektronen aus Photonkonversionen und Dalitz-Zerfällen von π^0 und η [33] dar. Die Anzahl dieser Untergrundelektronen muß bestimmt und vom Elektronensignal subtrahiert werden, damit die Anzahl der Elektronen aus semielektronischen Zerfällen bestimmt werden kann.

[2]Diese von R. Barlow programmierte Anpassung ist im CERN Softwarepaket [19] enthalten.

Die Berechnung der Anzahl an Elektronen aus Photonkonversionen erfolgt in mehreren Schritten. Für jeden ausgewählten Elektronenkandidaten wird überprüft, ob er auch ein Kandidat für eine Photonkonversion ist. Ein Konversionskandidat muß die folgenden Kriterien erfüllen:

- Die Anpassung des Elektronenkandidaten an den primären Vertex und die Anpassung des Konversionskandidaten an den sekundären Vertex erfolgt mit derselben gemessenen DTNV-Spur,
- der radiale Abstand des rekonstruierten sekundären Vertei vom primären Vertex beträgt $r_{sek} > 4$ cm und
- die invariante Masse[3] ist $m_{inv} < 55$ MeV$/c^2$.

Die Forderung an den radialen Abstand des sekundären Vertei verwirft alle möglichen sekundären Anpassungen, die innerhalb des Strahlrohrs liegen und keine Photonkonversionen sein können. Der Schnitt auf die invariante Masse ist für ein maximales Konversionselektronensignal optimiert.

Die relative dE/dx-Verteilung der ausgewählten Kandidaten für Photonkonversionen ist in Abbildung 4.3 durch die Punkte gegeben. Diese Verteilung wird nicht nur durch Elektronen gebildet, sondern enthält auch Einträge von Hadronen, wie ein Vergleich mit der Energieverlustverteilung der Elektronen in Abbildung 3.6 zeigt. Die Bestimmung der Anzahl an Konversionselektronen in dieser dE/dx-Verteilung benötigt eine Untergrundstichprobe, die analog zu den Photonkonversionskandidaten mit einer Änderung bei der Forderung für die invarianten Masse ausgewählt wird. Abbildung 3.4 legt nahe, daß das Kriterium $m_{inv} > 300$ MeV$/c^2$ eine elektronenfreie Untergrundstichprobe für die weitere Analyse bildet.

Die Energieverlustverteilungen der Elektronenstichprobe aus Photonkonversionen (Abschnitt 3.2.1) und der Untergrundstichprobe sind mit der bereits beschriebenen Maximum-Likelihood-Methode von R. Barlow an die Verteilung der Konversionskandidaten angepaßt. Abbildung 4.3 zeigt die Energieverlustverteilung der Elektronen- (gepunktete Linie) und Untergrundstichprobe (gestrichelte Linie), die in der Summe der beiden Verteilungen (durchgezogen Linie) an die Verteilung der gemessenen Konversionskandidaten (Punkte) angepaßt sind. 648 ± 46 Konversionselektronen werden nach diesem Verfahren identifiziert.

Die ermittelte Anzahl an Konversionselektronen entspricht nicht der Gesamtanzahl an Konversionselektronen, die in den Elektronenkandidaten enthalten sind. Die vorgestellte Berechnung der Konversionselektronen beruht auf der Rekonstruktion von Teilchenspuren, und diese Rekonstruktion funktioniert nicht für sehr kleine Teilchenimpulse $p_T < 100$ MeV$/c$ [6]. Photonkonversionen, in denen der Positronenimpuls unterhalb dieser Schwelle liegt, werden nicht mit dem beschriebenen Verfahren erkannt. Eine mögliche Korrektur der Anzahl an Konversionselektronen ist in [32] präsentiert. Für Photonkonversionen läßt sich die Verteilung des Verhältnisses E_-/E_γ der Elektronenenergie E_- zu

[3] Die Berechnung der invarianten Masse erfolgt unter der Hypothese, daß die geladenen Teilchen die Elektronenmasse haben.

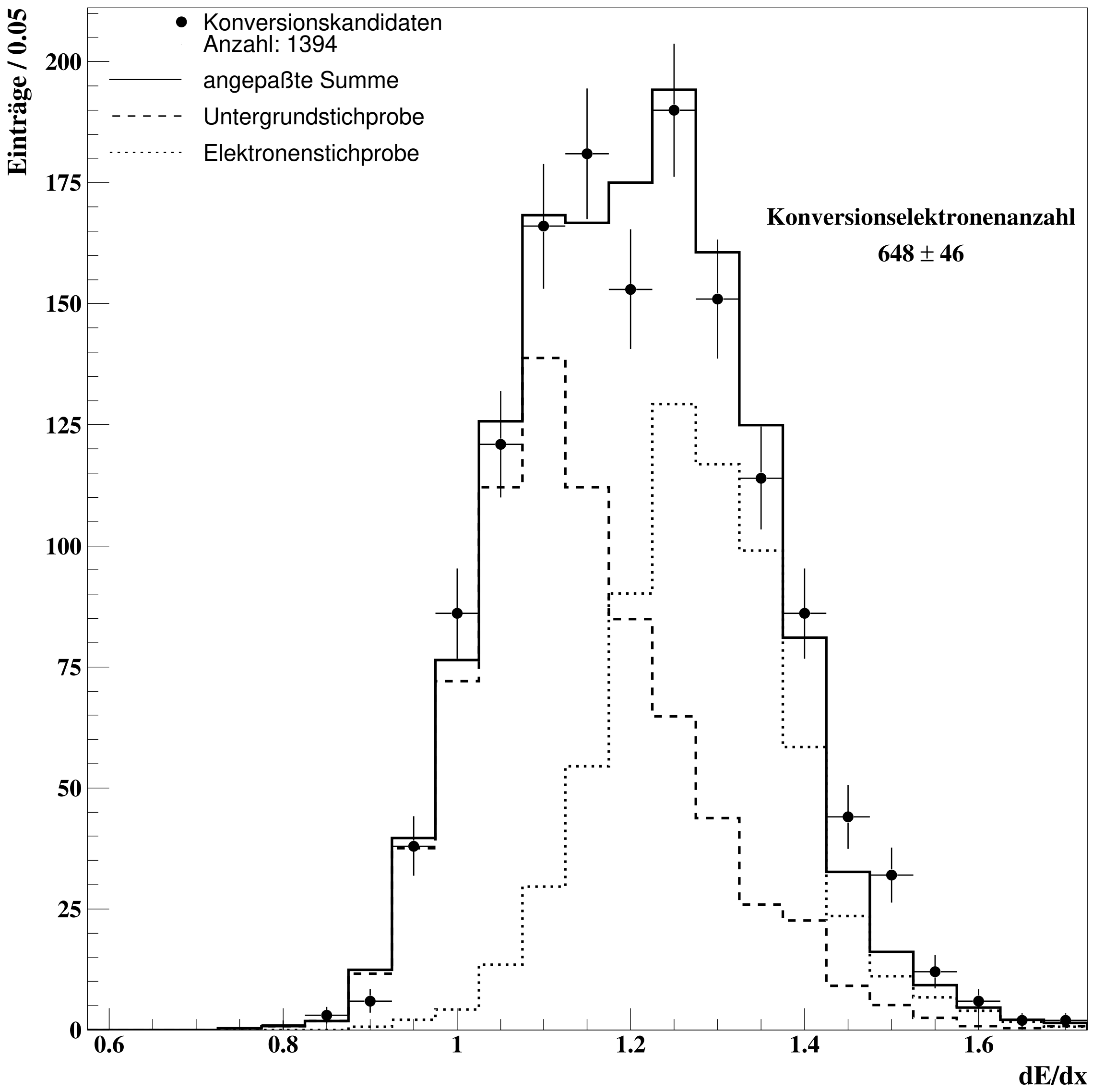

Abbildung 4.3: Energieverlustverteilung der Konversionskandidaten (Punkte) und der Summe (durchgezogene Linie) aus der Energieverlustverteilung der Elektronenstichprobe (gepunktete Linie) und der Untergrundstichprobe (gestrichelte Linie). Die Anteile der Elektronen- und Untergrundstichprobe sind mit der MLM an die gemessene Verteilung der Konversionskandidaten angepaßt.

der Energie des Photons E_γ mit der QED berechnen. Der nicht detektierte Anteil an Photonkonversionen kann aus der Differenz von Messung und QED bestimmt werden. In dieser Analyse ist keine weitere Korrektur der Anzahl an Konversionselektronen wie in [32] durchgeführt, da sie für diese grundlegende Analyse als vernachlässigbar klein betrachtet wird.

Einen weiteren kleinen Beitrag an Elektronen, die nicht aus semielektronischen Zerfällen stammen, stellen Dalitz-Elektronen aus den Zerfällen von π^0 und η [32]. Diese Teilchen haben eine sehr kleine mittlere Lebensdauer ($\tau_{\pi^0} = (8{,}4 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-17}$ s [13]). Die aus dem Zerfall entstehenden Elektronen erzeugen Spuren, die an den primären Wechselwirkungspunkt angepaßt werden und somit ebenfalls als Elektronenkandidaten identifiziert werden können. Die Anteilsbestimmung dieser Untergrundelektronen kann, wie in [32] beschrieben und durchgeführt, mit einer MC-Simulation erfolgen. Der Anteil an Elektronen aus Dalitz-Zerfällen ist in [33] mit etwa 20% angegeben. Für die in Abschnitt 4.3 folgende Trennung von semielektronischen Charm- und Bottom-Zerfällen hat der Anteil an Dalitz-Elektronen keinen wesentlichen Einfluß auf die Messung der Bottom-Zerfälle, wie dort näher beschrieben wird. Die Korrektur durch Dalitz-Elektronen ist in dieser Analyse als vernachlässigbar eingestuft und erfolgt nicht.

Das nach der Subtraktion des Elektronenuntergrunds aus Photonkonversionen verbleibende Signal enthält ausschließlich Elektronen aus semielektronischen Zerfällen von schweren Quarks. Diese Analyse hat 1871 ± 135 Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks in Photoproduktionsereignissen mit zwei Jets gemessen.

4.3 Trennung von semielektronischen Charm- und Bottom-Zerfällen über $p^e_{T,rel}$

Die schweren Quarks Charm und Bottom unterscheiden sich deutlich in ihren Massen (Abschnitt 2.3). Dieser Massenunterschied ermöglicht eine Trennung von semielektronischen c- und b-Zerfällen über den relativen transversalen Impuls $p^e_{T,rel}$ des Elektrons zu einem rekonstruierten Jet, da die Verteilung von $p^e_{T,rel}$ für Bottom härter als für Charm ist (Abschnitt 2.3.3). Der Jetimpuls mit dem kleinsten Winkel zur Impulsrichtung des Elektrons wird für die Berechnung von $p^e_{T,rel}$ ausgewählt.

Die Konstruktion einer $p^e_{T,rel}$-Verteilung erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst wird die relative dE/dx-Verteilung der Elektronenkandidaten in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ aufgestellt und mit der Barlowmethode in jedem Intervall das Elektronensignal berechnet (Abb. A.1). Der Elektronenuntergrund aus Photonkonversionen wird nach dem beschriebenen Verfahren (Abschnitt 4.2.4) ebenfalls in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ bestimmt (Abb. A.2) und vom Elektronensignal abgezogen. In jedem Intervall liefert diese Prozedur eine Elektronenausbeute, die in Abbildung 4.5 durch Punkte dargestellt ist.

Aus der gemessenen $p^e_{T,rel}$-Verteilung kann der Anteil an Ereignissen mit leichten, c- und b-Quarks bestimmt werden. Die Zerfälle von leichten Quarks in Elektronen (z.B. Dalitz-Zerfälle) haben aufgrund des verhältnismäßig geringen Massenunterschieds zu den c-Quarks

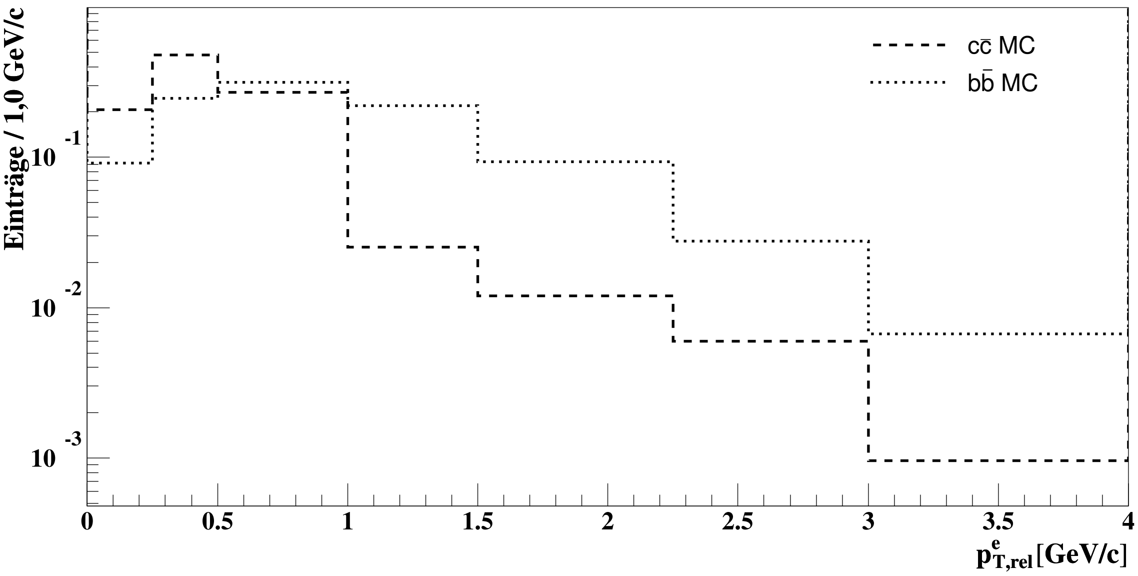

Abbildung 4.4: Normierte $p^e_{T,rel}$-Referenzverteilungen von semielektronischen Charm- (gestrichelte Linie) und Bottom-Zerfällen (gepunktete Linie). Verteilungen aus Aroma [18] generierten MC-Daten gewonnen.

eine $p^e_{T,rel}$-Verteilung, die mit der $p^e_{T,rel}$-Verteilung der Zerfälle von c-Quarks vergleichbar ist. Der Anteil an gemessenen semielektronischen b-Zerfällen läßt sich deshalb mit je einer $p^e_{T,rel}$-Referenzverteilung für semielektronische c- und b-Zerfälle bestimmen [33].

Die Referenzverteilungen lassen sich aus MC-Daten bilden, die nur semielektronische Zerfälle von c- oder b-Quarks enthalten. Diese Untersuchung verwendet mit dem Aroma Generator [18] erzeugte $c\bar{c}$- bzw. $b\bar{b}$-Ereignisse, in denen mindestens ein simuliertes Elektron mit einem transversalen Impuls von $p_T > 1{,}5$ GeV/c in $c\bar{c}$-Ereignissen bzw. $p_T > 0{,}9$ GeV/c in $b\bar{b}$-Ereignissen im Endzustand des Generators vorhanden ist. Das Elektron tritt im Winkelbereich von $20° \leq \theta \leq 160°$ auf. Es sind keine Forderungen an Q^2 und y gestellt. Die Quarkmassen sind im Generator auf $m_c = 1{,}5$ GeV/c^2 und $m_b = 4{,}5$ GeV/c^2 gesetzt. Die Detektorsimulation der generierten Ereignisse liefert MC-Daten, die für die Erstellung der Referenzverteilungen genutzt werden.

Getrennt für generierte $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignisse werden Elektronenkandidaten nach den beschriebenen Kriterien (Abschnitt 4.2.1) in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ ausgewählt. In jedem Intervall wird aus diesen Elektronenkandidaten die Anzahl der simulierten Elektronen, die nicht aus Photonkonversionen oder Dalitz-Zerfällen stammen, gezählt. Die auf diese Weise gewonnenen Einträge für jedes $p^e_{T,rel}$-Intervall bilden die Referenzverteilungen für semielektronische c- und b-Zerfälle. In Abbildung 4.4 sind die auf die gesamten Einträge normierten Referenzverteilungen für die simulierten semielektronischen $c\bar{c}$- (gestrichelte Linie) und $b\bar{b}$-Ereignisse (gepunktete Linie) präsentiert. Der Vergleich der beiden Verteilungen zeigt, daß semielektronische c-Zerfälle eine weichere $p^e_{T,rel}$-Verteilung besitzen als b-Zerfälle.

Die simultane Anpassung der beiden Referenzverteilungen in Abbildung 4.5 für Charm (gestrichelt Linie) und Bottom (gepunktete Linie) an die gemessene $p^e_{T,rel}$-Verteilung (Punk-

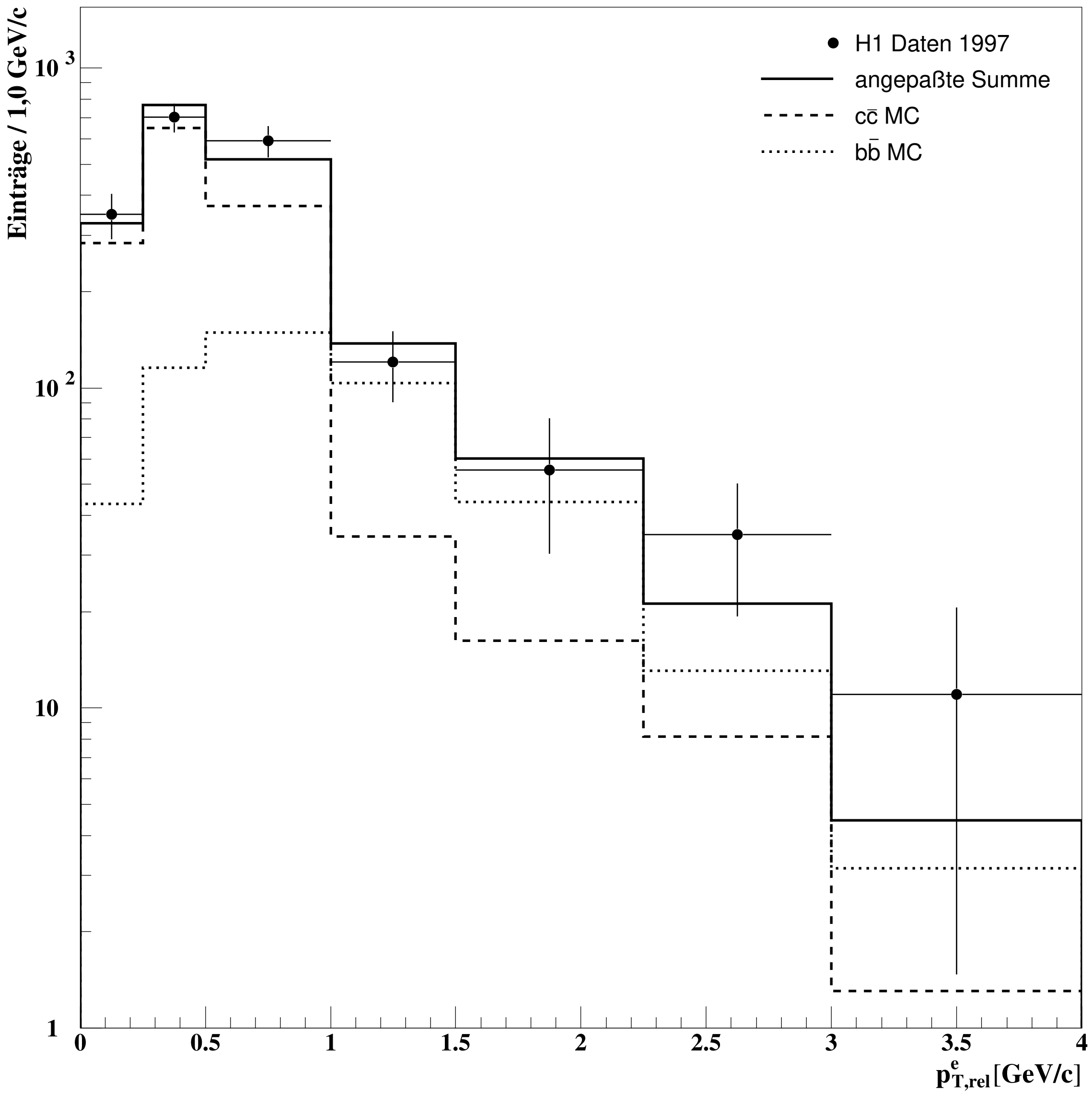

Abbildung 4.5: $p^e_{T,rel}$-Verteilung der gemessenen semielektronischen Zerfälle schwerer Quarks (Punkte) und der Summe (durchgezogene Linie) aus der Referenzverteilung für semielektronische (gestrichelte Linie) Charm- und (gepunktete Linie) Bottom-Zerfälle. Die Anteile der beiden Referenzverteilungen sind mit der χ^2-Methode an die gemessene Verteilung angepaßt. Das Verhältnis von χ^2 zur Anzahl der Freiheitsgrade ($A.d.F.$) beträgt $\chi^2/A.d.F. = 3{,}8/7$.

Semielektronische Zerfälle aus	Anzahl
leichten + Charm-Quarks	1364 ± 149
Bottom-Quarks	472 ± 124

Tabelle 4.1: Gemessene Anzahl an semielektronischen Zerfällen von leichten und c- sowie b-Quarks. Die Werte sind mit der χ^2-Anpassung der $p^e_{T,rel}$-Referenzverteilungen aus generierten $c\overline{c}$- und $b\overline{b}$-Ereignissen an die gemessene $p^e_{T,rel}$-Verteilung ermittelt (Abb. 4.5).

te) mit der χ^2-Methode liefert das in Tabelle 4.1 präsentierte Ergebnis. Das Verhältnis von χ^2 zur Anzahl der Freiheitsgrade ($A.d.F.$) beträgt bei der Anpassung $\chi^2/A.d.F. = 3{,}8/7$. Der Korrelationskoeffizient ρ der Anpassung ist $\rho = -0{,}63$. Die Referenzverteilungen sind ausreichend unterschiedlich und eine gute Trennung der gemessenen semielektronischen Zerfälle leichter und c-Quarks von b-Quarks ist erfolgt. Die Anzahl der gemessenen b-Quarks ist signifikant und mit fast vier Standardabweichungen genau gemessen.

4.4 Ausblick

Die statistischen Unsicherheiten in der $p^e_{T,rel}$-Verteilung in Intervallen mit großem $p^e_{T,rel}$ sind groß. Diese Intervalle enthalten vorwiegend Ereignisse mit semielektronischen b-Zerfällen. Eine Verbesserung der Bestimmungsgenauigkeit der Elektronen- und Konversionselektronenanzahl bei hohen $p^e_{T,rel}$ würde eine sicherere Bestimmung der Anzahl an semielektronischen Bottom-Zerfällen erlauben. Für eine weiterführende Untersuchung der semielektronischen Zerfälle schwerer Quarks ist deshalb die Einbeziehung der Positron-Proton-Streudaten bis zum Jahr 2000 zu empfehlen, die die Gesamtstatistik in etwa vervierfachen (Luminosität 1997–2000: $\mathcal{L} \approx 80\,\mathrm{pb}^{-1}$). Bei der zusätzlichen Nutzung der Elektron-Proton-Streudaten dieser Jahre ist sicherzustellen, daß das identifizierte Elektron wirklich aus dem Quarkzerfall stammt und nicht mit dem gestreuten Elektron verwechselt wird. In wieweit das möglich ist, muß erst genau überprüft werden.

Eine aufbauende Analyse sollte ebenfalls die identifizierten Elektronen aus Dalitz-Zerfällen und den verbleibenden Anteil an nicht detektierten Konversionselektronen bestimmen. Das Elektronensignal aus semielektronischen Zerfällen wird somit noch reiner und erlaubt eine genauere Bestimmung der Anzahl an Ereignissen mit Charm- und Bottom-Zerfällen.

Das Ziel weiterer Bemühungen sollte die Messung des Wirkungsquerschnitts der Bottom-Produktion sein. Dazu ist es notwendig, daß Photoproduktionsereignisse mit den Elektronen-Taggern ausgewählt werden. Diese Selektion von Photoproduktionsereignissen reduziert die Ereignisanzahl drastisch, so daß es zu prüfen gilt, ob noch genug Statistik für eine Messung des Produktionswirkungsquerschnitts vorhanden ist.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Analyse von semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks ist gezeigt, wie die Identifizierung der Elektronen aus dem Quarkzerfall über die Energiedeposition im LAr Kalorimeter und den relativen spezifischen Energieverlust in den Jetkammern erfolgt. Es werden somit zwei unabhängige Messungen zur Teilchenidentifizierung genutzt. Es werden Teilchenspuren von möglichen Elektronenkandidaten ausgewählt, die im LAr Kalorimeter eine deutliche elektromagnetische Signatur erzeugen. Diese Signatur ist im wesentlichen durch eine Mindestenergie E_{em} im elektromagnetischen Kalorimeter gegeben, die etwa dem Impuls p entspricht, d.h. $E_{em}/pc \approx 1$. In dieser Elektronenkandidatenauswahl sind viele Hadronen enthalten, die mit einer Hadronenstichprobe über die Verteilung des relativen Energieverlusts in den Jetkammern subtrahiert werden. Die Hadronenstichprobe besteht aus Teilchenspuren mit einer zugehörigen hadronischen Signatur im LAr Kalorimeter. Vorwiegend sind das Teilchenspuren, die einen Wert $E_{em}/pc \ll 1$ haben. Die Verteilung des relativen Energieverlusts in den Jetkammern, die eine relative Auflösung von bis zu 7% hat, ermöglicht eine Subtraktion des hadronischen Untergrunds aus den Elektronenkandidaten. Die dE/dx-Verteilung der Elektronenkandidaten enthält in dem Bereich mit $dE/dx \leq 1{,}05$ ausschließlich Hadronen, so daß die Energieverlustverteilung der Hadronenstichprobe in diesem Abschnitt auf die Einträge der Elektronenkandidaten normiert werden kann. Die Subtraktion der Einträge in den Verteilungen liefert ein reines Elektronensignal.

Das Elektronensignal kann ebenfalls durch die gleichzeitige Anpassung einer Elektronen- und der Hadronenstichprobe an die gemessene Energieverlustverteilung der Elektronenkandidaten bestimmt werden. Die dafür verwendete Maximum-Likelihood-Methode von R. Barlow liefert ein ähnliches Ergebnis wie die oben beschriebene Untergrundsubtraktion. Dieses Verfahren nutzt die gesamte Verteilung und damit mehr Informationen als die Subtraktionsmethode und ist deshalb unter anderem bei geringer Statistik zu bevorzugen.

Das Elektronensignal enthält neben den Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks auch Einträge von Konversionselektronen, deren Anteil bestimmt und subtrahiert werden muß. Für jeden Elektronenkandidaten wird geprüft, ob zu der gemessenen Spur eine Anpassung an einen sekundären Vertex existiert. Über das Kriterium der invarianten Masse läßt sich aus den sekundären Verticesanpassungen sowohl eine Auswahl an Kandidaten für Konversionselektronen als auch eine dazugehörige Untergrundstichprobe bilden. Die Anpassung der Energieverlustverteilung einer Elektronen- und der Untergrundstichprobe an die gemessenen Energieverlustverteilung der Konversionskandidaten mit der MLM von R. Barlow liefert ein Konversionselektronensignal. Die Subtraktion der Konversionselektronen von dem Elektronensignal zeigt, daß diese Analyse 1871 ± 135 Elektronen aus semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks identifiziert.

Die Berechnung der Anteile der identifizierten semielektronischen Zerfälle aus leichten, c- und b-Quarks erfolgt über die Verteilung des relativen transversalen Elektronenimpulses $p^e_{T,rel}$ zu einem ausgewählten Jet. In Intervallen von $p^e_{T,rel}$ wird je ein Elektronen- und Konversionselektronensignal nach der beschriebenen MLM von R. Barlow bestimmt. Die Subtraktion der Konversionselektronen von dem Elektronensignal liefert die Anzahl an semielektronischen Zerfällen von schweren Quarks in jedem $p^e_{T,rel}$-Intervall. Mit generierten $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignissen läßt sich eine $p^e_{T,rel}$-Referenzverteilung für semielektronische c- und b-Zerfälle berechnen. Die Anpassung der beiden Referenzverteilungen mit der χ^2-Methode an die gemessene $p^e_{T,rel}$-Verteilung liefert die Anteile an gemessenen semielektronischen Zerfällen von leichten, c- und b-Quarks. Die Zerfälle der leichten Quarks haben eine vergleichbare $p^e_{T,rel}$-Verteilung wie die c-Zerfälle und werden zusammen von den Zerfällen der b-Quarks getrennt. Diese Analyse hat in den mit dem H1 Detektor gemessenen Daten des Jahres 1997 mit einer Luminosität von etwa $\mathcal{L} \approx 23$ pb^{-1} über die $p^e_{T,rel}$-Verteilung des identifizierten Elektrons aus semielektronischen Quark-Zerfällen 1364 ± 149 leichte und Charm- sowie 472 ± 124 Bottom-Ereignisse gezählt.

Anhang A

Elektronensignale in Intervallen von $p^e_{T,rel}$

Elektronensignal aus den Elektronenkandidaten in Intervallen von $p^e_{T,rel}$

Das Elektronensignal aus den Elektronenkandidaten für semielektronische Zerfälle schwerer Quarks wird, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ über die Barlowmethode bestimmt. In Abbildung A.1 sind die dazugehörigen Energieverlustverteilungen der Elektronenkandidaten (Punkte) und die Summe (durchgezogene Linie) der Elektronen- (gepunktete Linie) und impulsgewichteten Hadronenstichprobe (gestrichelte Linie) dargestellt. Die Auswahlen der Elektronenkandidaten sowie der Elektronen- und Hadronenstichprobe sind in den Abschnitten 4.2.1, 3.2.1 und 4.2.2 beschrieben.

Elektronensignal aus den Konversionskandidaten in Intervallen von $p^e_{T,rel}$

Die Berechnung der Anzahl an Konversionselektronen in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ ist in Abbildung A.2 präsentiert. Die Energieverlustverteilungen der Konversionskandidaten (Punkte) und die Summe (durchgezogene Linie) der Elektronen- (gepunktete Linie) und Untergrundstichprobe (gestrichelte Linie) sind dargestellt. Die Auswahlen der Konversionskandidaten sowie der Elektronen- und Untergrundstichprobe sind in den Abschnitten 3.2.1 und 4.2.4 beschrieben.

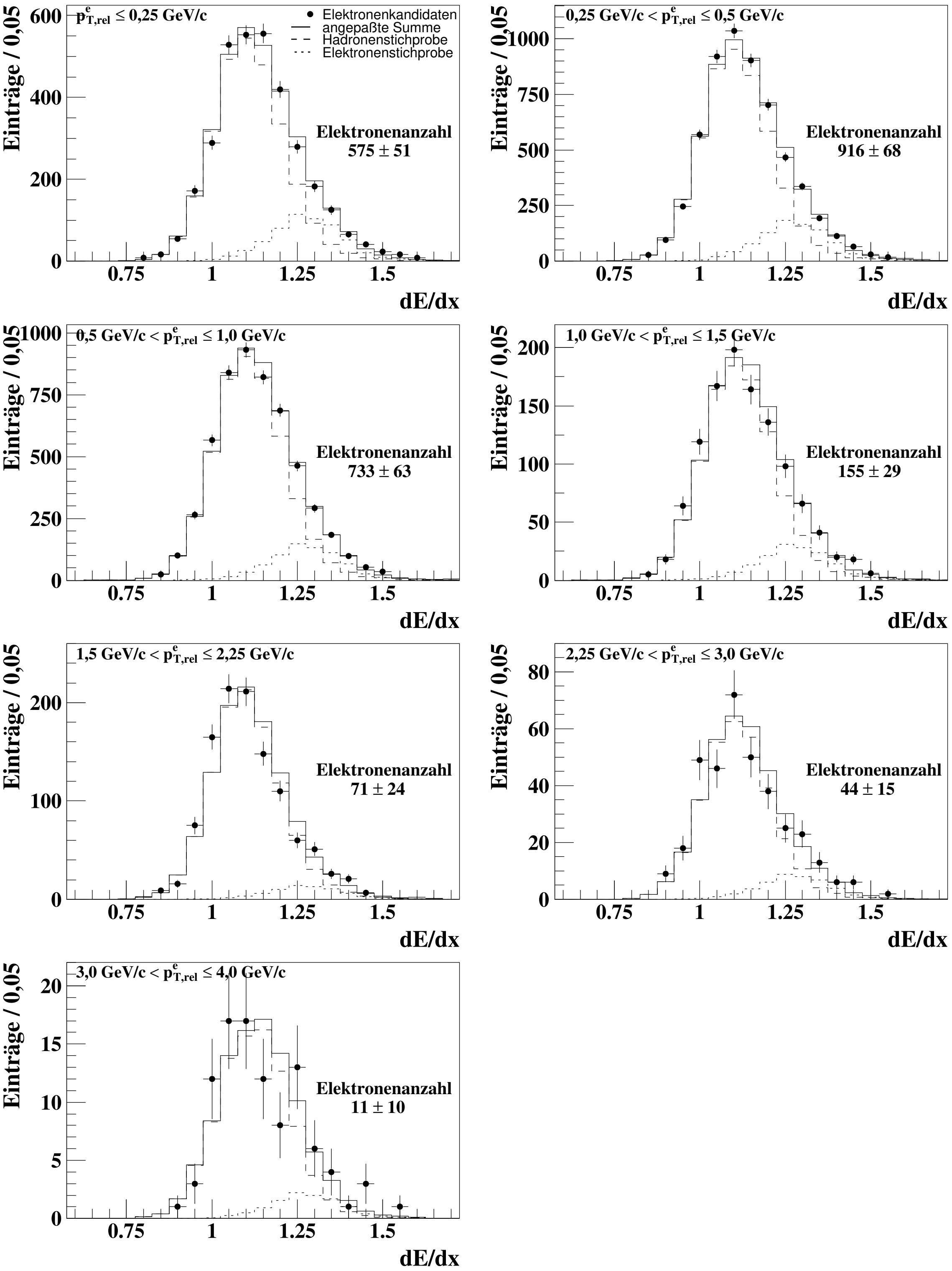

Abbildung A.1: Bestimmung des Elektronensignals in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ mittels einer MLM-Anpassung der Summe (durchgezogene Linie) aus der Energieverlustverteilung der Elektronen- (gepunktete Linie) und Hadronenstichprobe (gestrichelte Linie) an die gemessene Verteilung der Elektronenkandidaten (Punkte).

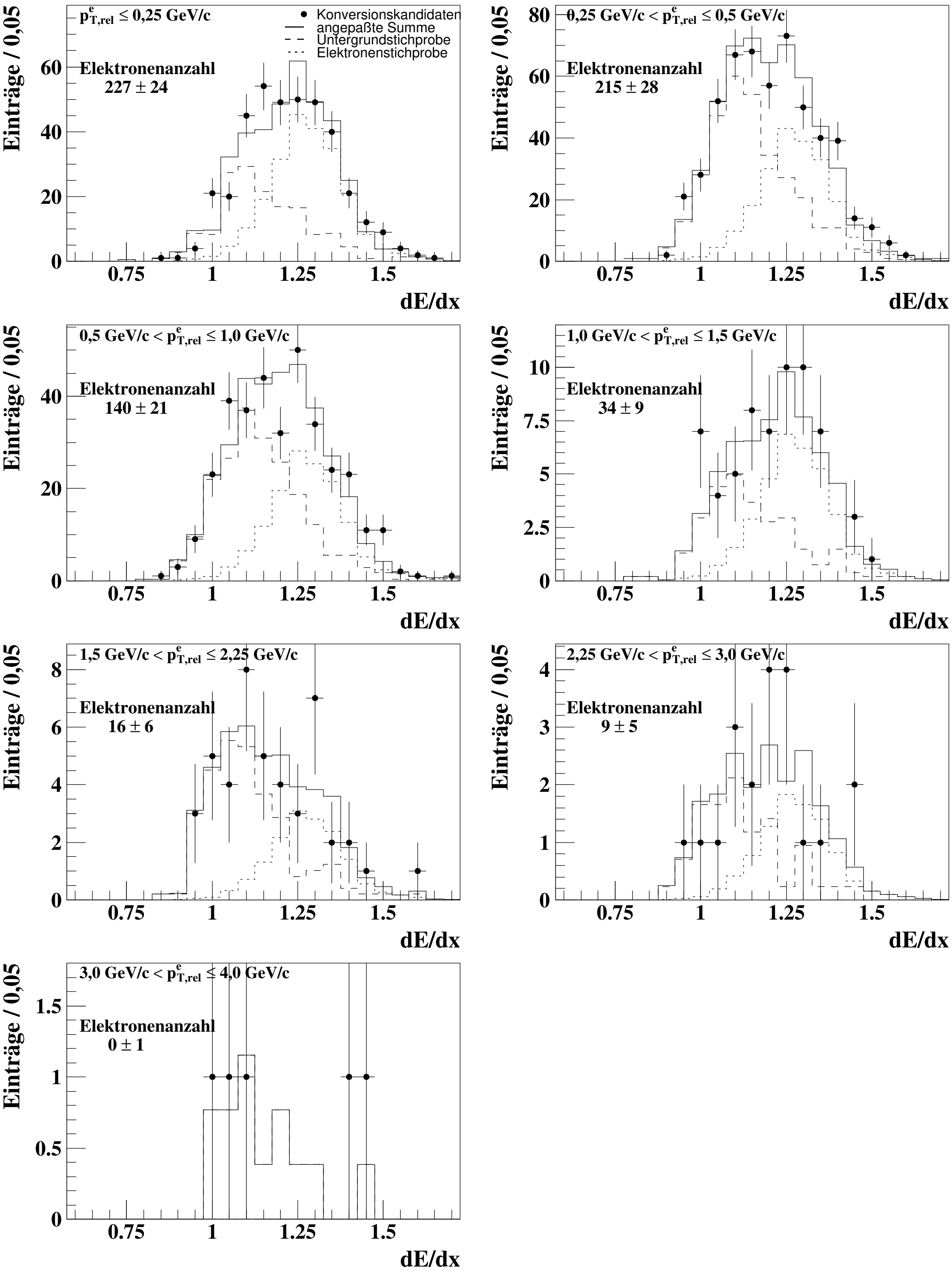

Abbildung A.2: Bestimmung der Anzahl an Photonkonversionselektronen in Intervallen von $p^e_{T,rel}$ mittels einer MLM-Anpassung der Summe (gepunktet-gestrichelte Linie) aus der Energieverlustverteilung der Elektronenstichprobe (gepunktete Linie) und der Untergrundstichprobe (gestrichelte Linie) an die gemessene Verteilung der Konversionskandidaten (Punkte).

Literaturverzeichnis

[1] F. Abe *et al.* Measurement of $b\bar{b}$ Production Correlations, $B^0\bar{B}^0$ Mixing, and a Limit on ϵ_B in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev.*, **D55**:2546, 1997.

[2] I. Abt *et at.* The H1 detector at HERA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A386**:310–347, 1997.

[3] C. Adloff *et al.* Measurement of $D^\star$ Meson Cross Sections at HERA and Determination of the Gluon Density in the Proton. *Nucl.Phys.*, **B545**:21–44, 1998.

[4] C. Adloff *et al.* Measurement of Open Beauty Production at HERA. *Phys. Lett.*, **B467**:156–164, 1999. DESY 99-126.

[5] S. Aid *et al.* Photoproduction of $D^{\star\pm}$ Mesons in Electron-Proton Collisions at HERA. *Nucl.Phys.*, **B472**:32, 1996.

[6] O. Behnke. Persönliche Mitteilung.

[7] M. Bengtsson, T. Sjöstrand. *Comp. Phys. Comm.*, **37**:465, 1988.

[8] H. Bethe, W. Heitler. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A146**:83–112, 1934.

[9] V. Blobel. Persönliche Mitteilung.

[10] V. Blobel. The BOS System. Dynamic memory management. Interner Bericht, Dezember 1987.

[11] V. Blobel. Fpack — a general input/output system. Interner Bericht, 1991.

[12] A. Blondel, F. Jacquet. *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, 1979. DESY-79-048.

[13] C. Caso *et al.* Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, 1998.

[14] S. Catani *et al.* The $k_\perp$-clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisons. *Phys. Lett.*, **B285**:291–299, 1992.

[15] R. A. Eichler *et al.* Charm, Bottom and Top Production in High Energy Electron Proton Collisions. *Nucl. Phys.*, **B312**:551, 1989.

[16] S. Frixione *et al.* Total cross-sections for heavy flavour production at HERA. *Phys. Lett.*, **B348**:633–645, 1995.

[17] S. Frixione *et al.* Heavy quark production. hep-ph/9702287, 1997.

[18] G. Ingelman *et al.* Aroma 2.2: A monte carlo generator for heavy flavor events in e p collisions. *Comput. Phys. Commun.*, pages 101–142, 1997.

[19] F. James. *MINUIT Function Minimization and Error Analysis.* Cern Program Library D506, 1994. Reference Manual 94.1.

[20] M. Kander. Bestimmung des *ep*-Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1-Detektor bei HERA. Dissertation, Universität Hamburg, 1998.

[21] M. Kausch. *The Silicon Microvertex Detektor of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays.* PhD thesis, University of Hamburg, October 1998. DESY-THESIS-1998-0333.

[22] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung.* Teubner, 1984.

[23] J. Kroseberg. Persönliche Mitteilung.

[24] E. Lohrmann. *Einführung in die Elementarteilchenphysik.* Teubner, 1983.

[25] B. Naroska, S. Schiek, G. Schmidt. *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta.* Technical report, H1, 1997. H1-05/97-518.

[26] T. Sjöstrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and Manual, December 1993. CERN-TH.7112/93.

[27] D. Schmidt. DPG Vortrag 1999. Freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

[28] J. Steinhart. *Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes durch die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei HERA.* Dissertation, Universität Hamburg, April 1999.

[29] R. M. Sternheimer and R. F. Peierls. Phys. Rev., 1971. **B3**:3681.

[30] P. Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker.* Springer, 1995.

[31] M. Weber. Persönliche Mitteilung.

[32] ZEUS Collaboration. *Measurement of the Charm Structure Function of the Proton in Deep Inelastic Scattering using Semileptonic Charm Decays.* In *XXIX International Conference on High Energy Physics*, Vancouver, 23–29 July 1998.

[33] ZEUS Collaboration. *Measurement of Beauty Photoproduction in Events with Two Jets and a Lepton at HERA*. In *International Europhysics Conference on High Energy Physics 99*, Tampere, Finland, 15–21 July 1999.

Danksagung

Diese Diplomarbeit verdankt ihre Entstehung der großen Unterstützung und guten Zusammenarbeit mit sehr intelligenten und hilfsbereiten Personen, denen ich an dieser Stelle einen besonderen Dank aussprechen möchte, und zwar

- Herrn Prof. V. Blobel für die hervorragende fachkundige und auch zeitintensive Betreuung dieser Diplomarbeit. Er war stets ein aufmerksamer Ansprechpartner, der nur anhand meiner gezeigten Verteilungen Programmfehler zurecht vermutete und sogar zum Teil einen Hinweis auf den Fehlerort geben konnte.
  Die konstruktiven Kritiken für die Vorträge in der Heavy Flavour Working Group und bei der DPG Tagung in Dresden verbesserten diese entscheidend.

- Herrn Prof. Fr.-W. Büßer für die Anfertigung des zweiten Gutachtens.

- Herrn Dr. Olaf Behnke für seine sehr gute und effektive Betreuung, die einen großen Beitrag zu meiner wissenschaftlichen Weiterbildung geleistet hat. Ich saß mit diesem engagierten und fachkundigen Wissenschaftler im selben Raum und hatte somit die Möglichkeit, seine kurzen Ruhepausen abzupassen, um ihn mit meinen physikalischen Problemen zu traktieren. Dennoch war er stets interessiert und half gern. Seinen Vorschlägen bei der Anfertigung von Vortragsfolien verdanke ich ebenfalls viele Verbesserungen, obwohl ich nach seinen Worten bei der Formulierung noch „viel subtiler“ werden müßte.

- Herrn Thomas Kuhr für die fast komplette Einarbeitung in die Hard- und Software bei H1 zu Beginn der Diplomarbeit. Er ermöglichte mir durch seine Bibliotheken einen einfachen Zugriff auf die Daten von H1 mit C++. Ebenfalls konnte ich die ganze Zeit über auf sein großes Wissen in den Programmiersprachen FORTRAN und C++ bauen. Bei physikalischen Problemen fand ich in ihm stets einen hilfsbereiten Ansprechpartner.

- Herrn Jürgen Kroseberg für die programm- und PHAN-technische Unterstützung. Er stellte mir seinen kompletten Analysecode zur Verfügung, den ich nach eigenem Ermessen ausbeutete. Nur dadurch ist diese Untersuchung in der kurzen Zeit eines Jahres so weit gediehen, da die Rekonstruktion des hadronischen Endzustands und der Jets komplett übernommen werden konnte.

- Herrn Dr. Marc Weber für die Bereitschaft, meine Fragen zu den Themen „Jets“ und „hadronischer Endzustand“ als Fachmann zu beantworten. Er vertiefte mein Verständnis der Fragmentation von Partonen und half ebenfalls bei der inhaltlichen und sprachlichen Überprüfung der beschriebenen Jetrekonstruktion in Abschnitt 4.1.1.

- Herrn Marcel Propp, der mich ebenfalls unermüdlich in die H1 Hard- und Software einarbeitete, wobei die scharfen und bissigen Bemerkungen über die Verfügbarkeit des lokalen Netzes die Tatsachen unverblümt auf den Punkt brachten.

- meiner Freundin und Verlobten ♡ Arzu Yildirim ♡ für Ihre sehr guten Vorschläge zu den Skizzen. Sie hat mir ebenfalls bei allen Verteilungen hilfreich zur Seite gestanden, und in gemeinsamer Diskussion haben wir diese präsentationsfertig aufgearbeitet. Zusätzlich hat Sie diese Arbeit mehrfach durchgesehen und verbessert. Ich verdanke Ihr auch die lächelnde seelische Unterstützung, die Sie mir das ganze Studium über geschenkt hat.

- meinen Großeltern, Eltern und meinem Bruder Ronny für die familiäre Wärme und Geborgenheit, die sie mir die ganze Zeit über gegeben haben. Auf keinen Fall darf die Finanzierung des Studiums vergessen werden, die nicht ganz unerheblich gewesen sein darf. Der auch physikbegeisterte Ronny war immer ein Ansprechpartner für tiefgreifende Gespräche oder kleine Fachsimpeleien.

- Frau Jeannine Wagner für die Bereitstellung des Rahmenprogramms, mit dem die χ^2-Anpassung an die $p^e_{T,rel}$-Verteilung durchgeführt wurde.

- Herrn Dr. Heidorn danke ich für die gute fundamentale physikalische Schulbildung, durch die ich die ersten beiden Semester ohne große Anstrengungen überdauern konnte. Wer in der Schule auf schwingenden, quadratischen und runden Platten die stehenden Wellen berechnen und die Differentialgleichung des harmonischen Oszillators in allen Farben und Formen herleiten und lösen muß, ist ausreichend auf das Studium der Physik vorbereitet.

- Linux, Lyx und Tux.

Ich danke Euch allen von Herzen.

Erklärung

Hiermit versichere ich, Andy Ziegler, daß die vorliegende Diplomarbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel von mir selbstständig angefertigt wurde.

Hamburg, 19. Mai 2000