Suche nach *b*-Quarks mit Myonen aus dem semileptonischen Zerfall im H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Michael Dressel

Institut für Experimentelle Kernphysik
Universität Karlsruhe

Hamburg,
Juni 1997

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist das umfassendste Modell zur Beschreibung des Aufbaus der Materie.
Die Materie setzt sich nach dem Standardmodell aus zwölf Fermionen und deren Antiteilchen zusammen. Die Fermionen unterteilen sich in sechs Quarks (u, d, s, c, b, t) und sechs Leptonen (e, μ, τ, ν_e, ν_μ ν_τ). Die Quarks u, d, s werden als leichte und c, b, t als schwere Quarks bezeichnet. Im Standardmodell vermitteln Eichbosonen die Wechselwirkungen der Fermionen untereinander. Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch den Austausch der massiven Bosonen W^+, W^-, Z^0 und dem masselosen Boson γ beschrieben. Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) durch den Austausch von Gluonen zwischen den Quarks beschrieben.

Am derzeit einzigen Elektron–Proton–Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg werden Elektronen bzw. Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht. Die Elektronen (Positronen) werden dabei auf eine Energie von bis zu 30 GeV und die Protonen auf 820 GeV beschleunigt.
Mit den Leptonen als Sonden läßt sich die Struktur des Protons untersuchen, wobei aufgrund der höheren Schwerpunktenergie bei HERA gegenüber den Fixed-Target-Experimenten, eine höhere Auflösung erreicht wird. Es ist daher möglich, die Vorhersagen des Standardmodells genauer zu überprüfen.

Die vorliegende Arbeit untersucht Prozesse der Produktion schwerer Quarks in der ep-Streuung bei HERA.
Schwere Quarks entstehen dabei überwiegend in Quark–Antiquark–Paaren im Prozeß der Boson-Gluon-Fusion. Das Paar schwerer Quarks tritt einerseits als gebundener Zustand (J/Ψ-Meson, Υ-Meson) auf, andererseits entstehen B- und D-Mesonen durch die Verbindung der schweren Quarks mit leichten Quarks in der Hadronisation. Das Ziel dieser Analyse ist es Ereignisse zu erkennen, bei denen die schweren Quarks aus der Boson–Gluon–Fusion mit Quarks aus der Hadronisation gebunden sind und in denen mindestens eines der schweren Quarks beim Zerfall ein Myon erzeugt. Es wird untersucht, ob sich dieser myonische Zerfall eignet, schwere Quarks zu erkennen und insbesondere eine Anreicherung von Ereignissen, die b-Quarks enthalten, ermöglicht.

Das Myon läßt sich mit dem zentralen Myonsystem des H1–Detektors identifizieren. Ereignisse mit Myonen aus anderen Prozessen, wie dem Zerfall leichter Hadronen insbesondere Pionen und Kaonen und des J/Ψ-Mesons, tragen zum Untergrund bei.
Die Untersuchungen werden an Ereignissen der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion aus der Datennahmeperiode 1995 mit einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}dt \simeq 5$ pb^{-1} durchgeführt.

Ein Überblick über den Aufbau des H1–Detektors wird in Kapitel 2 gegeben. Detektorkomponenten, die für diese Analyse eine besondere Verwendung finden, werden detailierter betrachtet. Die H1 Spur– und Myonrekonstruktion wird kurz erläutert.
Kapitel 3 vermittelt theoretische Grundlagen der Produktion schwerer Quarks bei HERA. Die zur Beschreibung der Kinematik von Ereignissen der ep–Streuung insbesondere der Boson–Gluon–Fusion verwendeten Größen werden erläutert. Es werden Prozesse aufgeführt, die keine schweren Quarks erzeugen aber zu ähnlichen Ereignisstrukturen führen wie Prozesse mit schweren Quarks. Die kinematischen Unterschiede von Myonen aus dem Zerfall von b-Quarks und c-Quarks, die die Möglichkeit der Trennung der beiden Quarksorten bietet, welche in dieser Analyse ausgenutzt wird, werden dargestellt.
Die für diese Analyse grundlegende Selektion von Ereignissen, die Myonen und einige weitere Teilchenspuren enthalten, wird in Kapitel 4 erläutert. Es wird eine Aufteilung in Ereignisse der tiefinelastischen ep-Streuung und der Photoproduktion vorgenommen.
Kapitel 5 erläutert den verwendeten Jetalgorithmus und beschreibt Eigenschaften der Jets. Ein Beispiel eines Jetereignisses aus den Daten wird näher betrachtet und die rekonstruierten Teilchenspuren des Ereignisses werden in einer Ansicht des H1–Detektor dargestellt.
In Kapitel 6 werden charakteristische Jetstrukturen von Ereignissen mit b-Quarks aus den Monte–Carlo Simulationen verifiziert. Aus den Daten werden Ereignisse selektiert, die diese Jetstrukturen aufweisen. Die Richtung der schweren Quarks in den Monte–Carlo Simulationen wird mit den Jetrichtungen verglichen.
Kapitel 7 zeigt die Unterschiede des Transversalimpuls des Myons zur Jetrichtung bei verschiedenen Kanälen der Myonerzeugung auf. Damit wird eine Anreicherung von Ereignissen mit schweren Quarks erzielt und die aufgrund der Monte–Carlo Simulationen erwarteten Zahlen von Ereignissen mit schweren Quarks in den Daten berechnet. Die Ergebnisse werden diskutiert.
Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 2

HERA und der H1–Detektor

In diesem Kapitel wird ein Überblick des Doppelspeicherrings HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) und des Universaldetektors-H1 gegeben. Dabei werden die für die nachfolgende Analyse wichtigen Komponenten des H1-Detektors näher beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Der Doppelspeicherring HERA des DESY in Hamburg hat einen Umfang von 6.3 km. Bei HERA können Elektronen bzw. Positronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt werden. Die Teilchen werden an zwei Stellen des Speicherrings zur Kollision gebracht. Zur Messung der Streuprodukte der Kollisionen sind an den Wechselwirkungszonen Detektoren aufgebaut. An einer der Zonen befindet sich der H1-Detektor, der in der vorliegenden Untersuchung verwendet wird, an der anderen Wechselwirkungszone ist der ZEUS-Detektor aufgebaut. In Abbildung 2.1 ist eine Ansicht des HERA-Speicherrings dargestellt. Die Vorbeschleunigung erfolgt jeweils in drei Schritten. Elektronen werden im LINAC II auf 500 MeV, in DESY II auf 7 GeV und PETRA II auf 12 GeV beschleunigt. H^--Ionen werden im LINAC III auf 50 MeV , nach Abstreifen der Elektronen werden die Protonen in DESY III auf 7.5 GeV und in PETRA III auf 40 GeV beschleunigt. Anschließend werden die Teilchen in HERA injiziert und weiter beschleunigt. In HERA können bis zu 210 Positron- und Protonpakete (Bunches) gleichzeitig im Umlauf sein. Dies führt bei der Umlauffrequenz von 10.4 MHz alle 96 ns zu einer Strahlkreuzung (Bunchcrossing). 1995 wurden Positronen mit 27.5 GeV und Protonen mit 820 GeV erzeugt. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV.

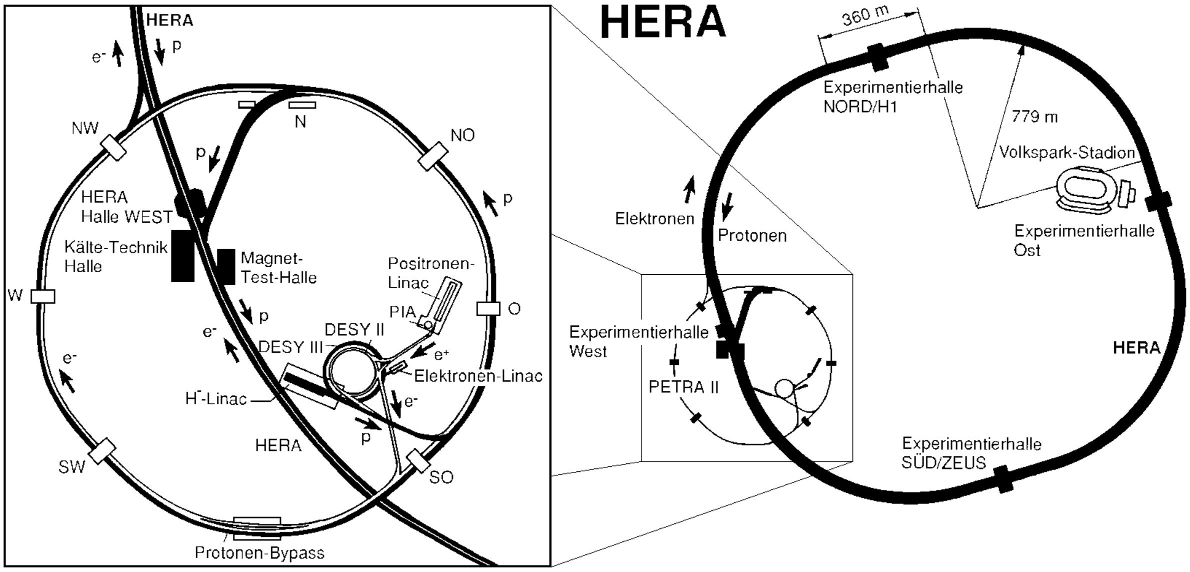


Abbildung 2.1: *Die Speicherringanlage HERA mit ihren Vorbeschleunigern.*

2.2 Der H1–Detektor

Der H1-Detektor ist um die nördliche Wechselwirkungszone errichtet. In Abbildung 2.2 ist eine dreidimensionale Darstellung des H1-Universaldetektors gegeben. In der Abbildung laufen die Protonen von rechts, die Elektronen von links ein. Das Koordinatensystem ist so definiert, daß die positive z-Achse in Richtung der Protonen zeigt. Die x-Achse zeigt in die Mitte des HERA-Rings. Als Polarwinkel Θ wird der Winkel bezüglich der z-Achse bezeichnet. Der Azimutalwinkel Φ ist der Winkel in der xy-Ebene zur x-Achse.
Der Bereich kleiner Polarwinkel wird als *vorderer Bereich* bezeichnet. Aufgrund der ungleichen Strahlenergien bewegt sich der ep-Schwerpunkt in Vorwärtsrichtung, wodurch die Produkte des hadronischen Endzustandes bevorzugt im vorderen Detektorbereich auftreten. Damit der hadronische Endzustand besser aufgelöst werden kann, ist der Detektor im vorderen Bereich aufwendiger instrumentiert.
In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Detektorkomponenten erläutert (nähere Erläuterungen finden sich in [H1-96-01]).

2.2.1 Das Spurkammersystem

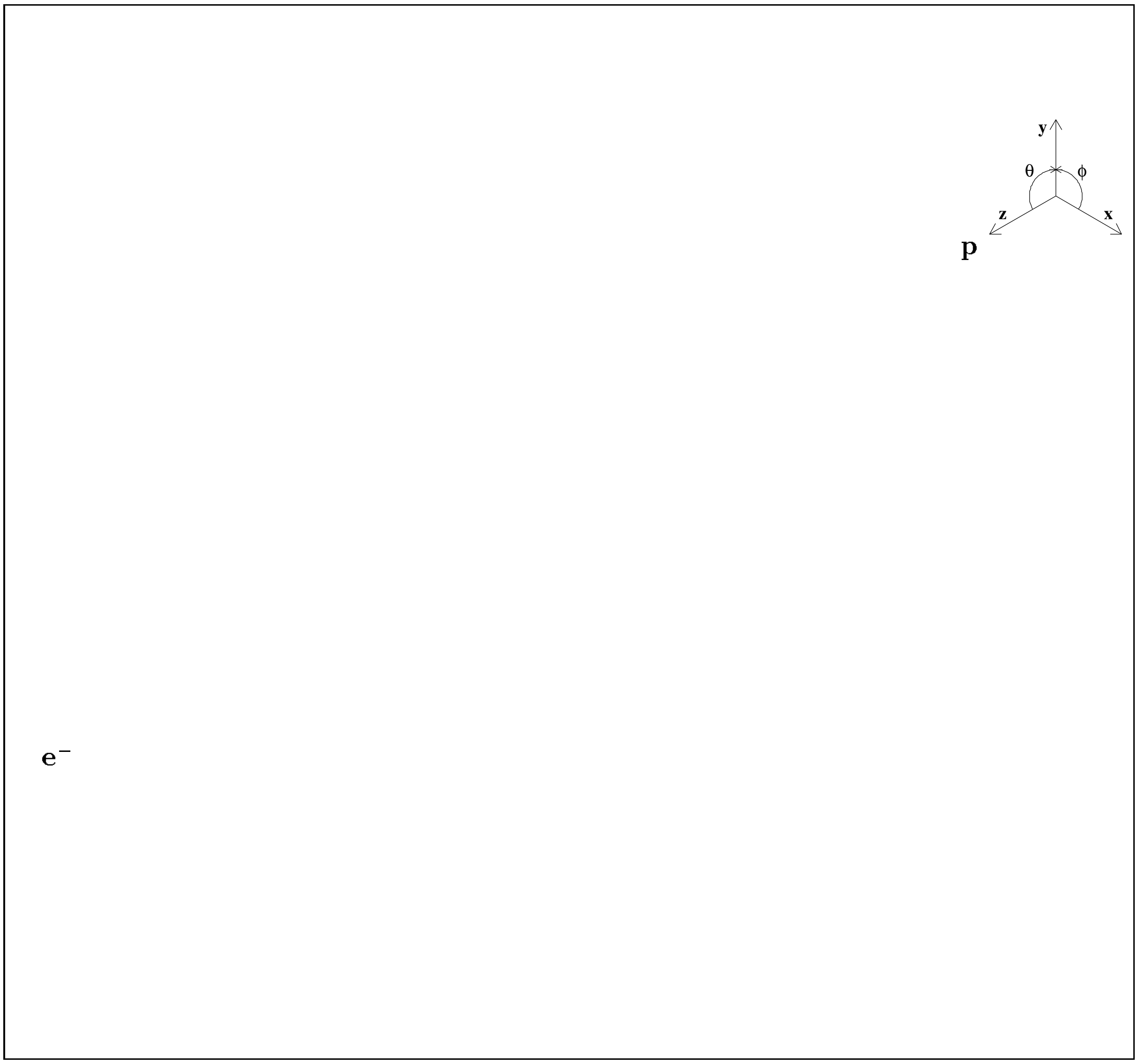
Das Spurkammersystem (Abbildung 2.3) dient dem Nachweis von geladenen Teilchen, wobei Impuls-, Ladungs- und Energieverlustmessungen möglich sind. Zur Impulsmessung wird von einer supraleitenden Spule, mit Radius $\approx 3\ m$, ein zur Strahlrichtung paralleles und homogenes Magnetfeld der Stärke 1.2 T erzeugt. Die Genauigkeit der Impulsmessung beträgt etwa $\sigma_{pt}/pt^2 = 1\ \%$ [H1-96-01]. Das Spurkammersystem ist in drei Einheiten unterteilt, den Vorwärts-Spurendetektor (FTD)[1], den Zentralen-Spurendetektor (CTD)[2] und die rückwärtigen Driftkammer.
Das vordere Spurkammersystem liegt in einem Polarwinkelbereich von $5° \lesssim \Theta \lesssim 25°$. Es besteht aus drei gleich konstruierten Modulen. Ein Modul besteht aus drei planaren Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer. Die drei planaren Driftkammern haben unterschiedliche Orientierungen, die um 60° gegeneinander verdreht sind. Die Driftkammern dienen zur Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich.
Die zentrale Spurkammer deckt einen Polarwinkelbereich von $20° \lesssim \Theta \lesssim 160°$ ab und besteht aus sechs Kammern (CIP,COP,CIZ,COZ,CJC1,CJC2)[3]. Die beiden konzentrischen Driftkammern CJC1,CJC2 leisten den wesentlichsten Beitrag zur Spurmessung. CJC1 und CJC2 bestehen aus 2640 parallel zur Strahlachse gespannten Signaldrähten, die in 30 (CJC1) bzw. 60 (CJC2) Driftzellen angeordnet sind. Die Driftzellen (Abbildung 2.4) sind in radialer Richtung geneigt. Hochenergetische Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, hinterlassen dadurch „Treffer“ in unterschiedlichen Driftzellen, was die Rekonstruktionsgenauigkeit und Spurauflösung insofern verbessert, als damit Spuren von

---

[1] Forward Tracking Detector

[2] Central Tracking Detector

[3] (CIP/COP = Central Inner/Outer Proportional Chamber, CIZ/COZ = Central Inner/Outer Z-Chamber, CJC1/CJC2 = Central Jet Chamber)



$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen
$\boxed{4}$ Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon)
$\boxed{5}$ Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon)
$\boxed{6}$ Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T) $\boxed{7}$ Kompensationsmagnet ($B = 4.83$ T)
$\boxed{8}$ Helium–Kälteanlage $\boxed{9}$ Myon–Kammern
$\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern)
$\boxed{11}$ Myon–Toroidmagnet ($B = 1.6$ T)
$\boxed{12}$ rückwärtige Spurkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter
$\boxed{13}$ Vorwärtskalorimeter (*Plug*) $\boxed{14}$ Betonabschirmung
$\boxed{15}$ Flüssig–Argon–Kryostat

Abbildung 2.2: *Der H1–Detektor. Ungefähre Maße:* $x \times y \times z = 12\,m{\times}15\,m{\times}10\,m$ *bei einer Masse von* $2800\,t$*.*

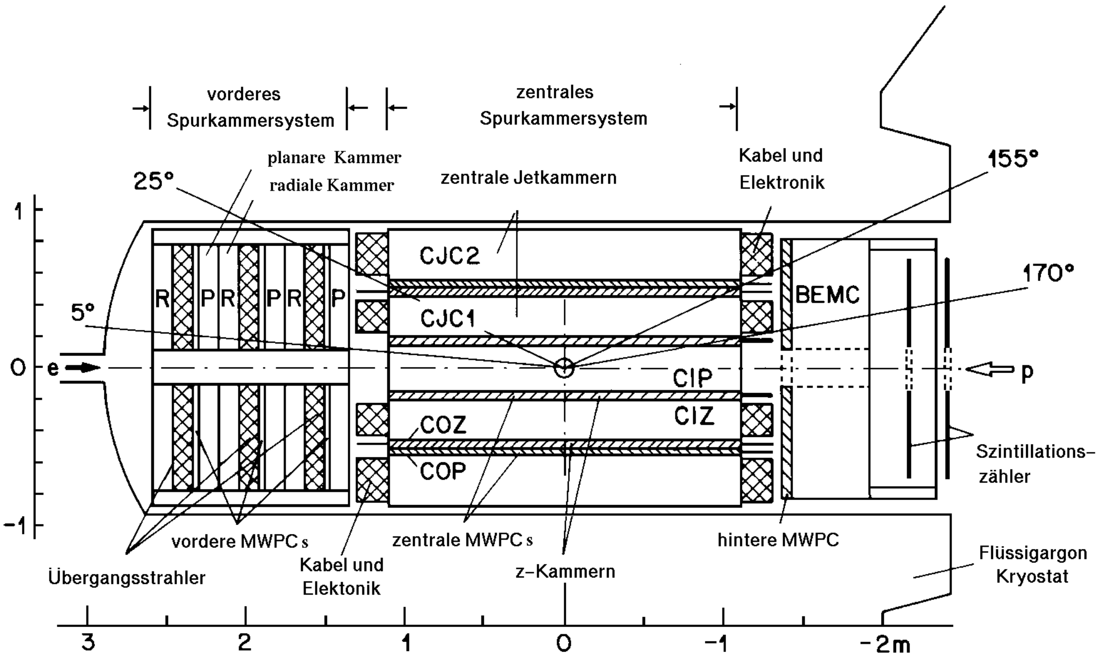


Abbildung 2.3: *Seitenansicht des Spurkammersystems*

sogenannten *Spiegelspuren* unterschieden werden. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung bestimmt.

Für eine genauere z-Bestimmung werden die Z-Kammern CIZ und COZ verwendet. Sie bestehen aus 15 bzw. 24 Zellen mit vier Lagen azimutal gespannter Signaldrähte.
An der Innenseite der CIZ befindet sich die Vieldraht-Proportionalkammer CIP, an der Innenseite der CJC2 befindet sich die COP. CIP und COP sind aus je zwei in Θ segmentierten Kammern mit parallel zur Strahlachse gespannten Drähten aufgebaut. Die Proportionalkammern erzeugen schnelle Triggersignale für den L1-Trigger (Abschnitt 2.3). Im rückwärtigen Bereich des Spurkammersystems ist eine weitere Driftkammer installiert. Sie besteht aus acht hintereinander liegenden Lagen von Driftkammern, die in acht Sektoren mit je drei Segmenten aufgeteilt sind. Mit ihr wird vorwiegend die Spur des gestreuten Positrons nachgewiesen.

Schema der H1-Spurrekonstruktion

Eine Spuranpassung [H1-96-01] erfolgt, indem Spuren, die durch eine Helix parametrisiert sind, durch Treffer in den einzelnen Zellen der Spurkammern gelegt werden. Spuren in benachbarten Zellen werden verbunden, wenn die Parameter der Spuren ähnlich sind. Danach werden Spuren in der CJC1 und CJC2 sowie aus den Spurmodulen des vorderen Spurkammersystems verbunden.
Die Position des primären Vertex in der xy-Ebene wird durch geladene Teilchen mit hohem Impuls aus mehreren Ereignissen berechnet. Die Berechnung der z-Koordinate erfolgt für jedes Ereignis aus allen geladenen Teilchen. Zur Rekonstruktion neutraler Teilchen

wird der Primärvertex durch sogenannte V_0-*Spuren* mit sekundär Vertizes verbunden. Die Spuren werden entsprechend ihrer Parameter an die Vertizes angepaßt [H1-96-01]. Liegen Spuren im vorderen und zentralen Spurkammerbereich vor, die ähnliche Parameter aufweisen und auf denselben Vertex zeigen, wird eine zusätzliche sogenannte kombinierte Spur berechnet.

Hinterläßt ein Teilchen Spuren in der inneren und der äußeren Jetkammer, die nicht verbunden werden, muß eine der beiden Spuren ausgewählt werden. Auch innerhalb einer Jetkammer kommt es vor (zB. bei Schwankungen des elektrischen Feldes in den Kammern), daß Spurstücke nicht verbunden werden. Um eines dieser Spurstücke auszuwählen, werden alle Vertex angepaßten Spuren paarweise miteinander verglichen. Stimmt bei einem Spurpaar die Ladung überein und sind Betrag und Richtung der Impulse ähnlich, wird eine der beiden Spuren, in der Regel die äußere, verworfen. Besitzt die äußere Spur jedoch dreimal mehr Treffer als die innere, wird die innere Spur verworfen, da so die Impulsbestimmung verbessert wird.

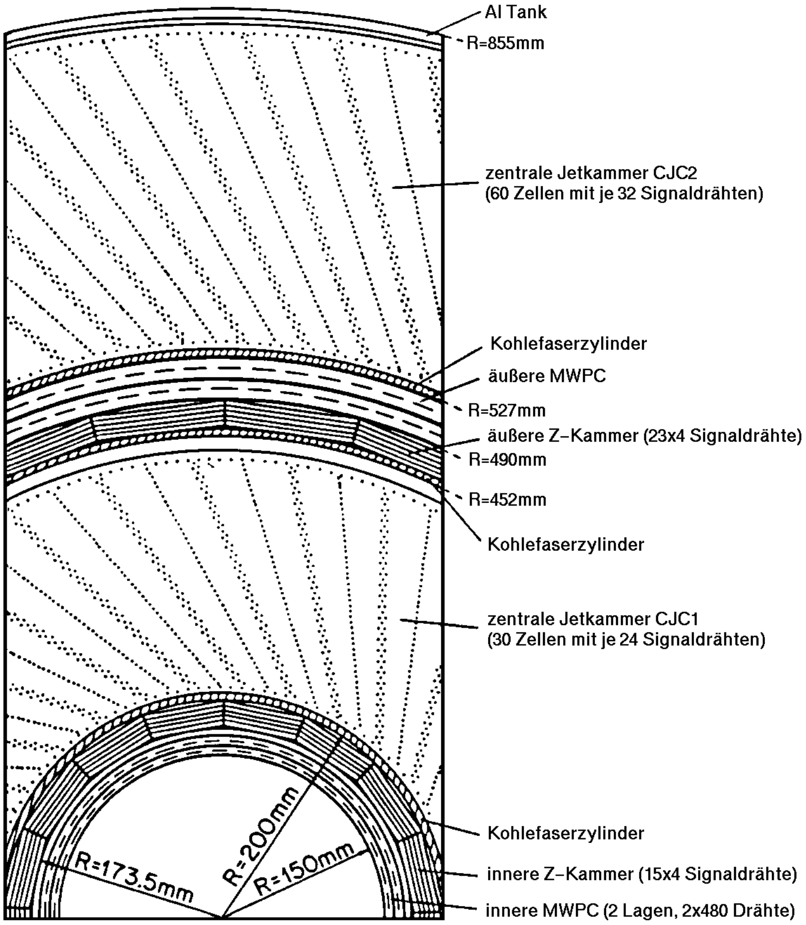


Abbildung 2.4: *Querschnitt des Spurkammersystem*

2.2.2 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter umgeben die Spurdetektoren. Sie sollen möglichst genau die Energie der Streuprodukte messen, wobei neben Hadronen auch Elektronen und Myonen effizient nachgewiesen werden.

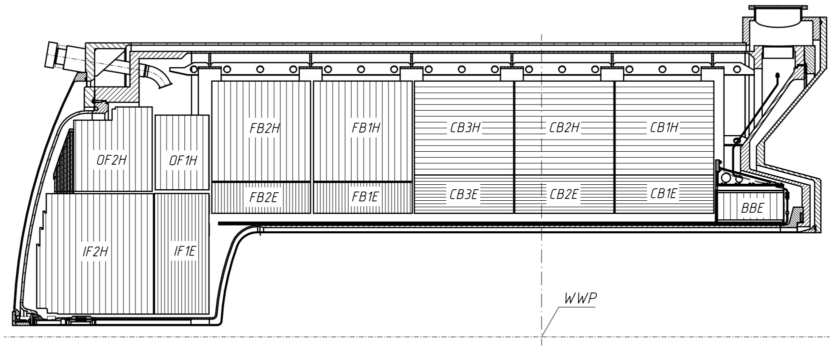


Abbildung 2.5: *Seitenansicht des LAr-Kalorimeters*

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter, Abbildung 2.5) deckt einen Polarwinkelbereich von $3^\circ \lesssim \Theta \lesssim 155^\circ$ ab. Als Absorber wird im elektromagnetischen Teil Blei und im hadronischen Teil Stahl verwendet. Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine, sich mit dem Polarwinkel ändernde Dicke von 20-30 Strahlungslängen (X_0), der hadronische Teil variiert zwischen fünf und acht Wechselwirkungslängen (λ). Die Energieauflösung wurde in Testmessungen bestimmt und beträgt für Elektronen $\sigma/E = 11.5\%/\sqrt(E[GeV])\oplus 1\%$ [H1C94] und für Pionen $\sigma/E = 50\%/\sqrt(E[GeV]) \oplus 2\%$ [H1-96-01].

Das SPACAL[4] (Abbildung 2.6) ist seit März 1995 im rückwärtigen Bereich des Detektors installiert. Es ersetzt dort das in der älteren Abbildung 2.2 eingezeichnete BEMC.
Das SPACAL überdeckt einen Polarwinkelbereich von $155^\circ \lesssim \Theta \lesssim 178^\circ$. Es besteht aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Teil, in welchem das gestreute Positron in Ereignissen mit $Q^2 \lesssim 100(GeV)^2$ nachgewiesen wird.

---

[4] SPAghetti CALorimeter

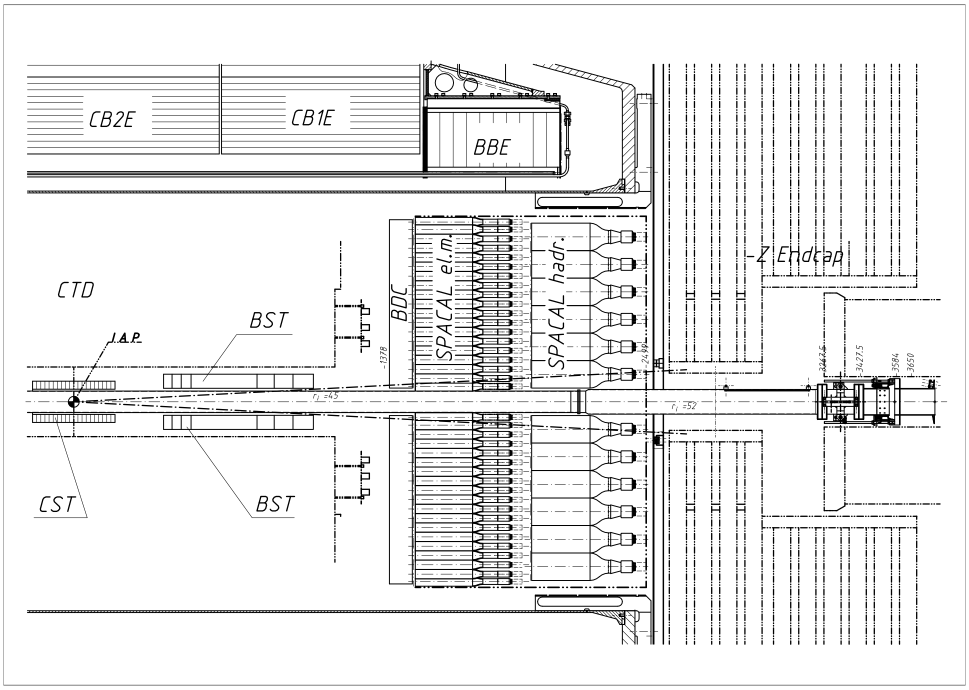


Abbildung 2.6: *Seitenansicht des SPACAL*

2.2.3 Das instrumentierte Eisen

Myonen, die einen Mindestimpuls von 1-2 GeV abhängig vom Polarwinkel haben, können das LAr-Kalorimeter durchdringen und im instrumentierten Eisen erkannt werden. Hadronen schauern in der Regel im LAr-Kalorimeter auf und erreichen das instrumentierte Eisen nicht. Desweiteren dient das Eisen dazu, den durch die supraleitende Spule erzeugten magnetischen Fluß, zurückzuführen.
Das instrumentierte Eisen überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4° \lesssim \Theta \lesssim 171°$. Es ist in vier Bereiche aufgeteilt: den vorderen und hinteren Zentralbereich ($35° \lesssim \Theta \lesssim 130°$, Barrel) und die vordere (FEC) und hintere (BEC) Endkappe. Das Eisen (Abbildung 2.7) besteht aus abwechselnd zehn 7.5 cm dicken Eisenplatten und zehn Lagen Streamerrohrkammern. Auf der Innen- und Außenseite sind sogenannte Myonboxen befestigt, in denen jeweils drei Lagen Streamerrohrkammern enthalten sind. Es sind also 16 dieser Lagen eingebaut (Abbildung 2.7). Die Streamerrohrkammern sind röhrenförmige, gasgefüllte Detektoren, in deren Mitte ein Kupfer-Berylium Draht gespannt ist. Es werden acht dieser Röhren mit einem Querschnitt von 1x1 cm^2 zu einem Profil und zwei Profile zu einem Element zusammengefaßt. Auf der Oberfläche dieser Elemente sind senkrecht zu den Drähten Streifen- und Rechteck-Elektroden aufgeklebt. Jeder der vier Bereiche besteht aus 16 Modulen, die aus den beschriebenen Elementen aufgebaut sind (Abbildung 2.8). Die Streamerrohrkammern sind so orientiert, daß sie in den Endkappen in x-Richtung und im Barrel in z-Richtung weisen. Insgesamt stehen zur Spurrekonstruktion 16 Lagen Streamerrohrkammern, 5 Streifenlagen und 11 Lagen Rechteckelektroden zur Verfügung. Damit ist eine dreidimensionale Rekonstruktion von Spuren möglich.
Die Effizienz der Myonerkennung beträgt für die einzelnen Lagen 80% [H1-96-01].

Identifikation von Myonen

In dieser Analyse wird nur das instrumentierte Eisen zur Myonerkennung verwendet. Die Möglichkeiten, Myonen im Vorwärts-Myon-Detektor und im LAr-Kalorimeter nachzuweisen, werden nicht ausgenutzt.
Im instrumentierten Eisen werden Myonen mit einem Impuls ab etwa 2 GeV nachgewiesen. Der Nachweis basiert auf der Rekonstruktion von Spuren im instrumentierten Eisen. Damit die Effizienz des Myonnachweises möglichst hoch ist, werden bei der Rekonstruktion einer Eisenspur nur mindestens drei getroffene Drahtlagen verlangt.
Die Eisenspuren werden mit Spuren der inneren Spurkammersysteme verbunden. Dabei wird die innere Spur bis in das Eisen extrapoliert. Die Spurparameter der extrapolierten und der Eisenspur werden benutzt, um die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ dafür zu berechnen, daß beide Spuren von demselben Teilchen stammen [Sch93.a]. Damit die Spuren einander zugeordnet werden, muß die Wahrscheinlichkeit für die Verbindung $P(\chi^2)$ größer als 0.0001 sein. Dabei ist es möglich, daß zu einer Eisenspur mehrere innere Spuren verbunden werden.

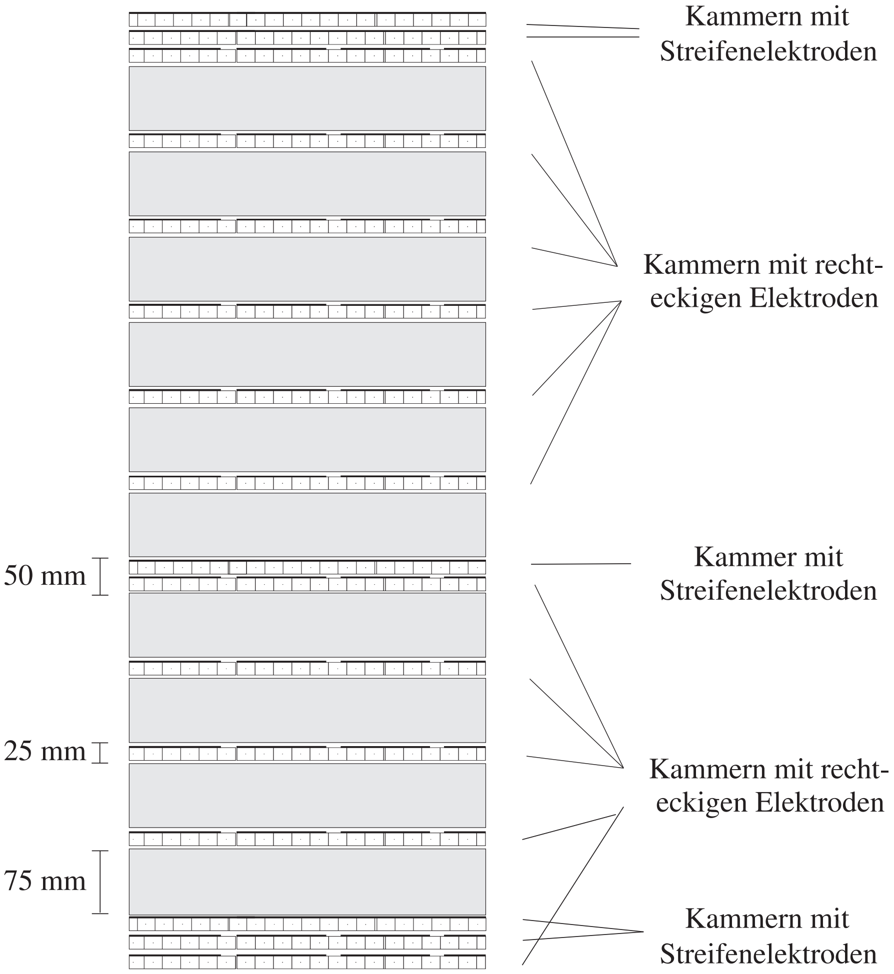


Abbildung 2.7: *Querschnitt durch das instrumentierte Eisen*

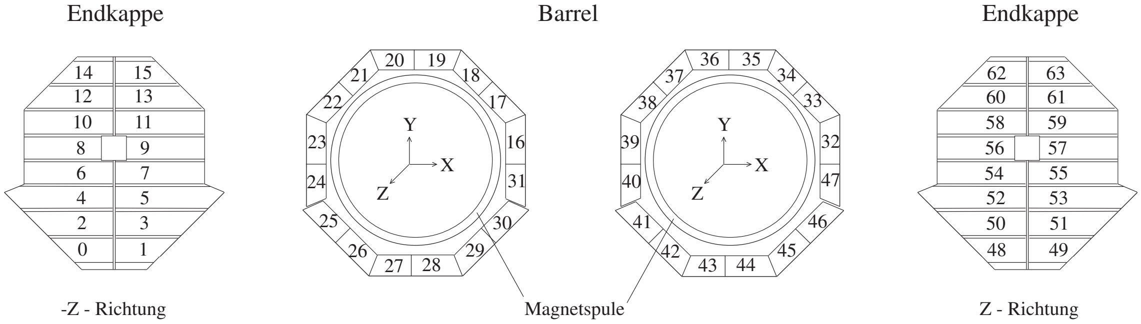


Abbildung 2.8: *Die Unterteilung des Myondetektors in Module*

2.3 Triggerung

Bei HERA treffen in den Wechselwirkungspunkten alle 96 ns Teilchen aus dem Protonstrahl und dem Positronstrahl aufeinander. Die mögliche Ereignisrate liegt damit bei 10 MHz. Die Rate an Ereignissen, die auf Magnetbänder geschrieben wird, beträgt zwischen 5-10 Hz. Nicht jedesmal, wenn sich die Strahlpackete kreuzen, kommt es zu einem Ereignis. Da nicht alle Ereignisse physikalisch interessant sind, muß die hohe Ereignisrate reduziert werden. Eine Entscheidung, ob die gewonnenen Daten gespeichert werden oder nicht, wird in mehreren Stufen getroffen.

Die erste Stufe (L1) bildet logische Verknüpfungen (so genannte Subtrigger) aus den Informationen von den Triggerelementen der einzelnen Detektorkomponenten. Es wird eine erste Entscheidung über den Ereignistyp erzielt, die der Reduktion des Untergrundes dient. Die Daten der Ereignisse werden, während die L1-Trigger-Entscheidung bearbeitet wird, in eine *Pipeline* gefüllt. Bei einer positiven Entscheidung eines Subtriggers wird die *Pipeline* gestoppt und die Daten werden ausgelesen. Damit beginnt die Detektortotzeit. Die Ereignisrate soll mit L1 auf höchstens 1 kHz reduziert werden.

Mit neuronalen Netzen und topologischen Korrelationen soll die zweite Triggerstufe (L2) die Ereignisrate auf etwa 200 Hz reduzieren. Für die Bearbeitung stehen der L2-Triggerstufe mehr Zeit ($\approx 20\mu$ s) und mehr Informationen zur Verfügung. Die zeitaufwendige Detektorauslese und weitere Analysen sollen erst nach der positiven Entscheidung von L2 beginnen. Die L2-Triggerstufe befand sich 1995 noch in der Testphase und verwarf keine Ereignisse der in dieser Analyse verwendeten Ereignisklasse.

Die dritte Triggerstufe (L3) ist ein Softwaretrigger mit dem nach weiteren Analysen der Triggerdaten und Daten der Detektorkomponenten die Ereignisrate auf 50 Hz reduziert werden soll. Der L3-Trigger-Entscheidung stehen dafür etwa 100 μs zur Verfügung. L3 war 1995 noch nicht in Betrieb.

Nachdem der Detektor vollständig ausgelesen ist und die *Pipeline* neu gestartet wird, führt die L4 Triggerstufe eine erneute Kontrolle der Ereignisse durch. Die Entscheidung des L1-Triggers wird auf der Grundlage aller Daten aus den Detektorkomponenten überprüft. Der L4 Trigger verwendet dazu die sogenannte Filterfarm, die jeweils in einer Prozessoreinheit ein Ereignis bearbeitet. Die Ereignisrate soll auf höchstens 5 Hz reduziert werden.

Die verbleibenden Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben. Die Ereignisse werden bei der zeitaufwendigen Rekonstruktion, der die *Rohdaten* zur Verfügung stehen, in Ereignisklassen eingeteilt. Die Rekonstruktion ist von der Datennahme unabhängig. Nur einer physikalischen Klasse zugeordnete Ereignisse werden weiter betrachtet, daher wird die Klassifizierung auch als L5-Triggerstufe bezeichnet. Zur Untersuchung von Ereignissen mit semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks wird in dieser Analyse die Ereignisklasse 24 verwendet. Die Klassifizierung in der Klasse 24 (Abschnitt 4.2) verlangt u.a., daß mindestens ein Lepton im Ereignis identifiziert wird.

Kapitel 3

Produktion schwerer Quarks bei HERA

In diesem Kapitel wird die Boson-Gluon-Fusion (BGF), der dominante Prozeß für die Produktion schwerer Quarks bei HERA betrachtet, der Zerfall schwerer Quarks beschrieben und die Entstehung von Jets erläutert. Der Zerfallskanal von schweren Quarks, bei dem ein Myon entsteht, ist interessant, da das Myon im instrumentierten Eisen des H1-Detektors identifiziert werden kann.

3.1 Kinematik der *ep*-Streuung, der BGF und der Zerfall schwerer Quarks

3.1.1 Die tiefinelastische *ep*-Streuung in der Ordnung (α^2)

In der niedrigsten Ordnung (α^2) läuft die tiefinelastische Streuung über den neutralen und den geladenen Strom ab (Abbildung 3.1).

$$e^+ + p \to e^+ + X \quad , \quad e^+ + p \to \overline{\nu}_e + X$$

Die Wechselwirkung wird durch ein Austauschteilchen vermittelt, welches im Falle des neutralen Stromes eine Kombination von Photon und Z^0 (kleiner Beitrag von Z^0 bei HERA aufgrund der hohen Z^0-Masse) ist und bei einem geladenen Strom das W^+ Boson ist. Die tiefinelastische Streuung wird im Quark-Parton-Modell als elastische Streuung an einem punktförmigen Quark mit drittelzahliger Ladung und einem Impulsanteil x am Protonimpuls aufgefaßt. Der Streuprozeß produziert den mit X bezeichneten hadronischen Endzustand und das gestreute Positron (neutraler Strom) bzw. ein Elektron-Antineutrino (geladener Strom). Die Bezeichnungen der Viererimpulse der beteiligten Teilchen lauten:

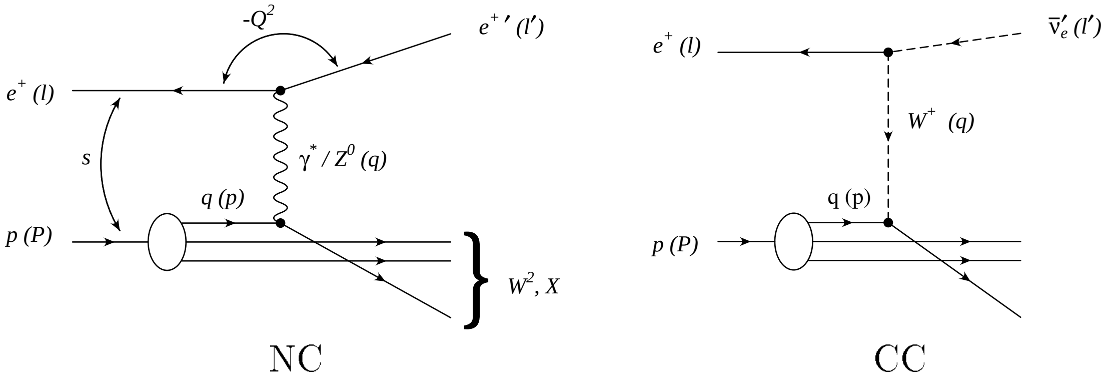


Abbildung 3.1: *Tiefinelastische Streuung in niedrigster Ordnung in* α^2 *über den neutralen Strom NC und den geladenen Strom CC.*

P : einlaufendes Proton
l : einlaufendes Positron
l' : gestreutes Lepton
p : Parton des Protons
q : Austauschboson

Die tiefinelastische Streuung besitzt drei kinematische Freiheitsgrade. Durch die festen Impulse der einlaufenden Teilchen ist einer der Freiheitsgrade festgelegt. Folgende lorentzinvariante Variablen beschreiben den Streuprozeß und lassen sich aus den Viererimpulsen der beteiligten Teilchen berechnen:

$$s = (P + l)^2$$

$$W^2 = (P + q)^2$$

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l}$$

Zwischen den Größen bestehen folgende Zusammenhänge:

$$Q^2 \approx xys \qquad \text{und} \qquad W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2$$

Die Größe s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie. W^2 ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes. Q^2 bezeichnet das Quadrat des Impulsübertrags. Der Impulsanteil des gestreuten Quarks wird im Quark-Parton-Modell mit x bezeichnet. Das Quark, das mit dem Impuls xP in die Streuung eingeht, hat demnach keine zur Strahlrichtung

transversale Komponente. y kann als der relative Energieverlust des gestreuten Positrons im Ruhesystem des Protons aufgefaßt werden.
Schwere Quarks entstehen in den Prozessen der Ordnung (α^2) nur beim W^+-Austausch. Der Wirkungsquerschnitt für schwere Quarks ist für diesen Prozeß vernachlässigbar gering.

3.1.2 Boson-Gluon-Fusion

Der dominante Prozeß zur Erzeugung schwerer Quarks bei HERA ist die Boson-Gluon-Fusion (BGF). Bei diesem Prozeß der Ordnung (α^2, α_s) treten QCD-Effekte in niedrigster Ordnung auf. In Abbildung 3.2 ist der Feynmangraph der BGF dargestellt. Das einlaufende Proton strahlt ein Gluon ab, welches ein farbgeladenes Quark-Antiquarkpaar bildet. Das vom Positron abgestrahlte Boson koppelt an eines der beiden Quarks. Bei neutralem Strom entstehen Quarks mit gleichem „Flavour“, bei geladenem Strom haben die Quarks unterschiedliche „Flavour“. Die BGF enthält mit den drei entstandenen Teilchen auch drei zusätzliche kinematische Freiheitsgrade. Die Viererimpulse der Teilchen sind:

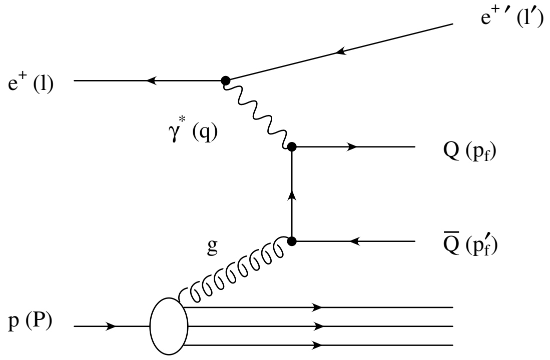


Abbildung 3.2: *Der Prozeß der Boson–Gluon–Fusion mit der Erzeugung eines schweren Quarkpaares.*

p_f : erzeugtes Quark
$p_{f'}$: erzeugtes Antiquark
g : Gluon

Der Prozeß wird mit den kinematischen Variablen, wie sie für die tiefinelastische Streuung definiert sind, beschrieben. Zusätzlich werden folgende Variablen benutzt:

$$g = x_g P$$

$$\hat{s} = (p_f + p_{f'})^2$$

$$z = \frac{P \cdot p_f}{P \cdot q}$$

$$\cos\Phi = \frac{(\vec{p} \times \vec{l}) \cdot (\vec{p} \times \vec{p_f})}{|\vec{p} \times \vec{l}| \cdot |\vec{p} \times \vec{p_f}|}$$

$$\hat{p_t} = \hat{p_f} \sin\hat{\Theta} \approx \frac{\hat{s}}{4} \sin^2\hat{\Theta}$$

Im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem beschreibt Φ den Winkel zwischen der Hadron- und Leptonebene. Die Hadron- und Leptonebenen werden durch die Vektoren $\vec{p}$, $\vec{p_f}$ und $\vec{p}$, $\vec{l}$ berechnet. $\hat{p}_t$ ist die im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem zum Boson transversale Komponente des Quarkimpulses $\hat{p}_f$ ($\hat{p}_f$, $\hat{\Theta}$ Impuls und Winkel zum Boson von Quark f im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem, Abbildung 3.3).

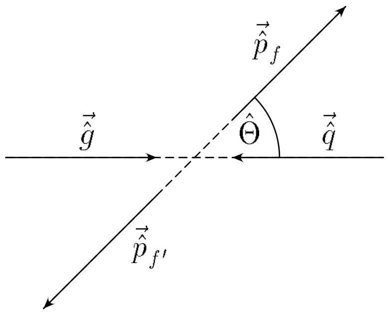


Abbildung 3.3: *Die Dreierimpulse des einlaufenden Photons und Gluons und der auslaufenden Quarks im Schwerpunktsystem der BGF.*

Die anschauliche Bedeutung von x bei der tiefinelastischen Streuung trifft nicht mehr zu. In der hier verwendeten Definition bezeichnet x_g den Anteil des Gluonimpulses am Proton. $\hat{s}$ ist das Quadrat der invarianten Masse des Quark-Antiquarkpaares. x und $\hat{s}$ legen nur einen Freiheitsgrad fest, da sie wegen der Beziehung

$$\hat{s} = Q^2 \frac{x_g - x}{x}$$

nicht unabhängig sind. Der Prozeß der BGF ist mit fünf unabhängigen Variablen (zB. y, Q^2, x_g, z, Φ) eindeutig beschrieben. Damit bei der BGF schwere Quarks entstehen können, muß für die invariante Masse des Boson-Gluon-Systems $\sqrt{\hat{s}} > 2m_Q$ gelten, wobei m_Q die Masse eines schweren Quarks ist.

Der Wirkungsquerschnitt für die BGF hängt von der Wahrscheinlichkeit der Photon- und Gluonabstrahlung und dem Matrixelement der Wechselwirkung ab. Die Produktion schwerer Quarks in der BGF hängt von der zur Verfügung stehenden Energie $\hat{s}$ ab. In Abbildung 3.4 werden $\sqrt{\hat{s}}$ der BGF für $b\bar{b}$-MC– und $c\bar{c}$-MC–Ereignisse dargestellt.
Die Quarks initiieren eine Fragmentation und Jetbildung (Abschnitt 3.1.3), wobei sich ihre

Energie auf die Jets überträgt. Die Jets werden im Detektor nachgewiesen. Der Transversalimpuls der Jets wird außerdem durch den Transversalimpuls des Photons in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung und durch den Transversalimpuls des Gluons, das in die BGF eingeht, beeinflußt. Der Transversalimpuls des Gluons relativ zur Strahlachse ist in Abbildung 3.5 für Ereignisse mit $Q^2 < 0.1$ GeV^2 und Ereignisse mit $Q^2 > 1$ GeV^2 dargestellt. Abbildung 3.5 verdeutlicht, daß das Gluon auch in Ereignissen der Photoproduktion einen nicht zu vernachlässigenden Transversalimpuls besitzt.

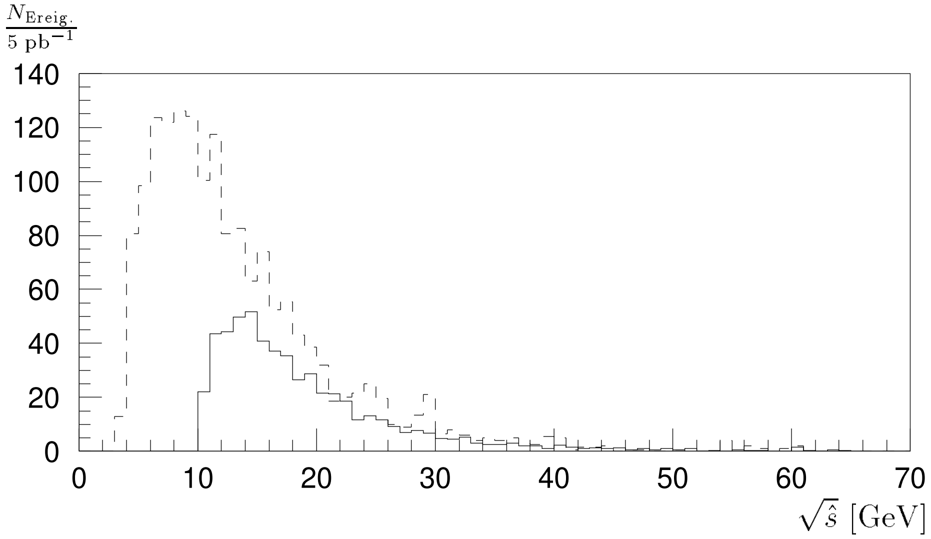


Abbildung 3.4: *$\sqrt{\hat{s}}$ der BGF für $b\bar{b}$-MC- und $c\bar{c}$-MC-Ereignisse (gestrichelt).*

3.1.3 Partonschauer, Fragmentation und Jetbildung

In Prozessen höherer Ordnung in α_s entstehen höhere Teilchen- und Jetmultiplizitäten im Endzustand [Ben88]. Die Partonen der BGF strahlen Gluonen ab, die neue Partonen erzeugen. Diese Gluonabstrahlung läßt sich durch das Partonschauer-Modell beschreiben [Ing88]. In dem Modell strahlen quasifreie Partonen weitere virtuelle Partonen ab, die durch das erneute Abstrahlen von Partonen auf ihre Massenschale gehoben werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Partonabstrahlung wird durch die Altarelli-Parisi-Entwicklungsgleichungen beschrieben. Die Schauerentwicklung wird bis zu einer Virtualität von ca. 1 GeV hinunter durchgeführt.

Aus den Partonen werden nach einem Fragmentations-Modell Hadronen gebildet. Das dafür verwendete Lund-String-Modell verbindet farbneutrale Paare von Quarks und Antiquarks oder Quarks und Diquarks mit einem Farbfeld („String"). Das Potential des

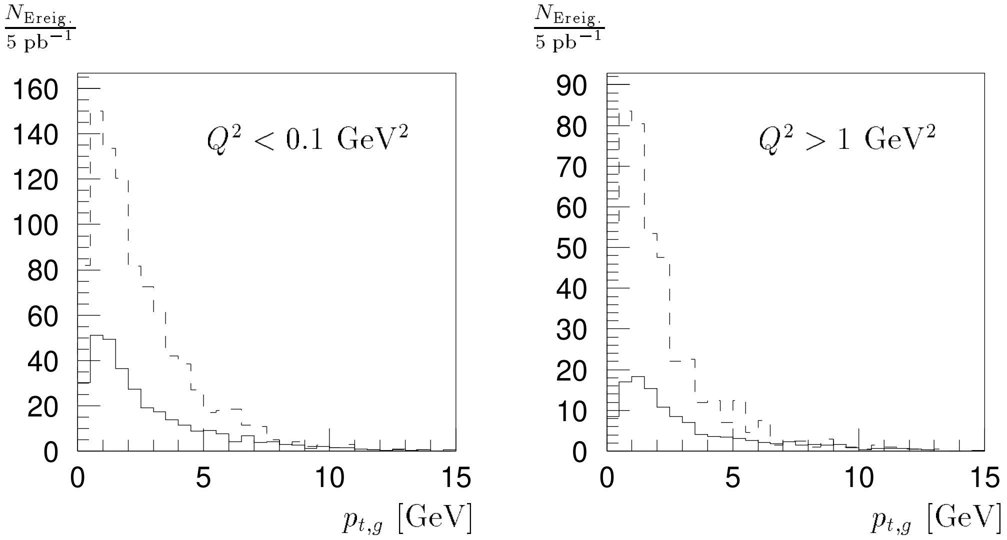


Abbildung 3.5: *Der Transversalimpuls des Gluons relativ zur Strahlachse für $b\bar{b}$-MC- und $c\bar{c}$-MC-Ereignisse (gestrichelt). Für die links dargestellten Ereignisse ist $Q^2 < 0.1$ GeV^2, rechts ist $Q^2 > 1$ GeV^2.*

„String“ wird mit

$$V(r) = \kappa r \quad ; \quad \kappa = 1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}}$$

berechnet. Gluonen bilden Knicke im „String“. Die am „String“ beteiligten Partonen fliegen mit unterschiedlichen Impulsen auseinander und übertragen dabei Energie auf den „String“. Überschreitet die potentielle Energie im „String“ einen bestimmten Wert, bricht er auf und bildet ein neues Paar von Quark und Antiquark (oder ein Paar mit einem Diquark). Zwischen je einem alten und einem neuen Parton entsteht ein neuer „String“. Der Vorgang setzt sich so lange fort, bis die Partonen nicht mehr die zur Bildung eines neuen Paares notwendige Energie auf den „String“ übertragen können. Die übrigbleibenden, mit einem „String“ verbundenen Paare sind Mesonen und Baryonen. Die Hadronen bzw. deren Zerfallsprodukte bilden den Endzustand.
Im Schwerpunktsystem zweier Partonen, die einen „String“ aufspannen, fliegen die entstehenden Hadronen bevorzugt in die gleiche Richtung wie die beiden ursprünglichen Partonen. Die Flugrichtungen der Hadronen sind daher korreliert und es entstehen Bündel von Teilchen: Jets.

In Abbildung 3.6 ist eine mögliche Verknüpfung von Quarks bei der BGF mit „Strings“ dargestellt. Aufgrund der Farbladung bilden sich in diesem Fall die Strings zwischen den Quarks aus der BGF und den Quarks des Protons. Die anschließende Fragmentation läßt Hadronen bzw. Jets entstehen. In Abbildung 3.6 ist ein Beispiel für eine Jetkonfiguration eingezeichnet, in der ein Jet in Richtung des Protonrestes fliegt und Hadronen aus beiden Strings enthält. Zwei weitere Jets fliegen in die Richtungen der beiden bei der BGF entstandenen Quarks.

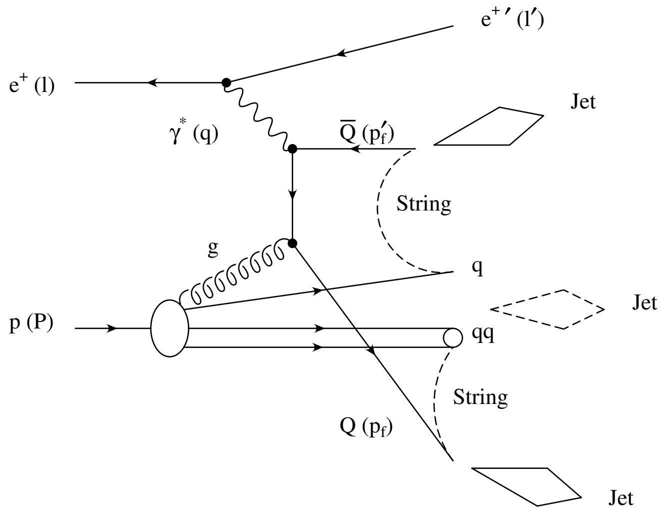


Abbildung 3.6: *Ein Beispiel für die String und Jetbildung bei der BGF.*

3.1.4 Zerfallskanäle schwerer Quarks

Schwere Quarks zerfallen über die schwache Wechselwirkung in leichtere Quarks. In Abbildung 3.7 sind zwei Zerfallskanäle des b-Quarks dargestellt. Aufgrund der kleinen Werte der entsprechenden Matrixelemente in der Kobayashi-Maskawa-Matrix ist der Zerfall des b-Quarks in ein u-Quark stark unterdrückt. Das Kobayashi-Maskawa-Matrixelement für den Übergang $c \to d$ ist etwa ein Viertel des Übergangs $c \to s$ [PDG96]. Daher zerfallen b-Quarks fast ausschließlich in c-Quarks und c-Quarks in s-Quarks. Für den Zerfall über ein W-Boson sind in Abbildung 3.7 ein Beispiel für die Erzeugung eines Leptonpaares und eines für den rein hadronischen Zerfall gegeben. Die Kinematik der Zerfallsprodukte ist für die ursprüngliche Quarksorte charakteristisch.

In der vorliegenden Analyse wird der semileptonische Dreikörperzerfall schwerer Quarks, bei dem ein Myon entsteht, zur Identifikation schwerer Quarks ausgenutzt. Die Wahrscheinlichkeiten für schwere Quarks in Myonen zu zerfallen sind [PDG96]:

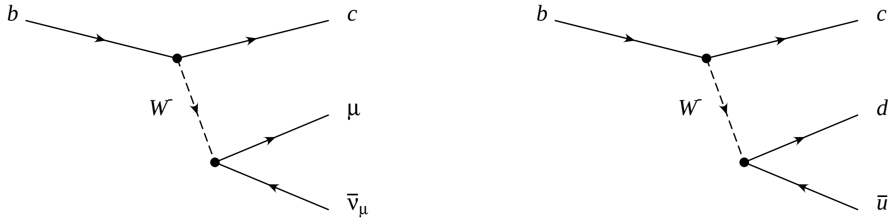


Abbildung 3.7: *Semileptonischer und hadronischer Zerfall des b-Quarks.*

$$\begin{array}{ll} b \rightarrow \mu + ... & 10.7 \pm 0.7 \ \% \\ c \rightarrow \mu + ... & 8.1^{+1}_{-0.9} \ \% \end{array}$$

Der Zerfall bei dem ein Myon entsteht eignet sich zum Nachweis schwerer Quarks besonders gut, da sich Myonen bei genügend hohem Impuls im instrumentierten Eisen (Abschnitt 2.2.3) identifizieren lassen.

3.2 Untergrund

Ereignisse, die eine Myonsignatur aufweisen, bei denen aber kein myonischer Zerfall eines schweren Quarks vorliegt, dazu gehören auch Ereignisse mit schweren Quarks, bei denen ein Hadron als Myon fehlidentifiziert wird, tragen zum Untergrund bei. Der größte Teil des Untergrundes wird durch Ereignisse mit leichten Quarks (uds) verursacht. Diese Untergrundereignisse entstehen in der Photoproduktion mit direktem und aufgelöstem Photon, sowie in der tiefinelastischen Streuung.
In Ereignissen mit aufgelöstem Photon trägt nur ein Teil des Photonimpulses zur Wechselwirkung bei. Das Photon geht vor der Wechselwirkung in ein Vektormeson (VMD-Prozesse) oder ein Quark-Antiquarkpaar (anomales Photon) über (Abbildung 3.8). Eines der dabei entstehenden Partonen streut an dem Proton. Die an der Wechselwirkung nicht beteiligten Partonen bilden den Photon– bzw. Protonrest, die vorzugsweise in Richtung der einlaufenden Teilchen weiterfliegen [Stee96]. Die beiden aus der harten Streuung auslaufenden Partonen können Jets mit hohem Transversalimpuls bilden.
Einen geringen Beitrag zum Untergrund liefert die Erzeugung von J/Ψ in der Photon-Gluon-Fusion [Sch97]. Ein in der BGF entstandenes J/Ψ (Abbildung 3.9) ist zunächst nicht farbneutral. Zwischen dem J/Ψ und den Partonen des Protons findet ein Farbaustausch statt, der von Modellen wie zB. dem Colour-Singlet-Modell und dem Faktorisierungs-Modell beschrieben wird. Auf diese Weise können Jets mit hohem transversalem Impuls entstehen.

Die als Myonen identifizierten Teilchen stammen z.T. aus den Zerfällen von Pionen und Kaonen und von Hadronen, die eine dem Myon ähnliche Signatur hinterlassen. Der Wirkungsquerschnitt für leichte Hadronen ist wesentlich größer als für schwere Hadronen, daher treten um Größenordnungen mehr leichte Hadronen als Myonen aus dem Zerfall schwerer Hadronen auf.

- Der Beitrag zum Untergrund durch Myonen aus dem Zerfall von leichten Hadronen vor dem Eindringen in das LAr-Kalorimeter (Abschnitt 2.2.2) wird kurz dargestellt. In Tabelle 3.1 sind die Wahrscheinlichkeiten für Pionen und Kaonen in Myonen zu zerfallen eingetragen. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten sind für unterschiedliche Flugstrecken vom Wechselwirkungspunkt bis ins LAr-Kalorimeter, abhängig vom Polarwinkel, und verschiedene Flugzeiten bei den Hadronenergien 1.5 GeV und 3.0 GeV berechnet. Bei der Berechnung wird angenommen, daß Pionen zu 100 % und

Kaonen zu 67 % in Myonen zerfallen.
Bei den Zerfällen der Pionen besitzen die Myonen ähnliche Impulse wie ihre Mutterteilchen, da die Massendifferenz im Vergleich zur Energie der Pionen gering ist. Die Impulse von Myonen aus Kaonzerfällen weichen aufgrund der größeren Massendifferenz von den Impulsen der Mutterteilchen ab.

- Der größte Teil der Hadronen, die aufgrund ihres Impulses ins instrumentierte Eisen (Abschnitt 2.2.3) vordringen könnten und eine dem Myon ähnliche Signatur verursachen könnten, werden vom LAr-Kalorimeter absorbiert. Jedoch ist die Größenordnug der Anzahl von leichten Hadronen, die als Myonen erkannt werden, vergleichbar mit der Anzahl von Myonen aus den Zerfällen schwerer Hadronen.

Das Verhältnis von Myonen und leichten Hadronen hängt stark von dem räumlichen Bereich ($\Delta\eta$) und von dem Impulsbereich (Δp) in denen Myonen gesucht werden ab. Eine eingehende Untersuchung, die im Rahmen dieser Analyse nicht durchgeführt wird, ist für eine Berechnung der erwarteten Myonen, die nicht aus dem Zerfall schwerer Quarks stammen, nötig.

Ferner entsteht ein Untergrund aus kosmischen Myonen.

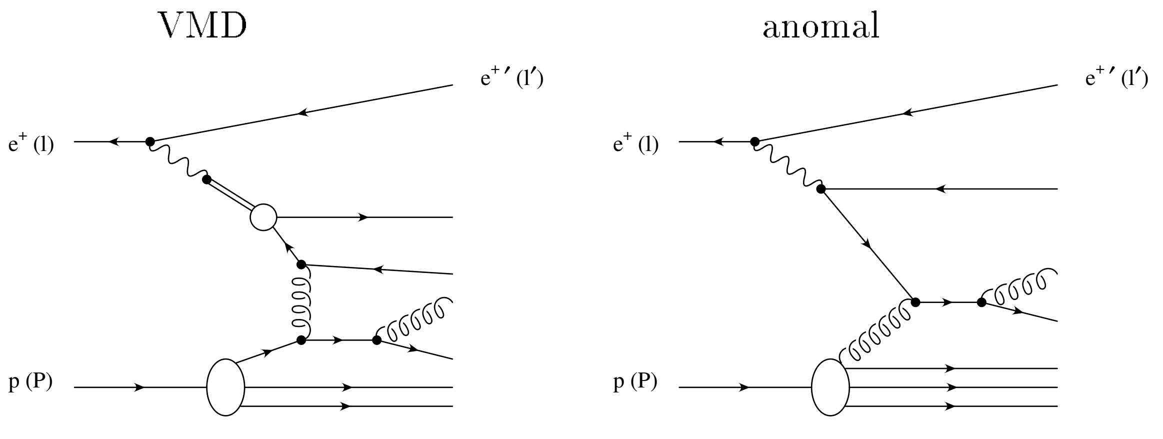


Abbildung 3.8: *Prozesse mit einem aufgelöstem Photon (links VMD-Beitrag, rechts anomaler Beitrag).*

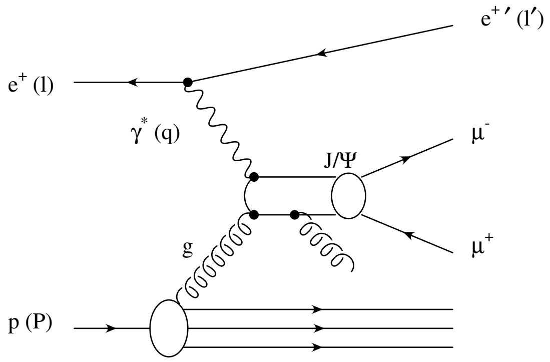


Abbildung 3.9: *Prozeß der inelastischen J/Ψ-Erzeugung.*

Energie	Polarwinkel Θ	Distanz	W_π	W_K
1.5 GeV	10°	2.7 m	3.2 %	15.2 %
	30°	2.0 m	2.4 %	11.5 %
	90°	1.0 m	1.2 %	6.0 %
3.0 GeV	10°	2.7 m	1.6 %	7.8 %
	30°	2.0 m	1.2 %	5.8 %
	90°	1.0 m	0.6 %	2.9 %

Tabelle 3.1: *Die Wahrscheinlichkeiten W_π und W_K dafür, daß Pionen und Kaonen auf der Strecke zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem LAr-Kalorimeter myonisch zerfallen. Es wird dabei angenommen, daß Pionen zu 100 % und Kaonen zu 67 % myonisch zerfallen.*

3.3 Die Monte-Carlo-Generatoren und die Detektorsimulation

Mit dem Monte-Carlo Generator AROMA 2.1 [Ing95] werden Ereignissen mit schweren Quarks durch die BGF in ep-Streuungen generiert. Die Beiträge der elektroschwachen Wechselwirkung und die Massen der schweren Quarks werden berücksichtigt. QCD-Effekte höherer Ordnung werden durch Partonschauer im Anfangs- und Endzustand behandelt und die Hadronisation wird nach dem Lund-String-Modell durchgeführt. In der Fragmentation wird das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für die Entstehung der Quarks u, d, s, c mit $1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$ angenommen. Mit AROMA 2.1 werden Zerfälle von Teilchen simuliert, wenn deren Lebensdauer $\tau < 10^{-8}s$ ist. Der Generator AROMA 2.1 benutzt folgende Programme: LEPTO 5.2 zur Simulation der tiefinelastischen Streuung, JETSET 7.4 zur Berechnung der Partonschauer, Fragmentation und für den Zerfall schwerer Quarks.

Zur Untersuchung des Untergrundes von Ereignissen mit aufgelöstem Photon (Abschnitt 3.2) und bei $Q^2 < 1$ GeV^2 wird das Programm IJRAY [Abt] mit den Generatoren PYTHIA 5.7 und JETSET 7.4 [Tor93] benutzt. IJRAY generiert dabei den Photonfluß. Die weitere Ereignisentwicklung wird von den Generatoren PYTHIA 5.7 und JETSET 7.4 durchgeführt. Zur Berechnung von Ereignissen mit größerem Q^2 wird der Generator DJANGO6 [Cha93] verwendet. QCD-Effekte höherer Ordnung werden durch die Verwendung von LEPTO berücksichtigt.

Monte-Carlo Ereignisse werden auf zwei Stufen der Simulation untersucht.

1. Die durch die Generatoren berechneten Vierervektoren der Ereignisse (Generatorniveau).
2. Die nach der Detektorsimulation vollständig rekonstruierten Ereignisse. Der Einfluß des Detektors auf die Ereignisse und die Antwort des Detektors auf die Ereignisse werden simuliert. Die simulierten Ereignisse werden wie gemessene Ereignisse rekonstruiert.

Es standen folgende Monte-Carlo–Ereignisse zur Verfügung:

- $b\bar{b}$–MC–Ereignisse mit einem b– und einem $\bar{b}$-Quark in der BGF generiert mit AROMA 2.1. 15755 Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität von 30 pb^{-1}. Bei der Simulation wurde ein Myon mit einem Transversalimpuls $p_{t,\mu}$ >1 GeV und einem Polarwinkel $5° < \Theta_\mu < 175°$ verlangt.
- $c\bar{c}$-MC–Ereignisse mit einem c- und einem $\bar{c}$ in der BGF, generiert mit AROMA 2.1. 59949 Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität von 10 pb^{-1}. Es wurde ein Myon mit den gleichen Bedingungen wie bei den $b\bar{b}$–MC–Ereignissen gefordert.
- uds-MC–Ereignisse mit leichten Quarks mit aufgelöstem Photon und $Q^2 < 1$ GeV^2, generiert mit PYTHIA 5.7. 268288 Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität von 3 pb^{-1}. Bei der Simulation wurde eine Spur mit einem Transversalimpuls p_t >2 GeV im Polarwinkelbereich $34° < \Theta_\mu < 127°$ und ein Jet mit einer Transversalenergie $E_t = E \sin\Theta > 6$ GeV verlangt.

- *uds*-DIS-MC–Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit leichten Quarks, generiert mit DJANGO6. 299564 Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität von 295 nb^{-1}. Die Ereignisse wurden bei der Simulation mit $[1-e^{-Q^2\,3.37}]$ (Prokhorov Gewichtung) gewichtet.

Die bei der Ereignissimulation mit den unterschiedlichen Generatoren verwendeten Parametrisierungen der Proton– und Photonstrukturfunktionen sind in Tabelle 3.2 eingetragen. Die Parametrisierungen GRV und MRSG sind nach ihren Autoren *Glück, Reya und Vogt* bzw. *Martyn Roberts und Stirling* benannt. Detailiertere Angaben zu den Parametrisierungen finden sich in [PDFLIB].

Generator	Protonparametrisierung	Photonparametrisierung
AROMA 2.1	MRSG	—
PYTHIA 5.7	GRV LO	GRV-G LO
DJANGO6	GRV LO	—

Tabelle 3.2: *Die für die Monte–Carlo–Simulationen verwendeten Parametrisierungen der Proton– und Photonstrukturfunktionen.*

Für $b\bar{b}$-MC- und $c\bar{c}$-MC-Ereignisse sind in Abbildung 3.10 für die schweren Quarks der Impuls über dem Polarwinkel aufgetragen. Die ausgewählten Ereignisse (3299 $b\bar{b}$-MC- und 3244 $c\bar{c}$-MC-Ereignisse) der Abbildung 3.10 erfüllen die Bedingungen der Vorselektion ($p_{t,\mu} > 1.5$ GeV, $25° < \Theta_\mu < 140°$ und mindestens drei gute Spuren, Abschnitt 4.2).

3.4 Kinematik von Myonen aus dem semileptonischen Zerfall schwerer Hadronen

Zur Trennung von Ereignissen mit *b*-Quarks von Ereignissen mit *c*-Quarks läßt sich der Unterschied der Kinematik der Zerfallsprodukte der *b*- bzw. *c*-Quarks ausnutzen. Besonders geeignet sind die in Abschnitt 3.1.4 beschriebenen Dreikörperzerfälle bei denen Myonen entstehen. In diesem Abschnitt werden die Verteilungen der Myonimpulse aus den Zerfällen von *b*-Hadronen (Hadronen mit einem *b*-Quark als schwerstem Bestandteil) mit denen aus *c*-Hadronen verglichen. Der Impuls des Myons wird jeweils im Ruhesystem seines Mutterteilchens sowie im Ruhesystem des beim Zerfall ebenfalls entstandenen Hadrons (hadronisches Schwesterteilchen des Myons) untersucht. Darauf aufbauend wird eine Abschätzung für den maximalen transversalen Myonimpuls $\grave{p}_{t,\mu}$ bezüglich der Richtung seines hadronischen Schwesterteilchens im Laborsystem gegeben.
In der Analyse wird u.a. der transversale Impuls des Myons bezüglich der Jetrichtung (p_t Kapitel 7) untersucht. Für den Fall, daß ein Jet die Richtung des hadronischen Schwesterteilchens des Myons wiedergibt, trifft die oben angestrebte Abschätzung auch auf den transversalen Myonimpuls bezüglich der Jetrichtung zu. Beschreibt der Jet die Richtung des Mutterteilchens des Myons, ist die Abschätzung zu hoch. Stimmt die Jetrichtung weder

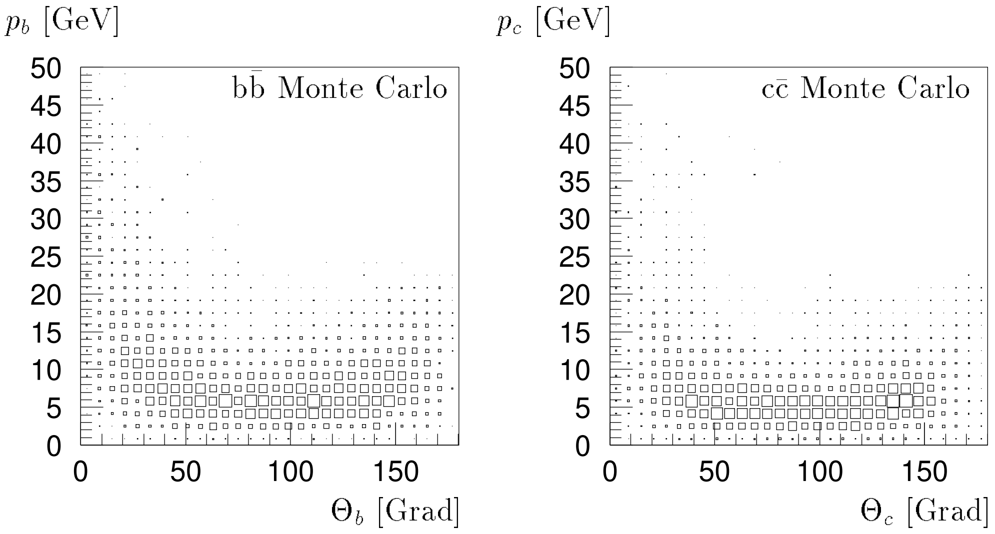


Abbildung 3.10: *Der Impuls gegen dem Polarwinkel von b-Quarks und c-Quarks (generiert mit AROMA 2.1) für Ereignisse, die die Vorselektion erfüllen ($p_{t,\mu} >$ 1.5 GeV, $25° < \Theta_\mu < 140°$, min. drei gute Spuren)*

mit der Richtung des hadronischen Schwesterteilchens noch mit der des Mutterteilchens des Myons (oder einer dazwischenliegenden Richtung) überein, gilt die Abschätzung nicht. Die Frage, welche Richtung die Jetrichtung repräsentiert, wird in Abschnitt 6.3 näher untersucht. In Abbildung 6.10, Kapitel 6 erkennt man für den b-Hadron Zerfall Korrelationen sowohl zwischen Jet und b-Hadron als auch zwischen Jet und c-Hadron.

Den Abbildungen dieses Abschnitts liegen $b\bar{b}$- bzw. $c\bar{c}$-Monte Carlo Ereignisse zugrunde. Die Myonen stammen in den Teilen (a) bzw. (b) der Abbildungen aus semileptonischen Zerfällen von b-Hadronen bzw. c-Hadronen.

In Abbildung 3.11 sind Myonimpulse im Ruhesystem ihrer Mutterteilchen dargestellt. Man erkennt hier, daß der Impuls der Myonen von b-Hadron Zerfällen (Abbildung 3.11 a) höhere Werte erreichen kann als in c-Hadron Zerfällen (Abbildung 3.11 b), wenn diese Impulse in vergleichbaren Bezugssystemen gemessen werden. Die Ursache für diesen Unterschied ist die unterschiedliche Masse der b- und c-Hadronen. Für zwei Beispiele des b-Hadron und c-Hadron Zerfalls ($B^+ \to \overline{D^0}\mu^+\nu_\mu$ und $D^+ \to \overline{K^0}\mu^+\nu_\mu$) folgt eine Berechnung des maximal erreichbaren Myonimpuls $p^*_{max,\mu}$. $p^*_{max,\mu}$ läßt sich mit der Gleichung (34.206) aus [PDG96] berechnen. Setzt man die entsprechenden Größen des b-Hadron Zerfalls ein, lautet die Gleichung:

$$p^*_{max,\mu} = \frac{[(m^2_{B^+} - (m_{\overline{D^0}} + m_\mu)^2)(m^2_{B^+} - (m_{\overline{D^0}} - m_\mu)^2)]^{\frac{1}{2}}}{2m_{B^+}} \tag{3.1}$$

Damit berechnet sich der maximale Myonimpuls im Ruhesystem des Mutterteilchens für die Zerfälle (in die Gleichung 3.1 müssen die entsprechenden Massen eingesetzt werden):

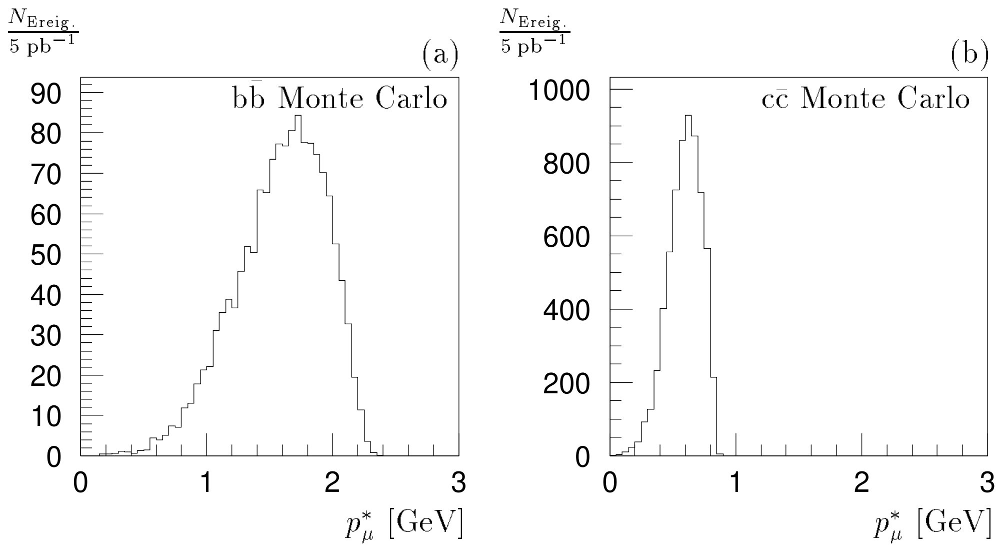


Abbildung 3.11: *Der Impuls des Myons im Ruhesystem seines Mutterteilchens, (a) Zerfall von b-Hadronen, (b) Zerfall von c-Hadronen*

$$B^+ \to \overline{D^0}\mu^+\nu_\mu \; p^*_{max,\mu} = 2.31\ \text{GeV}$$
$$D^+ \to \overline{K^0}\mu^+\nu_\mu \; p^*_{max,\mu} = 0.87\ \text{GeV}$$

Diese Werte finden sich in Abbildung 3.11 bestätigt.

In Abbildung 3.12 sind die Myonimpulse aus dem Zerfall der b-Hadronen und c-Hadronen bezüglich des Ruhesystems der beim Zerfall entstandenen Hadronen (Schwesterteilchen der Myonen) dargestellt. Hier ist der maximal erreichbare Wert des Myonimpulses in beiden Fällen höher als in Abbildung 3.11. Für die oben gegebenen Beispiele der b-Hadron und c-Hadron Zerfälle folgt nun eine Berechnung des maximal erreichbaren Myonimpulses $\grave{p}_{max,\mu}$ im Ruhesystem der Schwesterteilchen ($\overline{D^0}$ bzw. $\overline{K^0}$) mit der in [PDG96] gegebene Beziehung:

$$m^2_{12} \leq (M - m_3)^2 \quad \text{mit} \quad m^2_{12} = (p_1 + p_2)^2.$$

Für die Berechnung von $\grave{p}_{max,\mu}$ im Ruhesystem des $\overline{D^0}$ setzt man für M die Masse von B^+, für p_1 den Viererimpuls von $\overline{D^0}$, für p_2 den Viererimpuls des Myons und für m_3 die Neutrinomasse ein. Die Beziehung lautet dann:

$$(p_{\overline{D^0}} + p_\mu)^2 \leq (m_{B^+} - m_\nu)^2 = m^2_{B^+}.$$

Der maximal erreichbare Impuls des Myons $\grave{p}_{max,\mu}$ berechnet sich damit zu:

$$\grave{p}_{max,\mu} = \left(\frac{\frac{1}{4}(m^2_{B^+} - m^2_{\overline{D^0}} + m^2_\mu)^2 - m^2_{B^+} m^2_\mu}{m^2_{\overline{D^0}}} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.2}$$

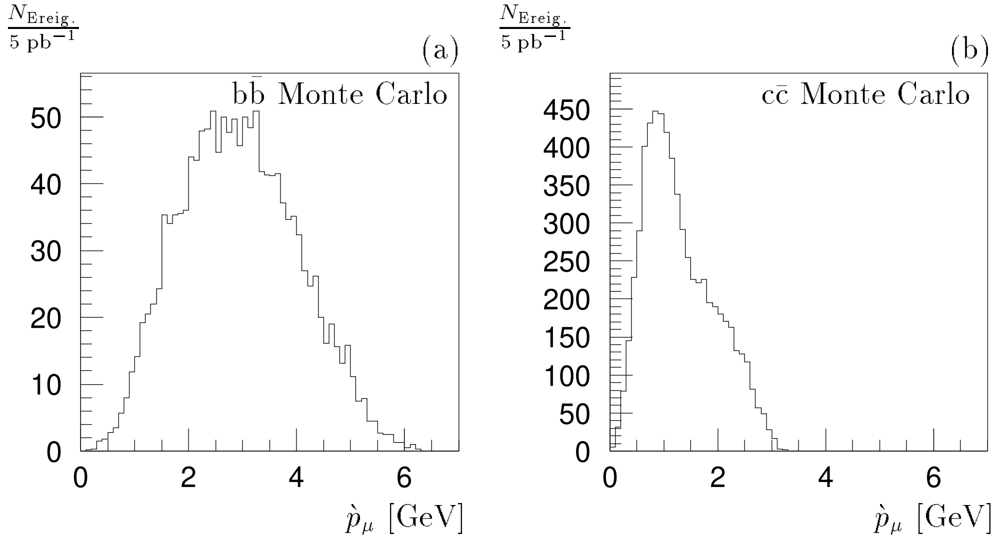


Abbildung 3.12: *Impuls der Myonen aus den Zerfällen der (a) b-Hadronen und (b) c-Hadronen im Ruhesystem der dabei entstandenen Hadronen (Schwesterteilchen der Myonen).*

Dies liefert für die betrachteten Prozesse:

$$\begin{array}{lll} B^+ \to \overline{D^0} + \mu^+ + \nu_\mu & \qquad & \grave{p}_{max,\mu} = 6.51 \text{ GeV} \\ D^+ \to \overline{K^0} + \mu^+ + \nu_\mu & \qquad & \grave{p}_{max,\mu} = 3.25 \text{ GeV} \end{array}$$

Man erkennt, daß der Impuls des Myons im Ruhesystem seines Schwesterteilchens, beim Zerfall des B^+-Mesons um ca. 3 GeV höhere Werte erreicht als beim D^+-Mesonen Zerfall.

Es gilt:

$$\grave{p}_{t,\mu} < \grave{p}_{max,\mu}.$$

Der Transversalimpuls des Myons zur Richtung seines hadronischen Schwesterteilchens kannn nicht größer sein als der Myonimpuls im Ruhesystem dieses Hadrons. Daher ist $\grave{p}_{max,\mu}$ die angestrebte Abschätzung des maximalen transversalen Impulses $\grave{p}_{t,\mu}$.
Abbildung 3.13 zeigt den transversalen Myonimpuls bezüglich der Richtung des Schwesterteilchens für Zerfälle von b-Hadronen und c-Hadronen.

3.5 Herkunft von Myonen in $b\bar{b}$-MC– und $c\bar{c}$-MC–Ereignissen auf Generator-Niveau

Der Zerfall schwerer Quarks und des Leptons τ geschieht nahe beim Wechselwirkungspunkt. In der Monte-Carlo Rechnung werden diese Zefälle im Generator-Niveau (Ab-

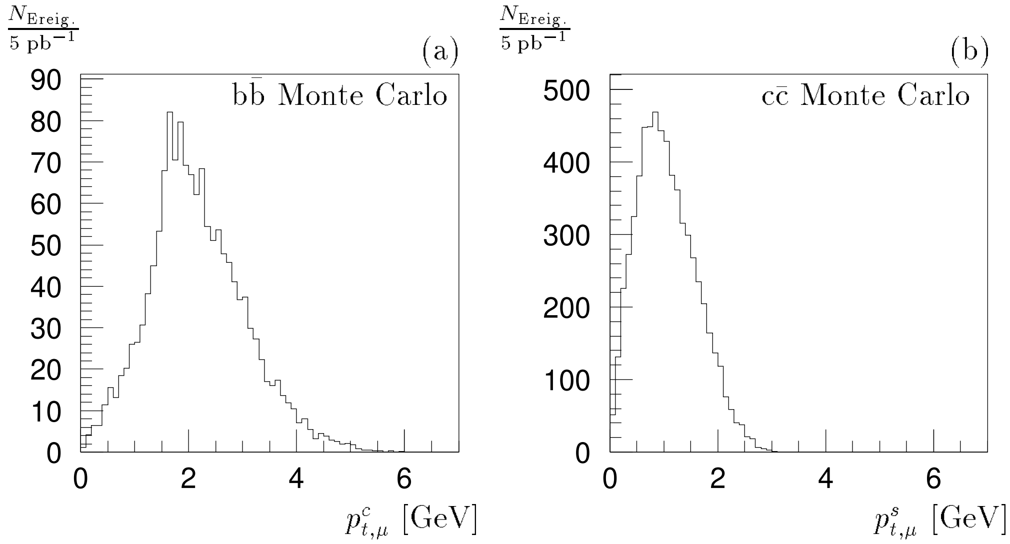


Abbildung 3.13: *Der transversale Myonimpuls bezüglich der Richtung seines hadronischen Schwesterteilchens im Laborsystem. (a) Zerfall der b-Hadronen (b) Zerfall der c-Hadronen*

schnitt 3.3) simuliert. Bei diesem Berechnungsschritt können beim b-Quark Zerfall entstandene c-Quarks ihrerseits beim Zerfall ein Myon erzeugen. Dieser und andere Erzeugungsprozesse für Myonen in der Nähe des Wechselwirkungspunktes sind für Monte-Carlo Ereignisse in Tabelle 3.3 dargestellt. Die untersuchten Ereignisse erfüllen die Anforderungen der Vorselektion, die in Abschnitt 4.2 beschrieben wird. Es werden dabei 3299 bzw. 3244 Ereignisse mit b- bzw. c-Quarks aus der BGF selektiert.

$b\bar{b}$–MC–Ereignisse 3299				$c\bar{c}$–MC–Ereignisse 3244		
	n_μ	%			n_μ	%
insgesamt in $b\bar{b}$-MC	4305	100		insgesamt in $c\bar{c}$-MC	3545	100
$b \to \mu$	3255	75.6		$c \to \mu$	3532	99.63
$c \to \mu$	908	21.09		$\eta \to \mu$	2	0.06
$J/\Psi \to \mu$	101	2.35		$c \to \tau \to \mu$	16	0.45
$b \to \tau \to \mu$	34	0.79				
$c \to \tau \to \mu$	1	0.02				
$c(\neq b \to c) \to \mu$	6	0.14				

Tabelle 3.3: *Die Aufteilung aller Myonen auf Generator-Niveau nach ihrer Herkunft. In der Zeile $c(\neq b \to c) \to \mu$ ist die Anzahl von Myonen aufgelistet , die von c–Quarks abstammen, die nicht durch den Zerfall eines b–Quarks entstanden sind. Die betrachteten Ereignisse erfüllen die Bedingungen der Vorselektion.*

In Abbildung 3.14 sind der Polarwinkel Θ_μ und der transversale Impuls $p_{t,\mu}$ bezüglich des Laborsystems aller Myonen der Ereignisse aus der Vorselektion dargestellt. Die Myonen aus den $b\overline{b}$–MC–Ereignissen werden dafür in die 3289 Myonen (Teil (a) und (b)), die von b-Quarks (auch über das τ) und die 1016 Myonen (Teil (c) und (d), die von c-Quarks abstammen, aufgeteilt. In den Teilen (e) und (f) sind alle 3545 Myonen, aus den $c\overline{c}$–MC–Ereignissen, eingetragen.
Die Vorselektion verlangt, daß in den Bereichen $25^\circ < \Theta_\mu < 140^\circ$ und $p_{t,\mu} > 1.5$ mindestens ein Myon auftritt. Zusätzlich treten außerhalb des Selektionsbereiches Myonen auf, dies erklärt die Einträge der Histogramme außerhalb von $25^\circ < \Theta_\mu < 140^\circ$ und $p_{t,\mu} > 1.5$.

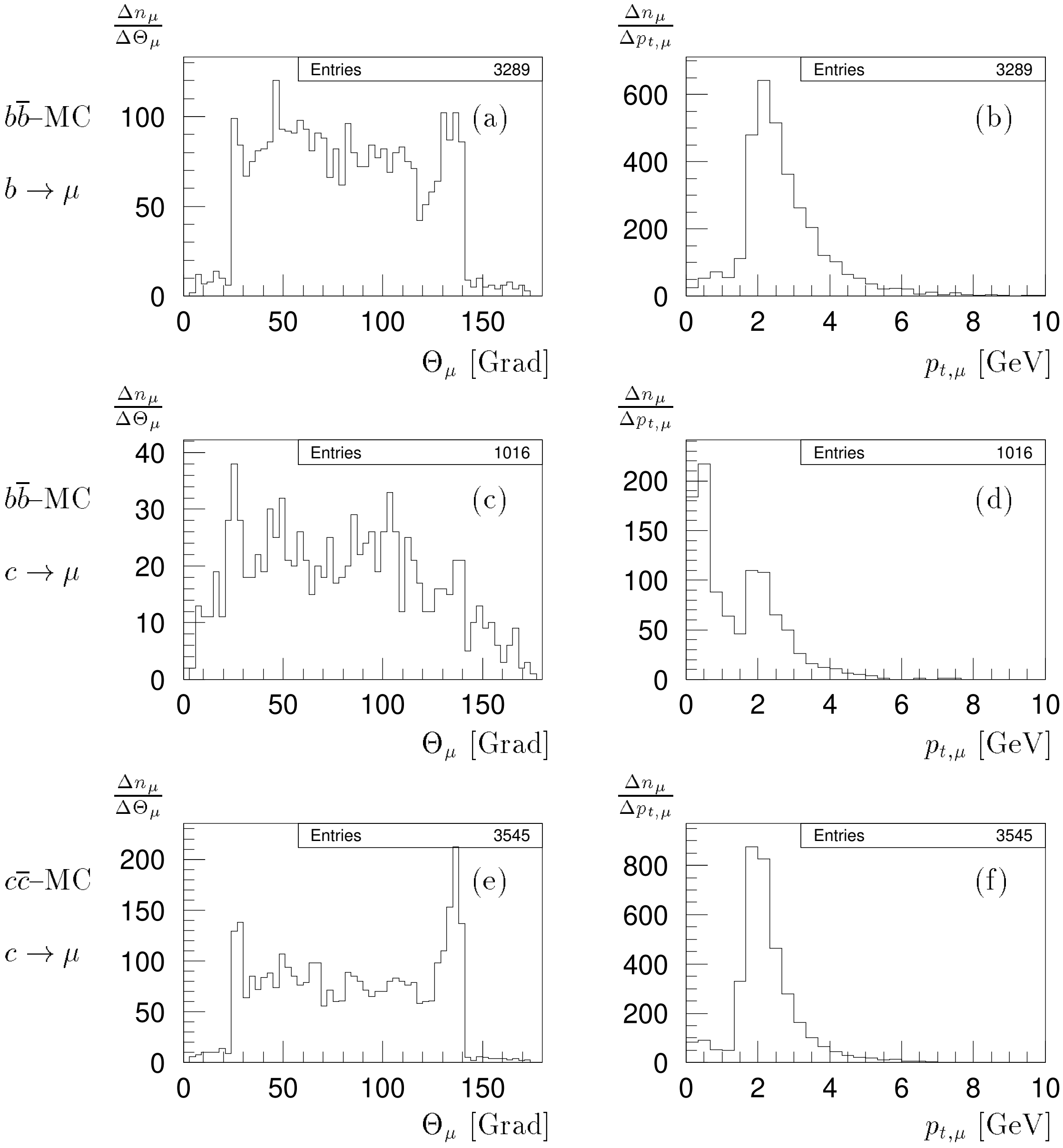


Abbildung 3.14: Θ_μ *und* $p_{t,\mu}$ *von Myonen auf Generatorniveau für Ereignisse aus der Vorselektion. Die Histogramme beschreiben* $b\bar{b}$*–MC– bzw.* $c\bar{c}$*–MC–Ereignisse. In (a) und (b) stammen die Myonen direkt (auch über* τ*) aus dem b-Zerfall, in (c) und (d) kommen die Myonen aus dem Zerfall des c-Quarks (Tabelle 3.3). (e) und (f) enthalten alle generierten Myonen in den* $c\bar{c}$*-MC Ereignissen.*

Kapitel 4

Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion von Spuren und insbesondere von Myonen beschrieben. In einer Vorselektion werden Ereignisse ausgewählt, die Myonkandidaten und Spuren weiterer Teilchen enthalten (inelastische Ereignisse mit Myonen). Es wird eine Unterteilung in tiefinelastische und Photoproduktionsereignisse vorgenommen.

4.1 Spur- und Myon- Selektion

Der Selektion liegen rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem und im instrumentierten Eisen zugrunde. Bei der Spurrekonstruktion (Abschnitt 2.2) werden häufig mehrere Spuren rekonstruiert, die von einem Teilchen stammen. In dieser Analyse wird die Spur- und Myonselektion nach Lee West [West96] benutzt, die diese Mehrdeutigkeiten auflöst und Qualitätsanforderungen an die Spuren stellt.

4.1.1 Die Spurselektion

Die Spurselektion stellt Anforderungen an die Qualität der rekonstruierten Spuren und löst Ambiguitäten auf. Als Ambiguität wird das Auftreten von mehreren rekonstruierten Spuren, die mit einem Teilchen assoziiert sind, bezeichnet. Wie diese Ambiguitäten entstehen und die Methode sie aufzulösen wird im folgenden verdeutlicht.
In dieser Analyse werden nur an den primären Vertex angepaßte Spuren geladener Teilchen (also keine V_0-Spuren) verwendet.
Die Anforderungen an die Spuren werden getrennt für Vorwärtsspuren, zentrale und kombinierte Spuren gestellt und sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Es folgen Erläuterungen zu den Schnitten in der Tabelle 4.1.

- Bei Vorwärtsspuren wird auf folgende Größen geschnitten:
  - In der $R\Phi$-Ebene wird der Abstand R_0 berechnet. Dafür wird die entsprechende Spur mit ihrer Parametrisierung vor der Vertexanpassung extrapoliert. R_0 ist der Abstand zwischen dieser Spur und dem Ereignisvertex. Mit dem Schnitt auf R_0 wird der Untergrund von Myonen, die nicht bei der ep-Wechselwirkung entstanden sind, reduziert. Diese Myonen entstehen z.B. bei Wechselwirkungen zwischen Protonen des Strahls und Molekülen des Restgases oder der Strahlrohrwand.
  - $\chi^2_{Spuranpassung}/NDF$ bzw. $\chi^2_{Vertexanpassung}/NDF$ (für an den Ereignisvertex angepaßte Spuren) sind die χ^2-Werte der Spur- bzw. Vertexanpassung dividiert durch die Anzahl der Freiheitsgrade.

Vorwärtsspuren		
P_t	$>$	0.150 GeV
Θ	$>$	6.0°
	$<$	25.0°
R_0	$<$	10.0 cm
$\chi^2_{Spuranpassung}/NDF$	$<$	10.0
$\chi^2_{Vertexanpassung}/NDF$	$<$	25.0
$N_{prim\ddot{a}re+sekund\ddot{a}re\ planare\ Segmente}$	$\geq$	1
$N_{planare+radiale\ Segmente}$	$\geq$	2
σ_p/p	$<$	1
Zentrale Spuren		
p_t	$>$	0.150 GeV
Θ	$>$	20.0°
	$<$	160.0°
$\mid DCA\mid$	$<$	2.0 cm
$RSTART$	$<$	50.0 cm
l_Θ	$>$	10.0 cm für $\Theta < 150°$
l_Θ	$>$	5.0 cm für $\Theta > 150°$
Kombinierte Spuren		
Θ	$>$	10.0°
	$<$	27.0°
$\mid DCA\mid$	$<$	5.0 cm

Tabelle 4.1: *Bedingungen der Spurselektion*

  - In den drei Modulen der vorderen Spurkammern (Abschnitt 2.2.1) werden Spursegmente erkannt, die dann einen Teil einer Vorwärtsspur bilden. Die Spursegmente werden in drei Qualitätsstufen eingeteilt:
    1. Primäre Segmente haben je drei Treffer in allen drei Orientierungen eines planaren Moduls.
    2. Sekundäre Segmente haben je drei Treffer in zwei Orientierungen und mindestens einen Treffer in der dritten Orientierung eines planaren Moduls.
    3. Tertiäre Segmente haben je drei Treffer in zwei Orientierungen eines planaren Moduls.

    Mit den Anforderungen an $N_{prim\ddot{a}re+sekund\ddot{a}re\ planare\ Segmente}$ und $N_{planare+radiale\ Segmente}$ wird eine minimale Zahl von angesprochenen Segmenten der vorderen Spurkammer verlangt.

- Bei zentralen Spuren wird auf folgende Größen geschnitten:
  - Die in der $R\Phi$-Ebene berechnete Größe $|DCA|$[1] ist der geringste Abstand der nichtvertexangepaßten Spur zum Primärvertex. Sie ist für Spuren, die vom Primärvertex abstammen, klein.
  - Der am dichtesten am Strahlrohr liegende Treffer darf nicht weiter als die durch $RSTART$ gegebene Strecke von der z-Achse entfernt sein.
  - Der radiale Abstand zwischen dem Anfangs- und Endpunkt der Spur muß eine Mindestlänge l_Θ haben. Die Größe ist für Spuren mit einem Polarwinkel $\Theta < 150°$ und Spuren mit $\Theta > 150°$ unterschiedlich. Die Anzahl der Lagen, die ein Teilchen durchquert, hängt von Θ ab.
- Kombinierte Spuren setzen sich aus einer zentralen und einer Vorwärtsspur zusammen. Dabei wird für die beiden ursprünglichen Spuren eine gemeinsame Parametrisierung berechnet. Kombinierte Spuren treten nur in einem Polarwinkelbereich $10° \lesssim \Theta \lesssim 27°$ auf. In diesem Bereich durchqueren vom Primärvertex kommende Teilchen die vordere und zentrale Spurkammer.

Methoden zum Auflösen von Ambiguitäten bei Spuren

Zu einem Teilchen werden oft mehrere Spuren rekonstruiert. Die häufigsten Ursachen für diese Ambiguitäten sind:

- die Anpassung einer Spur an mehrere Vertizes,
- das Auftreten einer Vorwärtsspur, einer zentralen und einer kombinierten Spur, die zu demselben Teilchen gehören.

Um Ambiguitäten aufzulösen, werden nur an den Primärvertex angepaßte Spuren verwendet. Liegen Ambiguitäten durch das Auftrten von

---

[1] Distance of Closest Approach. DCA ist nicht der auf den Koordinatenursprung, sondern auf den Primärvertex bezogene Wert.

- kombinierten Spuren, zentralen Spuren, Vorwärtsspuren

vor, so wird in der angegebenen Reihenfolge eine Spur ausgewählt.

4.1.2 Die Myonselektion

Die Myonselektion stellt Anforderungen an die im instrumentierten Eisen nachgewiesenen Spuren (Eisenspuren) und an die Qualität der Verbindung der Eisenspuren mit Spuren der inneren Spurkammern. In dieser Analyse werden nur im instrumentierten Eisen nachgewiesene Myonen verwendet. Die Anforderungen an die Eisenspuren (Tabelle 4.2) sind für den Bereich des instrumentierten Eisens (Barrel, FEC und BEC, Abschnitt 2.2.3), in dem sie nachgewiesen werden, unterschiedlich.

Barrel		
ρ	$<$	100 cm
Z_0	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	2
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2

vordere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6

hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3

Tabelle 4.2: *Bedingungen für Eisenspuren im Barrel, in der FEC und BEC*

Es folgen Erläuterungen zu den Anforderungen der Tabelle 4.2.

- Bedingungen an zentrale Eisenspuren:
  - ρ der geringste Abstand der extrapolierten Spur aus dem instrumentierten Eisen vom Primärvertex

  - Z_0 die z-Koordinate des Schnittpunktes der extrapolierten Spur aus dem Eisen mit der Strahlachse.

- Schnitte an Spuren aus der vorderen und hinteren Endkappe:
  - ρ_x und ρ_y sind die x- und y-Komponente des geringsten Abstands der extrapolierten Eisenspur vom Primärvertex.

- Schnitte an alle Eisenspuren:
  - N_{Lagen} die Anzahl getroffener Drahtlagen.
  - $i_{erste\,Lage}$ bzw. $i_{letzte\,Lage}$ die Nummer der ersten bzw. letzten getroffenen Lage (vom Detektorzentrum aus betrachtet).

Ist eine Eisenspur mit mehreren inneren Spuren verbunden (Abschnitt 2.2.3), so wird in dieser Analyse die Verbindung mit der größten Wahrscheinlichkeit ausgewählt (Abschnitt 2.2.3).

4.2 Selektion von inelastischen Ereignissen mit Myonen

Der verwendete Datensatz besteht aus den Ereignissen der „Myonklasse“ aus der Datennahmeperiode 1995. Die Ereignisse der Myonklasse erfüllen die Bedingungen, die in der Tabelle 4.3 (Ereignisklasse 24) aufgelistet sind. Diese Anforderungen sind der Vollständigkeit halber angegeben und werden nicht weiter erläutert.

Die Selektionskriterien für inelastische Ereignisse mit Myonen sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Mit der Forderung nach mindestens drei guten Spuren werden inelastische Ereignisse selektiert, gleichzeitig reduziert die Bedingung den Untergrund an Myonen aus der kosmischen Strahlung, bei der häufig nur zwei Spuren im Detektor gemessen werden.
Eine weitere Quelle von Untergrund sind Hadronen, die eine einem Myon ähnliche Signatur hinterlassen (Abschnitt 3.2). Diese treten verstärkt im vorderen und rückwärtigen Bereich auf. In Vorwärtsrichtung finden sich häufig Produkte aus dem hadronischen Endzustand. In Rückwärtsrichtung endet das LAr-Kalorimeter wodurch weniger absorbierende Materie vorliegt, in der Hadronen aufschauern würden. Mit der Einschränkung des Polarwinkelbereiches der Myonen wird dieser Untergrund reduziert. Die mit diesen Bedingungen selektierten Ereigniszahlen sind in Tabelle 4.5 aufgelistet.

4.3 Unterscheidung zwischen tiefinelastischen und Photoproduktionsereignissen

Im folgenden wird eine Unterteilung in Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS-Ereignisse) und Photoproduktion vorgenommen. Bei Ereignissen der tiefinelastischen Streuung läßt sich das gestreute Positron im H1-Detektors nachweisen. In dieser Analyse werden

Selektionskriterien der Myonklasse	
• 1 Myon (identifiziert im instr. Eisen oder FMD)	oder
• $\geq$ 2 Myonen (identifiziert im instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter)	oder
• 1 Myon (instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter) und $\geq$ 1 Elektron	oder
• 1 Myon und $\leq$ 5 weitere Spuren im Spurkammersystem	oder
• 1 Lepton und genau 1 weitere Spur im Spurkammersystem	
Spuren im Spurkammersystem	
• Nur vertexangepaßte Spuren mit $\lvert z_0 \rvert \leq 40$ cm	und
• Zentrale Spuren: $\geq$ 10 Treffer in den Spurkammern und $R_{Start} < 30$ cm	und
• Vorwärtsspuren: $N_{planareModule} \geq 1$	und
Vertexanpassung	und
$p \geq 1$ GeV	und
$N_{Module} \geq 2$ für $\theta_{Vertex} \leq 20°$	und
$\chi^2{}_{Spuranpassung}$/NDF ≤ 10	und
$\chi^2{}_{Vertexanpassung}$/NDF ≤ 10	und
$R_0 \leq 5$ cm	und
• Kombinierte Spuren: keine weiteren Schnitte	
Spuren im Myonsystem	
• Spur im instr. Eisen mit	
$\rho \leq 100$ cm , minimaler Abstand der extrapolierten Spur von der Strahlachse in der yz–Ebene	und
$\geq$ 6/2/3 (FEC/Barrel/BEC) Drahtlagen (ohne Myonboxen)	oder
• Spur im FMD mit	
-400 cm$\leq z_{Vertex} \leq$ 300 cm	und
$\chi^2_{Fit} \leq 20$	und
$\lvert \phi_{erster\ Treffer} - \phi_{letzter\ Treffer} \rvert \leq 1.0$ rad	
Verbindung zwischen Spur in Spurkammern und Myonsystem	
• $P(\chi^2) \geq 0.001$	
Leptonidentifikation im LAr–Kalorimeter	
• Myon: mindestens *normale* Qualität	
• Elektron: mindestens *normale* Qualität	
Reduktion kosmischer Myonen	

Tabelle 4.3: *Selektion der Myonklasse (Ereignisklasse 24). [MeyA95]*

Vorselektion	
Ereignisklasse	24
Anzahl von „guten Spuren“	$ngood \geq 3$
Transversalimpuls des Myons zur Strahlachse	$p_{t,\mu} > 1.5$ GeV
Polarwinkel des Myons	$25° < \Theta_\mu < 140°$

Tabelle 4.4: *Vorselektion von inelastischen Ereignissen mit Myonen*

	Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	uds-MC	uds-DIS-MC
Ereignislasse 24	8744	11113	30305	97579	20763
Vorselektion	7283	3299	3244	282	134

Tabelle 4.5: *Anzahlen von Ereignissen der Ereignisklasse 24 und die Anzahlen von Ereignissen, die die Vorselektion erfüllen.*

DIS-Ereignisse untersucht, bei denen das gestreute Positron im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL) nachgewiesen wird.

Es werden nur DIS-Ereignisse betrachtet, die aus den Datennahmeeinheiten stammen, in denen das SPACAL störungsfrei arbeitete (SPACAL effizient). Falls es mehrere Kandidaten für das gestreute Positron gibt, wird dasjenige ausgewählt, welches die höchste Energie besitzt. Damit der zugehörige Cluster als das Positron akzeptiert wird, muß er im Vertrauensbereich des SPACAL liegen und den Anforderungen der Tabelle 4.6 genügen.

Positron im SPACAL		
SPACAL effizient		
$\Theta_{l'}$	$<$	178°
min($\lvert x\rvert$,$\lvert y\rvert$)	$>$	8.7 cm
E_{VL}	$<$	1 GeV
d_{BDC}	$>$	0
	$<$	2.8 cm
ECRA	$<$	3.4 cm
$E_{l'}$	$>$	11 GeV

Tabelle 4.6: *Bedingungen an das gestreute Positron*

Die Anforderungen an den Polarwinkel ($\Theta_{l'}$) und die x-,y-Koordinaten des Positrons grenzen den Vertrauensbereich des SPACAL ab. Es wird verlangt, daß die Gesamtenergie E_{VL} in der Vetolage des SPACAL (Abbildung 4.1) kleiner als 1 GeV ist. Dieser Schnitt verwirft Positronen, die am inneren Rand des SPACAL gemessen werden und bei denen sich der Schauer außerhalb des Kalorimeters fortsetzt.

Die größte Untergrundquelle bei der Selektion von DIS-Ereignissen ist die Photoproduktion mit hochenergetischen Teilchen im SPACAL, die einen dem elektromagnetischen

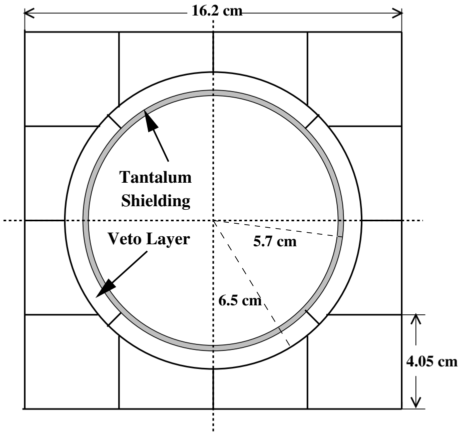


Abbildung 4.1: *Position der Veto Lage im SPACAL*

Schauer des Positrons ähnlichen Schauer erzeugen (zB. π^0 und Photonen). Zur Reduktion des Photoproduktionsuntergrundes wird auf die laterale Schauerausdehnung (Energy weighted Cluster Radius ECRA) und den Abstand des Schauerschwerpunktes zu Spuren in der BDC (d_{BDC}) geschnitten. Der laterale Schauerradius ist für elektromagnetische Schauer kleiner als für hadronische Schauer. Die Forderung nach einer Spur in der BDC dient dazu, die Signatur von neutralen Teilchen von der des Positrons zu unterscheiden.

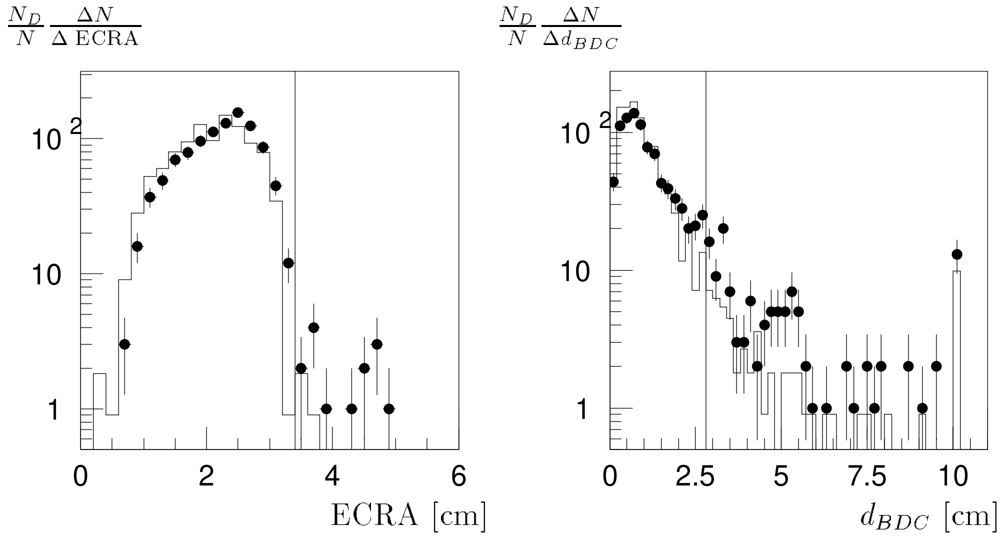


Abbildung 4.2: *ECRA und d_{BDC} für Ereignisse mit Positronen im SPACAL. Punkte entsprechen Daten, die Histogramme den $b\bar{b}$-MC und $c\bar{c}$-MC Ereignissen, normiert auf die Daten.*

Für die Ereignisse, die in den ausgewählten Datennahmeeinheiten liegen und bei denen das Positron im Akzeptanzbereich liegt und eine Energie über 7 GeV hat, ist in Abbildung

4.2 die Größe ECRA dargestellt. Die Größe d_{BDC} ist für die Ereignisse dargestellt, die die weitere Bedingung ECRA < 3.4 cm erfüllen. Die Punkte in der Abbildung 4.2 markieren die Werte der gemessenen Ereignisse, die Histogramme enthalten die $b\bar{b}$-MC– und $c\bar{c}$-MC–Ereignisse, die vertikalen Linien deuten die Schnitte an. Der Wert für d_{BDC} bei 10 cm umfaßt alle Werte über 10 cm. Für die Positronen, zu denen es keinen Treffer in der BDC gibt, ist $d_{BDC} = 0$.

In Tabelle 4.7 sind die Anzahlen von Ereignissen aufgelistet, die nach sukzessiver Anwendung der Akzeptanz, ECRA, d_{BDC} und Energie $E_{l'} > 11$ GeV Schnitte verbleiben. Es werden nur Cluster mit mindestens 7 GeV betrachtet.

	Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC
SPACAL-Akzeptanz	1033	500	639
ECRA < 3.4 cm	1019	500	636
$0 < d_{BDC} < 2.8$ cm	884	461	610
$E_{l'} > 11$ GeV	783	412	581

Tabelle 4.7: *Anzahl der Ereignisse mit einem Positronkandidaten im SPACAL bei verschiedenen Qualitätsanforderungen.*

In **Ereignissen der Photoproduktion** wird gefordert, daß es keinen Kandidaten für das gestreute Positron mit einer Energie über 7 GeV gibt. Tabelle 4.8 enthält, ausgehend von den Ereignissen der Vorselektion, die Anzahlen von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion. In Tabelle 4.8 sind die Photoproduktions-Ereignisse aufgeführt sowie die Ereignisse, die einen nicht akzeptierten Positronkandidaten, aufgeteilt nach dem Kalorimeter in dem er gemessen wird, enthalten.

Durch die gewählte Aufteilung in Photoproduktion und DIS-Ereignisse verbleiben die Ereignisse mit nicht akzeptierten Positronen (Tabelle 4.8), die in der Analyse nicht weiter betrachtet werden. Eine Zuordnung des Positronkandidaten zu einem Jet beeinflußt die Jetkinematik aufgrund der hohen Energie des Kandidaten (über 7 GeV) erheblich. Diese Ereignisse insbesondere diejenigen, bei denen ein Positronkandidat im LAr-Kalorimeter gefunden wird, bedürfen einer gesonderten Analyse, die hier nicht durchgeführt wird.

	Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	uds-MC	uds-DIS-MC
Vorselektion	7283	3299	3244	1076	134
Photoproduktion	5189	2547	2353	935	18
DIS-Ereignisse	783	412	581	46	78
Ereignisse mit verworfenen Positronkandidaten aus dem					
SPACAL	952	202	151	59	24
LAr	359	138	159	36	14

Tabelle 4.8: *Anzahl der Ereignisse, der Vorselektion und nach der Aufteilung in Ereignisse der tiefinelastischen Streuung und Photoproduktion.*

In Abbildung 4.3 sind für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung, $\log(Q^2)$, $E_{l'}$, $\Theta_{l'}$, $E-p_z$, in Abbildung 4.4 ist $E-p_z$ für Ereignisse der Photoproduktion dargestellt. Die Ereignisse erfüllen die Bedingungen der Vorselektion. Der Polarwinkel Θ_μ und der Transversalimpuls bezüglich der Strahlachse $p_{t,\mu}$ von Myonen aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Myonen mit $p_{t,\mu} < 1.5$ GeV oder Θ_μ außerhalb $25^\circ - 140^\circ$ treten in Ereignissen auf, die mehr als ein Myon, das den Bedingungen der Vorselektion genügt, enthalten.

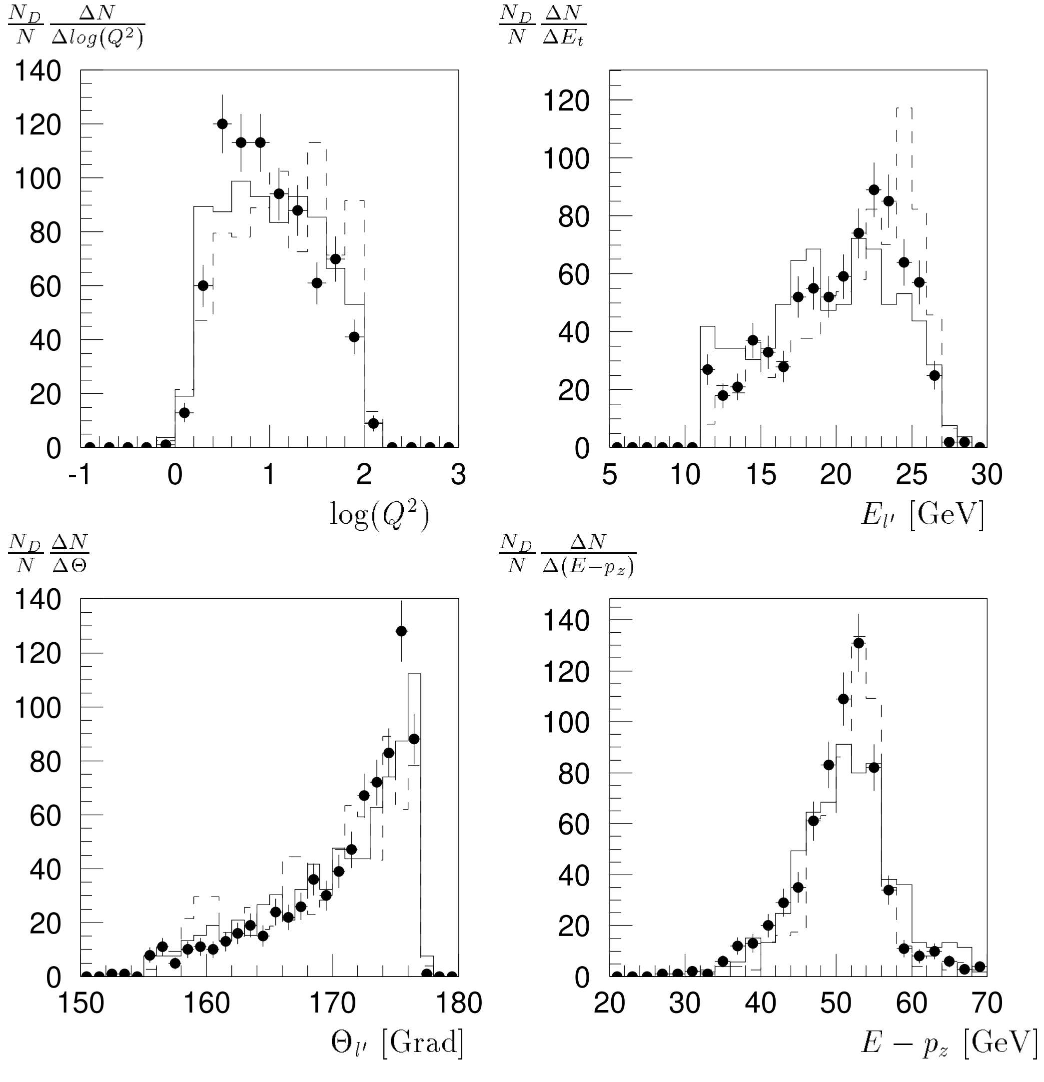


Abbildung 4.3: *log(Q^2), $E_{l'}$, $\Theta_{l'}$, $E - p_z$ für Daten (Punkte), $b\bar{b}$-MC-(durchgezogen), $c\bar{c}$-MC-(gestrichelt) Ereignisse der tiefinelastischen Streuung*

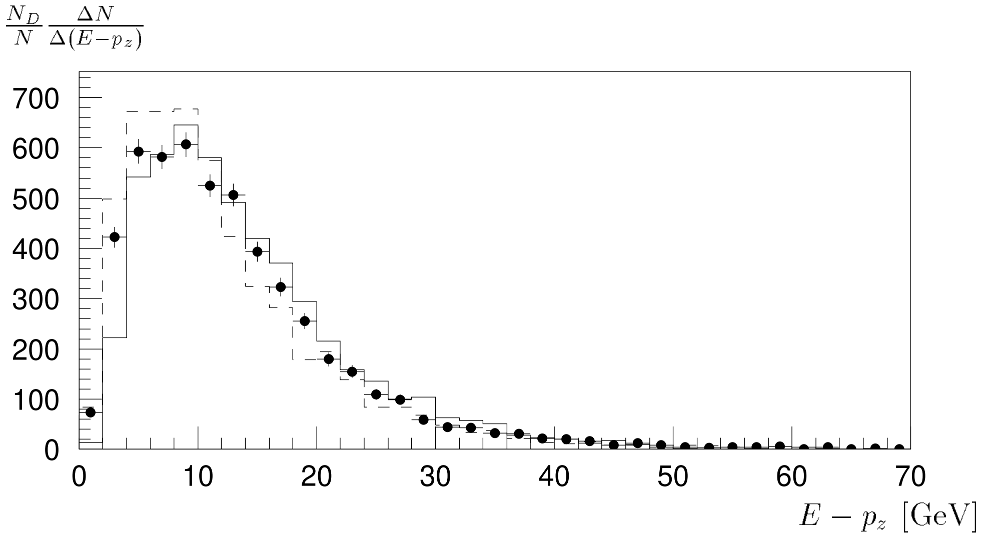


Abbildung 4.4: *$E - p_z$ für Ereignisse der Photoproduktion ($b\overline{b}$-MC– in durchgezogenen und $c\overline{c}$-MC– Ereignisse in gestrichelten Histogrammen).*

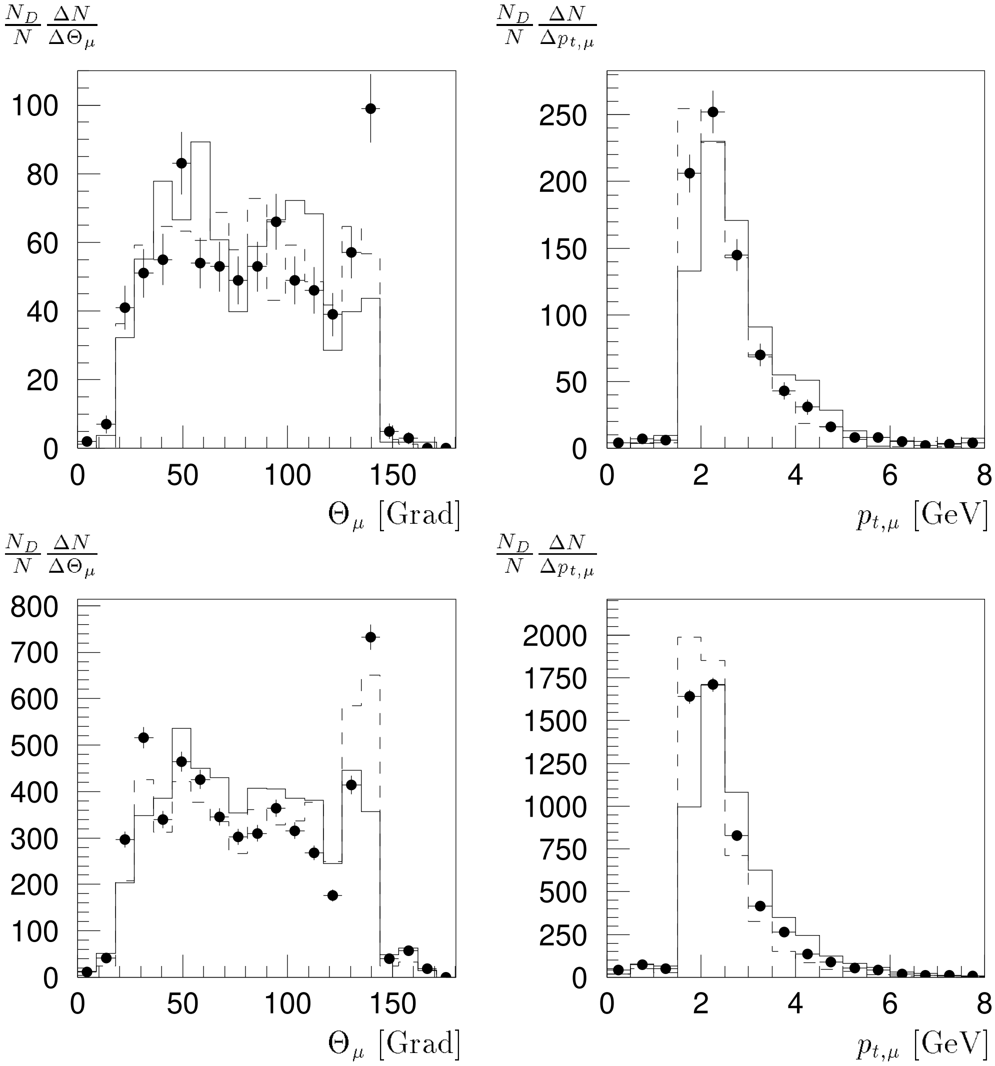


Abbildung 4.5: Θ_μ *und* $p_{t,\mu}$ *für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (oben) und der Photoproduktion (unten) (*$b\overline{b}$*-MC– in durchgezogenen und* $c\overline{c}$*-MC– Ereignisse in gestrichelten Histogrammen).*

Kapitel 5

Beschreibung und Einstellung des Jetalgorithmus

Die bei der BGF entstandenen Partonen hadronisieren und bilden Jets (Abbschnitt 3.1.3). Diese werden mit Hilfe eines Jetalgorithmus gesucht, der Spuren und Schauer aus den Kalorimetern (Cluster) benutzt. In diesem Kapitel wird die Auswahl der Cluster, die zur Jetsuche verwendet werden und der Jetalgorithmus QJCONE beschrieben. Die für diese Analyse verwendete Einstellung des Algorithmus wird erläutert und charakteristische Jetgrößen dargestellt.

5.1 Kalorimeterinformation und die Zuordnung zu Spuren

Die Energiedepositionen in den einzelnen Zellen der Kalorimeter werden zu Gruppen (Cluster) zusammengefaßt. Die Cluster werden so gebildet, daß dem Schauer eines Elektrons möglichst ein Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter zugeordnet wird und die Zahl von Clustern für den Schauer eines Hadrons minimiert wird [H1-MPI-162].

Geladene Teilchen hinterlassen in der Regel sowohl im Spurkammersystem als auch im Kalorimeter eine meßbare Signatur. Die Spuren werden bis ins Kalorimeter extrapoliert, um zu entscheiden, welcher Cluster und welche Spur demselben geladenen Teilchen zugeordnet werden können. Der Jetalgorithmus verwendet im Falle geladener Teilchen den Transversalimpuls, ermittelt aus der Spur und im Fall der neutralen Teilchen die transversale Energie $E_t = E\ \sin\Theta$ der Cluster.

Dafür wird folgendermaßen vorgegangen: Für jede verwendete Spur wird der Eintrittspunkt des Teilchens in das Kalorimeter berechnet. Die Berechnung erfolgt mit dem Programm OCTOGN aus dem Paket H1UTIL . Es berechnet den Schnittpunkt der helixförmigen Flugbahn des Teilchens mit dem inneren Rand des Kalorimeters, welcher einen achteckigen Querschnitt hat. An dem Eintrittspunkt wird die Tangente an der Teilchenbahn berechnet. Die Tangente wird dann ins Kalorimeter extrapoliert und die Abstände von den Clustern berechnet. Um die Tangente wird eine bestimmte Menge von Clustern des Kalorimeters verworfen. Die Bedingung für das Verwerfen eines Clusters ist, daß die aufsummierte Energie der insgesamt verworfenen Cluster einen bestimmten Wert (E_{lock}) nicht überschreitet. E_{lock} wird für jede Spur und den betrachteten Cluster nach Gleichung 5.1 berechnet.

$$E_{lock} = p + \frac{0.5}{\sqrt{E_C}} + p_t \cdot p \cdot 0.01 \qquad (5.1)$$

Die Energie E_{lock} wird aus der Energie des Teilchens, für die näherungsweise ihr Impuls p aus der Spurkammermessung eingesetzt wird, und einem Wert für den Energiefehler, zusammengesetzt. Die Fehlerabschätzung besteht aus dem zweiten und dritten Term von Gleichung 5.1, die sich auf die Fehler der Clusterenergie und des Impulses aus der Spurmessung beziehen.

In Abbildung 5.1 (a) ist für jedes Ereignis die Summe der transversalen Energie der verworfenen Cluster über der Summe der transversalen Energie aus der Spurmessung aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß zwischen ersterer und letzterer eine Korrelation besteht, wobei die transversalen Energien der verworfenen Cluster meist unter denen der Spuren liegen. Abbildung 5.1 (b) stellt die transversale Energie der verbleibenden Cluster über der transversalen Energie der Spuren dar. Man erkennt, daß die Summen bezüglich der Cluster meist größer als die der Spuren sind. Zu erwarten wäre jedoch, daß dieses Verhältnis umgekehrt ist, da mehr geladene als neutrale Teilchen entstehen.
Eine Verbesserung der Methode könnte eventuell durch die Einhaltung einer festgelegten Reihenfolge beim Verwerfen der Cluster erreicht werden. Die Reihenfolge könnte sich z.B. nach der Energie der Cluster oder dem Abstand der Cluster zur Spur richten.

5.2 Beschreibung des Jetalgorithmus QJCONE

Der Jetalgorithmus bildet Jets durch die Summation der Viererimpulse von Teilchen innerhalb eines Radius in der $\eta\Phi$–Ebene. Die Ebene der Pseudorapidität η und des Azimutalwinkel Φ wird in ein Suchgitter unterteilt. Der transversale Impuls jeder eingegebenen Spur und jedes Clusters wird in eine entsprechende Zelle des Gitters eingetragen. Jede Zelle, die danach einen Transversalimpuls oberhalb einer Initiatorenergieschwelle ETMIN hat, wird als Initiator eines möglichen Jets verwendet. Um das Zentrum jeder Initiatorzelle werden innerhalb eines Radius R_{Jet} in der $\eta\Phi$-Ebene die transversalen Energien aller Zellen aufsummiert. R_{Jet} ist durch

$$R_{\mathrm{Jet}} = \sqrt{(\eta_{\mathrm{Zelle}} - \eta_{\mathrm{Initiatorzelle}})^2 + (\Phi_{\mathrm{Zelle}} - \Phi_{\mathrm{Initiatorzelle}})^2}$$

bestimmt. Wenn die transversale Energie innerhalb von R_{Jet} größer als die Energieschwelle ETSMIN ist, wird die transversale Energie und die Initiatorzelle gespeichert. Aus den Zellen im Radius R_{Jet} um die Initiatorzelle, für die die aufsummierte transversale Energie von allen Initiatorzellen am größten ist, wird ein Jet gebildet. Die Zellen, die zu diesem Jet gehören, werden von der weiteren Jetsuche ausgeschlossen. Für die verbleibenden Initiatorzellen wird der Vorgang wiederholt. Detailliertere Informationen finden sich in [H1-375].

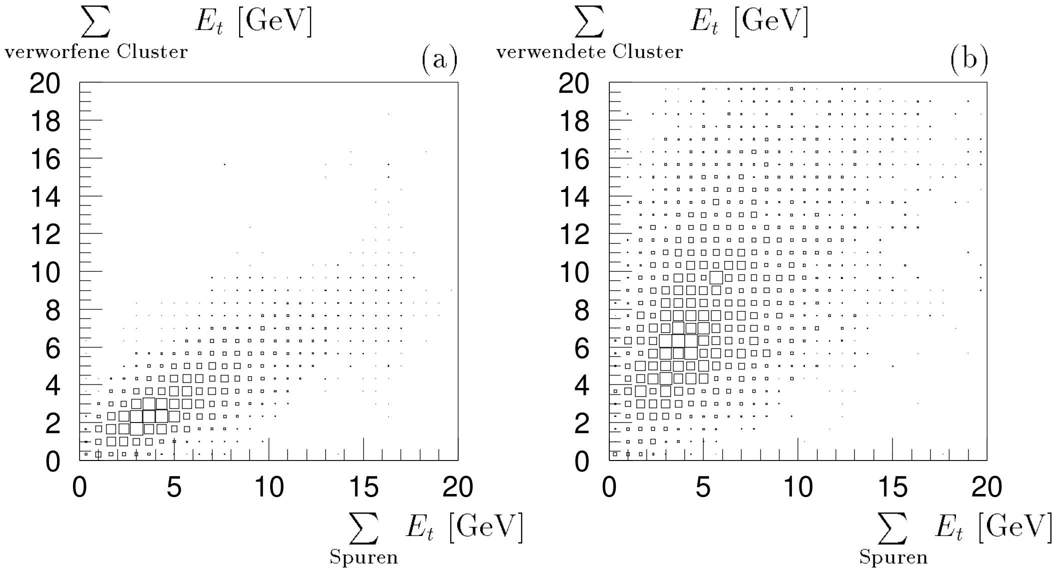


Abbildung 5.1: *(a) transversale Energie der verworfenen Cluster, (b) transversale Energie der verwendeten Cluster, jeweils über der transversalen Energie der Spuren.*

5.3 Jetdefinition mit QJCONE

Die zur Jetdefinition verwendeten Spuren sind die Spuren, die weder einem Myon noch dem gestreuten Elektron zugeordnet werden (Kapitel 4). Es werden nur die nach der Spur-Cluster-Zuordnung nicht verworfenen Cluster verwendet. Der Cluster des gestreuten Elektrons wird ebenfalls nicht benutzt. Die Viererimpulse der Jets werden durch die Addition der Viererimpulse von den Spuren und Clustern im Jet gebildet. Tabelle 5.1 zeigt die Werte der Parameter, die an den Algorithmus übergeben werden.

η-Bereich	2.5 bis -2.5
Gittereinteilung in η	25
Gittereinteilung in Φ	24
ETMIN	1.0
ETSMIN	2.0
R_{Jet}	1.0

Tabelle 5.1: *Parametereinstellung des Jetalgorithmus QJCONE*

Mit der Begrenzung des Suchgitters in Vorwärtsrichtung auf η=2.5 wird der Vorwärtsbereich des Detektors ausgeschlossen, da hier häufig zum Proton-Rest gehörende Teilchen gefunden werden. Dies verfälscht die Rekonstruktion der Partonimpulse der BGF. Bei niederenergetischen Jets haben Teilchen einen größeren Öffnungswinkel untereinander.

Damit auch bei diesen Jets möglichst alle Teilchen eingeschlossen werden, wird ein relativ großer Radius mit R_{Jet}=1 gewählt. Die Energieschwellen ETMIN und ETSMIN wurden anfänglich variiert und später auf die relativ niedrige Werte der Tabelle 5.1 festgelegt. Aus den so berechneten Jets lassen sich diejenigen, die höhere Energieschwellen ETSMIN überschreiten auch nachträglich finden. Diese Methode wird im Weiteren angewandt. Es wurde überprüft, ob die Jets mit denen, die von vornherein mit einem anderen ETSMIN gebildet wurden, übereinstimmen.

5.4 Eigenschaften der Jets

Die Abbildungen 5.2, 5.3, 5.4 beziehen sich auf die 1046 Ereignisse (Tabelle 6.1) aus den Daten mit mindestens zwei Jets bei einer Energieschwelle ETSMIN = 5 GeV und einem Myon mit einem p_t zur Strahlachse von 1.5 GeV.
$\frac{E_{t,out}}{E_{t,grid}}$ ist der relative Anteil der transversalen Energie im Suchgitter außerhalb der beiden Jets mit den höchsten E_t. In Abbildung 5.2 ist $\frac{E_{t,out}}{E_{t,grid}}$ über der gesamten transversalen Energie im Suchgitter $E_{t,grid}$ und p_{Jet} über Θ_{Jet} der beiden Jets dargestellt.
In Abbildung 5.3 ist die azimutale Winkeldifferenz aller Spuren und Cluster im Ereignis zu jeweils dem Jet mit der höchsten transversalen Energie dargestellt. Die Verteilungen lassen einen Anstieg bei der Differenz von 0° und 180° erkennen. Eine Häufung von Spuren und Cluster besteht in der Umgebung des Jets, was der Anstieg der Verteilungen bei 0° zeigt. Der Anstieg der Verteilungen bei 180° wird durch die zweiten Jets der Ereignisse hervorgerufen. Die Verteilung der azimutalen Winkeldifferenz des zweiten zu dem ersten Jet steigt ebenfalls bei 180° an (Abbildung 6.5).

Die Differenz in der Pseudorapidität von der Jetrichtung zu den zum Jet gehörenden Spuren und Clustern ist in Abbildung 5.4 (a) dargestellt. In Abbildung 5.4 (c) ist die entsprechende Differenz für den Azimutalwinkel $\Delta\Phi$ wiedergegeben. Die Differenzen gewichtet mit der transversalen Energie der Spuren und Cluster sind in den Teilen (b) (für die Pseudorapidität) und (d) (für $\Delta\Phi$) der Abbildung 5.4 dargestellt.

Im Folgenden wird die transversale Energie von Clustern, die zu Jets gehören bzw. hinter Jets liegen, die nur mit Spuren gebildet sind, mit dem E_t der Jets verglichen. Für diesen Vergleich werden Jets auch ohne Cluster gebildet wobei die Energischwelle ETSMIN auf 3 GeV eingestellt wird. Bei der Jetsuche mit Spuren und Clustern ist ETSMIN=5 GeV. Es werden Daten und $b\bar{b}$-MC Ereignisse betrachtet (für die Vergleiche ähneln sich $c\bar{c}$-MC– und $b\bar{b}$-MC–Ereignisse). Die mit Spuren und Clustern gebildeten Jets werden in Abbildung 5.5 (a und c) betrachtet. Für die beiden Jets mit den höchsten Werten von E_t sind die Summen der transversalen Energie der Cluster, die zu den Jets gehören, über den E_t der Jets aufgetragen. Abbildung 5.5 (b und d) bezieht sich auf Jets, die nur mit Spuren gebildet sind. Die Summe der transversalen Energie von Clustern, für die $\Delta R < 1$ (zum Jet) ist, wird über dem E_t der nur mit Spuren gesuchten Jets dargestellt. Verwendet man bei der Jetsuche Spuren und Cluster, wird ein größerer Teil, der im Ereignis vorliegenden transversalen Energie mitberücksichtigt, was in der weiteren Analyse ausgenutzt wird.

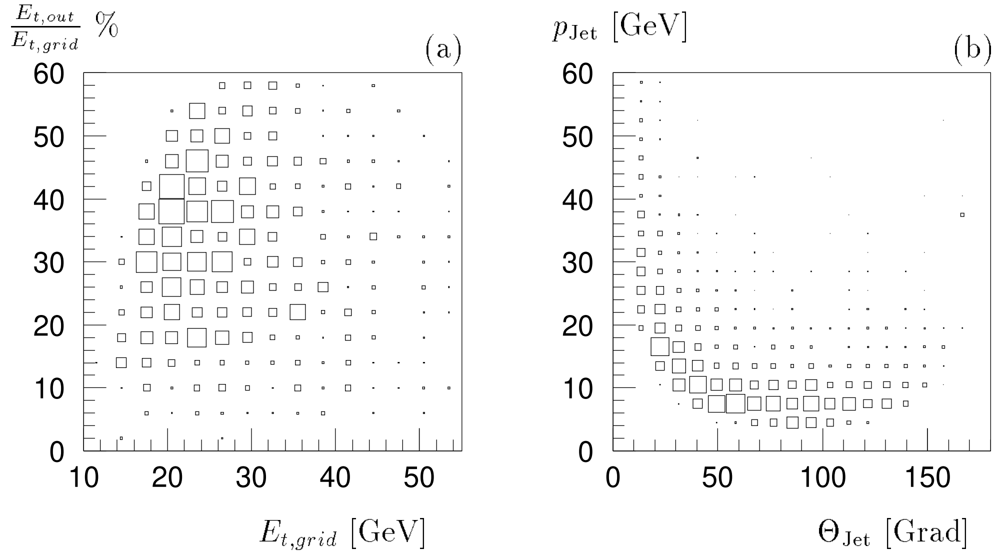


Abbildung 5.2: *a: $\frac{E_{t,out}}{E_{t,grid}}$ der relative Anteil der transversalen Energie E_t aus dem Suchgitter außerhalb der beiden Jets gegen $E_{t,grid}$, der gesamten Transversalenergie im Suchgitter. b: p_{Jet} über Θ_{Jet} der beiden Jets. Es sind Daten der Photoproduktion und der tief inelastischen Streuung mit mindestens zwei Jets (ETSMIN > 5 GeV) dargestellt.*

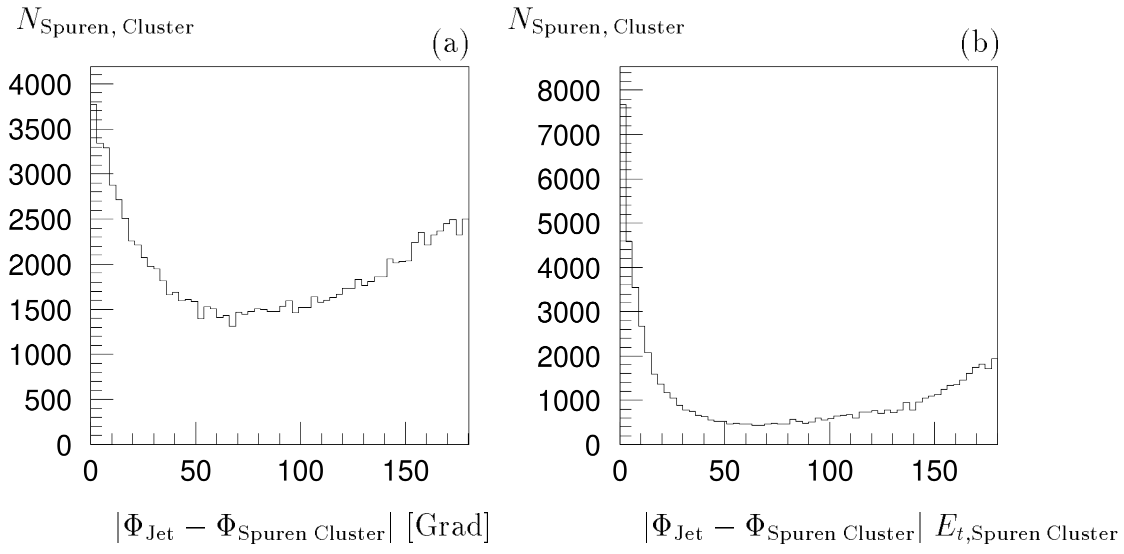


Abbildung 5.3: *Die azimutale Winkeldifferenz (a) zwischen dem Jet mit der größten transversalen Energie und allen Spuren und Clustern im Ereignis, in (b) gewichtet mit der Transversalenergie. Es sind Daten der Photoproduktion und der tief inelastischen Streuung mit mindestens zwei Jets (ETSMIN > 5 GeV) dargestellt.*

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 wird ein Ereignis der tiefinelastischen Streuung ($Q^2 = 69\ \mathrm{GeV}^2$) aus den Daten näher betrachtet. Das Ereignis besitzt einen Jet mit einem E_t von 21.6 GeV und einen mit einem E_t von 14.7 GeV, das gestreute Positron hat eine Energie von 20.7 GeV, das Myon besitzt ein p_t zur Strahlachse von 4 GeV. Im rechten Teil der Abbildung 5.6 ist das Ereignis in der Seitenansicht des H1-Detektors dargestellt, der Teil des instrumentierten Eisens, in dem die Myonsignatur gemessen wird, ist ebenfalls sichtbar. Das Ereignis ist im linken Teil der Abbildung 5.6 in einer radialen Ansicht des inneren Spurkammersystems des Detektors wiedergegeben. Abbildung 5.7 stellt die transversalen Energien, der im Ereignis gemessenen Spuren und Cluster bzw. den Transversalimpuls des Myons bezüglich der Strahlachse über der $\eta\Phi$-Ebene dar. Im

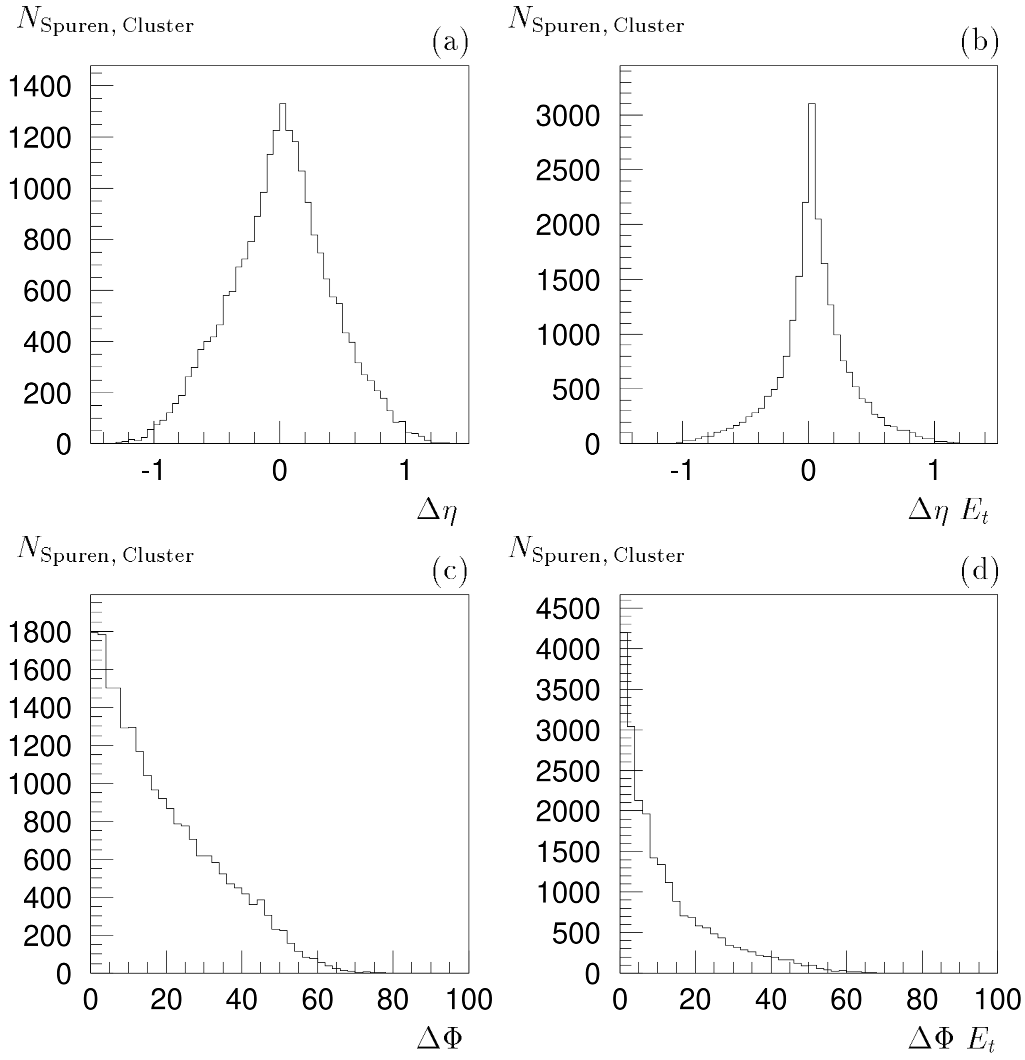


Abbildung 5.4: *(a) Differenz in η zwischen der Jetachse und den Spuren und Clustern im Jet, (b) energiegewichtete Differenz in η, (c) Differenz $\Delta\Phi$, (d) energiegewichtete Differenz in $\Delta\Phi$*

unteren Teil von Abbildung 5.7 sind die transversalen Energien der Jets anstelle der einzelnen Spuren und Cluster, die zur Jetsuche verwendet werden (obere Darstellung) eingetragen. Die Jets und das Myon sind in dem Ereignis deutlich separiert, die azimutale Winkeldifferenz der beiden Jets beträgt 175°. Der Transversalimpuls des Myons zum Jet $p_t = 4.3$ GeV und in der $R\Phi$-Ebene $p_t^{R\Phi} = 3.9$ GeV. Das Ereignis ist ein Kandidat für die Produktion von b-Quarks und dem anschließenden semileptonischen Zerfall eines b-Quarks (Abschnitt 7).

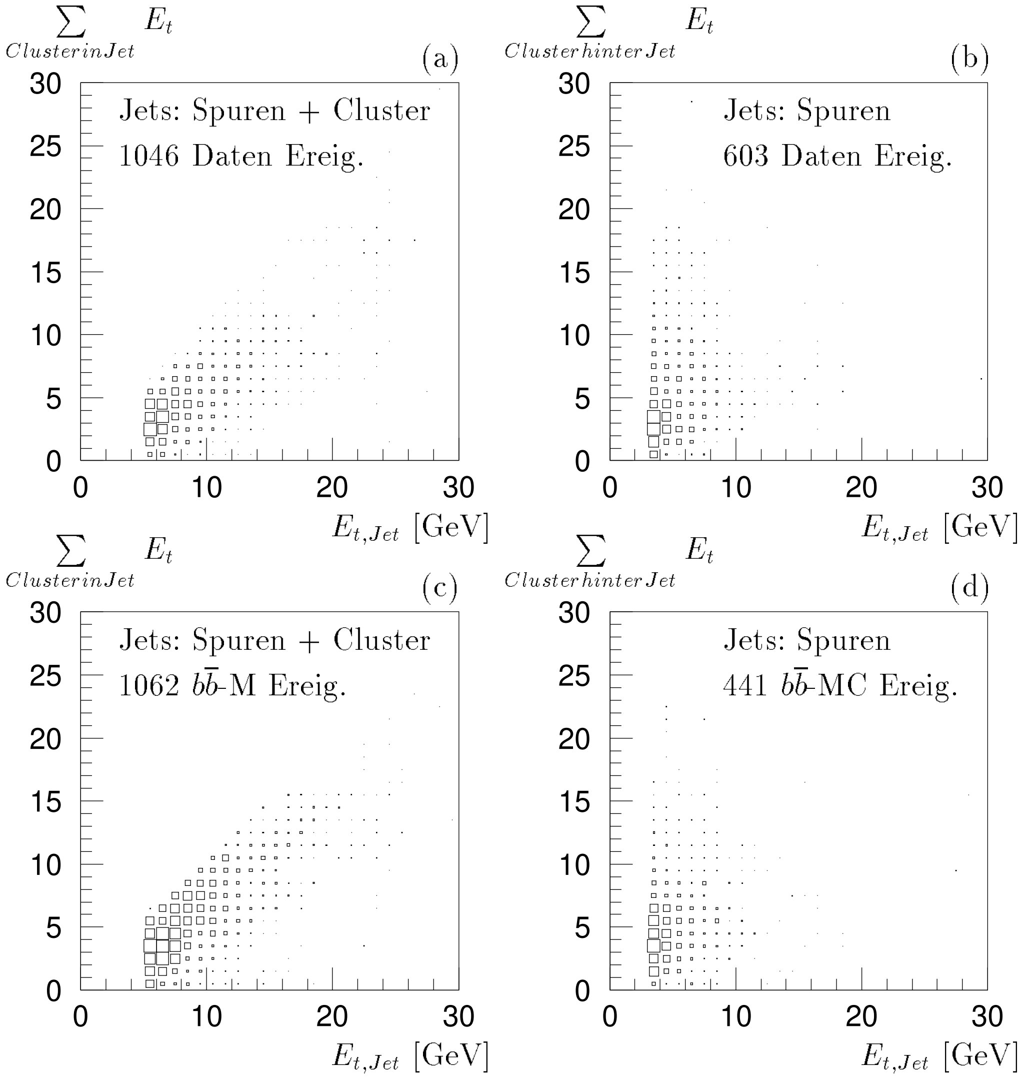


Abbildung 5.5: *Die Summen der E_t der Cluster über den E_t der Jets. In a und c sind Jets mit Spuren und Clustern gebildet. In b und d sind die Jets nur mit Spuren gebildet, die Cluster liegen in der $R\Phi$-Ebene im Radius $r = 1$ um die Jets.*

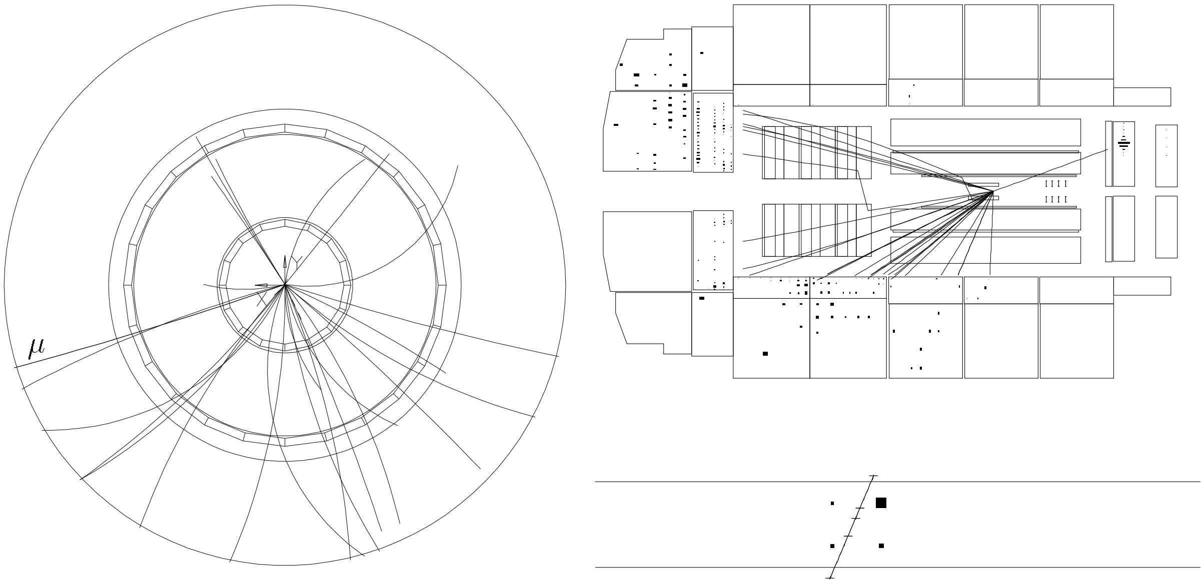


Abbildung 5.6: *Darstellung eines Datenereignisses der tiefinelastischen Streuung, bei dem zwei Jets, ein Myon und das gestreute Positron gefunden werden. Links ist die radiale- und rechts die Seitenansicht von Teilen des H1-Detektors wiedergegeben.*

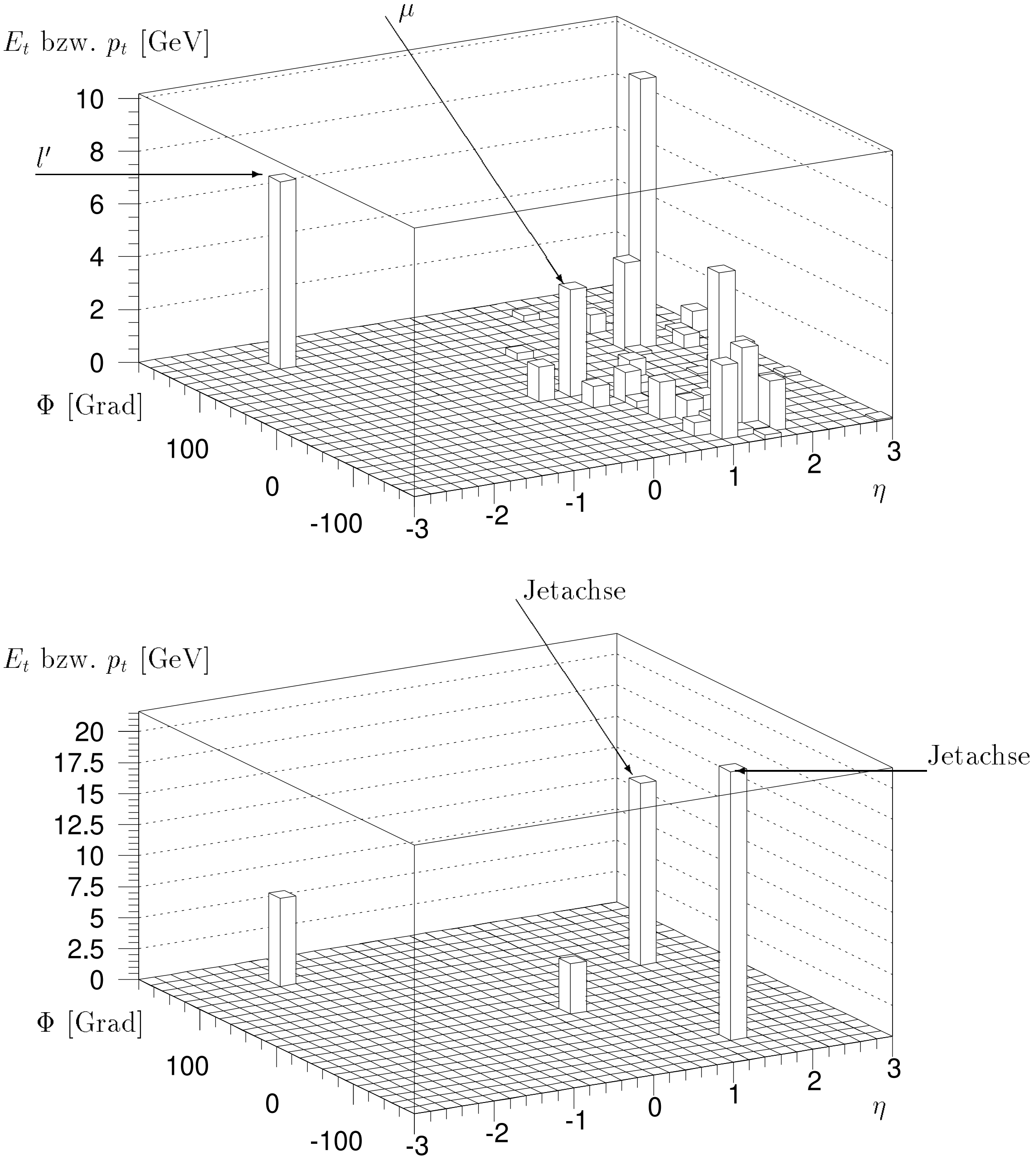


Abbildung 5.7: *Für das Datenereignis von Abbildung 5.6 sind oben die E_t bzw. p_t für alle, der Jetsuche zur Verfügung gestellten Spuren und Cluster, des Myons und des gestreuten Positrons über der $\eta\Phi$-Ebene dargestellt. Die untere Darstellung enthält die beiden Jets, das Myon und das gestreute Positron.*

Kapitel 6

Myonen und Jets in Monte-Carlo- und Daten-Ereignissen

In diesem Kapitel werden einige Ereignis– und Jet-Eigenschaften in Ereignissen der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung, aus der Vorselektion (Abschnitt 4.2), betrachtet.
Es werden Ereignisse selektiert, die ähnliche Jetstrukturen besitzen wie $b\bar{b}$-MC-$\Theta_{b\bar{b}}$– und $c\bar{c}$-MC-$\Theta_{c\bar{c}}$–Ereignisse, bei denen beide schweren Quarks im Polarwinkelbereich $20° < \Theta_{Q\bar{Q}} < 150°$ liegen.
Die Richtungen der Jets werden mit den Richtungen der Quarks verglichen.

6.1 Jetmultiplizität

Die Anzahl von Jets pro Ereignis hängt von der Energischwelle ETSMIN (Abschnitt 5.2) ab. Hier wird ein Vergleich dieser Größen in Daten–, $b\bar{b}$-MC– und $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$–Ereignissen gegeben. $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$– sind $b\bar{b}$-MC– Ereignisse bei denen beide b-Quarks im Polarwinkelbereich $20° < \Theta_{b\bar{b}} < 150°$ liegen. Abbildung 6.1 zeigt die Anzahl von Ereignissen in den Daten mit mindestens 2 Jets in Abhängigkeit von ETSMIN im Bereich von 2 GeV bis 11 GeV. Sie fällt exponentiell ab.

Für drei Energieschwellen ETSMIN=2,5,8 GeV und die drei Ereignisgruppen sind die Jetmultiplizitäten in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind auf die integrierte Luminosität der Daten (ca. 5pb^{-1}) normiert. Die drei Histogramme mit der Energieschwelle ETSMIN = 2 GeV enthalten, im Vergleich zu den benachbarten, viele Ereignisse mit mehr als 2 Jets. Dies spricht dafür, daß die Energieschwelle zu niedrig gewählt ist. Bei den Histogrammen mit ETSMIN = 8 GeV ist, selbst bei den $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$ Ereignissen, der Anteil mit weniger als zwei Jets überwiegend. Mit der Energieschwelle ETSMIN = 5 GeV erhält man in den $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$ Ereignissen den größten Anteil an Ereignissen mit zwei Jets, ohne daß dabei viele Ereignisse mit mehr als zwei Jets gefunden werden. Dies spricht dafür, daß hier die Energieschwelle in einem Bereich liegt, in dem die zwei Richtungen aus der Hadronisation der zwei b-Quarks gut wiedergegeben wird.

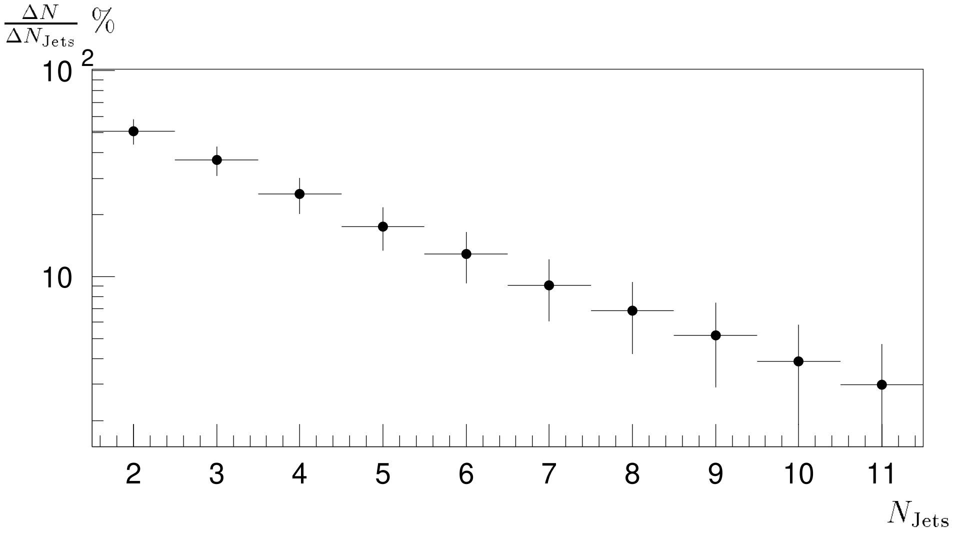


Abbildung 6.1: *Relativer Anteil von Ereignissen mit mindestens zwei Jets bei 2 ≤ ETSMIN ≤ 11 in den Daten*

In Abbildung 6.3 wird die Form der Verteilung der Jetmultiplizitäten von den Daten mit den $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$ Ereignisse verglichen. Dafür wird das Verhältnis von $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$– und Daten Ereignissen gebildet. Der Vergleich ist mit der Energischwelle ETSMIN=2,5,8 GeV dargestellt. Für die Energieschwellen ETSMIN=5,8 GeV (Abbildung 6.3) ist das Verhältnis von $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$–Ereignissen zu den Daten für Ereignisse mit zwei Jets am größten. In zwei–Jet–Ereignissen erwartet man daher mehr Ereignisse der Art $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$ als in Ereignissen mit anderen Jetmultiplizitäten. Da außerdem der Anteil von Ereignissen mit mehr als zwei Jets gering ist (Abbildung 6.2), werden in der weiteren Untersuchung Ereignisse ausgewählt, die mindestens zwei Jets haben. Von den Jets werden die zwei mit der größten transversalen Energie $E_t = E \sin\Theta$ für die weitere Analyse benutzt.

Tabelle 6.1 enthält eine Auflistung der selektierten Ereignisse mit mindestens zwei Jets für unterschiedliche Energieschwellen ETSMIN in den Ereignisgruppen, Daten-, $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, $b\bar{b}$-MC-$\Theta_{b\bar{b}}$– und $c\bar{c}$-MC-$\Theta_{c\bar{c}}$–Ereignisse, ausgehend von Ereignissen aus der Vorselektion (Abschnitt 4.2). Die Forderung nach einem Myon mit einem Transversalimpuls $p_{t,\mu} > 1.5$ GeV der Vorselektion wird auf $p_{t,\mu} > 2$ GeV angehoben. Die verbleibenden Ereigniszahlen sind ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführt.

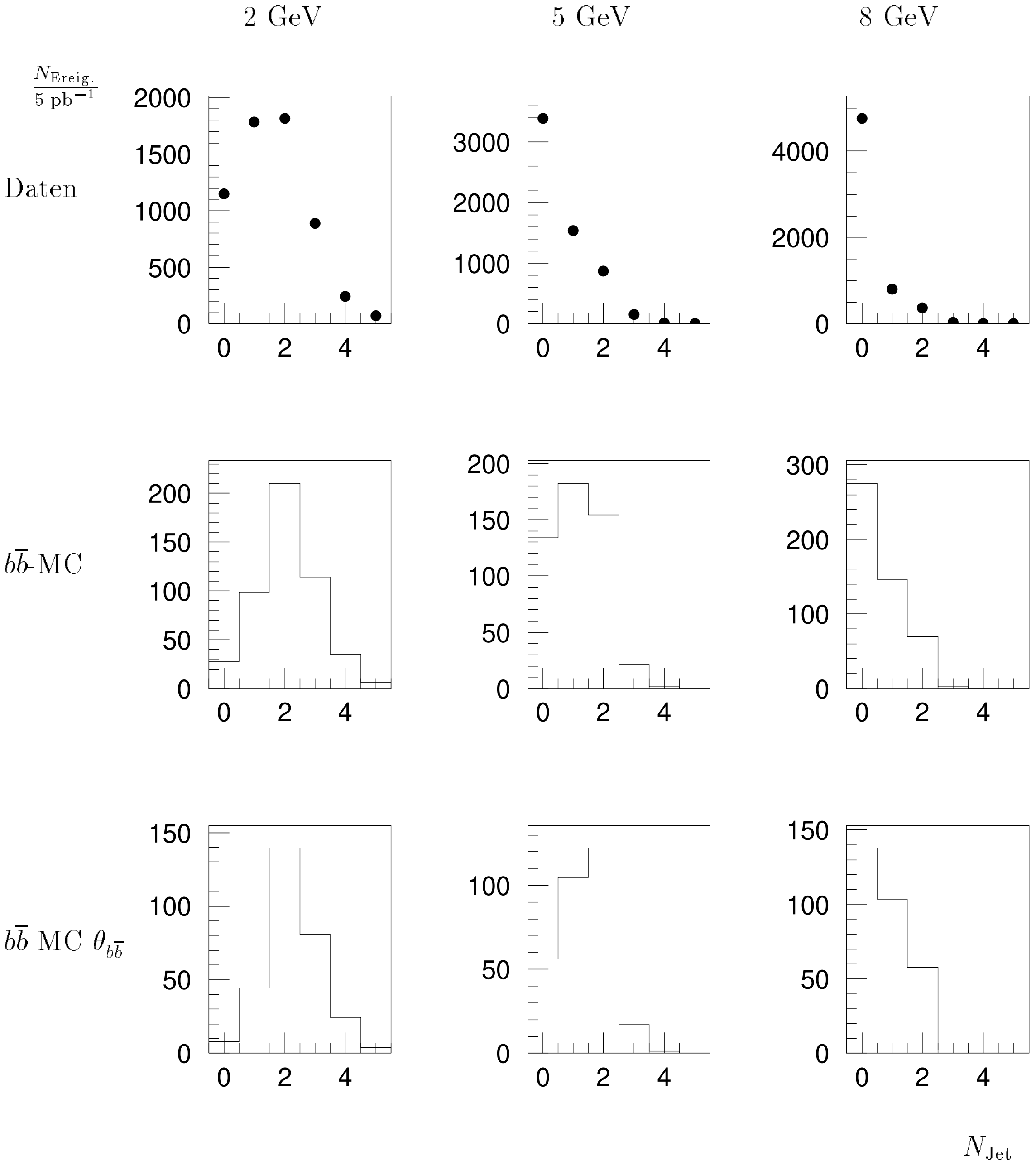


Abbildung 6.2: *Jetmultiplizitäten auf eine integrierte Luminosität von 5 pb*$^{-1}$ *bezogen. Mit Energieschwellen ETSMIN = 2,5,8 (von links nach rechts) für Daten,* $b\bar{b}$*-MC und* $b\bar{b}$*-MC-*$\theta_{b\bar{b}}$ *(von oben nach unten)*

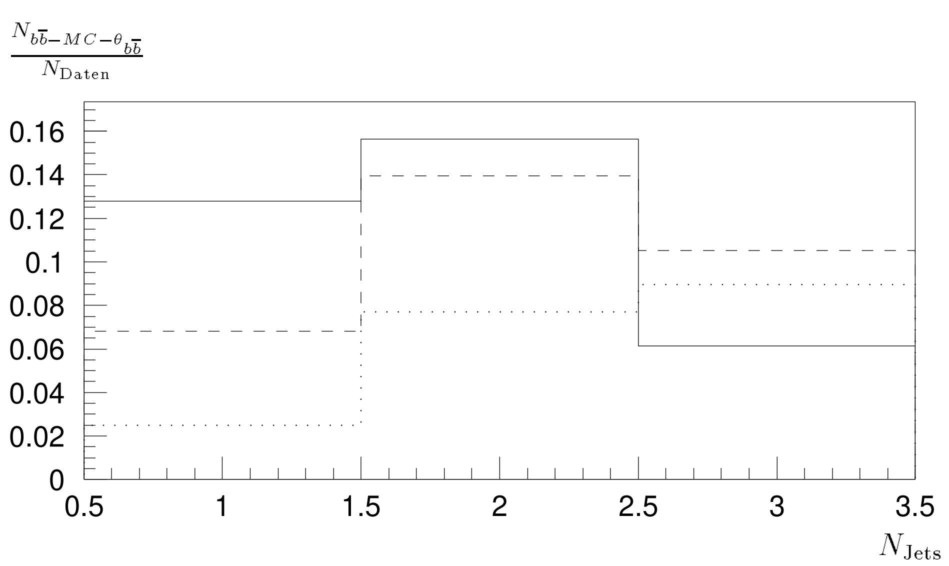


Abbildung 6.3: *Das Verhältnis von $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$ zu Daten Ereignissen für die Jetmultiplizitäten, 1, 2, ≥ 3, für ETSMIN=2 (punktiert),5 (gestrichelt),8 (durchgezogen) GeV. Die $b\bar{b}$-MC-$\theta_{b\bar{b}}$–Ereignisse sind auf die integrierte Luminosität von 5 pb^{-1} normiert.*

ETSMIN	$p_{t,\mu} >$	Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	$b\bar{b}$-MC-$\Theta_{b\bar{b}}$	$c\bar{c}$-MC-$\Theta_{c\bar{c}}$
2	1.5	3038	2198	1766	1494	1362
	2.0	2344	1864	1266	1309	992
5	1.5	1046	1062	722	841	633
	2.0	872	959	641	764	524
8	1.5	407	432	290	360	246
	2.0	354	405	253	336	210

Tabelle 6.1: *Anzahl von Ereignissen mit mindestens 2 Jets für verschiedene Werte der Energieschwelle ETSMIN. $b\bar{b}$-($c\bar{c}$)-MC sind Monte-Carlo Datensätze, bei denen $b\bar{b}$- ($c\bar{c}$)- Produktion simuliert wird. $b\bar{b}$-($c\bar{c}$)-MC-$\Theta_{b\bar{b}-(c\bar{c})}$ sind Ereignismengen, bei denen sich beide schweren Quarks im Polarwinkelbereich* $20° < \Theta_{Q\overline{Q}} < 150°$ *befinden.*

6.2 Eigenschaften von Ereignissen mit mindestens zwei Jets

In diesem Abschnitt werden Ereignisse untersucht, die mindestens zwei Jets bei einer Energischwelle ETSMIN=5 GeV und mindestens ein Myon mit einem Transversalimpuls bezüglich der Strahlachse $p_{t,\mu} > 2$ GeV haben. Im folgenden werden nur die beiden Jets mit dem höchsten E_t berücksichtigt.

Die Abbildungen 6.4 und 6.5 stellen die Größen $\frac{E_{t,in}}{E_{t,grid}}$ und $\Delta\Phi(Jet_1, Jet_2)$ für die 872 Daten- und die 764 $b\overline{b}$-MC-$\Theta_{b\overline{b}}$ Ereignisse (Tabelle 6.1) dar. $\frac{E_{t,in}}{E_{t,grid}}$ ist der Anteil der transversalen Energie in den beiden Jets zu der gesamten transversalen Energie im Suchgitter (Abschnitt 5.2). Der Anteil an Ereignissen (Abbildung 6.4) mit $\frac{E_{t,in}}{E_{t,grid}} > 75$ % ist bei den Daten 42 % und bei den $b\overline{b}$-MC-$\Theta_{b\overline{b}}$ Ereignissen 41 %. $\Delta\Phi(Jet_1, Jet_2)$ (Abbildungen 6.5) ist der Winkel zwischen den beiden Jets in der $R\Phi$-Ebene. In 67 % der Daten und 69 % der $b\overline{b}$-MC-$\Theta_{b\overline{b}}$ Ereignissen ist $\Delta\Phi(Jet_1, Jet_2) > 150°$.

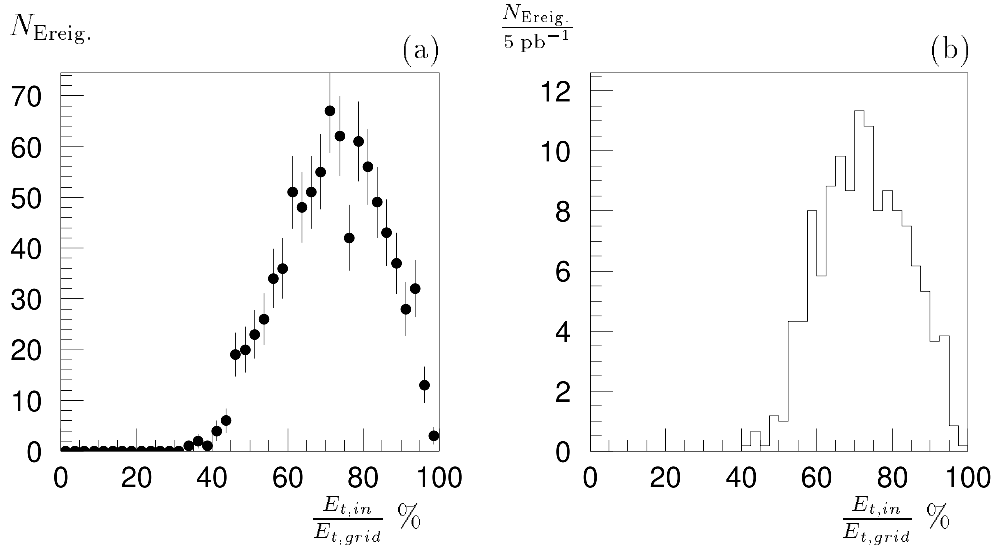


Abbildung 6.4: $\frac{E_{t,in}}{E_{t,grid}}$ *für Daten (Punkte) und* $b\bar{b}$*-MC-*$\Theta_{b\bar{b}}$ *Ereignisse mit zwei Jets (ETS-MIN=5 GeV)*

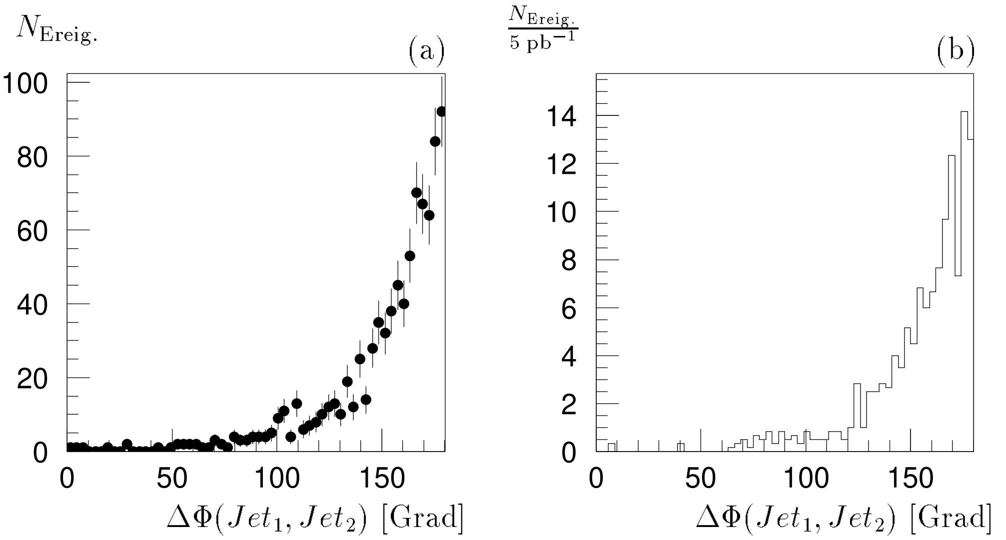


Abbildung 6.5: $\Delta\Phi(Jet_1, Jet_2)$ *für Daten (Punkte) und* $b\bar{b}$*-MC-*$\Theta_{b\bar{b}}$ *Ereignisse mit zwei Jets (ETSMIN=5 GeV)*

6.3 Die Richtung von Jets im Vergleich zu Quarks und Hadronen

Die Möglichkeit, über den transversalen Myonimpuls bezüglich der Quarks (Abschnitt 3.4) Ereignisse mit b-Quarks von c-Quarks zu trennen, erfordert eine gute Rekonstruktion der Parton– oder Quarkrichtung. Anstelle der im Experiment nicht direkt meßbaren Partonrichtungen werden die Jetrichtungen verwendet. Der Zusammenhang zwischen der Jet– und Quarkrichtung wird an $b\bar{b}$-MC– und $c\bar{c}$-MC–Ereignissen untersucht.

Die für die weitere Untersuchung verwendeten Ereignisse müssen zusätzliche Anforderungen erfüllen, wobei von den Ereignissen der Tabelle 6.1 ausgegangen wird, die mindestens ein Myon mit einem Transversalimpuls zur Strahlachse größer als 2 GeV haben. Einer der Jets muß ein $E_t > 7$ GeV und einer ein $E_t > 5$ GeV besitzen. Die Forderung nach einem Jet mit $E_t > 7$ GeV ist nötig, um die Daten, $b\bar{b}$-MC- und $c\bar{c}$-MC-Ereignisse mit den uds-MC-Ereignissen zu vergleichen, bei denen ein Jet mit $E_t > 6$ GeV auf Generatorniveau gefordert wurde.
Tabelle 6.2 enthält die Anzahl an Ereignissen, die nach diesen Forderungen verbleiben und die für die integrierte Luminosität von 5 pb^{-1} (etwa den Daten entsprechend) erwarteten Ereigniszahlen. „Photo.“ bezeichnet die Ereignisse der Photoproduktion, „DIS“ die der tiefinelastischen Streuung.

		Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	uds-DIS-MC	uds-MC
Photo.	Ereignisse	689	765	485	5	156
	in 5 pb^{-1}	689	127.8	242.5	104	260
DIS	Ereignisse	75	118	103	11	7
	in 5 pb^{-1}	75	19.7	51.5	177	11.7

Tabelle 6.2: *Die Anzahl von Ereignissen in den Daten und MC-Simulationen und die in 5 pb^{-1} erwarteten Ereigniszahlen, die einen Jet mit einem E_t von mindestens 5 GeV und einen mit mindestens 7 GeV und ein Myon mit einem p_t zur Strahlachse von 2 GeV enthalten.*

6.3.1 Vergleich der Jetrichtung mit der Richtung der schweren Quarks

Die Abweichung der Jet– von der Quark-Richtung wird in diesem Abschnitt genauer untersucht. Die Differenzen in Θ, Φ und η sind in Abbildung 6.6 zwischen b-Quark und Jet ($b\bar{b}$-MC–Ereignisse) und in Abbildung 6.7 zwischen c-Quark und Jet ($c\bar{c}$-MC–Ereignisse) dargestellt. In den Abbildungen wird jeweils links der Jet, der dem Myon am nächsten ist und rechts der andere Jet dargestellt. Die Jets werden mit den Quarks verglichen, denen sie am nächsten sind. Bei den Vergleichen der Größen η und Θ fällt auf, daß der Jet häufiger weiter in Vorwärtsrichtung liegt als das Quark. Die Verteilungen der Differenzen in Θ weisen die kleinsten Sigma auf, was darauf zurückzuführen ist, daß der Jetkonus

(Abschnitt 5.2) über η definiert wird. Die Differenz in Θ ist bei $\eta = 0$ etwa gleich der Differenz in η, nimmt aber mit großen Beträgen von η ab. Dadurch ist der Jet, im Mittel, in Θ enger kollimiert als in Φ.

Für die Betrachtung in der $R\Phi$–Ebene sind in Abbildung 6.8 die Differenzen in Φ zwischen den Quarks und den Jets dargestellt. Die Zuordnung des Myons und der Quarks zu den Jets erfolgt ebenfalls über die azimutale Winkeldifferenz.

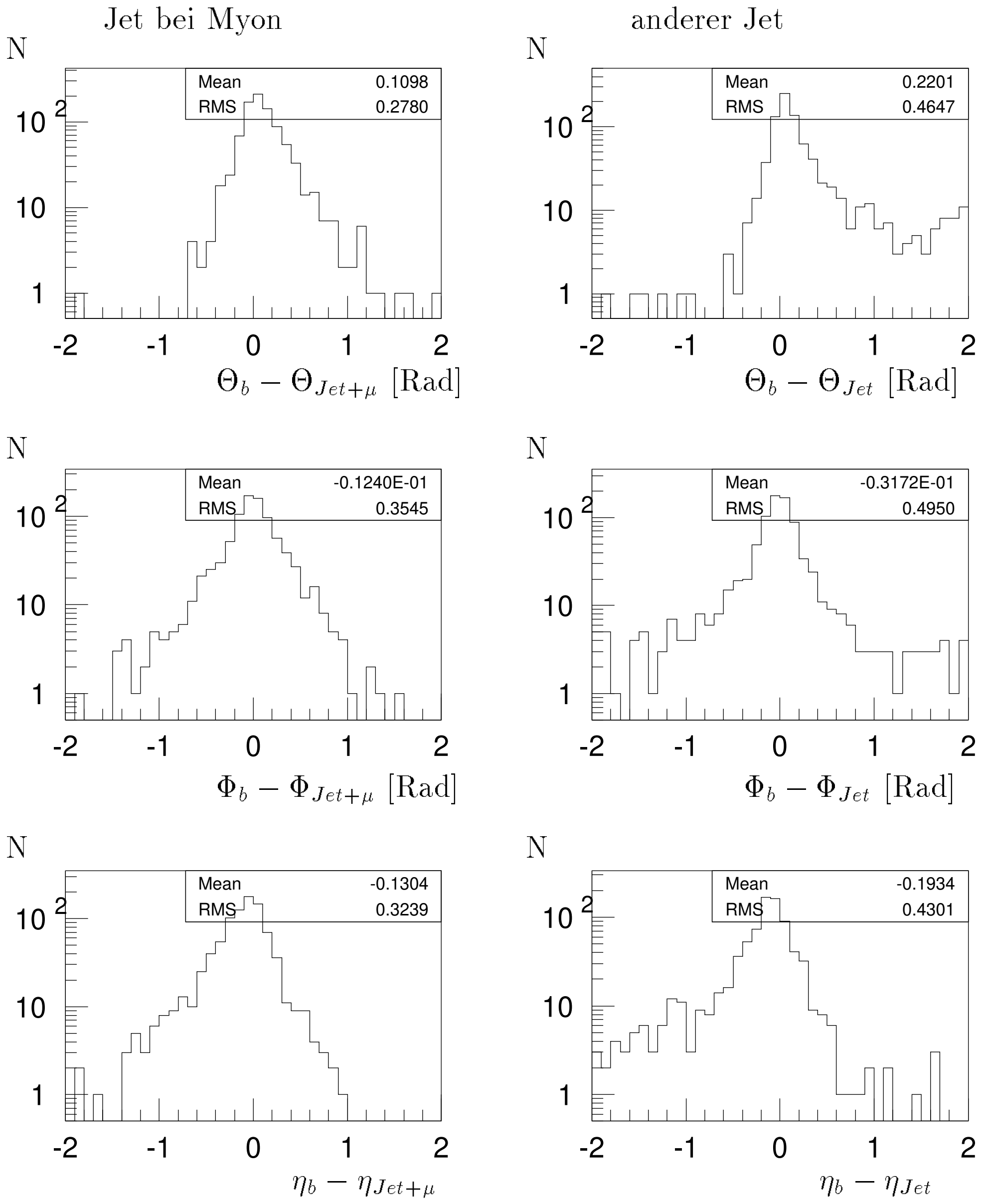


Abbildung 6.6: *Vergleich zwischen der Richtung von b-Quark und der von Jet und Myon. Die Histogramme zeigen die Differenzen* $\Theta_b - \Theta_{Jet(+\mu)}$, $\Phi_b - \Phi_{Jet(+\mu)}$ *und* $\eta_b - \eta_{Jet(+\mu)}$.

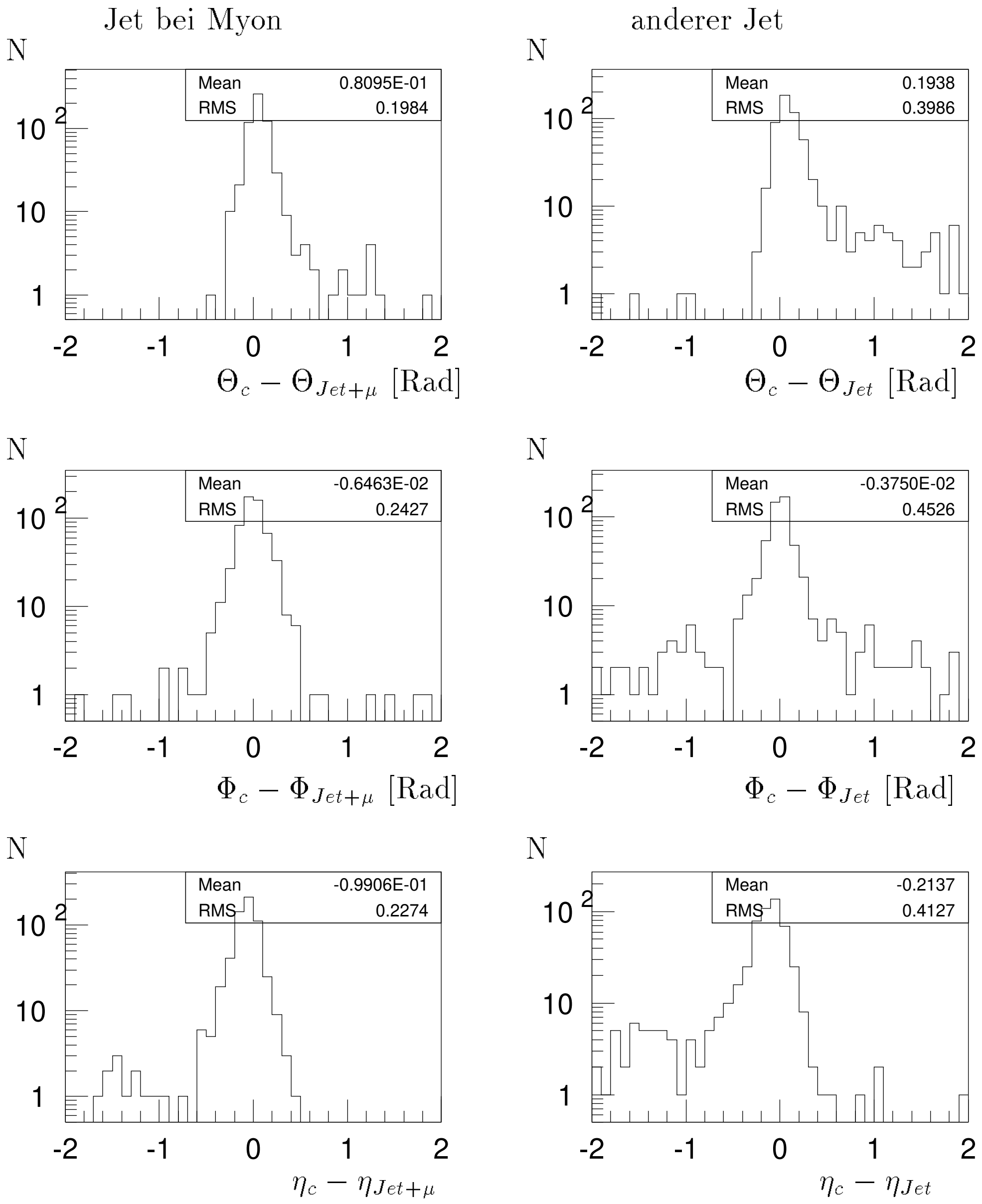


Abbildung 6.7: *Vergleich zwischen der Richtung von c-Quark und der von Jet und Myon. Die Histogramme zeigen die Differenzen* $\Theta_c - \Theta_{Jet(+\mu)}$, $\Phi_c - \Phi_{Jet(+\mu)}$ *und* $\eta_c - \eta_{Jet(+\mu)}$.

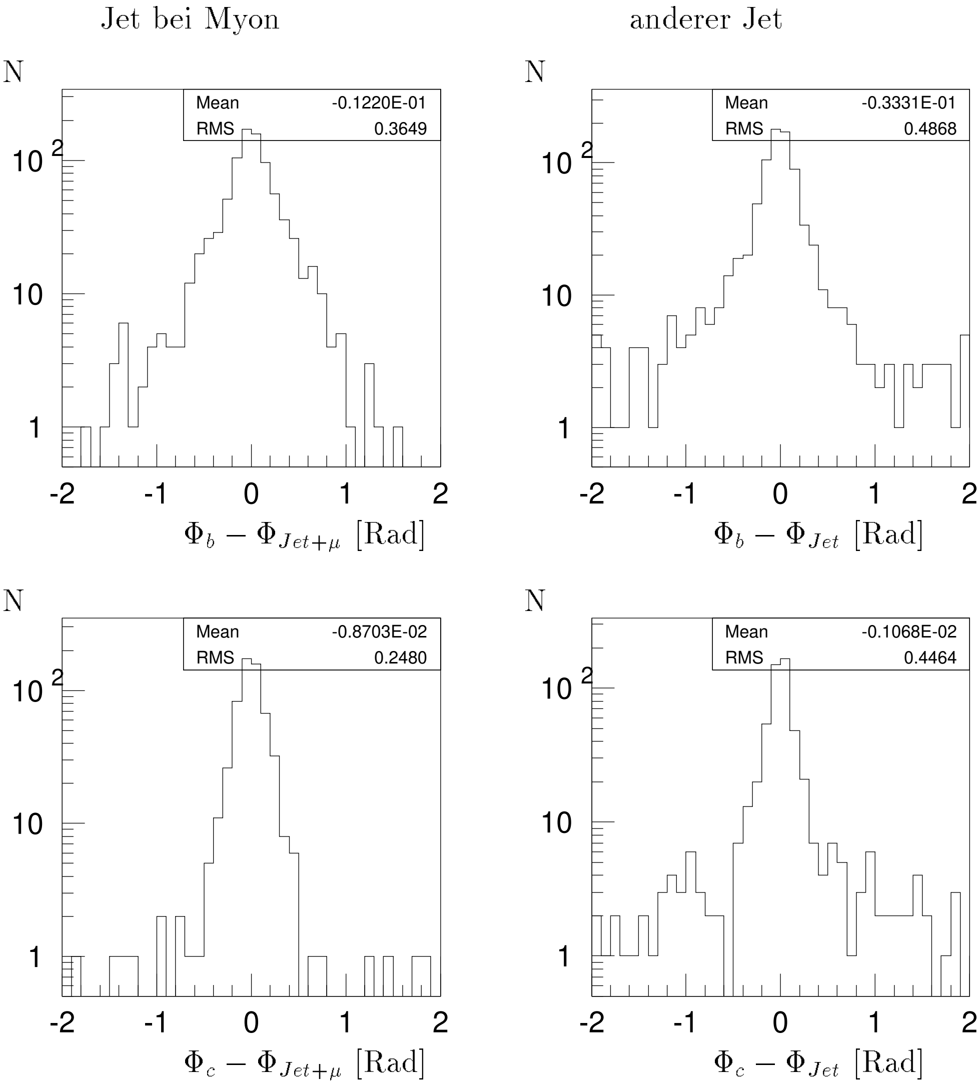


Abbildung 6.8: *Vergleich in Φ von b- bzw. c-Quarks mit Jets, wobei auch die Zuordnung von Quarks und Jets in der $R\Phi$-Ebene erfolgt.*

6.3.2 Die Richtung schwerer Quarks im Vergleich zu ihren Zerfallsprodukten

Von den 883 $b\bar{b}$-MC– und 588 $c\bar{c}$-MC–Ereignissen mit mindestens zwei Jets (Tabelle 6.2), werden 725 bzw. 522 Ereignisse betrachtet, bei denen nur eines der beiden schweren Quarks beim Zerfall ein Myon erzeugt und dieses Myon nach vollständiger Rekonstruktion erkannt wird.

In diesem Abschnitt werden die Richtungen der schweren Quarks, mit den Richtungen der hadronischen Schwesterteilchen der Myonen (Abschnitt 3.4) verglichen.

Bei der Fragmentation und den anschließenden Zerfällen entstehen Teilchen, die bei der Jetsuche nicht berücksichtigt werden. Dies sind Neutrinos und Teilchen, die außerhalb des Jetkonus oder des Suchgitters liegen. Myonen und das gestreute Positron werden nicht zur Jetbildung verwendet (Abschnitt 5.3). Das schwere Hadron (b-Hadron bei $b\bar{b}$-MC–Ereignissen, c-Hadron bei $c\bar{c}$-MC–Ereignissen) bzw. dessen Zerfallsprodukte beeinflußt die Jetrichtung aufgrund des großen Impulses am stärksten. Da das Myon von der Jetsuche ausgeschlossen wird, ist sein hadronisches Schwesterteilchen (c-Hadron bei $b\bar{b}$-MC–Ereignissen, s-Hadron bei $c\bar{c}$-MC–Ereignissen) nach dem Zerfall des schweren Hadrons das schwerste verbleibende Teilchen.

In Abbildung 6.9 ist die Differenz in Θ, Φ und η zwischen dem schweren Quark und dem hadronischen Schwesterteilchen des Myons für $b\bar{b}$-MC– und $c\bar{c}$-MC–Ereignisse dargestellt. Es werden nur die Quarks und Hadronen verglichen, bei denen beim Zerfall ein Myon entsteht. Die Sigma der Verteilungen bei dem Vergleich der Quarks und Hadronen liegen bei ähnlichen Werten wie die Sigma beim Vergleich der Quarks und Jets (Abbildungen 6.6 und 6.7). Als Maß für die Korrelation des Quarks bzw. des hadronischen Schwesterteilchens des Myons und dem Jet wird in Abbildung 6.10

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\mathrm{Jet}} - \eta_{\mathrm{Teilchen}})^2 + (\Phi_{\mathrm{Jet}} - \Phi_{\mathrm{Teilchen}})^2}$$

betrachtet. Abbildung 6.10 läßt erkennen, daß die Richtung der Jets mit den Quarkrichtungen besser übereinstimmt als mit den Richtungen der betrachteten Hadronen.

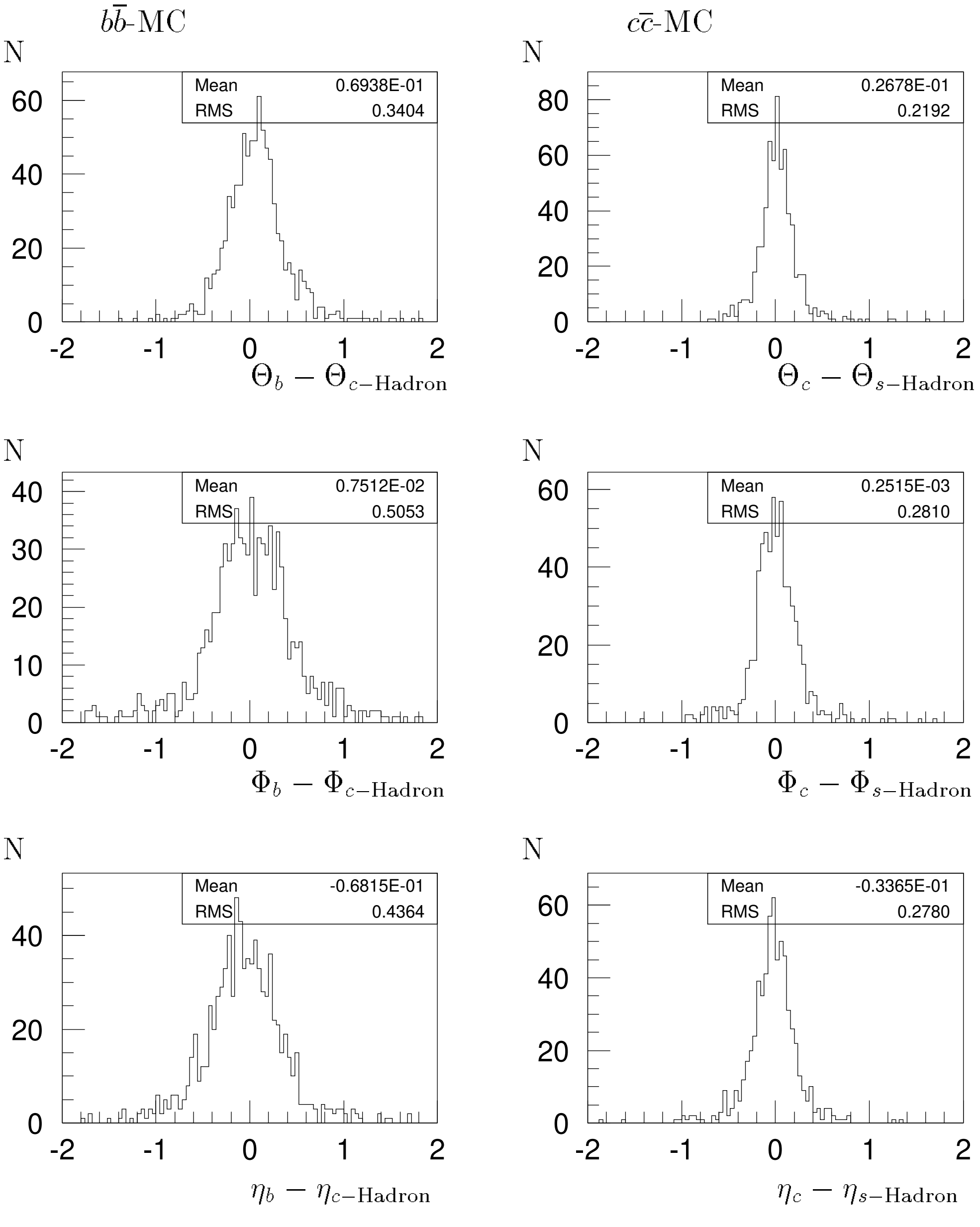


Abbildung 6.9: *Vergleich zwischen dem schweren Quark, das beim Zerfall ein Myon erzeugt und dem hadronischen Schwesterteilchen des Myons. Bei den $b\bar{b}$-MC–Ereignissen (links) wird das b-Quark mit dem c-Hadron verglichen, bei den $c\bar{c}$-MC–Ereignissen das c-Quark mit dem s-Hadron.*

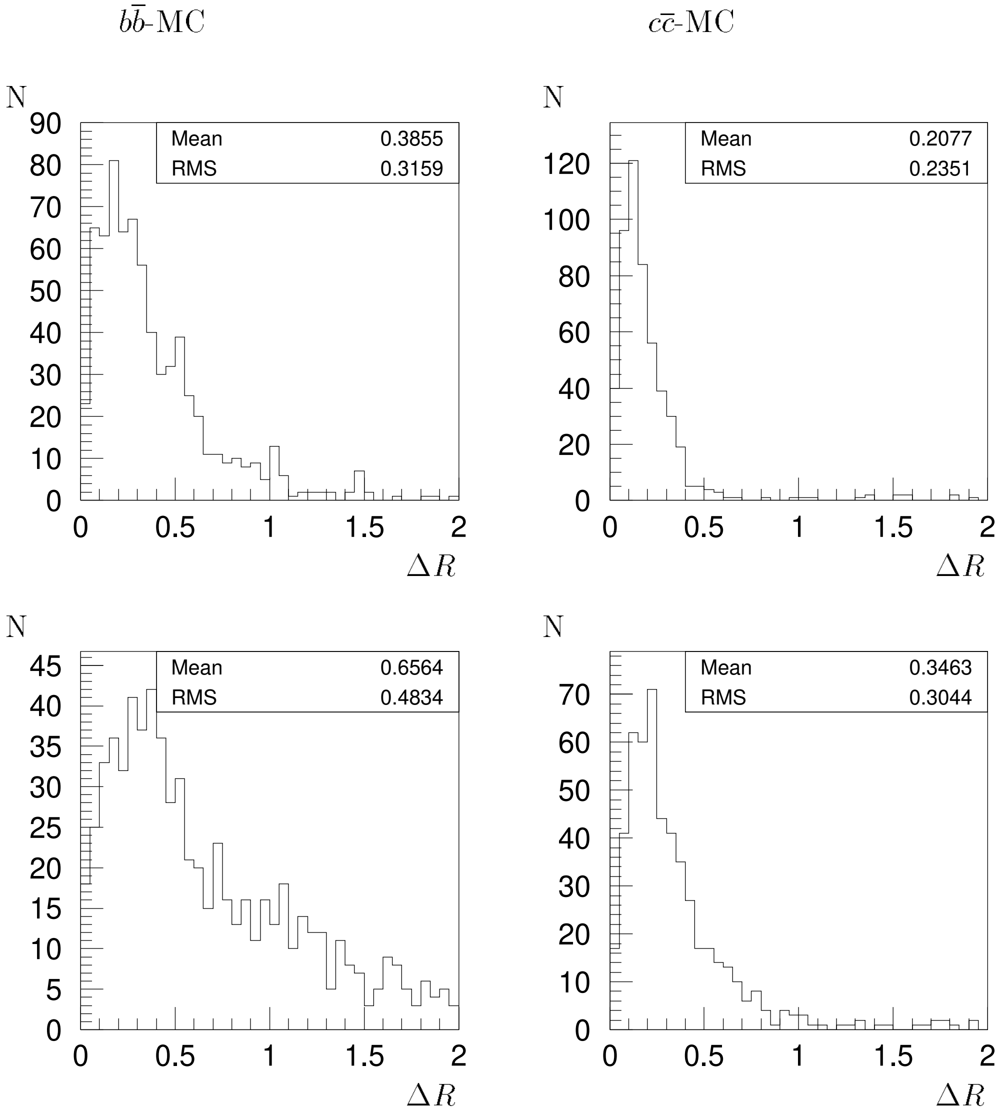


Abbildung 6.10: *ΔR zwischen Quark und Jet (oben) und dem hadronischen Schwesterteilchen des Myons und Jet (unten).*

6.3.3 $p_{t,Q}$ relativ zur Quarkrichtung und $p_{t,Jet}$ relativ zur Jetachse für ausgewählte Ereignisse

Hier soll der Transversalimpuls des Myons relativ zur Jetachse mit dem Transversalimpuls relativ zur Quarkrichtung verglichen werden. Es werden wiederum die 725 $b\bar{b}$-MC–Ereignisse und 522 $c\bar{c}$-MC–Ereignisse betrachtet, bei denen nur eines der beiden schweren Quarks beim Zerfall ein Myon erzeugt und dieses Myon nach vollständiger Rekonstruktion erkannt wird.

Der Fehler, der bei der Rekonstruktion des Myonviererimpulses auftritt, ist im Vergleich zu der Abweichung der Jet- von der Quark-Richtung gering.

Der Transversalimpuls $p_{t,Q}$ des Myons zur Quarkrichtung hängt vom Öffnungswinkel α zwischen Quark und Myon ab. Gemessen wird der Transversalimpuls $p_{t,Jet}$ relativ zur Jetachse, der von dem Öffnungswinkel β zwischen Jet und Myon abhängt. Die Abbildungen 6.11 ($b\bar{b}$-MC–Ereignisse) und 6.12 ($c\bar{c}$-MC–Ereignisse) zeigen die Differenz $(\alpha - \beta)$. Hier erkennt man, daß der Winkel zwischen dem Jet und dem Myon im Mittel kleiner ist als der zwischen dem Quark und dem Myon. In den zweiten Teilen der Abbildungen 6.11 und 6.12 ist die Differenz $\Delta\eta$ dargestellt ($\Delta\eta = [\eta_\mu - \eta_b] - [\eta_\mu - \eta_{Jet}]$). Bei der Betrachtung von $\Delta\eta$ ist eine Unsymmetrie zu erkennen, sie verursacht die Abweichung der Winkel α und β. Im Vergleich zwischen $p_{t,Q}$ vom Myon zum Quark und $p_{t,Jet}$ vom Myon zum Jet (Abbildung 6.13) zeigt sich der Effekt des im Mittel kleineren Öffnungswinkels β in einer Verschiebung der Maxima der Verteilungen. Das Maximum der Verteilungen von $p_{t,Jet}$ liegt bei kleineren Werten als das von $p_{t,Q}$. Die Verteilung von $p_{t,Jet}$ reicht zu höheren Werten als die von $p_{t,Q}$, dies verursacht einen Untergrund an Ereignissen mit c-Quarks bei der Suche von Ereignissen mit b-Quarks.

Der Vergleich zwischen dem Transversalimpuls des Myons zum Quark und zum Jet in der $R\Phi$–Ebene ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Häufung von Myonen mit kleinen $p^{R\Phi}_{t,Jet}$ gegenüber $p^{R\Phi}_{t,Q}$ ist in Abbildung 6.14 weniger ausgeprägt, als für $p_{t,Jet}$ gegenüber $p_{t,Q}$ (Abbildung 6.13), da in der $R\Phi$–Ebene die asymmetrische η–Korrelation zwischen Jet und Quark (Abbildungen 6.11 und 6.12) nicht eingeht. Eine Erklärung für die Asymetrie in η wird mit Abbildung 3.6 nahegelegt. Die Abbildung 3.6 zeigt ein Beispiel, in dem sich zwei „Strings“ jeweils zwischen einem schweren Quark und dem Protonrest bilden. Der Protonrest bewegt sich in Vorwärtsrichtung. Die bei der Hadronisation der „Strings“ entstehenden Teilchen, die sich in Richtung des Protonrests bewegen, werden daher z.T. im vorderen Bereich des Detektors nachgewiesen und einem Jet zugeordnet. Dies bewirkt, daß die Jetachse häufig ein größeres η als das Quark, dem der Jet zugeordnet wird, hat.

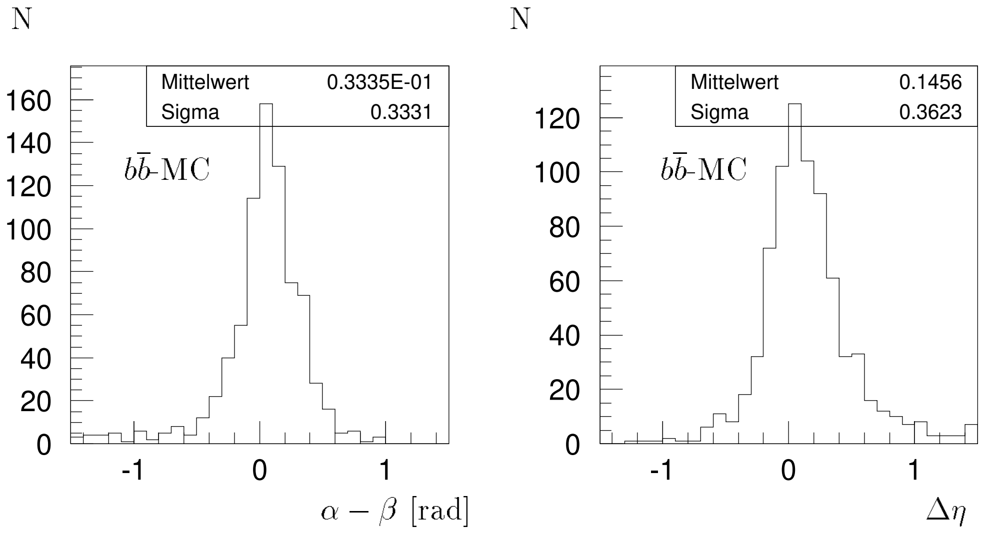


Abbildung 6.11: *Die Differenz $\alpha - \beta$ und $\Delta\eta$, α ist der Öffnungswinkel zwischen b-Quark und Myon, β ist der Öffnungswinkel zwischen Jet und Myon und $\Delta\eta = [\eta_\mu - \eta_b] - [\eta_\mu - \eta_{Jet}]$*

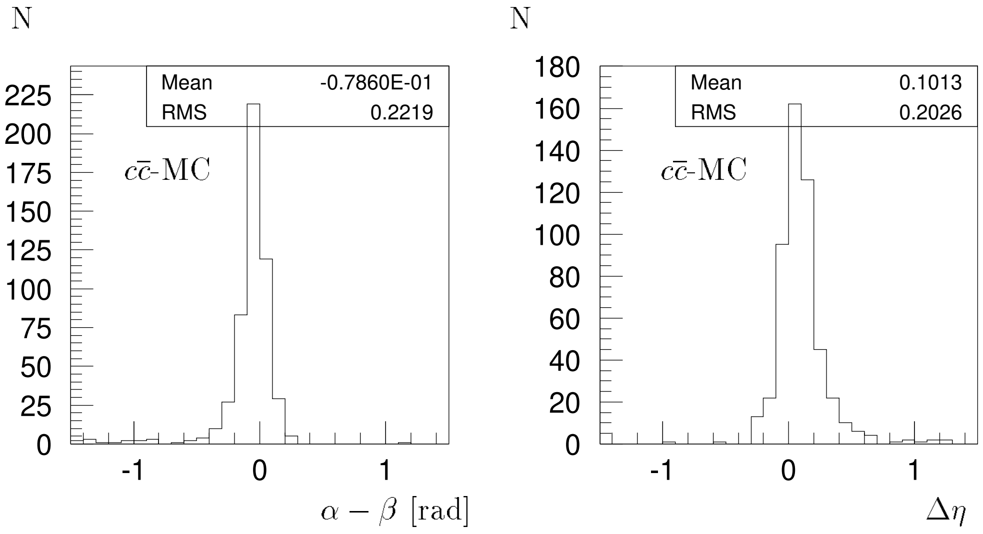


Abbildung 6.12: *Die Differenz $\alpha - \beta$ und $\Delta\eta$, α ist der Öffnungswinkel zwischen c-Quark und Myon, β ist der Öffnungswinkel zwischen Jet und Myon und $\Delta\eta = [\eta_\mu - \eta_c] - [\eta_\mu - \eta_{Jet}]$*

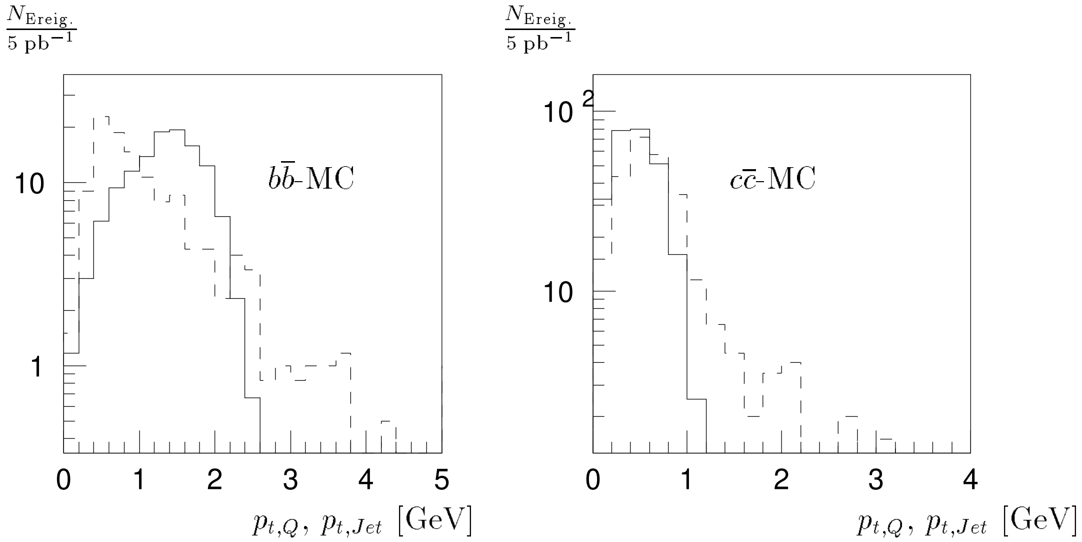


Abbildung 6.13: *Für $b\bar{b}$-MC– (links) und $c\bar{c}$-MC–Ereignisse (rechts), bei denen genau ein Myon erkannt wird und dieses Myon aus dem Zerfall eines b– bzw. c–Quarks stammt, ist der Transversalimpuls $p_{t,Q}$ des Myons relativ zu dem Quark (durchgezogen) und $p_{t,Jet}$ relativ zur Jetachse (gestrichelt) dargestellt.*

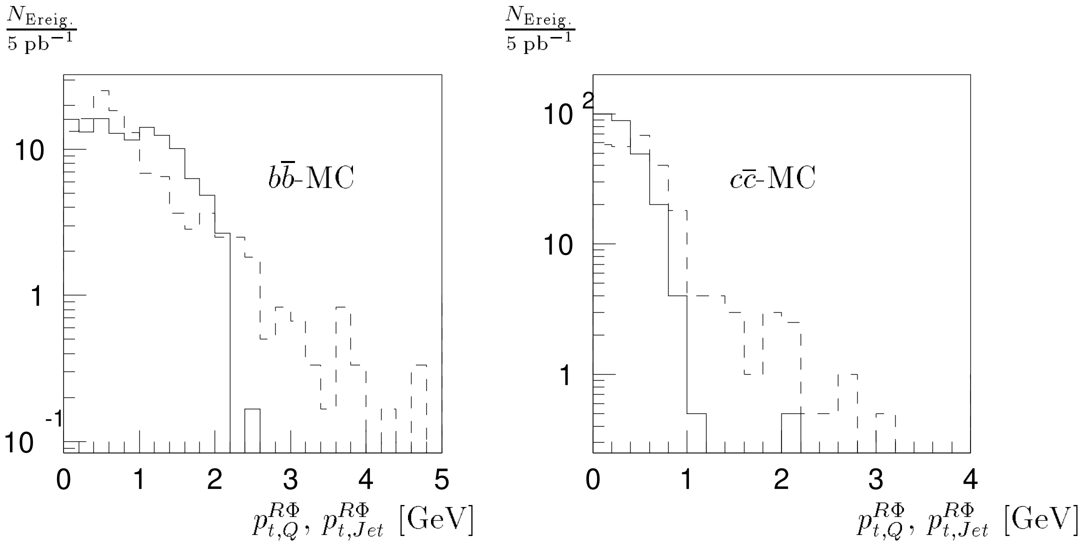


Abbildung 6.14: *$p_{t,Q}^{R\Phi}$ in der $R\Phi$–Ebene des Myons relativ zu dem Quark (durchgezogen) und $p_{t,Jet}^{R\Phi}$ relativ zur Jetachse (gestrichelt) dargestellt.*

Kapitel 7

Der transversale Myonimpuls bezüglich eines Jets

In diesem Kapitel werden die Größen p_t, $p_{t,rel}$, $p_t^{R\Phi}$, $p_{t,rel}^{R\Phi}$ untersucht, anhand derer eine Unterscheidung der Ereignisse mit schweren von denen mit leichten Quarks erzielt wird. Es werden die Ereignisse mit mindestens zwei Jets (ein Jet mit einer Transversalenergie $E_t > 7$ GeV und einer mit $E_t > 5$ GeV) und einem Myon mit einem Transversalimpuls relativ zur Strahlachse $p_{t,\mu} > 2$ GeV (Tabelle 6.2) in den Daten verglichen mit Simulationen von $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ und Untergrund von leichten Quarks uds. Alle Darstellungen der Größen p_t, $p_{t,rel}$, $p_t^{R\Phi}$, $p_{t,rel}^{R\Phi}$ sind auf die integrierte Luminosität der gemessenen Daten (ca. 5 pb^{-1}) normiert.
Das Myon wird mit dem Jet assoziiert, für den $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ am kleinsten ist. Dafür werden nur die beiden Jets mit dem höchsten E_t betrachtet. Die betrachteten Größen sind:

- p_t, der transversale Impuls des Myons bezüglich der Jetrichtung.
- $p_t^{R\Phi}$, die zu p_t analoge Größe in der $R\Phi$-Ebene (die Ebene senkrecht zum Strahl).
- $p_{t,rel}$, der transversale Impuls des Myons bezüglich der Richtung, die aus der Summe von Jet- und Myonimpuls entsteht.
- $p_{t,rel}^{R\Phi}$, die zu $p_{t,rel}$ analoge Größe in der $R\Phi$-Ebene.

7.1 Der Transversalimpuls des Myons in Daten und Monte–Carlo–Ereignissen

Die Darstellungen der Simulationen des Untergrundes beziehen sich immer auf uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse. In einigen der folgenden Darstellungen wird die Unterscheidung in Erignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung nach Abschnitt

4.3 vorgenommen.
Die Verteilungen von p_t und $p_{t,rel}$ für Ereignisse der Photoproduktion (Abbildung 7.1) für $b\bar{b}$-MC–Ereignisse unterscheiden sich von den Verteilungen für $c\bar{c}$-MC–Ereignisse durch einen flacheren Abfall und mehr Einträge bei höheren p_t– und $p_{t,rel}$–Werten. Die Verteilungen der Ereignisse zur Simulation der Untergrundbeiträge weisen einige Einträge bei hohen Werten von p_t und $p_{t,rel}$ auf, wie es auch bei den $b\bar{b}$-MC–Ereignisse der Fall ist. In den Verteilungen der Daten liegen bei hohen Werten mehr Einträge vor als bei allen simulierten Ereignissen zusammen.
Bei den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung (Abbildung 7.2) sind in allen Verteilungen weniger Einträge bei hohen Werten von p_t und $p_{t,rel}$ vorhanden. Für die verbleibenden Ereignisse gilt ähnliches wie für die Ereignisse der Photoproduktion.
In den Verteilungen der Ereignisse aus den Untergrundsimulationen ist durch die geringe zur Verfügung stehende Statistik der Normierungsfaktor hoch (bei uds-MC $= 1.85$, bei uds-DIS-MC $= 16.9\,[1-e^{-3.37\,Q^2}]^{-1}$). Es liegt ein sehr hoch gewichteter Eintrag bei hohen Werten vor ($p_t = 7.7$ GeV, $p_{t,rel} = 5.7$ GeV). Das Myon, mit diesen p_t– und $p_{t,rel}$–Werten, stammt aus einem Ereignis der tiefinelastischen Streuung, das mit dem Generator DJANGO6 (Abschnitt 3.3) generiert ist. Die mit DJANGO6 simulierten Daten entsprechen nur einer integrierten Luminosität von 295 nb^{-1}. Daher läßt sich die Zahl der in den Daten (etwa 5 pb^{-1}) erwarteten uds-DIS-MC–Ereignis mit ähnlich hohen p_t– und $p_{t,rel}$–Werten nur grob abschätzen.
Die Abbildungen 7.3 und 7.4 zeigen die Verteilungen der transversalen Myonimpulse relativ zur Jetrichtung ($p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$) in der $R\Phi$–Ebene für Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung. Auch hier ist zu erkennen, daß die Daten bei hohen Werten von $p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ mehr Einträge aufweisen als die Ereignisse der Simulationen.

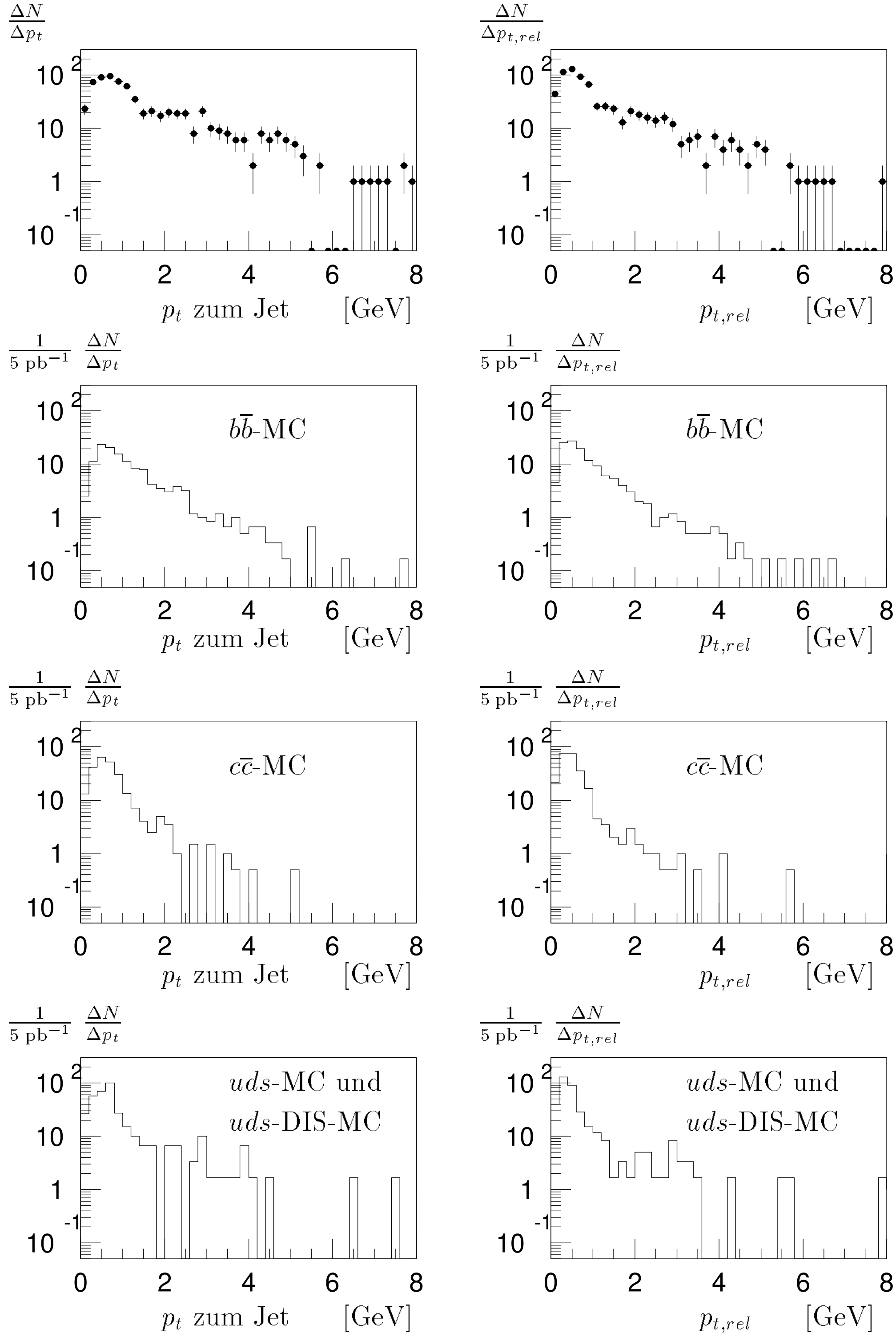


Abbildung 7.1: *Für Ereignisse der Photoproduktion, p_t und $p_{t,rel}$ des Myons für Daten (Punkte), $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse.*

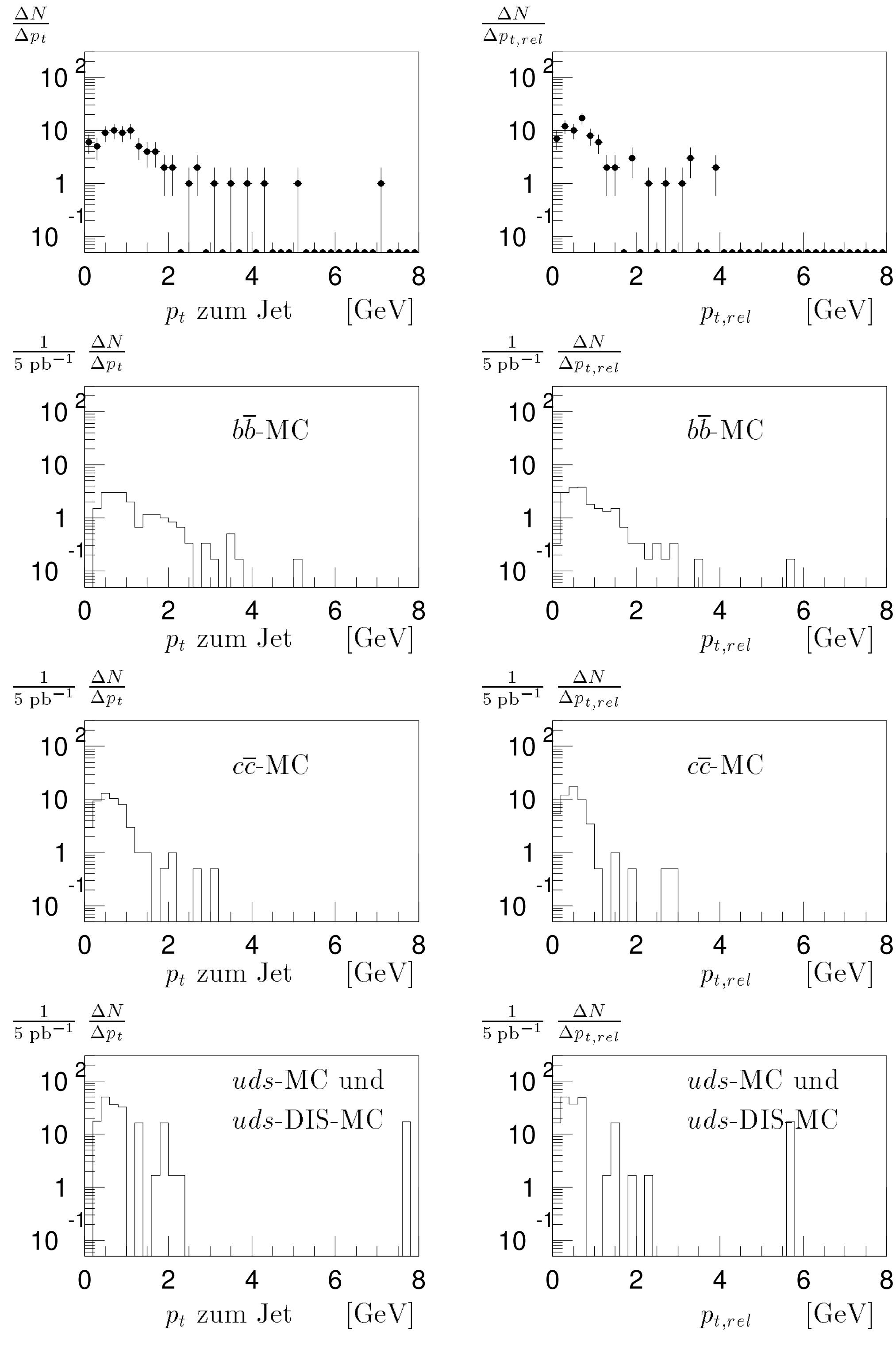


Abbildung 7.2: *Für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung p_t und $p_{t,rel}$ des Myons für Daten–, $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse.*

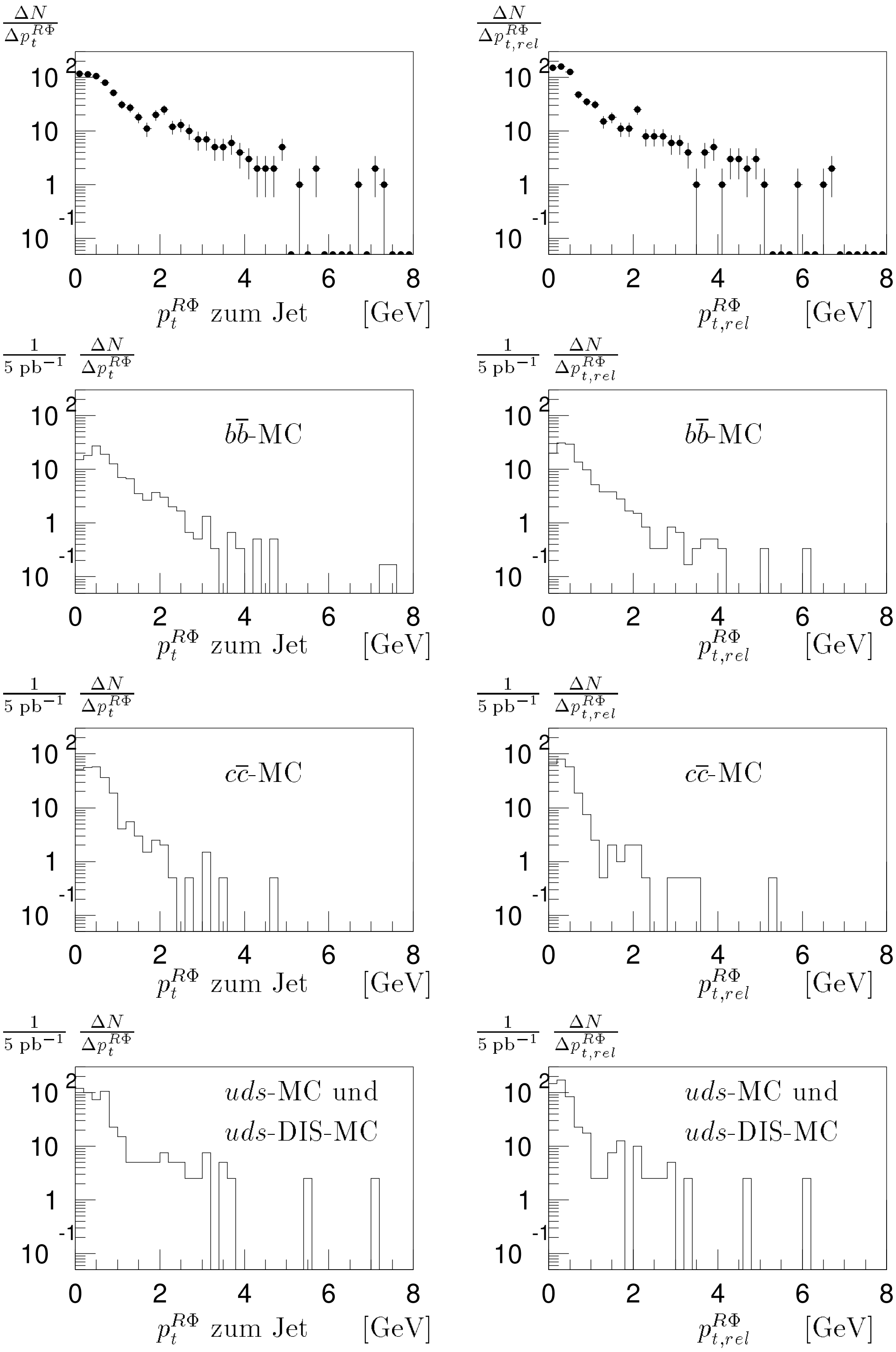


Abbildung 7.3: *Für Ereignisse der Photoproduktion, $p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ des Myons für Daten–, $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC und uds-DIS-MC–Ereignisse.*

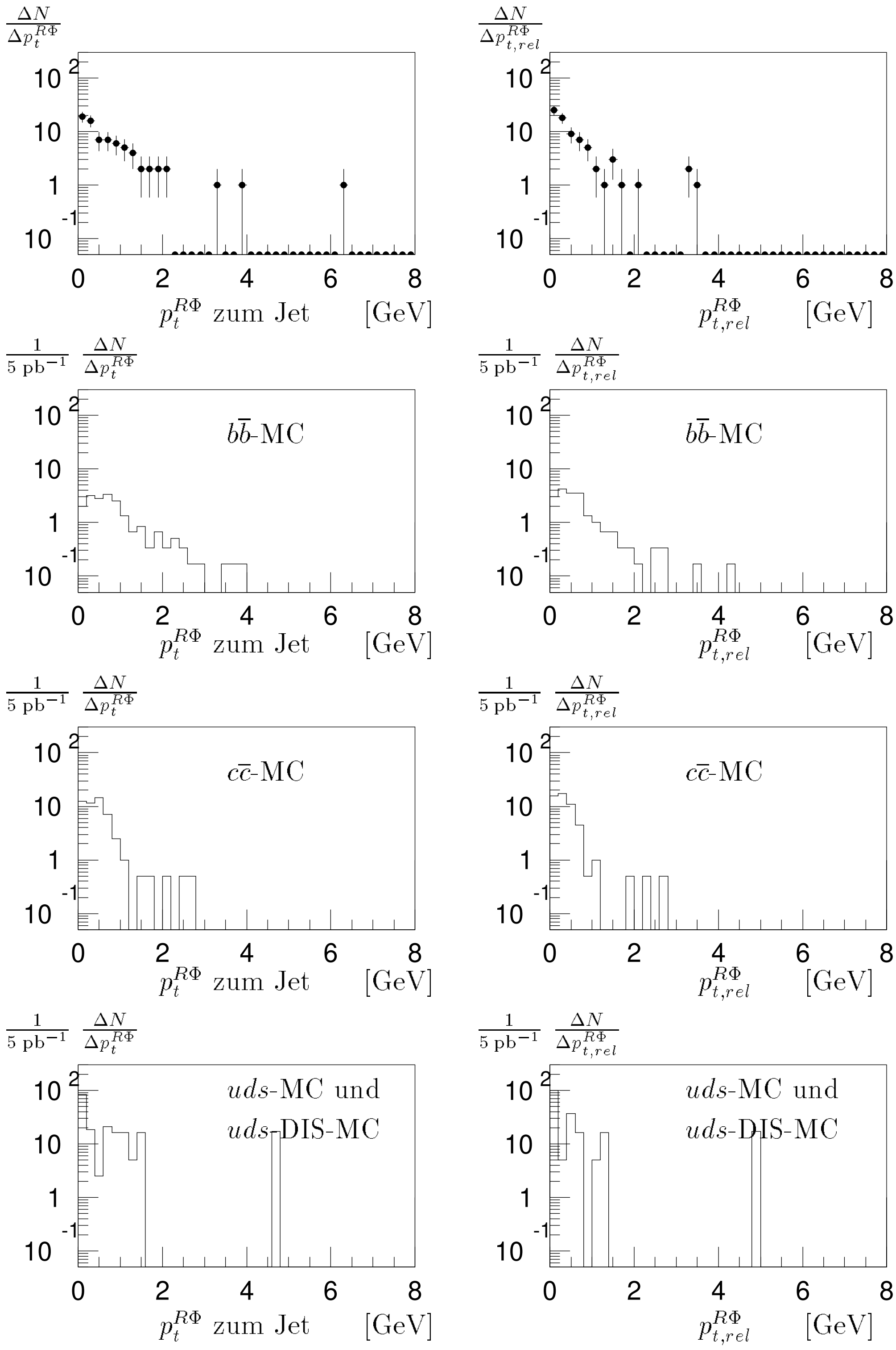


Abbildung 7.4: *Für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung, $p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ des Myons für Daten-, $b\bar{b}$-MC-, $c\bar{c}$-MC-, uds-MC- und uds-DIS-MC-Ereignisse.*

7.2 Der Transversalimpuls für Myonen mit einer besonders deutlichen Signatur

In den Verteilungen der Daten und der Ereignisse der Untergrundsimulationen (Abbildungen 7.1 bis 7.4) liegen Einträge bei hohen Werten von p_t, $p_{t,rel}$, $p_t^{R\Phi}$, $p_{t,rel}^{R\Phi}$ vor. Es wird im folgenden untersucht, ob diese Einträge durch einen Schnitt gegen Untergrundereignisse gezielt vermindert werden können, ohne daß dabei zu viele $b\bar{b}$-MC–Ereignisse verworfen werden.
Hadronen, die im instrumentierten Eisen als Myonen nachgewiesen werden, bilden einen Untergrund bei der Anreicherung von Ereignissen mit schweren Quarks. Zur effizienten Reduktion der als Myonen erkannten Hadronen wird auf die Anzahl N_L getroffener Drahtlagen (Abschnitt 2.2.3) im instrumentierten Eisen geschnitten.
Ausgehend von der Vorselektion (Kapitel 4, Tabelle 4.8) werden Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung betrachtet, bei denen mindestens ein Myon mit $p_{t,\mu} > 2.0$ GeV und $25° < \Theta_\mu < 140°$ nachgewiesen wird. In Abbildung 7.5 ist für die einem Myon zugeordnete Spur im instrumentierten Eisen die Anzahl N_L getroffener Drahtlagen dargestellt. Treffer in Drahtlagen, die sich vor der ersten Eisenlage im Myondetektor befinden, werden nicht gezählt. Die Treffer in den beiden Drahtlagen zwischen der vierten und fünften Eisenlage und die Treffer aus den drei Drahtlagen hinter der letzten Eisenlage werden jeweils höchstens als ein Treffer gewertet. Damit entspricht ein gewerteter Treffer einer durchquerten Eisenlage. Die Wahrscheinlichkeit, aufzuschauern, steigt für Hadronen mit der durchquerten Materie bzw. der Anzahl an durchquerten Eisenlagen.
In Abbildung 7.5 ist zu erkennen, daß die meisten Eisenspuren der $b\bar{b}$-MC–Ereignisse (durchgezogene Linie) fünf oder mehr Treffer enthalten. Für $c\bar{c}$-MC–Ereignisse (gestrichelte Linie) gilt ähnliches. Die Eisenspuren der Daten, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse (punktierte Linie) haben häufig weniger als fünf Treffer. In Abbildung 7.6 sind die als Myonen erkannten Teilchen aus den Daten, $b\bar{b}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen dargestellt. Man erkennt auch hier, daß die Myonen aus den $b\bar{b}$-MC–Ereignissen (Abbildung 7.6 b) häufig mehr als vier Eisenlagen durchqueren. In Abbildung 7.6 c sind Myonen aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen (aus uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen) eingetragen. Abbildung 7.6 d enthält Hadronen, die als Myonen erkannt werden (Punch-through). Diese Teilchen durchqueren häufig weniger als fünf Eisenlagen. In Tabelle 7.1 ist die Zusammensetzung der Hadronen, die als Myonen erkannt werden, angegeben. In Tabelle 7.2 ist der Anteil an Ereignissen mit mindestens einem Myon mit $p_{t,\mu} > 2.0$ GeV und $25° < \Theta_\mu < 140°$, der die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllt, eingetragen. In den uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen verringert sich der Anteil von fehlidentifizierten Hadronen an den als Myonen erkannten Teilchen, durch die Forderung $N_L \geq 5$ von 80.3 % auf 73.8 %.

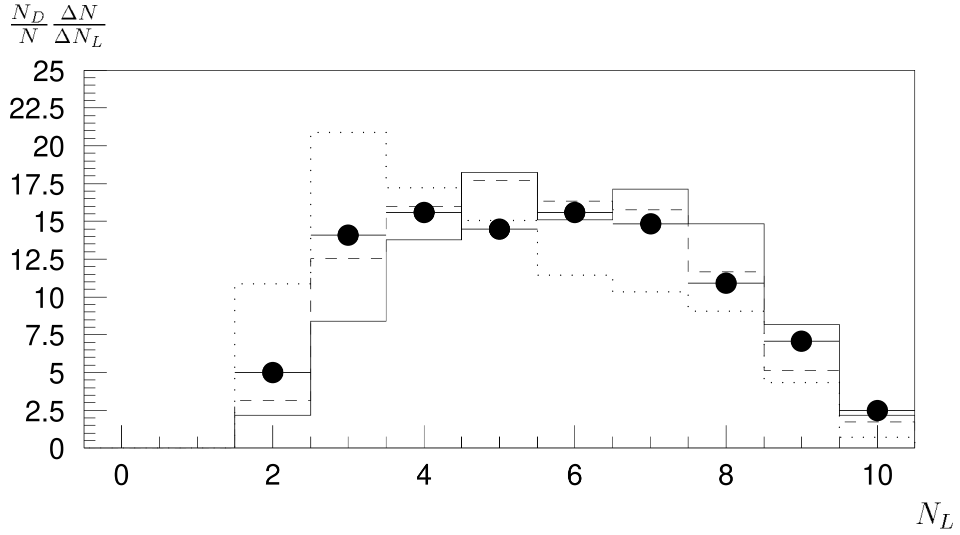


Abbildung 7.5: *Anzahl N_L getroffener Lagen im Eisen (Zählung siehe Text) für Myonen mit einem transversalen Impuls zur Strahlrichtung $p_{t,\mu} > 2$ GeV ($b\bar{b}$-MC durchgezogene, $c\bar{c}$-MC gestrichelte, uds-MC und uds-DIS-MC punktierte Linie, auf die Daten normiert).*

Pionen	Kaonen	Protonen
46.6 %	49.6 %	3.8 %

Tabelle 7.1: *Die Anteile der Teilchen, die als Myon ($p_{t,\mu} > 2.0$ GeV, $25° < \Theta_\mu < 140°$) erkannt werden aber keine Myonen (auch keine Myonen aus dem Zerfall von leichten Hadronen) sind, in uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen. Dies sind insgesamt 80.3 % aller als Myonen erkannten Teilchen.*

Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	*uds*- und *uds*-DIS-MC
63.3 %	75.7 %	68.3 %	51 %

Tabelle 7.2: *Die Anteile an Ereignissen (mindestens ein Myon $p_{t,\mu} > 2.0$ GeV, $25° < \Theta_\mu < 140°$), die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen.*

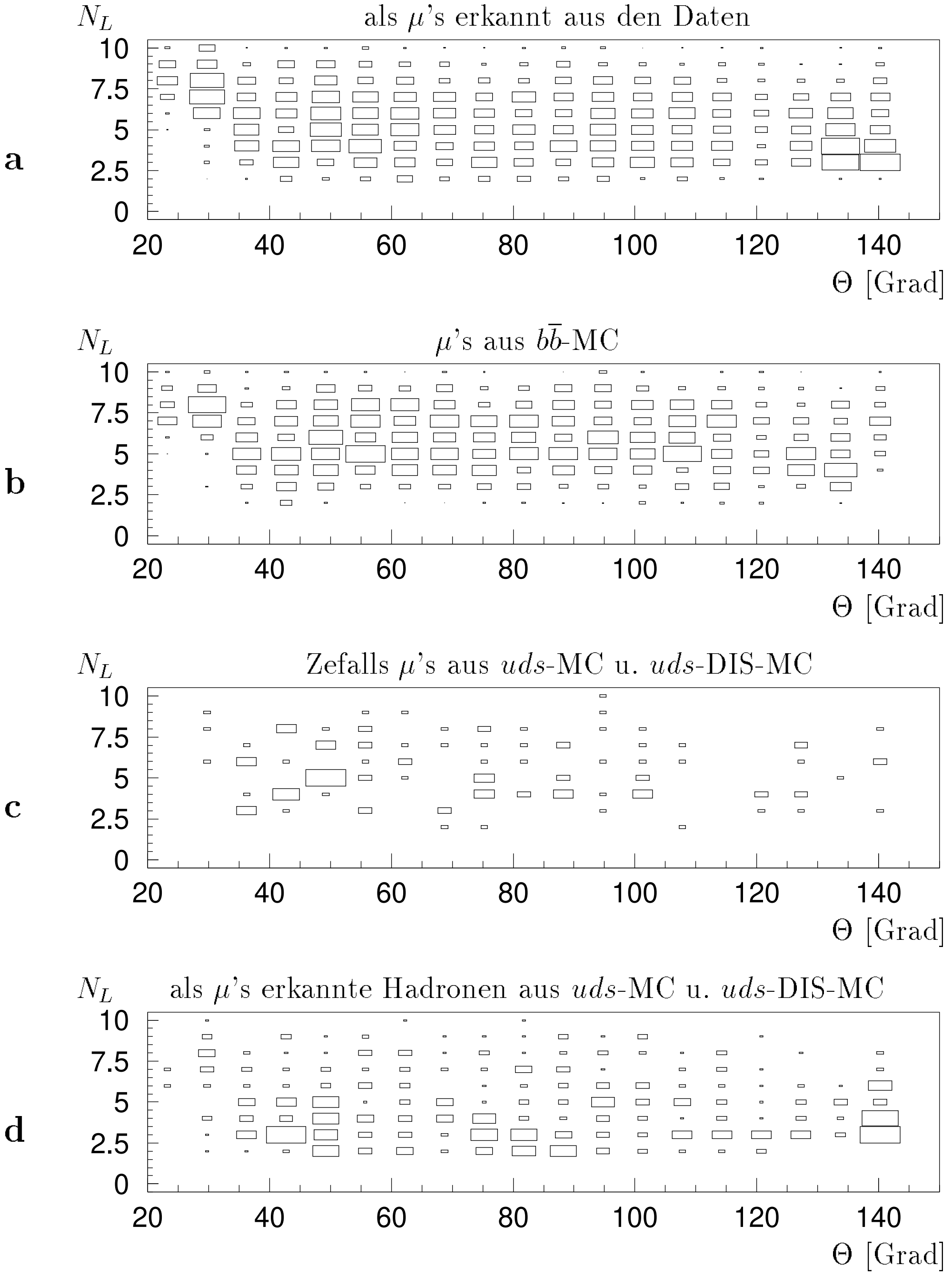


Abbildung 7.6: *Anzahl N_L getroffener Lagen im Eisen (Zählung siehe Text) gegen dem Polarwinkel Θ, für Myonen ($p_{t,\mu} > 2$ GeV) aus (a) Daten, (b) $b\bar{b}$-MC–, (c und d) uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen. Die Darstellung c enthält Myonen aus den Zerfällen von Pionen und Kaonen der uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse, unten sind Teilchen dargestellt, die nicht als Myonen generiert sind, aber als solche erkannt werden (Punchthrough).*

Die Forderung $N_L \geq 5$ wird an die Ereignisse mit zwei Jets gestellt (ein Jet mit $E_t > 7$ GeV, ein Jet mit $E_t > 5$ GeV und mindestens einem Myon mit $p_{t,\mu} > 2.0$ GeV und $25° < \Theta_\mu < 140°$).
Tabelle 7.3 gibt zusätzlich zu den Werten der Tabelle 6.2 die Anzahlen von „$N_L \geq 5$ Photo. + DIS“ Ereignissen der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen, wieder. Die Herkunft der als Myonen erkannten Teichen, ist in Tabelle 7.4 für die Ereignisse der Tabelle 7.3, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen, aufgelistet.

		Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	uds-DIS-MC	uds-MC
Photo.	Ereignisse	689	765	485	5	156
	in 5 pb^{-1}	689	127.8	242.5	104	260
DIS	Ereignisse	75	118	103	11	7
	in 5 pb^{-1}	75	19.7	51.5	177	11.7
$N_L \geq 5$ Photo. + DIS	Ereignisse	524	723	440	9	92
	in 5 pb^{-1}	524	120.7	220	168	153.3

Tabelle 7.3: *Zusammenfassung von Tabelle 6.2, den Anzahlen von Ereignissen in den Daten und MC-Simulationen und den in 5 pb^{-1} erwarteten Ereigniszahlen, die die zusätzliche Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen.*

	$b\bar{b}$-MC		$c\bar{c}$-MC		uds- und uds-DIS-MC	
Ereignise	120.7	100 %	220	100 %	321.3	100 %
$b \to \mu$	103.8	86.2 %	—	—	—	—
$c \to \mu$	14.3	11.9 %	202.5	92 %	—	—
$uds \to \mu$	0.3	0.3 %	0.5	0.2 %	74.1	23.1 %
uds als μ erkannt	2	1.7 %	17	7.7 %	247.3	76.9 %

Tabelle 7.4: *Die Herkunft der als Myonen erkannten Teichen, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen (Tabelle 7.3) für $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung. Die Anzahlen sind auf eine integrierte Luminosität von 5 pb^{-1} normiert.*

In den Abbildungen 7.7 (p_t und $p_{t,rel}$) bzw. 7.8 ($p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$) sind Ereignisse mit Myonen, für die $N_L \geq 5$ ist, dargestellt. Es werden Ereignisse der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion betrachtet (Tabelle 7.3). Bei den Verteilungen (Abbildungen 7.7 und 7.8) der Ereignisse aus den Untergrundsimulationen ist zu erkennen, daß die Ereignisse mit Myonen, die hohe Werte von p_t, $p_{t,rel}$, $p_t^{R\Phi}$, $p_{t,rel}^{R\Phi}$ haben, durch den Schnitt auf $N_L \geq 5$ verworfen werden. Es verbleiben $b\bar{b}$-MC–Ereignisse mit hohen Werten. Jedoch liegen mehr Daten als $b\bar{b}$-MC–Ereignisse mit hohen Werten von p_t, $p_{t,rel}$, $p_t^{R\Phi}$, $p_{t,rel}^{R\Phi}$ vor.
Summiert man alle (normierten) $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse, so werden die Daten nicht beschrieben, wie in Abbildung 7.9 für p_t, $p_{t,rel}$ und Abbildung

7.10 für $p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ zu sehen ist. Bei niedrigen Werten dieser Transversalimpulse ist die Summe der simulierten Ereignisse größer als die Anzahl der Daten, für große Werte steigt die Zahl der Daten über die der simulierten Ereignisse.
Die Abbildungen 7.11 und 7.12 stellen die Anzahlen von Ereignissen dar, die bei einem Schnitt auf p_t bzw. $p_{t,rel}$ und $p_t^{R\Phi}$ bzw. $p_{t,rel}^{R\Phi}$ verbleiben. Es werden Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen, betrachtet. Abbildung 7.12 zeigt, daß ein Schnitt $p_t^{R\Phi} > 3.6$ GeV alle Ereignisse der Untergrundsimulation verwirft und nur Daten und $b\bar{b}$-MC–Ereignisse übrig läßt.
Ausgehend von den Ereignissen mit $N_L \geq 5$ (Tabelle 7.3) sind in Tabelle 7.5 die verbleibenden Zahlen von Ereignissen für $p_t^{R\Phi}$ bzw. $p_{t,rel}^{R\Phi}$ größer als 4.0 GeV, 3.0 GeV und 2.0 GeV aufgelistet.

		Daten	$b\bar{b}$-MC	$c\bar{c}$-MC	uds-DIS-MC	uds-MC
$p_t^{R\Phi} > 4$ GeV	Ereignisse	19	10	0	0	0
	in 5 pb^{-1}	19	1.7	0	0	0
$p_t^{R\Phi} > 3$ GeV	Ereignisse	42	22	2	0	1
	in 5 pb^{-1}	42	3.7	1	0	1.7
$p_t^{R\Phi} > 2$ GeV	Ereignisse	93	66	8	0	5
	in 5 pb^{-1}	93	11	4	0	8.3
$p_{t,rel}^{R\Phi} > 4$ GeV	Ereignisse	13	6	0	0	0
	in 5 pb^{-1}	13	1	0	0	0
$p_{t,rel}^{R\Phi} > 3$ GeV	Ereignisse	32	17	2	0	1
	in 5 pb^{-1}	32	2.8	1	0	1.7
$p_{t,rel}^{R\Phi} > 2$ GeV	Ereignisse	72	35	8	0	5
	in 5 pb^{-1}	72	5.8	4	0	8.3

Tabelle 7.5: *Die Anzahl von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion mit der Bedingung $N_L \geq 5$ in den Daten und MC–Simulationen und die in 5 pb^{-1} erwarteten Ereigniszahlen für Schnitte auf $p_t^{R\Phi}$ bzw. $p_{t,rel}^{R\Phi}$*

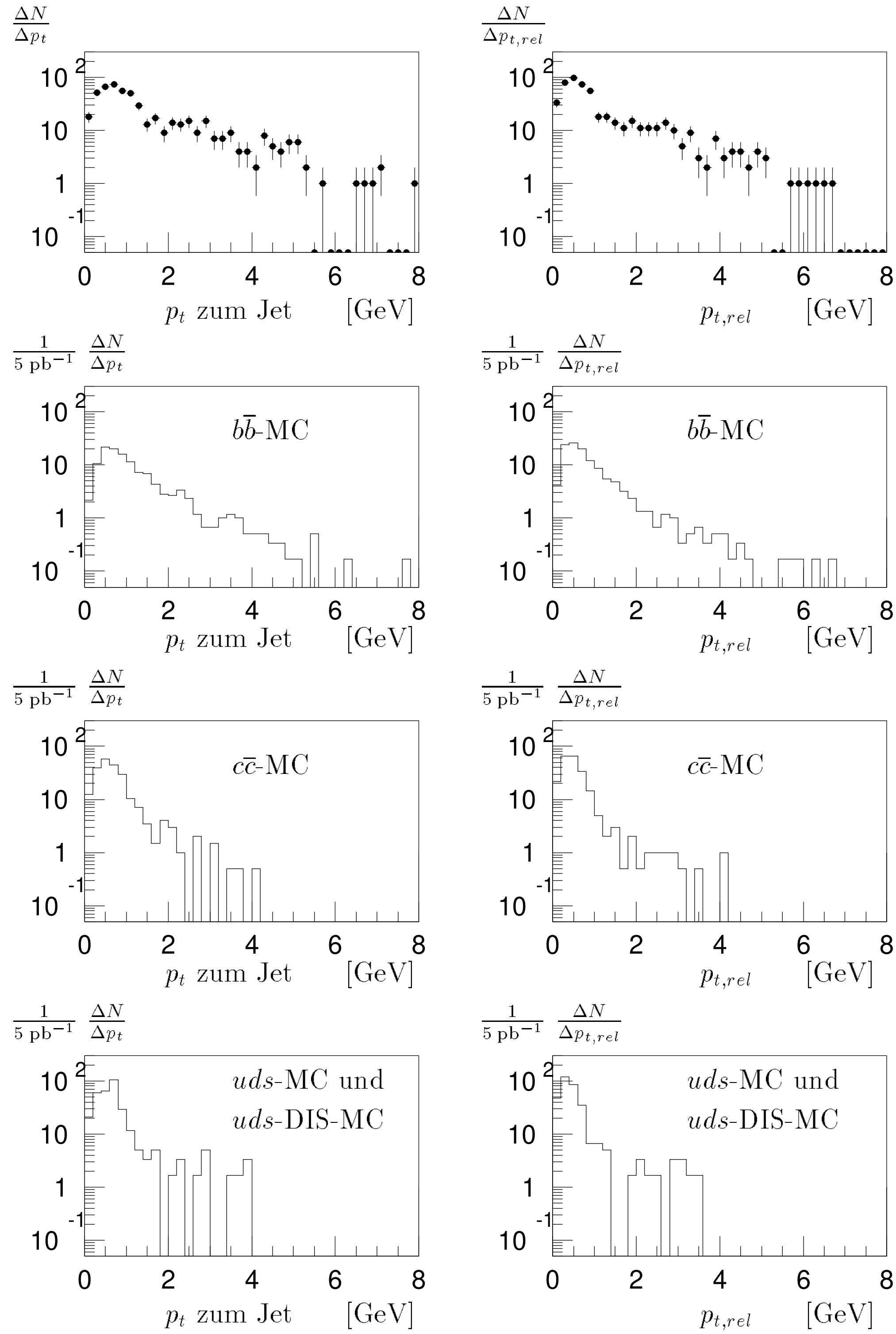


Abbildung 7.7: *Für Ereignisse aus der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen: p_t und $p_{t,rel}$ des Myons für Daten–, $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse.*

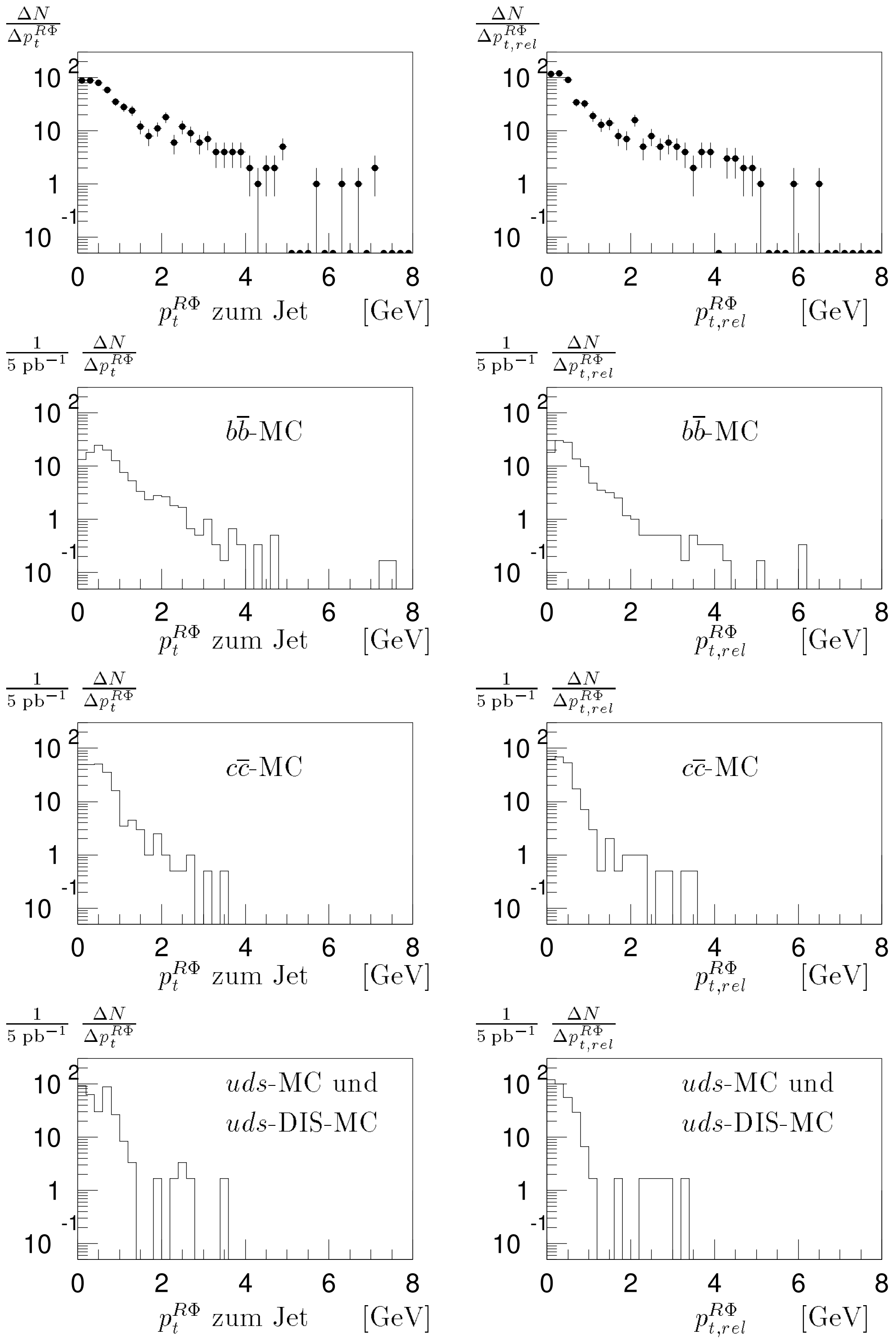


Abbildung 7.8: *Für Ereignisse aus der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen: $p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ des Myons für Daten–, $b\bar{b}$-MC–, $c\bar{c}$-MC–, uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignisse.*

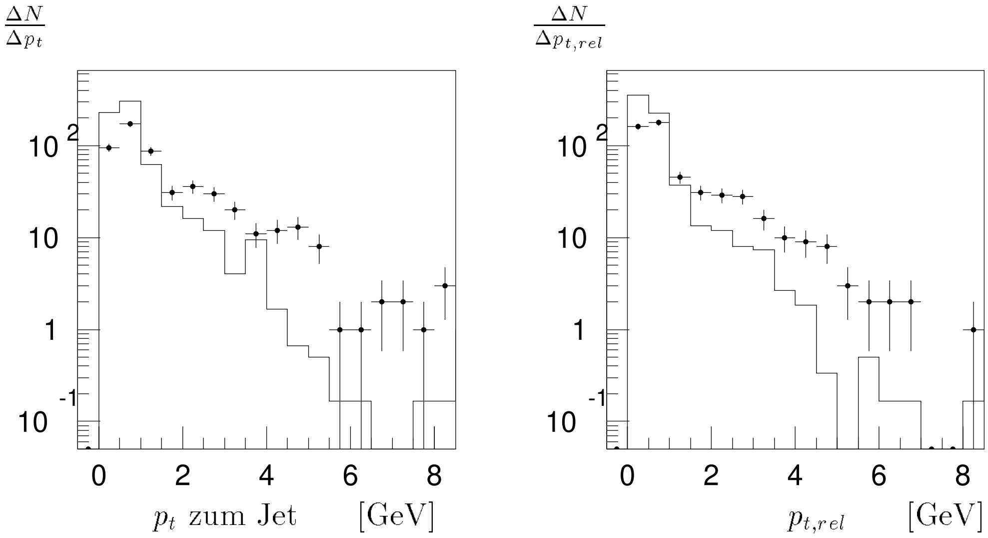


Abbildung 7.9: *p_t und $p_{t,rel}$ für Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen. Das geschlossene Histogramm ist die Summe aller Ereignisse der Monte–Carlo Simulationen. Alle Werte über 8 GeV sind im letzten Eintrag zusammengefaßt.*

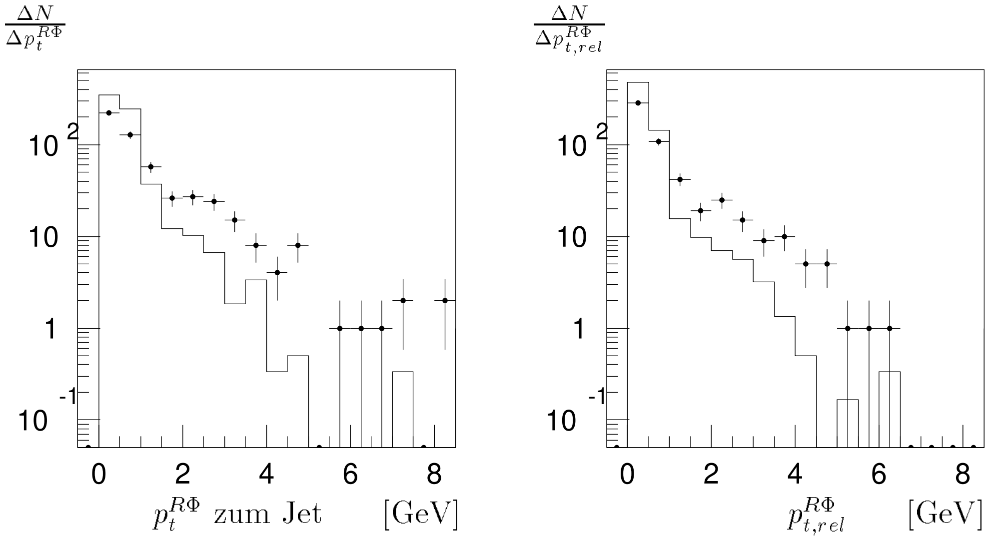


Abbildung 7.10: *$p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ für Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung, die die Bedingung $N_L \geq 5$ erfüllen. Das geschlossene Histogramm ist die Summe aller Ereignise der Monte–Carlo Simulationen. Alle Werte über 8 GeV sind im letzten Eintrag zusammengefaßt.*

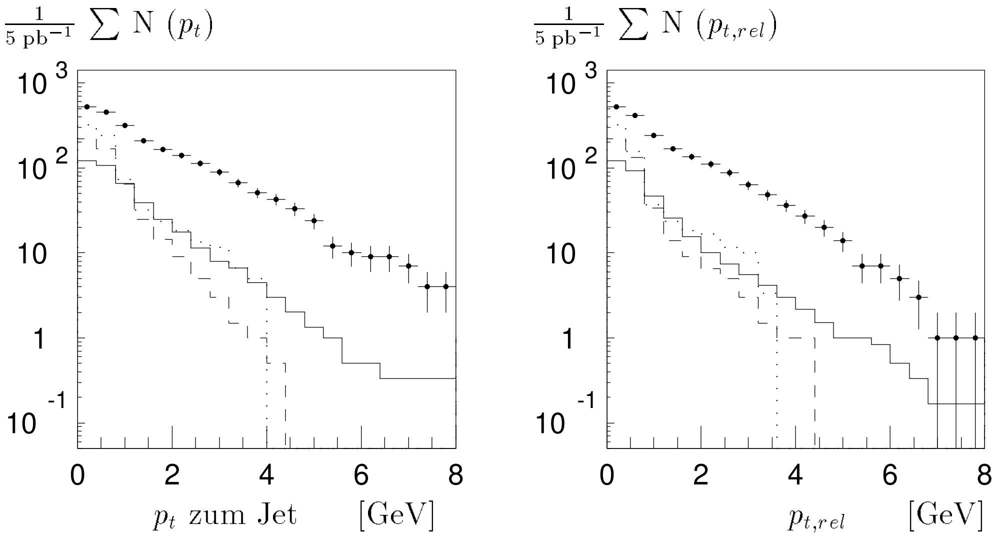


Abbildung 7.11: *Die von rechts aufintegrierte Verteilung von p_t und $p_{t,rel}$ des Myons für Daten (Punkte), $b\bar{b}$-MC– (durchgezogen), $c\bar{c}$-MC– (gestrichelt), uds-MC– und uds-DIS-MC– (punktiert) Ereignisse der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion mit der Bedingung $N_L \geq 5$. Die Ereigniszahlen der Monte-Carlo Simulation sind auf die integrierte Luminosität der Daten (etwa 5 pb^{-1}) normiert.*

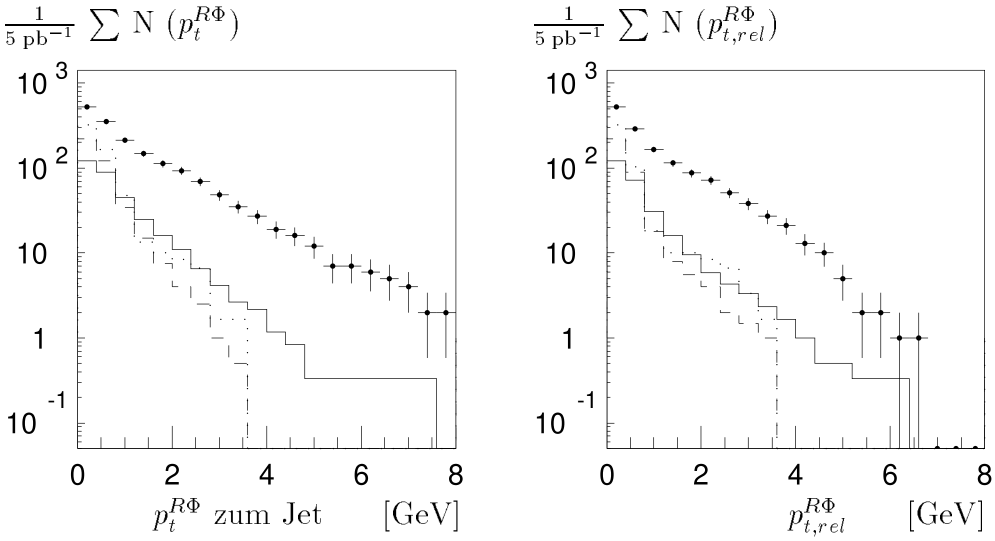


Abbildung 7.12: *Die von rechts aufintegrierte Verteilung von $p_t^{R\Phi}$ und $p_{t,rel}^{R\Phi}$ des Myons für Daten (Punkte), $b\bar{b}$-MC (durchgezogen), $c\bar{c}$-MC (gestrichelt), uds-MC und uds-DIS-MC (punktiert) Ereignisse der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion mit der Bedingung $N_L \geq 5$. Die Ereigniszahlen der Monte-Carlo Simulation sind auf die integrierte Luminosität der Daten (etwa 5 pb^{-1}) normiert.*

Zusammenfassend soll in Abbildung 7.13 die erzielte Anreicherung von $b\bar{b}$-MC– gegenüber $c\bar{c}$-MC–Ereignissen und gegenüber Untergrundereignissen dargestellt werden. Zu diesem Zweck sind in Abbildung 7.13 die Verhältnisse von $c\bar{c}$-MC– bzw uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen zu $b\bar{b}$-MC–Ereignissen (normiert)

$$\frac{N_{c\bar{c}-MC}}{N_{b\bar{b}-MC}}, \quad \frac{N_{uds-MC} + N_{uds-DIS-MC}}{N_{b\bar{b}-MC}}$$

für fünf verschiedene Selektionsstufen dargestellt. Die Bedingungen der Selektionsstufen sind:

1. Ein Myon mit einem Transversalimpuls relativ zur Strahlachse $p_{t,\mu}$ >1 GeV und einem Polarwinkel $5° < \Theta_\mu < 175°$, Abschnitt 3.3 (dies sind die Schnitte, die schon beim Generieren der $c\bar{c}$-MC– und $b\bar{b}$-MC–Ereignisse angewendet wurden)
2. Die Bedingungen der Vorselektion Abschnitt 4.2 ($p_{t,\mu} > 1$ GeV, $25° < \Theta_\mu < 140°$)
3. Ein Jet mit $E_t > 7$ GeV, einer mit einem $E_t > 5$ GeV und ein Myon mit $p_{t,\mu} > 2$ GeV (Bedingungen wie sie an die Ereignisse aus Tabelle 6.2 Abschnitt 6.3 gestellt werden)
4. Anzahl getroffener Drahtlagen im Eisen, $N_L \geq 5$ (Abschnitt 7.2)
5. Der Transversalimpuls des Myons relativ zur Jetrichtung in der $R\Phi$–Ebene $p_t^{R\Phi} >$ 2 GeV (Tabelle 7.5)

Auf der ersten Selektionsstufe lassen sich nur $c\bar{c}$-MC– mit den $b\bar{b}$-MC–Ereignissen vergleichen. Die Selektionsstufen zwei bis fünf bauen aufeinander auf. Die Anzahlen von Ereignissen, die die Schnitte zwei bis fünf erfüllen, sind in Tabelle 7.6 (normiert auf 5 pb^{-1}) eingetragen.

Der Erzeugungsquerschnitt, der mit AROMA 2.1 generierten Ereignisse, ist für Ereignisse mit einem $b\bar{b}$–Quarkpaar etwa 3.2 nb und einem $c\bar{c}$–Quarkpaar etwa 613 nb. Das Verhältnis von $c\bar{c}$– zu $b\bar{b}$–Quarkpaaren liegt damit bei etwa 192. Mit den Schnitten $p_{t\mu} > 1$ GeV und $5° < \Theta_\mu < 175°$, die auf die generierten Ereignisse angewendet wurden, ergibt sich ein Verhältnis von zwölf mal mehr $c\bar{c}$– als $b\bar{b}$–Quarkpaaren. In Abbildung 7.13 (durchgezogene Linie) ist zu erkennen, daß ausgehend von diesem Verhältnis, durch die Selektionsschnitte ein Verhältnis von mehr als der doppelten Menge an $b\bar{b}$-MC– zu $c\bar{c}$-MC–Ereignissen erzielt wird. Die Forderung $N_L \geq 5$ reduziert das Verhältnis von Ereignissen der Untergrundsimulation zu $b\bar{b}$-MC–Ereignissen (gestrichelte Linie) deutlich stärker als das Verhältnis von $c\bar{c}$-MC– zu $b\bar{b}$-MC–Ereignissen. Die Forderung $p_t^{R\Phi} > 2$ GeV reduziert den Anteil an $c\bar{c}$-MC–Ereignissen stärker als den an Ereignissen der Untergrundsimulationen. Es verbleiben bei dem Schnitt 11 $b\bar{b}$-MC–, 4 $c\bar{c}$-MC–, 8.3 uds-MC–Ereignisse (normiert) und 93 Ereignisse der Daten (Tabelle 7.5).

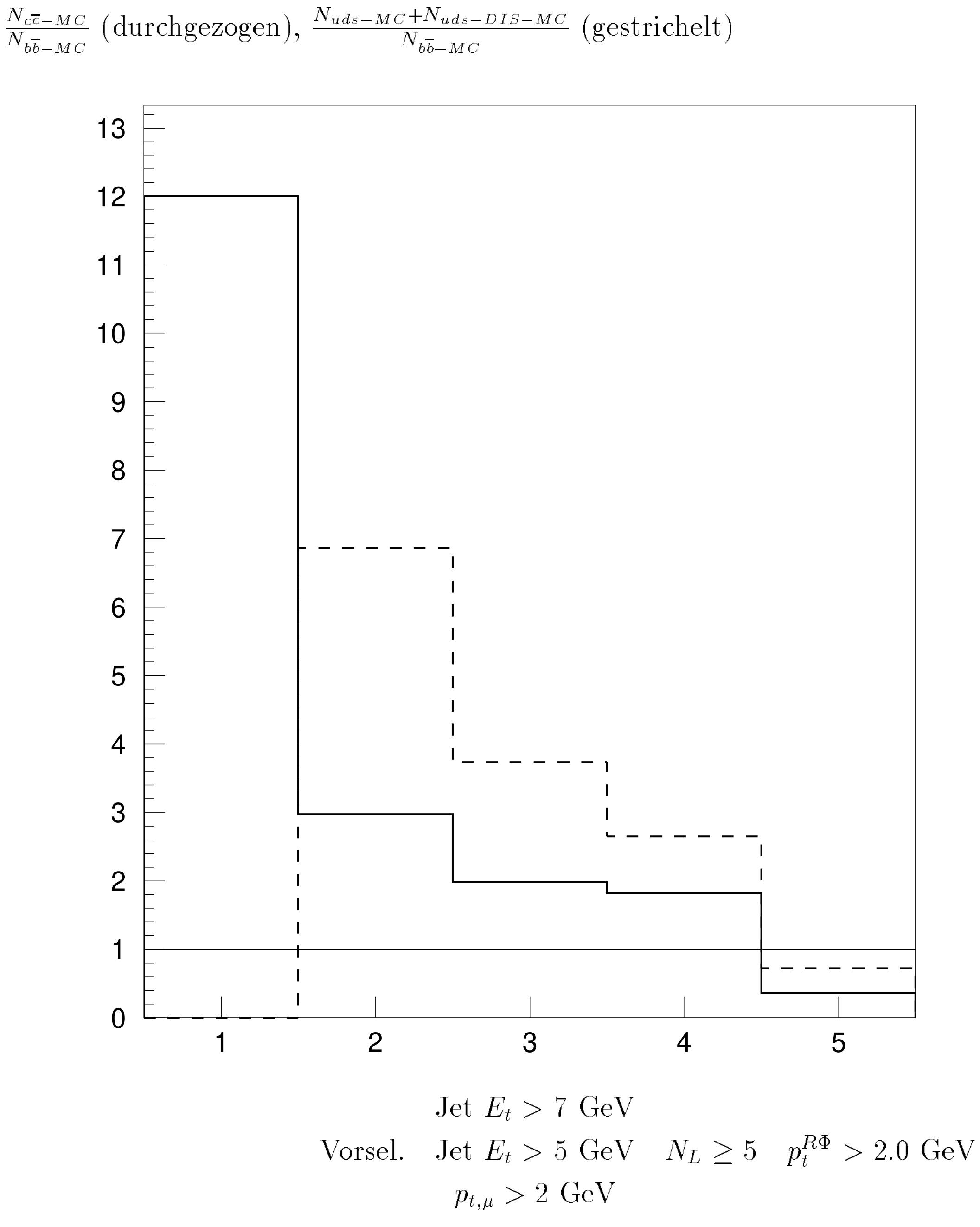


Abbildung 7.13: *Das Verhältnis von (durchgezogen) $c\bar{c}$-MC– bzw. (gestrichelt) uds-MC– und uds-DIS-MC–Ereignissen zu $b\bar{b}$-MC–Ereignissen nach verschiedenen Selektionsbedingungen (siehe Text).*

Selektionsstufen	2.	3.	4.	5.
Selektionsschnitte	Vorsel.	Jet $E_t > 7$ GeV Jet $E_t > 5$ GeV $p_{t,\mu} > 2$ GeV	$N_L \geq 5$	$p_t^{R\Phi} > 2.0$ GeV
Daten	5972	764	524	93
$b\bar{b}$-MC	493	148	121	11
$c\bar{c}$-MC	1467	294	220	4
uds-, und uds-DIS-MC	3204	453	321	8

Tabelle 7.6: *Die auf eine integrierte Luminosität von 5 pb^{-1} normierten Anzahlen von Ereignissen, die die Bedingungen der Selektionsstufen zwei bis fünf erfüllen (siehe Text).*

7.3 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird diskutiert, an welchen Stellen Verbesserungen anzustreben sind, um mit der in dieser Analyse verwendeten Methode, b-Quarks effizienter anzureichern oder den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von b-Quarks zu berechnen.

Die Abweichung des Transversalimpulses des Myons zur Richtung des schweren Quarks ($p_{t,Q}$ Abbildung 6.13) von dem Transversalimpuls zur Jetrichtung (Abschnitt 6.3.3) wird im wesentlichen durch den Unterschied zwischen der Jetrichtung und der Richtung des schweren Quarks verursacht. Die Rekonstruktion des Transversalimpulses könnte daher durch eine genauere Rekonstruktion der Richtung des schweren Quarks mit Hilfe der Jetrichtung verbessert werden. Bei dem Vergleich der Jetrichtungen mit den Richtungen der schweren Quarks (Abschnitt 6.3.1) ist zu erkennen, daß die Jetrichtungen häufig einen kleineren Polarwinkel Θ haben als die Richtungen der Quarks. Um diese systematische Abweichung zu vermeiden, wird die Betrachtung auch in der $R\Phi$–Ebene durchgeführt. Der Jetalgorithmus ist jedoch für die Suche nach Jets in drei Dimensionen optimiert. Es könnte eventuell eine bessere Übereinstimmung der Jetrichtung mit der Quarkrichtung erzielt werden, wenn der Jetalgorithmus auf die Jetsuche in der $R\Phi$–Ebene ausgelegt würde. Dies könnte realisiert werden, wenn anstelle der bisherigen Definition der Jets durch Kreise in der $\eta\Phi$–Ebene Ellipsen mit einem in Φ kleineren Radius als in η verwendet werden. Damit ist der maximale Abstand von Teilchen in Φ zur Jetachse kleiner als in η. In Verbindung damit wäre das Suchgitter so zu wählen, daß für den Durchmesser der Ellipse in Φ–Richtung und in η–Richtung gleich viele Gitterzellen vorhanden sind. Die Energieschwellen für die Initiatorzelle und den Jet sind dann neu zu bestimmen. Eine weitere Verbesserung der Jetsuche könnte eventuell durch eine differenziertere Methode bei dem Verwerfen von Clustern, die hinter Spuren liegen, erreicht werden (Abschnitt 5.1).

Für eine Entscheidung, ob die Ereignisse der Daten mit hohen Transversalimpulsen relativ zur Jetachse ($p_t^{R\Phi}$ Abbildung 7.12) dem semileptonischen Zerfall von b-Quarks oder dem Untergrund zuzurechnen sind, ist eine eingehende Untergrundstudie nötig. Vor allem die zur Simulation des Untergrundes aus der tiefinelastischen Streuung (uds-DIS-MC) verwendeten Ereignisse (295 nb^{-1}) sind im Vergleich zu den Daten (5 pb^{-1}) viel zu wenig. Von den ca. 300000 uds-DIS-MC Ereignissen werden nur 134 Ereignisse bei der Vorselektion akzeptiert. Um uds-DIS-MC–Ereignisse mit einer den Daten entsprechenden integrierten Luminosität zu simulieren, könnte, wie bei der Simulation der uds-MC–Ereignisse (Simulation des Untergrundes aus der Photoproduktion), schon auf Generatorniveau ein Jet verlangt werden. Da dieser Prozeß einen kleineren Wirkungsquerschnitt hat, müßten weniger Ereignisse der zeitaufwendigen Simulation unterzogen werden. Durch das Ausschließen von Ereignissen mit niedrigen Q^2 wird ebenfalls erreicht, daß weniger Ereignisse simuliert werden müssen, um eine den Daten entsprechende integrierte Luminosität zu erhalten. Bei der Simulation des Untergrundes durch Ereignisse der Photoproduktion (uds-MC–Ereignisse) wird bisher nur der Beitrag von Ereignissen mit aufgelöstem Photon berücksichtigt. Die Beiträge, bei denen das Photon nicht aufgelöst ist, müßten ebenfalls betrachtet werden.

Um die Rate an Ereignissen, die eine Myonsignatur aufweisen, ohne daß sie ein Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks enthalten, zu berechnen, können Studien mit den Daten als Grundlage vorgenommen werden. Dies wurde bereits in [Krue94] durchgeführt. Bei der Analyse [Krue94] wurde, ausgehend von Daten, bei denen das gestreute Elektron, aber kein Myon nachgewiesen wurde, die Zahl von Ereignissen ermittelt, die nach dem Monte-Carlo Simulationsvorgang eine Myonsignatur enthalten. Dabei wurden den Spuren der Ereignisse Kaonen und Pionen zugeordnet. Es bleibt jedoch zu überprüfen, inwieweit diese Zahl von Myonen, die nicht aus dem Zerfall von schweren Quarks stammen, auf Ereignisse mit anderen Q^2, z.B. solche bei denen das gestreute Positron nicht nachgewiesen wird, übertragbar ist, und wie der Einfluß von Jets zu berücksichtigen ist.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Möglichkeit untersucht, in *ep*-Wechselwirkung erzeugte *b*-Quarks über ihren semileptonischen Zerfall anzureichern. Für die Suche nach myonischen *b*-Zerfällen wurden Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung, in denen zwei Jets und ein Myon rekonstruiert wurden, ausgewählt. Ereignisse mit semileptonischen *b*-Zerfällen wurden mit einem Schnitt auf die Transversalimpulse von Myonen relativ zu Jets angereichert.

Für die Erkennung der myonischen Zerfälle von *b*-Quarks bilden Myonen aus *c*-Zerfällen einen Untergrund. Ein weiterer Untergrund besteht in Pion– und Kaonzerfällen und fehlidentifizierten Hadronen, die sowohl in *b*– und *c*–Ereignissen aber auch in den weit häufigeren Ereignissen mit leichten Quarks auftreten. Es wurden Ereignisse selektiert, die Myonen im Polarwinkelbereich $25° < \Theta < 140°$ mit einem Transversalimpuls relativ zur Strahlachse $p_{t,\mu} > 2$ GeV enthalten. Simulationsrechnungen zeigen, daß der dominante Teil der bei den Selektionsschnitten als Myonen erkannten Teilchen fehlidentifizierte Hadronen sind. Zum Nachweis schwerer Quarks genügt es daher nicht, Myonen zu identifizieren.

Aufgrund der Massendifferenzen zwischen dem *b*-Quark und den leichteren Quarks unterscheiden sich die Verteilungen der Transversalimpulse der Myonen relativ zu den Quarkrichtungen. Um diese Unterschiede für eine Anreicherung von *b*-Quarks zu verwenden, wurde der Myontransversalimpuls relativ zur Quarkrichtung rekonstruiert.

Die Rekonstruktion des Impulses eines als Myon erkannten Teilchens ist mit kleinen Fehlern möglich. Die bei den Streuprozessen entstehenden Teilchen wurden mit einem Konus-Algorithmus zu Jets zusammengefaßt. Die Jetdefinition wurde darauf optimiert, daß die Richtungen der paarweise erzeugten schweren Quarks mit den Jetachsen beschrieben werden.

Ereignisse mit einem Jet mit einer Transversalenergie $E_t = E \sin\Theta > 7$ GeV, einem Jet mit $E_t > 5$ GeV und einem Myon mit einem Transversalimpuls relativ zur Strahlachse $p_{t,\mu} > 2$ GeV wurden weiter untersucht.
In den Monte–Carlo Simulationen für Ereignisse mit schweren Quarks konnte eine Korrelation zwischen den Richtungen von Jets und Quarks gefunden werden. Es wurden die

Projektionen der Richtungen von Jets und Quarks in der $R\Phi$–Ebene, der Ebene senkrecht zur Strahlachse, betrachtet. Für die Verteilungen der azimutalen Winkeldifferenzen zwischen Jets und Quarks ergab sich für die b-Quarks eine Standardabweichung von 21.9° und für die c-Quarks 14.2°. Die Verteilungen der Transversalimpulse der Myonen zu den Jetrichtungen sind gegenüber den Verteilungen der Transversalimpulse zu den Richtungen der Quarks verschmiert. Die Unterschiede zwischen den Verteilungen der Transversalimpulse relativ zu den Quark– und Jetrichtungen lassen sich darauf zurückführen, daß auch kleine Richtungsdifferenzen zwischen der Jet– und Quarkrichtung einen großen Einfluß auf die Transversalimpulse haben.

Die Monte–Carlo Simulationen sagen ein Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte in der ep-Streuung für in Boson–Gluon–Fusion (BGF) erzeugten b-Quarks zu c-Quarks von $1 : 200$ voraus. Mit den oben erwähnten Schnitten und durch einen weiteren Schnitt auf den Transversalimpuls des Myons zum Jet $p_t^{R/\Phi} > 2$ GeV in der $R\Phi$-Ebene ergibt sich das Verhältnis $11 : 4$ von b-Quarks zu c-Quarks. Für die integrierte Luminosität von 5 pb^{-1} wird die Anzahl von Ereignissen mit b-Quarks durch die Schnitte von etwa 15700 auf 11 reduziert.
Mit $p_t^{R\Phi} > 3.6$ GeV ist der Schnitt so gewählt, daß keine Ereignissen der Simulationen für c- und uds-Quarks verbleiben. In 2.2 $b\bar{b}$-MC–Ereignissen, entsprechend einer integrierte Luminosität von 5 pb^{-1}, liegt ein Myon mit $p_t^{R\Phi} > 3.6$ GeV vor. In den Daten erfüllen 27 Ereignisse diese Forderung.

Mit den zur Verfügung stehenden simulierten Ereignissen konnten die Daten nicht ausreichend beschrieben werden. Für eine Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer Quarks, insbesondere b–Quarks in der BGF, muß eine ausführliche Untersuchung von Prozessen, die zum Untergrund beitragen, vorgenommen werden. Die zur Verfügung stehenden Monte–Carlo Ereignisse des Untergrundes mit einer integrierten Luminosität von etwa 3 pb^{-1} sind dafür noch nicht ausreichend. Die Untergrundstudien sollten ebenfalls an den Daten erfolgen, wobei die Forderung nach Jets berücksichtigt werden muß. Die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Ereignis ein Hadron eine Myonsignatur verursacht, steigt mit der Teilchenmultiplizität des Ereignisses. Die hohen Teilchenmultiplizitäten in Ereignissen mit Jets erhöhen daher die Wahrscheinlichkeit, daß in Jet–Ereignissen eine Myonsignatur vorliegt.

Literaturverzeichnis

[Abt] Iris Abt,
Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce e p events for H1.
UC Davis, Davis CA95616

[Ben88] M. Bengtsson et al.,
Parton Cascade Evolution and Event Structure at HERA
Proceeding of the HERA Workshop Vol. 1; Hamburg 1988

[Cha93] K. Charchula, G. A. Schuler, H. Spiesberger,
Combined QED and QCD Radiativ Effects
in Deep Inelastic Lepton Proton Scattering:
the Monte Carlo Generator DJANGO6
25. September 1993

[H1C94] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons
Nucl. Instr. Meth. **A 350** *1994, 57 -72*

[H1-MPI-162] L. Görlitz, H.P. Wellisch,
Documentation of the LAr clustering
H1-MPI-162 5.12. 1991

[H1-96-01] H1 Collaboration,
The H1 Detector at HERA
Internal Report March 1996 **H1-96-01**

[H1-375] H1 Collaboration,
The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN
H1-NOTE **H1-08/94-375**

[Ing88] G. Ingelman, G.A. Schuler,
Characteristics of Heavy Flavour Production in ep Collisions
Z. Phys. **C 40** *(1988)*

[Ing95] G. Ingelman, J. Rathsman, G.A. Schuler,
AROMA 2.1 — A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions
Draft 15 Jun 1995 DESY-95 ISSN 0418-9833

[Krue94] U.-P. Krüger,
Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA
Interner Bericht **DESY F11/F22-94-02** *Dissertation, Hamburg (1994)*

[MeyA95] Arnd Meyer,
Nachweis von Myonen unter kleinem Polarwinkel im H1-Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1995)

[Me96] Petra Merkel,
Untersuchung von Myonpaaren mit hoher invarianter Masse
im H1-Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1996)

[PDFLIB] H. Plothow-Besch,
PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s *Calculations*
User's Manual Version 7.07
H. Plothow-Besch/CERN-PPE 1996.12.09

[PDG96] Particle Data Group,
Kinematics, Cross-Section Formulae and Plots
Phys. Rev. **D54, No. 3, Part I** *(1996)*

[Sch93.a] S. Schiek,
Untersuchung zur Spurverbindung zwishen dem H1-Myon-System und den
inneren Spurkammern
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1-Note **H1-01/94-339**

[Sch97] S. Schiek,
Untersuchung der inelastischen Photoproduktion
von J/Ψ*-Messonen im H1-Detektor bei HERA*
Interner Bericht **DESY F11/F22-97-01 Februar 1997***, Dissertation*

[Se96] Marcus Seeck,
Untersuchung der Unelastischen Ψ' *-Produktion am H1-Detektor bei HERA*
Diplomarbeit, Hamburg (1996)

[Stee96] Maren Steenbock,
Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets
in der Photon Proton Streuung bei HERA
Interner Bericht **DESY F11/F22-96-01 Juli 1996***, Dissertation*

[Tor93] Torbjörn Sjöstrand,
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual
CERN-TH.7112/93

[West96] Lee West,
How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Myon and Electron Selection Code
Version 1.00/11
http://www-h1.desy.de/~west/track_sel/track_doc20308.ps.gz

Danksagung

Bei Frau Prof. Naroska bedanke ich mich für die interessante Aufgabenstellung und die aufmerksame Betreuung während meiner Diplomarbeitszeit. Ich danke Herrn Prof. Thomas Müller für die Übernahme des Gutachtens.

Ein besseres Verständnis einiger physikalischer Zusammenhänge verdanke ich Diskussionen mit Benno und Arnd. Für hilfreiche Informationen bei der Durchführung der Analyse und Verbesserungsvorschläge zu dieser Arbeit danke ich Helge, Martin, Petra und Maike.

Ich danke allen Mitgliedern der H1-Kollaboration, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinen Eltern danke ich für die Ermöglichung des Studiums.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Hamburg,