Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Wolfgang Walkowiak
aus Göttingen

November 1994

Bestimmung des Streuquerschnitts für Photon-Proton-Prozesse mit quasireellen, direkten Photonen bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Wolfgang Walkowiak ausgeführt am
I. Physikalischen Institut
unter der Betreuung von Prof. F. Eisele

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA[1] an der Großforschungseinrichtung DESY[2] stellt seit Betriebsbeginn im Jahr 1992 das weltweit erste und einzige Instrument dar, an dem Elektronen und Protonen mit Schwerpunktsenergien bis $\approx$ 300 GeV zur Kollision gebracht werden.

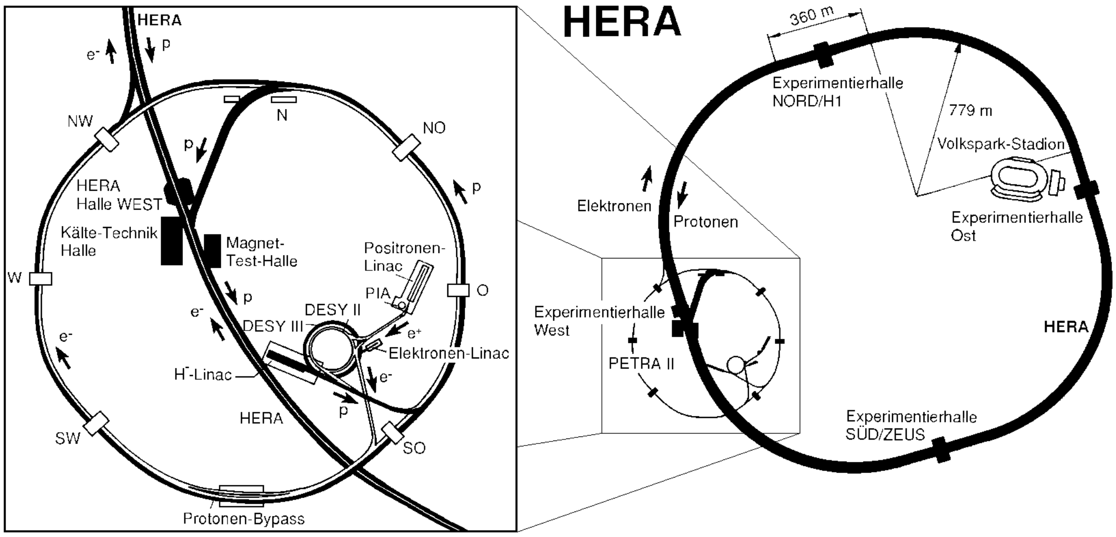


Abbildung 1: *Im Speicherring HERA am DESY werden Elektronen und Protonen in maximal 210 vorgesehenen Teilchenpaketen (engl.* bunch*) mit bis zu* $\sim 10^{10}$*-*10^{11} *Teilchen pro Bunch gespeichert. Bei einem Bunchabstand von 96 ns und im Mittel ca.* 10^{-3} *Kollisionen pro Bunchbegegnung beträgt die Designluminosität* $1.5 \cdot 10^{-31}$ $cm^{-2}s^{-1}$*. Unter den Strahlbedingungen von 1993 betrug die Energie der Strahlelektronen 26.7 GeV und die Energie der Strahlprotonen 820 GeV, woraus sich eine Schwerpunktsenergie von* $\sqrt{s_{ep}} = 296$ *GeV ergibt. Dabei wurde eine maximale Luminosität von* $L \approx 0.15 \cdot 10^{-31}$ $cm^{-2}s^{-1}$ *erreicht. Das H1-Experiment ist an der nördlichen Wechselwirkungszone des 6.3 km umfassenden Ringes installiert. In der Vergrößerung links sind die die ehemaligen Speicherringe DESY und PETRA und die Linearbeschleuniger als Vorbeschleuniger für HERA zu sehen.*

Abb 1 gibt einen Überblick über die unterirdische Anlage von 6.3 km Umfang und die zur Injektion der Elektronen bzw. Protonen genutzten Vorbeschleuniger. In zwei der vier Wechselwirkungszonen sind die beiden Experimente H1 [1] und ZEUS [2] installiert.

Die HERA-Anlage besitzt im Vergleich zu „fixed-target"-Experimenten zur Lepton-Nukleon-Streuung um eine Größenordung höhere Energie und erschließt damit einen neuen kinematischen Bereich. In dieser neuen Region wird das Standardmodell getestet [3], werden die Protonstrukturfunktion [4],[5] und schwere Quarks untersucht [6], und nach neuen, „exotischen" Teilchen außerhalb des Standardmodells [7] gesucht (vgl. auch [8]).

[1] Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage
[2] Deutsches Elektronen SYnchrotron, Hamburg

Weiterhin können Wechselwirkungen von quasireellen Photonen mit Protonen untersucht werden. Dabei kann nach der Abstrahlung des Photons vom Elektron fast die gesamte Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie auch im Photon-Proton-System zur Verfügung stehen. Damit werden erstmals auch in Photon-Proton-Kollisionen „harte" Streuprozesse mit Ausbildung von Jets beobachtet [9]. Das quasirelle Photon kann dabei direkt an die Partonen aus dem Proton koppeln oder selbst seine partonische Struktur zeigen. Die direkte Komponente wird durch die QCD-Berechnung vorhergesagt. Obwohl ihr Anteil am Streuquerschnitt bei HERA-Energien nach den Modellvorstellungen sehr gering ist, konnte die Existenz dieser Komponente in den Daten nachgewiesen werden [10].

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Anteil der direkten Kopplung des Photons. Ihr Ziel ist die Bestimmung des Streuquerschnitts für die direkte Kopplung des Photons an die Partonen aus dem Proton[3]. Das Ergebnis ist ein Test der QCD und läßt Rückschlüsse auf die Beschreibung der Gluondichte im Proton zu.

Für die Analyse wird ein Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $288.9\,\mathrm{nb}^{-1}$ genutzt, der 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurde. Verglichen wird er mit nach der Monte-Carlo-Methode generierten Ereignissen, die die Modellvorhersagen der QCD enthalten.

Nach einem Überblick über die theoretischen Modellvorhersagen zur „harten" Photoproduktion und der Vorstellung der zwei Meßmethoden zur Bestimmung des direkten Kopplungsanteils in Kapitel 2 folgt in Kapitel 3 eine kurze Beschreibung des H1-Detektors als Meßgerät und der Datennahme. Die Idee von Teilchen-Jets und der verwendete Jet-Algorithmus werden anschließend in Kapitel 4 erläutert.

In Kapitel 5 werden die Selektion der H1-Daten für diese Analyse vorgestellt und mögliche Untergrundquellen diskutiert. Der in Kapitel 6 beschriebene Monte-Carlo-Generator enthält die Modellvorstellungen und erzeugt die zum Datenvergleich benötigten simulierten Ereignisse. Mit diesen generierten Ereignissen werden in Kapitel 7 die Auflösung des H1-Detektors und die Güte der Rekonstruktion der Partonkinematik studiert. Wie die Monte-Carlo-Ereignisse die Daten beschreiben, wird in Kapitel 8 gezeigt. Außerdem werden dort der Energiefluß in den Ereignissen und spezielle Ereignisse mit 3 Jets studiert.

In Kapitel 9 wird schließlich nach dem Studium der maximalen Anreicherung der Ereignisse mit direkt koppelnden Photonen der Anteil dieser Ereignisse in den Daten bestimmt. Ein Streuquerschnitt für die Ereignisse wird angegeben.

[3] Verschiedene andere Streuquerschnitte in der Photoproduktion wurden bereits von der H1-Kollaboration gemessen [11].

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für Photoproduktionsprozesse auf Partonniveau und zwei Methoden zur Messung des Anteils „direkter“ und „aufgelöster“ Photonen dargestellt. Zugrunde liegen das Modell der QuantenElektroDynamik (QED) für die Photonabstrahlung vom Elektron und das Modell der QuantenChromoDynamik (QCD), dessen Vorhersagen für „harte“ Photoproduktionsprozesse in niedrigster Ordnung Störungstheorie vorgestellt werden.

2.1 Bild auf Partonniveau

Im Bild der Elementarteilchenphysik wird die Streuung zwischen Elektron und Proton durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt (vgl. Abb. 2). Das heutige Standardmodell kennt

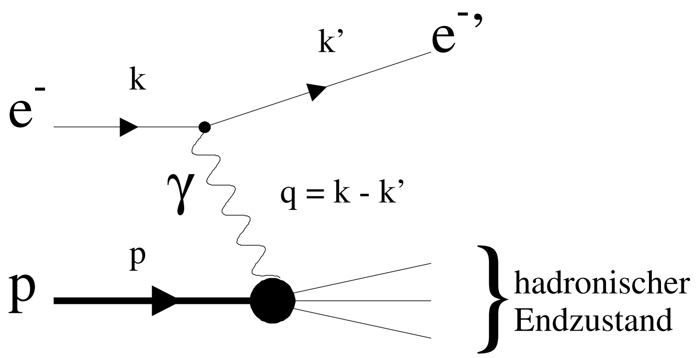


Abbildung 2: *Elektron-Proton-Streuung mittels eines ausgetauschten virtuellen Photons mit dem Viererimpuls q.*

als Eichbosonen die Photonen (γ) und die drei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung (Z^0, W^+, W^-). Bei den Energien von HERA überwiegt der Beitrag der Photonen um ca. vier Größenordnungen aufgrund der hohen Masse der drei schwachen Eichbosonen.

Die Kinematik des Streuprozesses wird von dem Viererimpulsübertragsquadrat $Q^2 \equiv -q^2$ und von der skalierten Photonenergie

$$0 < y = \frac{pq}{pk} < 1 \tag{1}$$

beschrieben. Dabei bezeichenen p und k die Vierervektoren des einlaufenden Protons bzw. Elektrons und q den Vierervektor des Photons. Das Q^2 ist dabei ein Maß für die Virtualität des Photons, welche kinematisch wie folgt eingeschränkt ist (vgl. [12]):

$$10^{-8}\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2_{min} = \frac{m_e^2 y^2}{1-y} < Q^2 < s_{ep} y = Q^2_{max} = 86000\ \mathrm{GeV}^2 \tag{2}$$

Mit m_e wird hier die Masse des Elektrons und mit $s_{ep} = (k+P)^2$ das Schwerpunktsenergiequadrat des Elektron-Proton-Systems bezeichnet.

Üblicherweise werden die Elektron-Proton-Streuereignisse nach Q^2 in (mindestens) zwei Klassen unterteilt: In Ereignissen mit großem Q^2 streut das Photon an den Konstituenten des

Protons; sie werden mit „tiefinelastische Streuung" bezeichnet. In Ereignissen mit $Q^2 \approx 0$ spielt die Struktur des Photons selbst eine entscheidende Rolle in der Streuung am Proton; sie erhalten den Namen „Photoproduktion". Wie schon aus Ungleichung (2) ersichtlich, ist der Fall des reellen Photons $Q^2 \equiv 0$ (für $y > 0$) kinematisch unmöglich, jedoch kann das Photon für kleine Q^2 noch als fast reell angesehen werden („quasireelles" Photon). Die Grenze zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung ist fließend. Es gibt erste Versuche, die Übergangsregion zu erforschen (vgl. [14]).

Bei HERA werden die beiden kinematischen Regionen nach experimentellen Gesichtspunkten getrennt: Wird das Elektron im zentralen Detektor nachgewiesen, was typischerweise für $Q^2 > 4$ GeV^2 der Fall ist, so wird das Ereignis der tiefinelastischen Streuung zugeordnet. Ereignisse mit $Q^2 < 4$ GeV^2 werden zur Photoproduktion gerechnet. Wird bei H1 ein Ereignis im Kleinwinkel-Elektronen-Detektor (engl: *eTagger*) innerhalb dessen Akzeptanz nachgewiesen, so gehört es der Photoproduktionssubklasse der „eTagged" Ereignisse an und hat $Q^2 < 0.01$ GeV^2. Damit sind die „eTagged" Ereignisse sichere Photoproduktionsereignisse.

Im folgenden werden hier Photoproduktionsereignisse betrachtet.

Produktion von quasireellen Photonen

Die Elektron-Proton-Streuung kann in die Abstrahlung eines Photons vom Strahlelektron und in die Streuung dieses Photons am Proton faktorisiert werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streung läßt sich jetzt als Produkt des Photonflusses $f_{\gamma/e}$ des Elektrons mit dem Wirkungsquerschnitt der Photon-Proton-Streuung schreiben. Dabei gibt $f_{\gamma/e}$ die Wahrscheinlichkeit, ein Photon im Elektron zu finden an. Im allgemeinen Fall muß der Fluß transversal und longitudinal polarisierter Photonen berücksichtigt werden:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydq^2} = f^T_{\gamma/e}\sigma^{\gamma p}_T + f^L_{\gamma/e}\sigma^{\gamma p}_L \tag{3}$$

Hierin bezeichnet $f^T_{\gamma/e}$, $f^L_{\gamma/e}$ den Photonfluß und $\sigma^{\gamma p}_T$, $\sigma^{\gamma p}_L$ den Photon-Proton-Streuquerschnitt für transversal bzw. longitudinal polarisierte Photonen.

Im Grenzfall quasireeller Photonen ($Q^2 \ll 1$ GeV) und unter Vernachlässigung der Elektronenmasse ergibt sich nach [12] als Näherung (vgl. auch [13]):

$$f^T_{\gamma/e} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{(1+(1-y)^2)}{yQ^2} \tag{4}$$

$$f^L_{\gamma/e} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{(1-y)}{yQ^2} \tag{5}$$

Für $Q^2 \to 0$ verschwindet der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma p}_L$ für longitudinal polarisierte Photonen, womit ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten der Elektron-Proton- und Photon-Proton-Streuung existiert:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dy} = f^T_{\gamma/e}\sigma^{\gamma p}_T \tag{6}$$

Die Gleichung (6) heißt Weizsäcker-Williams-Approximation. (Manchmal wird auch wie in [12] Gleichung (4) als Weizsäcker-Williams-Approximation bezeichnet.)

Energieanteil des Photons

Der relative Energieanteil des Photons an der Energie des einlaufenden Elektrons wird bei $Q^2 \approx 0$ und unter Vernachlässigung der Elektronmasse durch

$$y = \frac{pq}{pk} \approx \frac{E_\gamma}{E_e} \tag{7}$$

gegeben. Dabei bezeichnet E_γ die Energie des Photons und E_e die Energie des einlaufenden Elektrons.

Wie aus Abbildung 2 ersichtlich, kann der Vierervektor des Photons entweder aus der Differenz der Elektronenvierervektoren $q = k - k'$ oder aus der Differenz der Vierervektoren des hadronischen Endzustands auf der Protonseite und des einlaufenden Protons nach $q = X - p$ berechnet werden.

Dies ergibt zwei prinzipielle Möglichkeiten, die Photonenenergie zu messen:

- mit der Energie des gestreuten Elektrons im Kleinwinkelelektronendetektor des Luminositätssystems (engl: *eTagger*)
  nach $E_\gamma = E_\gamma^{eTag} \approx E_e - E_e'$, wobei E_e' die Energie des gestreuten Elektrons im eTagger ist,
  (nur für „etagged“ Ereignisse möglich),
- mit der Energieinformation über die Hadronen im Endzustand aus dem Kalorimeter nach $E_\gamma = E_\gamma^{calo} \approx PX/Pk$.

Diffraktive und weiche Streuprozesse

Dominiert wird der γp-Streuquerschnitt von elastischen und diffraktiven sowie den weichen inelastischen Photoproduktionsereignissen. Diese Ereignisse lassen sich gut im Vektor-Mesonen-Dominanzmodell (VMD [15], [16]) beschreiben. Dabei wird die nach der Heisenbergschen Unschärferelation mögliche Fluktuation des Photons in ein Vektormeson mit gleichen Quantenzahlen (z.B. ρ, ω, Φ) genutzt, um anschließend das Vektormeson an dem Hadron streuen zu lassen. Das Photon streut sozusagen als Vektormeson am Proton. Es werden dabei elastische Prozesse $\gamma p \rightarrow Vp$ sowie diffraktive Prozesse beobachtet, wobei V für ein Vektormeson steht. Die diffraktiven Prozesse zeichnen sich dadurch aus, daß ein oder beide Reaktionspartner angeregt werden und anschließend in ein Bündel von Hadronen X zerfallen. Es gibt einfach diffraktive ($\gamma p \rightarrow Xp$ und $\gamma p \rightarrow \gamma X$) und doppelt diffraktive ($\gamma p \rightarrow X_1 X_2$) Prozesse. Die elastischen und diffraktiven Prozesse zeichen sich durch den fehlenden Austausch von Farbladungen aus. In der Theorie gibt es ein Modell, das diesen Prozeß mit dem Austausch eines keine Farbladung tragenden Pomerons beschreibt.

Zu den nichtdiffraktiven, inelastischen Ereignissen tragen die weichen Streuereignisse, die immer noch durch das VMD beschrieben werden, den größten Anteil am Streuquerschnitt bei. Das VMD gibt mit den Vektormeson-Proton-Streuquerschnitten σ^{Vp}:

$$\sigma_{VMD}^{\gamma p} = \sum_{V=\rho,\omega,\Phi,\ldots} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma^{Vp} \tag{8}$$

Der Kopplungsfaktor $\frac{4\pi\alpha}{f_V^2}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Vektormeson V im Photon zu finden.

Harte Streuprozesse

Bei den hohen γp-Schwerpunktsenergien bis zu 300 GeV, die bei HERA verfügbar sind, gibt es „harte" Streuprozesse mit hohen Transversalenergien im Endzustand, die sich störungstheoretisch im Rahmen der QCD beschreiben lassen. Dabei können auch „Jets" beobachtet werden. Mit Jets werden kollimierte Teilchenbündel im hadronischen Endzustand bezeichnet, hinter denen ein ursprüngliches Parton im unterliegenden elementaren Prozeß vermutet wird.

Von den „harten" Streuprozessen beschreibt das VMD nur den Anteil, bei dem ein Parton aus dem Vektormeson an dem Streuprozeß mit einem Parton aus dem Photon teilnimmt und nicht das gesamte Vektormeson.

QCD-Bild: Direct & Resolved

In niedrigster Ordnung der QuantenChromoDynamik (QCD) lassen sich die „harten" Streuprozesse in zwei Arten einteilen: Zum einen können Partonen aus dem „aufgelösten" Photon (engl: *resolved photon*) an Partonen aus dem Proton mittels der starken Wechselwirkung streuen, zum anderen kann das quasireelle Photon direkt elektromagnetisch an Quarks koppeln und so an Partonen aus dem Proton streuen (engl: *direct photon*).

In der QCD lassen sich die „aufgelösten" Prozesse durch die Zuordnung einer Partonendichte im Photon analog zur Strukturfunktion F_2 des Protons beschreiben:

$$F_2^\gamma(x_\gamma) = \sum_q e_q^2 x_\gamma q(x_\gamma) \tag{9}$$

Dabei gibt $q(x_\gamma)$ die Wahrscheinlichkeit an, im Photon ein Quark mit dem Impulsanteil x_γ am Gesamtimpuls des Photons anzutreffen, und e_q die Ladung des Quarks.

Bei Experimenten an e^+e^--Speicherringen werden zur Untersuchung von Photoproduktionsereignissen virtuelle Photonen an quasireellen Photonen gestreut. Virtuelle Photonen koppeln in niedrigster Ordnung QCD elektromagnetisch an die Quarks aus dem „aufgelösten" quasireellen Photon, so daß diese Experimente die Quarkdichte im Photon (integral) gemessen haben.

Zusätzlich sind in der „harten" γp-Streuung in niedrigster Ordnung QCD die Beiträge der Gluonenverteilungen im Photon und im Proton zu berücksichtigen. Damit ergibt sich der differentielle γp-Wirkungsquerschnitt zu:

$$\frac{d^2\sigma^{\gamma p}}{dx_\gamma dx_p} = \sum_a \sum_b a^\gamma(x_\gamma) b^p(x_p) \sigma^{ab\to cd} \tag{10}$$

Mit a, b, c, d sind die Quarks bzw. Gluonen bezeichnet, $a^\gamma(x_\gamma)$ bzw. $b^p(x_p)$ sind die Wahrscheinlichkeiten, ein Parton mit dem Impulsanteil x im Photon bzw. im Proton zu finden. Verschiedene Parametrisierungen der Quark- und Gluondichte im Photon, die mit den Ergebnissen der 2-Photon-Physik vereinbar sind, zeigt Abbildung 3.

Für die „aufgelösten" Prozesse ergeben sich in niedrigster Ordnung QCD neun mögliche Feynmangraphen, von denen Abbildung 4 zwei Beispiele zeigt.

Der „direkte" Anteil der harten Streuprozesse wird durch die elektromagnetische Kopplung des Photons an ein Quark beschrieben und ist natürlich nicht im VMD enthalten. Zwei

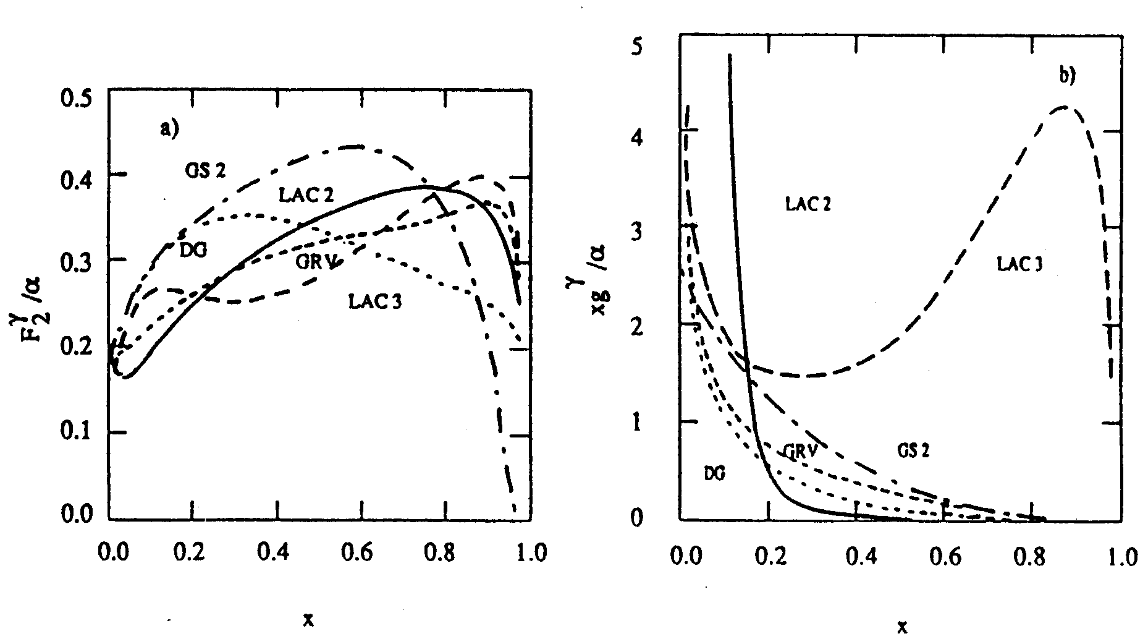


Abbildung 3: *Verschiedene Parametrisierungen der Quark- (links) und Gluonverteilungen (rechts) im Photon, die an die Daten der 2-Photon-Physik an e^+e^--Speicherringen angepaßt wurden, in Abhängigkeit von x_γ (aus: [17]). Besonders für große x_γ weichen die Parametrisierungen der Gluondichte stark voneinander ab (z.B. LAC 3). In dieser Analyse werden die Parametrisierungen nach Glück, Reya und Vogt (GRV) [18] verwendet.*

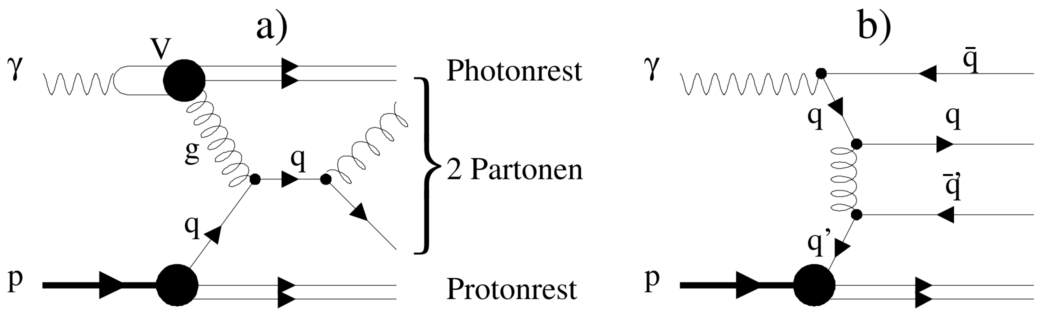


Abbildung 4: *Beispiele für aufgelöste Photonenprozesse in niedrigster Ordnung QCD: a) VMD-Anteil: das Photon fluktuiert in ein Vektormeson und wechselwirkt als Hadron mit dem Proton, b) anomaler Anteil: das Proton bildet ein $q\bar{q}$-Paar und eines der Quarks wechselwirkt mit dem Proton. Aus dem harten Subprozeß kommen zwei Partonen mit hohen Transversalimpulsen.*

Feynman-Graphen beschreiben die „direkten" Prozesse in niedrigster Ordnung QCD (Abb. 5): Der QCD-Compton-Prozeß und die Photon-Gluon-Fusion. In der Formel (10) läßt sich durch Hinzufügen eines Terms $a^\gamma(x_\gamma) = \gamma^\gamma(x_\gamma)$ mit $\gamma^\gamma(x_\gamma) = \delta(1 - x_\gamma)$ der „direkte" Anteil einbeziehen.

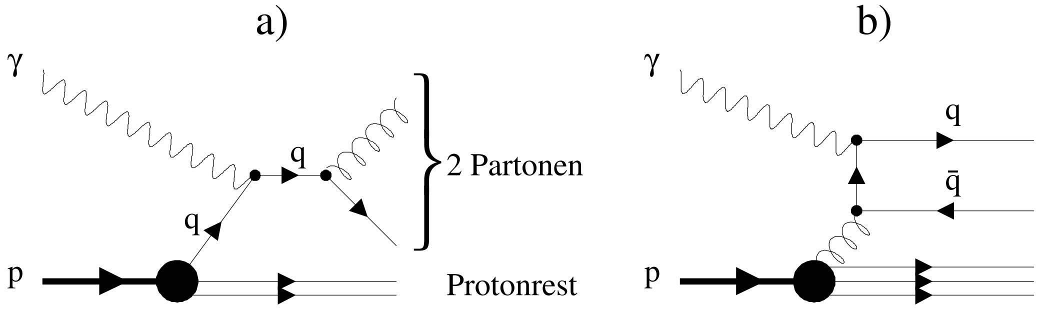


Abbildung 5: *Direkte Photonenprozesse in niedrigster Ordnung QCD: a) QCD-Compton-Streuung, b) Photon-Gluon-Fusion. Es entstehen zwei Partonen mit hohen Transversalimpulsen.*

Somit setzt sich der Streuquerschnitt für die „harten" Prozesse aus zwei Komponenten zusammen:

$$\sigma^{\gamma p} = \sigma^{\gamma p}_{aufgelöst} + \sigma^{\gamma p}_{direkt} \tag{11}$$

Ziel: Bestimmung des σ^{Jets}_{Direct}

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung des Streuquerschnitts für direkte Photonprozesse $\sigma^{\gamma p}_{direkt}$.

Bei den direkten Prozessen dominiert die Photon-Gluon-Fusion den QCD-Compton-Prozeß. Da bei der Photon-Gluon-Fusion ein Gluon aus dem Proton kommt, gibt es eine Sensitivität auf die Gluondichte im Proton:

$$\frac{d\sigma^{\gamma p}_{direkt}}{dx_p} = \sum_b b^p(x_p)\sigma^{\gamma p \rightarrow cd} \tag{12}$$

Hierbei ist x_p der Impulsanteil des Partons aus dem Proton am Gesamtimpuls des Protons.

Diskussion: QCD in NLO

Die klare Trennung zwischen „aufgelösten " und „direkten" Photoproduktionsprozessen läßt sich bei der Betrachtung der Streuprozesse in höherer Ordnung QCD nicht mehr aufrechterhalten, wie Abb. 6 verdeutlicht. Ein und derselbe Prozeß kann als Prozeß mit „aufgelöstem" oder mit „direktem" Photon betrachtet werden, da der wirkliche „harte" Prozeß nicht von außen erkenntlich ist. Wird das Gluon als seperater Jet gezählt, bleibt ein Quark als Photonrest (Bild in niedrigster Ordnung), wird es als Abstrahlung eines Partons betrachtet, ergeben sich nur zwei Jets und kein Photonrest (Bild in nächst höherer Ordnung QCD).

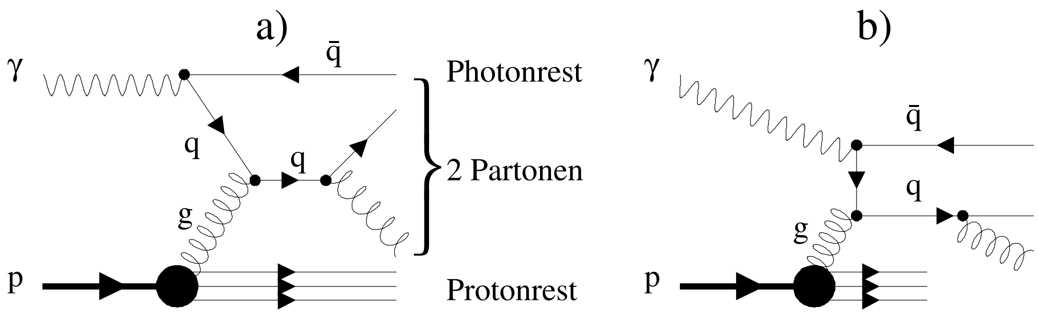


Abbildung 6: *Verschwimmen der direkten und aufgelösten Photonenprozesse bei Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung: In a) wird der Prozeß in niedrigster Ordnung als aufgelöstes Photon, in b) in höherer Ordnung QCD als direktes Photon interpretiert.*

2.2 Methode zur Trennung von Direct und Resolved

Rekonstruktion der Partonimpulse

Zur Trennung der Prozesse mit „direkten“ und „aufgelösten“ Photonen ist die Rekonstruktion der Impulse der einlaufenden Partonen erforderlich.

Der Impulsanteil x_p des Partons aus dem Proton am Gesamtimpuls des Protons berechnet sich nach:

$$x_p = \frac{(j_1 + j_2)q}{pq} \quad \text{für} \quad Q^2 \approx 0 \tag{13}$$

$$\approx \frac{E_T^{Parton_1} e^{\eta_1} + E_T^{Parton_2} e^{\eta_2}}{2E_p} \tag{14}$$

Bei der zweiten Näherung wurden die Massen vernachlässigt. j_1 und j_2 bezeichnen die Viererimpulse der beiden aus dem „harten“ Streuprozeß herauskommenden Partonen, E_{T1} und E_{T2} deren Transversalenergien, η_1 und η_2 deren Pseudorapiditäten und E_p die Energie des Strahlprotons. Die Pseudorapidität ist wie folgt definiert:

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{\Theta}{2})) \tag{15}$$

Der Bruchteil x_γ des in den „harten“ Streuprozeß gehenden Photonenimpulses kann genauso über die zwei herausgehenden Partonen gemessen werden:

$$x_\gamma = \frac{(j_1 + j_2)p}{pq} \tag{16}$$

$$\approx \frac{E_T^{Parton_1} e^{-\eta_1} + E_T^{Parton_2} e^{-\eta_2}}{2E_\gamma} \quad \begin{pmatrix}\text{unter Vernachlässigung} \\ \text{der Protonmasse}\end{pmatrix} \tag{17}$$

Mit j_1 und j_2 werden die Vierervektoren der resultierenden Partonen aus dem „harten“ Streuprozeß bezeichnet, mit E_T^i und η_i ihre Transversalenergien bzw. Pseudorapiditäten. $x_\gamma E_\gamma$ gibt die Energie des Partons auf der Photonseite.

Definition des Photonrestes

Das wesentliche Merkmal zur Unterscheidung der beiden Erscheinungsformen als „direktes“ und „aufgelöstes“ Photon ist der Photonrest, der nur bei den „aufgelösten“ Prozessen existiert. Da er keine weitere Streuung erfährt, deponiert er im wesentlichen zusätzliche Energie in Flugrichtung des einfallenden Elektrons im Detektor. Der Impuls des Photonrestes fehlt dem System des „harten“ Streuprozesses. Dies läßt sich zur Messung des x_γ nutzen.

Für die „direkten“ Prozesse gilt $x_\gamma \equiv 1$, für die „aufgelösten“ $0 < x_\gamma < 1$. Das ist in Abbildung 7 veranschaulicht.

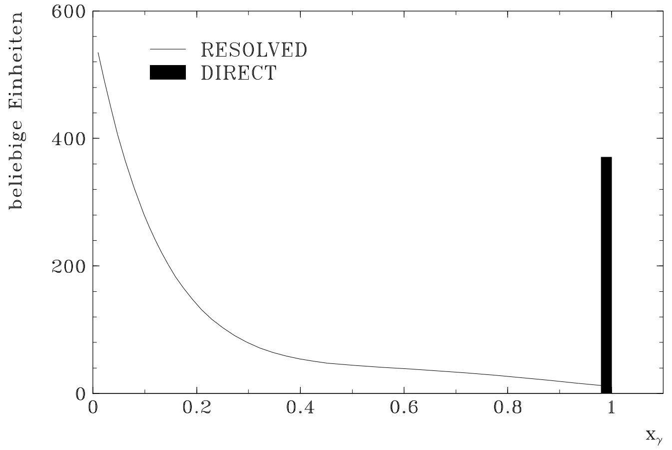


Abbildung 7: *Veranschaulichung des x_γ-Spektrums. Die direkten Prozesse haben $x_\gamma \equiv 1$.*

Dies gibt eine Methode zur Trennung der „direkten“ und „aufgelösten“ Prozesse durch einen Schnitt in x_γ. Eine exakte Trennung ist wegen der Fragmentation der Partonen und wegen der endlichen Detektorauflösung unmöglich. Jedoch sollten die „direkten“ Prozesse einen Peak bei hohen x_γ zeigen, den die „aufgelösten“ nicht besitzen.

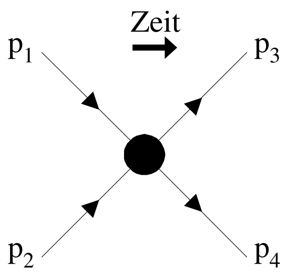
QCD-Matrixelemente und $\cos\Theta^*$-Fit

Das x_γ-Spektrum für die „aufgelösten“ Photoproduktionsereignisse hängt in der Form und Rate von der noch ungenau bestimmten Gluondichte im Photon ab. Insbesondere gibt es Hinweise dafür, daß sie für höhere x_γ geringer ist als in der verwendeten Gluondichte bei den Monte-Carlo-Rechnungen angenommen (vgl. [19]).

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der relativen Anteile der „direkten“ und „aufgelösten“ Prozesse in den Daten besteht in der Ausnutzung der unterschiedlichen Verteilungen der QCD-Matrixelemente für diese Prozesse. Der Winkel Θ^* bezeichnet den Streuwinkel der aus dem dem „harten“ Streuprozeß kommenden Partonen relativ zu den einfallenden Partonen (entspricht der Strahlachse) im Schwerpunktsystem des „harten“ Streuprozesses (vgl. Abb. 10).

Der Streuwinkel Θ^* im Schwerpunktssystem des „harten“ Streuprozeß ist direkt mit der Pseudorapiditätsdifferenz $\eta_1 - \eta_2$ im Laborsystem verknüpft:

$$-\,ln\left(tan\left(\frac{\Theta^*}{2}\right)\right) = \frac{\eta_1^* - \eta_2^*}{2} = \frac{\eta_1^{Lab} - \eta_2^{Lab}}{2} \tag{18}$$



$$\begin{aligned}
\hat{s} &= (p_1 + p_2)^2 && (21)\\
\hat{t} &= (p_3 - p_1)^2 && (22)\\
\hat{u} &= (p_3 - p_2)^2 && (23)\\
0 &= \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} && (24)
\end{aligned}$$

Abbildung 8: *Zur Definition der Mandelstamvariablen: p_1 und p_2 bzw. p_3 und p_4 geben die Viererimpulse der ein- bzw. auslaufenden Partonen an.*

oder $\cos(\Theta^*)$ direkt:

$$\cos\Theta^* = \tanh\left(\frac{\eta_1^{Lab} - \eta_2^{Lab}}{2}\right) \tag{19}$$

In der Formel (18) wird die Lorentzinvarianz der Pseudorapiditätsdifferenz ausgenutzt. Wegen der Ununterscheidbarkeit der Partonen kann lediglich der Betrag gemessen werden:

$$|\cos\Theta^*| = \tanh\left(\frac{|\eta_1 - \eta_2|}{2}\right) \tag{20}$$

Bei der Darstellung der Matrixelemente für die Prozesse niedrigster Ordnung in QCD (Tabelle 1) in Abhängigkeit vom Streuwinkel kann zwischen der Streuung nach vorne oder hinten nicht unterschieden werden, so daß nur der Betrag $|\cos\Theta^*|$ meßbar ist. In $|\cos\Theta^*|$ zeigen die Matrixelemente für die „aufgelösten“ Prozesse ein deutlich steileres Ansteigen als die beiden Prozesse des „direkten“Photons (Abbildung 9).

Die QCD-Matrixelemente sind direkt mit dem Partonstreuquerschnitt verknüpft:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\Theta^*} = \frac{1}{32\pi}\frac{|\mathcal{M}|}{\hat{s}}\frac{1}{\cos\Theta^*} \tag{25}$$

Das unterschiedliche Anstiegsverhalten läßt sich für einen Form-Fit der „direkten“ und „aufgelösten“ Komponente des Monte Carlo an die Daten nutzen, um daraus relative Skalierungsfaktoren für die Monte-Carlo-Komponenten zu entnehmen. Insbesondere hat diese Methode den Vorteil, daß die Unsicherheiten in der Photonstruktur keinen direkten Einfluß auf den Fit der „direkten“ Komponente haben. Da die „direkten“ und „aufgelösten“ Anteile sich nur im Anstiegsverhalten in der $|\cos\Theta^*|$-Verteilung unterscheiden, wird durch die Variation der Gluondichte im Photon lediglich der Beitrag der „aufgelösten“ Komponente verändert.

Gemessen wird allerdings nicht das volle $|\cos\Theta^*|$-Spektrum, da der Schnitt auf $\hat{p}_T$ die $|\cos\Theta^*|$-Verteilung in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ nach oben begrenzt:

$$\cos\Theta^*_{min} = \sqrt{1 - \frac{4\hat{p}^2_{Tmin}}{\hat{s}}} \tag{26}$$

Dies bedingt eine Faltung der $|\cos\Theta^*|$-Verteilung mit einer $\hat{s}$-abhängigen Akzeptanz (Abbildung 10).

Subprozeß	$\|\mathcal{M}\|^2/g_s^4$
$\left.\begin{array}{l} qq' \to qq' \\ q\bar{q}' \to q\bar{q}' \end{array}\right\}$	$\frac{4}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$qq \to qq$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}\right)-\frac{8}{27}\frac{\hat{s}}{\hat{u}\hat{t}}$
$q\bar{q} \to q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q\bar{q} \to q\bar{q}$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)-\frac{8}{27}\frac{\hat{u}}{\hat{s}\hat{t}}$
$q\bar{q} \to gg$	$\frac{32}{26}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{8}{3}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \to q\bar{q}$	$\frac{1}{6}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{3}{8}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$
$qg \to qg$	$\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}-\frac{4}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{u}\hat{s}}$
$gg \to gg$	$\frac{9}{4}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}+\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}+3\right)$

Tabelle 1: *Matrixelemente für die möglichen Subprozesse beim „aufgelösten“ Photon (vgl. [20, S.300]):* $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\Theta^*}=\frac{1}{32\pi}\frac{g_s^4}{\hat{s}}\frac{1}{\cos\Theta^*}\frac{|\mathcal{M}|}{g_s^4}$ *mit* $g_s=4\pi\alpha_s$

Subprozeß	$\|\mathcal{M}\|^2/g_s$
$\gamma g \to q\bar{q}$	$\frac{2}{9}\alpha e_q^2\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$\gamma q \to gq'$	$\frac{1}{12}\alpha e_q^2\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{-\hat{s}\hat{u}}$

Tabelle 2: *Matrixelemente für die möglichen Subprozesse beim „direktem“ Photon (vgl. [20, S.235]):* $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\Theta^*}=\frac{1}{2}\frac{g_s}{\hat{s}}\frac{1}{\cos\Theta^*}\frac{|\mathcal{M}|}{g_s}$ *mit* $g_s=4\pi\alpha_s$

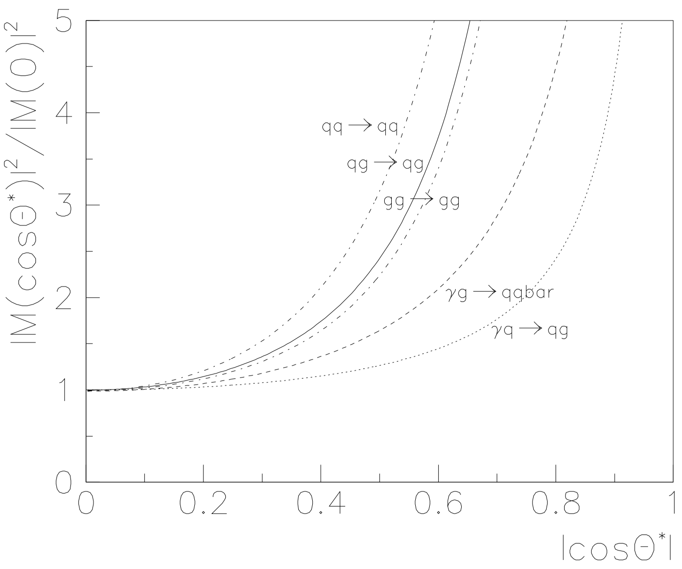


Abbildung 9: *Darstellung der Form der wesentlichen Matrixelemente gegen den Kosinus des Streuwinkels im Schwerpunktsystem* $|\cos\Theta^*|$. *Die Matrixelemente sind bei* $\cos\Theta^* = 0$ *auf* 1 *normiert. Die beiden direkten Prozesse* $\gamma g \to q\bar{q}$ *und* $\gamma q \to gq$ *zeigen ein deutlich schwächeres Ansteigen in* $|\cos\Theta^*|$ *als die aufgelösten Prozesse.*

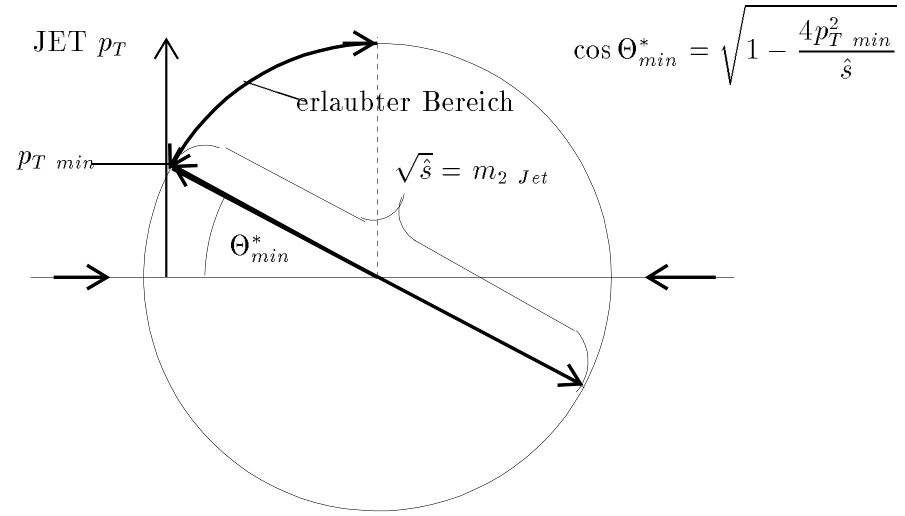


Abbildung 10: *Kinematische Grenzen der* $\cos\Theta^*$*-Berechnung: Der Streuwinkel im Schwerpunktsystem* Θ^* *des harten Streuprozesses ist durch den Schnitt* $p_T > p_T^{MIN}$ *nach unten beschränkt. Der Kosinus des Streuwinkels besitzt eine obere Schranke* $\cos\Theta^*_{min}$. *Diese Grenze ist nicht exakt, da der Schnitt im Jet-*p_T *aufgrund eines möglichen Transversalimpulses des harten Streusystems im Schwerpunktsystem des Parton-Parton-Prozesses verschmiert.*

3 Der H1-Detektor

3.1 Aufbau des H1-Detektors

Eine umfassende Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [1]. Hier soll kurz auf die für die vorliegende Arbeit wesentlichen Detektorkomponenten eingegangen werden.

Den H1-Detektor in einer Übersicht zeigt Abb. 11. Durch die Mitte des Detektors verläuft von rechts oben nach links unten das Strahlrohr $\boxed{1}$. Die Protonen kommen von rechts oben, die Elektronen entgegengesetzt von links unten in den Detektor.

Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien der Elektronen und Protonen in HERA ist das e^-p-Schwerpunktssystem in Richtung der Protonen Lorentz-geboostet. Deshalb wurde der H1-Detektor asymmetrisch mit aufwendigerer Instrumentierung und feinerer Auflösung in Protonenrichtung ausgelegt.

Das Koordinatensystem in H1 wird von der Richtung des Protonenstrahls bestimmt: Die z-Achse verläuft in der Mitte des Strahlrohrs in Protonrichtung, d.h. Protonen laufen in „Vorwärtsrichtung“ (positive z-Richtung) und Elektronen dementsprechend in „Rückwärtsrichtung“ (negative z-Richtung). Senkrecht zur Vakuumröhre in Richtung Mittelpunkt des HERA-Ringes zeigt die x-Achse. Die y-Achse ist senkrecht zur x- und z-Achse nach oben ausgerichtet. Der Ursprung dieses Koordinatensystems wird in den nominellen Wechselwirkungspunkt (Vertex) gelegt, der in der Mitte der zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ liegt. In dieser Arbeit werden außerdem die folgenden Koordinaten genutzt: der radiale Abstand vom Strahlrohr $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, der Azimutalwinkel φ mit $\tan(\varphi) = y/x$ und der Polarwinkel Θ mit $\cos(\Theta) = z/\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Sehr nützlich ist die Angabe des Polarwinkels in Form der Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan(\Theta/2)$.

Der H1-Detektor dient der Messung des Impulses und der Energien der Teilchen, die bei einer Wechselwirkung am Vertex entstehen. Dafür ist er in verschiedene Komponenten untergliedert, die sich in Schichten um den Wechselwirkungspunkt gruppieren. Innen befindet sich ein Kammersystem zur Spurerkennung, darauf folgt das Kalorimeter zur Energiemessung und anschließend die supraleitende Magnetspule und ganz außen das Myonsystem. Im folgenden werden die wesentlichen Komponenten beschrieben.

Das Spurkammersystem dient im Zusammenwirken mit dem Magnetfeld der Messung der Impulse geladener Teilchen im Detektor. Es besteht aus zwei großen *zentralen Driftkammern* $\boxed{2}$ mit den Radien 20 bis 45 cm und 53 bis 85 cm, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Sie decken den Polarwinkel $25° < \Theta < 45°$ ab. Zwischen den beiden zentralen Driftkammern und zwischen Vertex und innerer Driftkammer befinden sich je zwei Proportionalkammern mit Drähten in longitudinaler und azimutaler Ausrichtung. Sie dienen der genaueren Vertexrekonstruktion.
Das *Vorwärtsspurkammersystem* $\boxed{3}$ besteht aus drei hintereinander in z angeordneten Modulen zu je drei Proportionalkammern und einem Übergangsstrahlungsdetektor und überdeckt den Polarwinkelbereich $7° < \Theta < 25°$. Die Drahtlagen der drei Proportionalkammern eines Moduls sind verschieden ausgerichtet, um eine bessere Ortsauflösung zu gewinnen.
Im Rückwärtsbereich wird das System durch eine einfache Proportionalkammer (Backward Proportional Chamber *BPC*) im Winkelbereich $155° < \Theta < 175°$ ergänzt. Im Rahmen des Upgrade-Programms soll diese Proportionalkammer durch eine mehrlagige

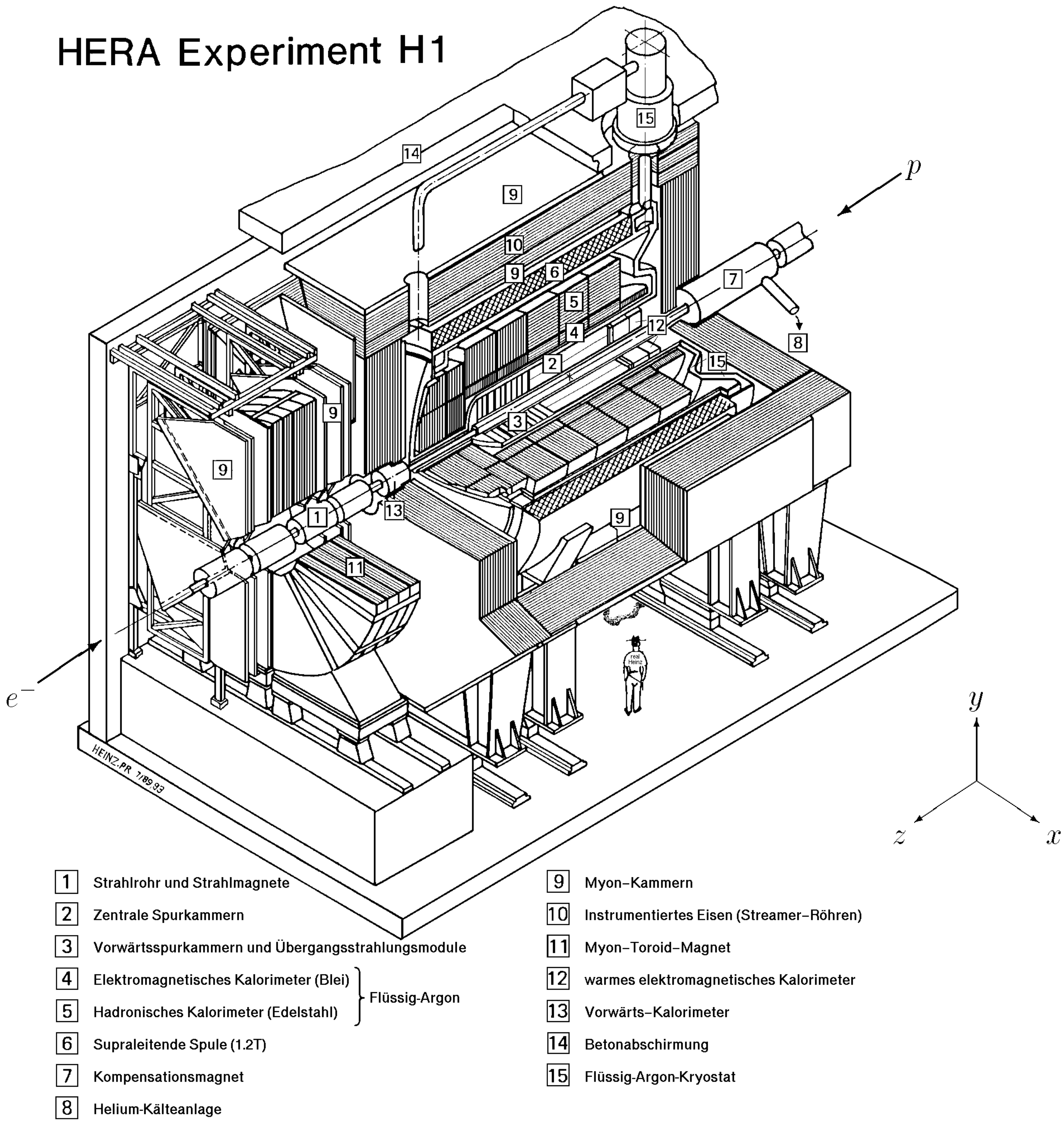


Abbildung 11: Die Komponenten des H1-Detektors

Driftkammer (Backward Drift Chamber *BDC*) [21, S. 97-103], welche am Physikalischen Institut Heidelberg gebaut wird, ersetzt werden.

Die supraleitende Spule $\boxed{6}$ mit einem Durchmesser von 6 m erzeugt ein homogenes Magnetfeld von ca. 1.2 Tesla in z-Richtung, um in den Spurkammern die Impulsmessung geladener Teilchen in der r-φ-Ebene zu ermöglichen.

Das Kalorimetersystem umgibt die Spurkammern und dient zur Messung der Energie ionisierender Teilchen. Es untergliedert sich in das *Flüssigargonkalorimeter* im Zentral- und Vorwärtsbereich ($4° < \Theta < 153°$) und das „warme" *elektromagnetische Rückwärtskalorimeter* $\boxed{12}$ im Rückwärtsbereich ($154° < \Theta < 177°$).
Das Flüssigargonkalorimeter, auch englisch Liquid-Argon-Kalorimeter (lAr) genannt, besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußerem hadronischen Teil. Das innere *elektromagnetische Kalorimeter* $\boxed{4}$ mißt primär die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wie Photonen, Elektronen und Positronen. In den Kalorimeterzellen mit einer ortsabhängigen Granularität von 10 bis 100 cm^2 werden Bleiplatten in einer Tiefe von 20 bis 30 elektromagnetischen Strahlungslängen als Absorbermaterial genutzt. Die typische Energieauflösung liegt bei $\sim 12\%/\sqrt{E_e}$ mit der Elektronenenergie E_e in GeV. Das äußere *hadronische Kalorimeter* $\boxed{5}$ dient der Messung der Energien von Hadronen. Es ist in Zellen einer Granularität von 50 bis 100 cm^2 aufgeteilt und nutzt Stahlplatten als Absorber. Bei einer Tiefe von 4 bis (maximal) 8.5 hadronischen Wechselwirkungslängen erreicht es eine Energieauflösung von $\sim 50\%/\sqrt{E_h}$ mit der Energie E_h in GeV.
Aufgrund der Nutzung der stabilen Flüssigargontechnik für das Hauptkalorimeter ist die Anordnung des Kalorimeters in einem *Kryostaten* $\boxed{15}$ erforderlich. Details des lAr-Kalorimeters können [22] entnommen werden.
Nicht im Kryostaten enthalten ist das *elektromagnetische Rückwärtskalorimeter* $\boxed{12}$, welches auch auf Englisch Backward ElectroMagnetic Calorimeter (*BEMC*) heißt. Es besteht aus Blei-Szintillator-Zellen von 16x16 cm^2 und hat eine Dicke von 22.5 elektromagnetischen Strahlungslängen ($\sim$ 1 hadronischen Wechselwirkungslänge). Dadurch eignet es sich nicht zur genauen Messung hadronischer Energien. Im Rahmen des Upgrade-Programms soll das BEMC durch ein „Spaghetti"-Kalorimeter mit szintillierenden optischen Fasern (*SPACAL*) mit wesentlich besserer hadronischer Akzeptanz ersetzt werden [21, S. 21-92].

Das gesamte Kalorimetersystem und die supraleitende Spule wird von dem *instrumentierten Eisenjoch* $\boxed{10}$ umschlossen. Das Eisenjoch dient zur Rückführung des Magnetfeldes und ist mit Streamer-Röhren ausgestattet, um aus dem lAr-Kalorimeter entweichende hadronische Energie zu messen oder Myonen zu erkennen. Desweiteren gibt es im Vorwärtsbereich noch ein *Myonspektrometer* $\boxed{11}$ und ein kleines *Vorwärtskalorimeter* $\boxed{13}$ um die Strahlröhre.

3.2 Das Luminositätssystem

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Meßsystems von H1 ist das Luminositätssystem, welches in H1-Rückwärtsrichtung außerhalb des Detektors im HERA-Tunnel angeordnet ist. Es detektiert unter kleinen Winkeln abgestrahlte Bremsstrahlungsphotonen und gestreute Elektronen mit 10^{-8} GeV^2 $< Q^2 <$ 10^{-2} GeV^2. Sein Hauptzweck besteht in der Bestimmung der Luminosität durch den Bremsstrahlungsprozeß $ep \to ep\gamma$, dessen Wechselwirkungsquerschnitt nach Bethe-Heitler genau berechenbar ist. Eine Aufsicht der Anordnung des Luminositätssystems um das rückwärtige Strahlrohr zeigt Abbildung 12. Aufgebaut ist es aus

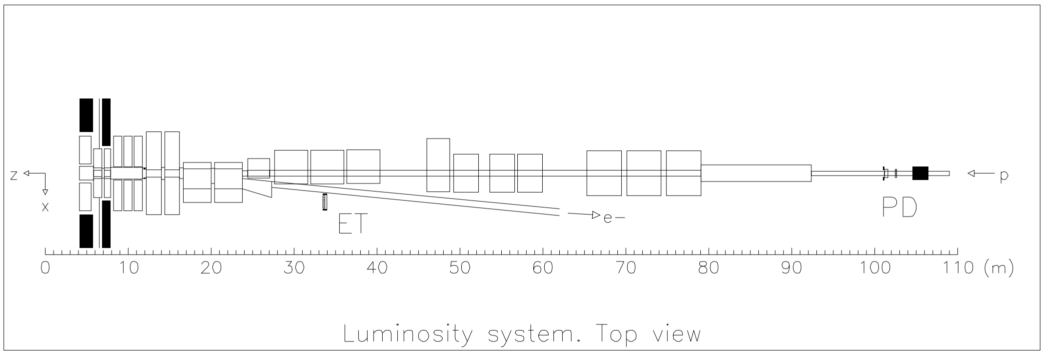


Abbildung 12: Aufsicht des Luminositätssystems

zwei Kristallkalorimetern, dem Photonendetektor (PD), von 10x10 cm^2 Fläche und dem Kleinwinkel-Elektronen-Detektor, dem *e-Tagger* (ET), von 16x16 cm^2 Fläche. Der Photondetektor befindet sich bei $z = -102.9$ m in gerader Verlängerung der Strahlachse vom Detektor und weist Photonen im Winkel $\Theta < 0.45$ mrad zur Elektronrichtung nach. Näher zum Wechselwirkungspunkt bei $z = -33$ m ist der Elektronen-Tagger mit eine Winkelakzeptanz bis 5 mrad zur Elektronenrichtung angeordnet. Die seitliche Anordnung neben dem Ring ist durch die stärkere Ablenkung der gestreuten Elektronen ($E_e' < E_e^{Strahl}$) in den Magneten zwischen Detektor und Elektron-Tagger bedingt. Beide Detektoren haben eine Dicke von ~ 21 elektromagnetischen Strahlungslängen und eine Energieauflösung von $10\%/\sqrt{E_e}$ (mit E_e in GeV).

Während Photondetektor und Elektron-Tagger zur Luminositätsmessung in Koinzidenz betrieben werden, können durch die Messung eines Elektrons im Elektronen-Tagger in Antikoinzidenz zum Photondetektor quasireelle Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 0.01$ GeV^2 selektiert werden. Dabei liegt das Energieakzeptanzfenster des Elektronentaggers bei ca. 7 GeV $< E_e <$ 20 GeV, was die verfügbare Photonenergie auf den Bereich von ca. $0.2 < y < 0.8$ beschränkt. Um hier zu kleineren Photonenergien vorzudringen, gibt es einen Vorschlag, zwei weitere Elektronen-Tagger für den Bereich $y < 0.2$ einzubauen [23].

Diese Analyse benutzt ausschließlich Photoproduktionsereignisse mit einem Elektron im eTagger, welche auch mit „eTag-Sample“ bezeichnet werden.

3.3 Datennahme

HERA lief 1993 mit 90 Proton- und 94 Elektron-Bunchen im Beschleuniger, von denen 86 in den Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht wurden. Die restlichen vier Proton- bzw. zehn Elektron-Bunche hatten keine Kollisionspartner und heißen deshalb „Pilot“-Bunche. Sie dienen zu Studien des Proton-Wand-, des Proton-Gas- und Elektron-Gas-Untergrundes. Bei Proton-Wand-Ereignissen wird ein Proton in der Wand der Strahlröhre oder an Kollimatoren gestreut, bei Proton-Gas und Elektron-Gas-Ereignissen wechselwirkt ein Proton bzw. ein Elektron mit einem Restgasteilchen des Vakuums im Strahlrohr. Diese Untergrundereignisse, wie sie in Pilot-Bunchen beobachtet werden, geschehen genauso als unterliegende Ereignisse bei Wechselwirkungen in kollidierenden Bunchen. Daher ist eine quantitative Abschätzung der Untergrundereignisse für die kollidierenden Bunche über die Pilotbunche möglich.

Die Ströme des Elektron- und Protonstrahls betrugen 1993 ca. 10-15 mA bei einer typischen Luminosität von 10^{30} cm-2 sec^{-1}. Im Jahr 1993 wurden mit dem H1-Detektor Daten mit einer integrierten Luminosität von $\sim$ 500 nb^{-1} genommen. Aufgrund des Ausfalls der supraleitenden Spule fehlt einem Teil der Daten von 1993 das Magnetfeld, welches die wesentlichen Trigger (lAr-Trigger, Driftkammertrigger) beeinträchtigte. So beschränkt sich diese Analyse auf die nach der Wiederherstellung des Magnetfeldes aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von ca. 290 nb^{-1}.

3.4 Trigger

Die Strahlbedingungen an HERA mit einem Bunchabfolgeintervall von 96 ns stellen hohe Anforderungen an den Detektor. Innerhalb kürzestmöglicher Zeit muß die Entscheidung getroffen werden, ob ein Ereignis potentiell physikalisch interessant ist oder ob es verworfen werden kann. Zusätzlich wird ausgenutzt, daß es nur selten (im Mittel alle 10^3 Bunchkollisionen) zu Streuungen kommt. Der dominante Anteil ist außerdem Untergrund, der zum Teil mittels sehr einfacher geometrischer Bedingungen zurückgewiesen werden kann. Die Auswahl potentiell interessanter Ereignisse wird mit Hilfe sogenannter „*Trigger*" bewerkstelligt. Ein Trigger wird gesetzt, wenn ein bestimmter Katalog von festgelegten Bedingungen erfüllt ist. Trigger können – je nach Abfrage – als Signal oder Veto benutzt werden.

H1 nutzt ein vierstufiges Triggerkonzept, welches eine mit jeder Stufe steigende Komplexität erlaubt. Mit steigender Komplexität der Triggerbedingungen wird aber auch die Verarbeitungszeit pro Ereignis länger und somit der Rate der verarbeitbaren Ereignisse pro Zeit mit jeder Stufe geringer. Bis 1993 waren nur die erste und die vierte Triggerstufe implementiert. Die Stufen 2 und 3 werden notwendiger, je mehr sich HERA an seine geplante Luminosität von $1.5 \cdot 10^{-31}$ cm^{-2} s^{-1} mit 210 kollidierenden Bunchen annähert und sich somit die Ereignisrate erhöht. Vorgesehen ist für Stufe 2 möglicherweise der Einsatz eines Neuronalen Netzes, für Stufe 3 ein RISC-Prozessor.

Die Triggerstufe 1 besteht aus den verschiedenen Triggerelementen der einzelnen Subdetektoren, die mit einfachen logischen Verknüpfungen zu sogenannten Subtriggern kombiniert werden können. Bis die Triggerentscheidung nach 2.4 μs, was einer Zeit von weiteren 10 Bunchbegegnungen entspricht, vorliegt, puffern alle Subdetektoren die Ereignisinformation in Pipelines. Die Pipelines werden bei positiver Triggerentscheidung gestoppt und ausgelesen. Begrenzt ist die Rate der ersten Stufe durch die Eingangsrate der vierten Stufe, die bei 50 Hz liegt. Zusätzlich kann in der ersten Triggerstufe die Rate häufig auftretender Triggerkombinationen heruntergesetzt werden (engl: *Prescaling*), um die Gesamtrate in akzeptablen Rahmen zu halten.

In einer weiteren Ausbaustufe soll die Triggerstufe 2 die Rate von 1 kHz auf 200 Hz innerhalb einer Entscheidungszeit von 20 μs reduzieren. Die geplante Stufe 3 reduziert die Rate anschließend auf die Eingangsrate der vierten Stufe von 50 Hz. Sie hat dafür 100 μs Zeit. Die letzte Triggerstufe besteht aus einer sogenannten Filterfarm aus leistungsfähigen Prozessoren, die in Echtzeit eine weitgehende Rekonstruktion der Ereignisse durchführen. Dadurch wird die Anwendung komplexer Kriterien auch physikalischer Art zur Ereignisfilterung und Untergrundreduktion ermöglicht.

Folgende Elemente der ersten Triggerstufe sind für diese Analyse von Bedeutung und sollen kurz beschrieben werden:

lAr-Trigger: Wird Energie oberhalb eines gewissen Schwellenwertes im Flüssigargonkalorimeter deponiert, so spricht der lAr-Trigger an. Das Flüssigargonkalorimeter wird zur Ermittelung des gewichteten Energiewertes in 23x32 auf den Vertex zeigende Triggertürme aufgeteilt. In diesen Triggertürmen werden die Energien separat summiert und anschliessend positionsabhängig gewichtet für alle Triggertürme oberhalb einer gewissen Energieschwelle zur Gesamtenergie aufaddiert. Die Schwellen der einzelnen Triggertürme dienen zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen und sind einzeln an die jeweiligen Triggertürme angepaßt. Typischerweise werden Triggerelemente mit niedrigen Schwellen zur Rauschunterdrückung in Koinzidenz mit einer Spurbedingung als Subtrigger genutzt. Es gibt verschiedene resultierende Triggerelemente des Flüssigargon-Triggers mit jeweils unterschiedlichen Schwellen und Gewichten.

z-Vertex-Trigger: Dieser Trigger dient zur Unterdrückung von Ereignissen mit Wechselwirkungspunkt weit außerhalb der nominellen Wechselwirkungszone. Aus den Signalen von vier Lagen der zentralen bzw. ersten vorderen Proportionalkammer werden alle möglichen Spurkombinationen gebildet und die z-Position der möglichen Vertizes (Schnittpunkte mit der z-Achse) in ein Histogramm gefüllt. Zeigt dieses Histogramm eine Anhäufung von möglichen Vertexpositionen an einer Stelle, löst dies das Triggerelement aus. Es stehen zwei unterschiedliche Signifikanzschwellen zur Verfügung.

Spur-t_0-Trigger: Durch einen einzelnen Eintrag im z-Vertex-Histogramm wird der Spur-t_0-Trigger ausgelöst. Aufgrund dieser schwachen Triggerbedingung wird er hauptsächlich zusammen mit anderen Triggerelementen genutzt. Die Bezeichnung t_0 trägt dieser Trigger, da er zur Bestimmung des möglichen Wechselwirkungszeitpunkts t_0 genutzt werden kann.

DC-r/φ-Trigger: Der Driftkammer-r/φ-Trigger beruht auf den Signalen selektierter Drähte aus der zentralen Driftkammer. Paßt eine Mindestanzahl von Drahtsignalen in der r-φ-Projektion in eine vorgegebene Spurmaske, so wird ein DC-r/φ-Trigger ausgelöst. Dabei stehen unterschiedlich starke Bedingungen, insbesondere was die Anzahl der aktiven Drahtsignale innerhalb der Maske, den Impuls und das Ladungsvorzeichen betreffend, zur Verfügung.

eTag-Trigger: Das eTag-Triggerelement wird durch ein Signal im Kleinwinkelelektrondetektor gesetzt. Es wird eine Antikoinzidenz zum Photondetektor des Luminositätssystems verlangt, um Bremsstrahlungsereignisse auszuschließen. Um die hohe Elektron-Gas-Streurate zu reduzieren, wird ein Spurtrigger wie z.B. der Spur-t_0- oder der DC-r/φ-Trigger zusätzlich verlangt.

In dieser Analyse wird durch den Einsatz des Subtriggers eTag*DC-r/φ ein weitgehend untergrundfreies eTag-Sample erreicht.

3.5 Ereignisklassifikation

Von der vierten Triggerstufe akzeptierte Daten werden auf Magnetbändern zwischengespeichert und anschließend in Quasi-Echtzeit vollständig rekonstruiert und nach möglichen physikalischen Prozessen klassifiziert. Archiviert werden alle klassifizierten Ereignisse auf sogenannten POT-Bändern (Production Output Tapes), die restlichen werden verworfen. Eine Auswahl mit strengeren Selektionskriterien für die Ereignisklassen wird als DST (Data Summary Tape) für die Physik-Analysen zur Verfügung gestellt. Im Gegensatz zu einem Datenvolumen der POT-Bänder von ~450 GB können die DST-Daten noch in reduzierter Form auf schnell zugänglichen Festplatten gespeichert werden. Bei einer typischen Ereignisgröße von 30 kB umfassen die reduzierten DST-Daten auf Platte ca. 80 GB.

Für diese Analyse sind folgende Ereignisklassen wichtig:

High-E_T: Diese Klasse enthält die Kandidaten für Jet-Ereignisse. In einem Ereignis wird mindestens 10 GeV Transversalenergie im lAr-Kalorimeter und 4 GeV im Elektronen-Tagger verlangt. Desweiteren muß mindestens eine „gute“ Spur, die zum Wechselwirkungspunkt zeigt, rekonstruiert sein. Eine „gute“ Spur hat eine Mindestanzahl von 10 getroffenen Drähten in den Drahtkammern und einen Mindestimpuls $p_T > 0.2$ GeV.

eTag: Ereignisse mit einer Energie von mehr als 4 GeV im Elektron-Tagger werden in diese Klasse potentieller eTag-Photoproduktionsereignisse einsortiert. Zusätzlich wird verlangt, daß Untergrunderkennungsroutinen keine Zugehörigkeit zu typischen Untergrundereignissen signalisieren.

In dieser Analyse wird die gleichzeitige Zuordnung eines Ereignisses zu diesen beiden Ereignisklassen gefordert, um eTag-Jet-Ereigniskandidaten zu selektieren.

4 Jet-Algorithmus

4.1 Experimentell: Partonen und Jets

Bei der harten Streuung von Partonen aus den Reaktionspartnern aneinander entstehen Partonen mit hohen Transversalimpulsen. Diese Partonen führen über Partonschauer und anschließende Fragmention zur Bildung von Hadronen in Teilchenbündeln. Diese Teilchenbündel, die letztendlich im Detektor gesehen werden, heißen *Jets*. Bei genügend hohen Energien sollten die Jets so beschaffen sein, daß sie möglichst gut den Partonen zugeordnet werden können. Allerdings verschmiert nicht nur die endliche Detektorauflösung, die in Kapitel 7 studiert wird, die typischen Größen der Jets, sondern auch die Prozesse der Hadronisierung können durch z.B. die Bildung von Farbstrings zwischen Partonen die Jetrichtungen gegenüber den Partonrichtungen verzerren.

Aufgrund der Idee, Jets den Partonen im Subprozeß zuzuordnen, werden Jets durch die folgenden drei Meßgrößen charakterisiert:

- E_T^{Jet} – der gewichteten Summe der Transversalenergien im Jet,
- φ^{Jet} – dem Azimutalwinkel und
- η^{Jet} – der Richtung des Jets im Polarwinkel ausgedrückt in der (Pseudo-)Rapidität. Hier wird die Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{27}$$

statt des Polarwinkels Θ^{Jet} genutzt. E bezeichnet die Energie, p_z den Impuls entlang der Strahlrichtung. Die Rapidität erfährt bei einer Lorentztransformation in z-Richtung nur die Addition einer Konstanten. Somit sind Rapiditätsdifferenzen Lorentz-invariant. Sinnvoll ist eine entlang der Strahlrichtung weitgehend Lorentz-invariante Jetdefinition, da das Schwerpunktsystem des harten Streuprozesses aufgrund der variablen Eingangspartonenimpulse von Ereignis zu Ereignis verschieden ist. Unter Vernachlässigung der Teilchenmasse bei hohen Transversalenergien und bei kleinen absoluten Rapiditäten ist die als *Pseudorapidität* bezeichnete Näherung gültig:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\ln \tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \tag{28}$$

Damit ist die Pseudorapidität des Jets η^{Jet} direkt mit dem Polarwinkel des Jets Θ^{Jet} im Detektorsystem verknüpft.

Zur automatischen Erkennung von Jets werden verschiedene Jetalgorithmen benutzt. Sie basieren auf unterschiedlichen Ideen, wie Teilcheninformationen im Detektor am besten zu Jets zusammengefaßt werden, so daß die Jets die ursprünglichen Partonen gut beschreiben. Es existieren daher verschiedene Definitionen dafür, wie ein Jet konstruiert wird. Insbesondere hängen die Eigenschaften und die Anzahl der rekonstruierten Jets von der im Jetalgorithmus verwendeten Jetdefinition ab. Es existieren verschiedene Jetalgorithemen (CONE, JADE [24], k_T, DECO), die sich unterschiedlich gut für verschiedene Fragestellungen eignen. In dieser Analyse wird ausschließlich ein Algorithmus vom CONE-Typ verwendet, der im folgenden beschrieben wird.

4.2 Idee von CONE-Algorithmen

Die Idee der CONE-Algorithmen ist folgende: Ein Kegel mit festem Öffnungswinkel soll den Jet umfassen und begrenzen. Aus der Menge der möglichen Kegel werden nur diese als Jets ausgewählt, für die die über alle enthaltenen Teilchen summierte Transversalenergie eine gesetzte Schwelle übersteigt. Es ist zu verhindern, daß dieselben Teilchen mehreren Jets zugeordnet werden. In diesem Fall würde Energie mehrfach gezählt.

Entwickelt wurde ein solcher CONE-Algorithmus am Hadron-Hadron-Experiment UA1 [25] und eine einheitliche Jetdefinition wurde 1990 auf einer Konferenz in Snowmass festgelegt [26].

Der Algorithmus LUCELL, beschrieben in [27], bildet den Raumwinkel auf ein Gitter in η-φ-Koordinaten ab. Der Pseudorapiditätsbereich wird durch $|\eta| < \eta_{max}$ begrenzt. Zuerst wird die Transversalenergie der beobachteten Teilchen aus den Kalorimeterzellen in dieses Gitter eingetragen und pro Gitterzelle summiert. Für die folgende Jetsuche werden alle Zellen mit einem Eintrag oberhalb einer Mindesttransversalenergie E_T^{init} als mögliche Jet-Initiatoren angesehen. Beginnend mit der Zelle des höchsten E_T wird für alle Initiatorzellen suksessive zuerst die Transversalenergie aller Zellen mit $d = \sqrt{(\varphi - \varphi_I)^2 + (\eta - \eta_I)^2} \leq R$ aufsummiert. Hierbei gibt R den vorgewählten CONE-Radius an. Falls die summierte Transversalenergie größer ist als eine Jetmindestenergie E_T^{min}, so wird dieser Kegel als Jet akzeptiert und die Raumkoordinaten der Initiatorzelle geben die Jetrichtung. Alle zugehörigen Gitterzellen werden gesperrt und die Suche mit den verbleibenden Initiatorzellen fortgesetzt. Natürlicherweise ist die resultierende Jetzahl in einem Ereignis nicht vorgegeben, wie dies bei bestimmten Anwendungen anderer Algorithmen, z.B. des JADE-Algorithmus [24], der Fall sein kann. Die Maximalanzahl der Jets ist durch die Beschränkung des η-φ-Gitters und die feste Fläche eines Jets in diesem Gitter beschränkt.

4.3 Der QJCONE-Algorithmus

In dieser Analyse wird der QJCONE-Algorithmus verwendet, wie er als Abwandlung des LUCELL-Algorithmus von J.Kurzhöfer in [28] beschrieben wird und in dem Physik-Analyse-Paket H1PHAN [29] eingebunden ist.

Die wesentliche Modifikation gegenüber des ursprünglichen LUCELL-Algorithmus besteht in der Weise der Jetbildung: Im LUCELL-Algorithmus werden die Zellen im Kegel um die Initiater-Zelle gesperrt, nachdem ein Proto-Jet gebildet worden ist. Im QJCONE-Algorithmus dagegen wird der Proto-Jet in eine Liste vorläufiger Jets eingetragen. Diese Liste wird nach dem Abarbeiten aller Initiatorzellen nach der Transversalenergie E_T der Proto-Jets sortiert. Nun wird der E_T-höchste Jet akzeptiert und die zugehörigen Gitterzellen werden gesperrt. Rekursiv werden wieder Proto-Jets auf den verbleibenden Gitterzellen gesucht, geordnet und er nächste Jet selektiert, bis kein Proto-Jet mit $E_T > E_T^{min}$ mehr gebildet wird. Somit wird die Jetbildungsreihenfolge vom Jet-E_T bestimmt, während sie bei LUCELL-Algorithmus vom E_T der Initiatorzellen festgelegt wird. Dies verhindert ein Aufspalten von Jets mit hohem E_T in Teiljets mit kleinem E_T, die das Jetkriterium erfüllen.

Die Jetrichtung in η und φ wird anschließend (nach der Snowmass-Konvention) aus den E_T-gewichteten Mittelwerten über die Zellen in den Jetkegeln gebildet:

$$\eta^{Jet} = \frac{1}{E_T^{Jet}} \sum_{i\ mit\ d_i<R} \eta_i E_{T,i} \tag{29}$$

$$\varphi^{Jet} = \frac{1}{E_T^{Jet}} \sum_{i\ mit\ d_i<R} \varphi_i E_{T,i} \tag{30}$$

mit der Jet-Transversalenergie

$$E_T^{Jet} = \sum_{i\ mit\ d_i<R} E_{T,i} \tag{31}$$

Das für diese Analyse verwendete Gitter besitzt 20x20 Zellen mit einem $\eta_{max} < 3$. Abweichend von der Snowmass-Konvention, die für Jets mit $E_T > 20$ GeV aus Hadron-Hadron-Kollisionen einen CONE-Radius von $R = 0.7$ empfiehlt, werden für diese Analyse Jets mit $E_T > 7$ GeV selektiert unter Beibehaltung des CONE-Radius von $R = 0.7$.

5 Datenselektion

5.1 Basisdatensatz

Mit der Datenselektion soll eine Auswahl quasireeller Photoproduktionsereignisse zusammengestellt werden, die möglichst geringe Beiträge von Untergrundereignissen aufweist. Außerdem sollen Prozesse mit direkten Photonen angereichert werden.

Die Grundlage der Selektion besteht in der Klassifikation der Ereignisse als $high\text{-}E_T$ und $eTag$-Ereignisse, wie sie im Kapitel 3.5 beschrieben worden sind. Die $high\text{-}E_T$-Klasse enthält die Jetkandidaten, die $eTag$-Klasse garantiert Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 0.01\text{GeV}^2$.

Technische Schnitte

Für diese Analyse werden die H1-Daten vom Herbst 1993, Runs 62573 bis 66609 verwendet. Die Ereignisse müssen technisch in Ordnung sein, d.h.

- die Hochspannung an den zentralen Spurkammern muß vorhanden sein,
- Ereignisse mit leeren Bunchen werden nicht akzeptiert und
- Ereignisse mit technischen Fehlern im Bankformat nach der Rekonstruktion mit dem Offline-Programm H1REC werden verworfen.

Untergrund

Als Untergrundquellen kommen die folgenden in Frage:

- Strahl-Gas-Untergrund
  - Elektron-Gas-Streuungen
  - Proton-Gas-Streuungen
- Strahl-Halo-Myonen
- Kosmische Myonen
- Kohärentes Rauschen im Kalorimeter

Tiefinelastische Ereignisse entfallen als Untergrundquelle, da ein Elektron im Elektron-Tagger verlangt wird.

Zur Behandelung der oben genannten Untergrundquellen im einzelnen:

Strahl-Gas-Untergrundereignisse entstehen, wenn ein Strahl-Proton bzw. ein Strahl-Elektron an einem Restgasatom im Vakuumrohr streut. Für diese Streuung kann das Restatom als ruhend angenommen werden, so daß sich für die verfügbare Schwerpunktsenergie ergibt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_1 m_2} \tag{32}$$

Wird für die Masse m_2 des ruhenden Teilchens die Masse eines Nukleons eingesetzt, so ergibt sich für

a) Elektron-Restgas-Streuung mit $E_e = 26.7$ GeV $\sqrt{s} \approx 7$ GeV,
b) Proton-Restgas-Streuung mit $E_p = 820$ GeV $\sqrt{s} \approx 40$ GeV.

Werden wie in dieser Analyse mindestens zwei Jets 7 GeV Transversalenergie verlangt, so muß der Streuprozeß eine Schwerpunktsenergie von mindestens 14 GeV haben. Daraus folgt, daß die Elektron-Restgas-Streuung stark unterdrückt ist. Relevant bleibt der Proton-Gas-Untergrund.
Eine Abschätzung für den Proton-Gas-Untergrund wird von S.Levonian in [30] gegeben. Für den verwendeten Datensatz der eTag-Selektion wird ein Proton-Gas-Anteil von $9.5 \pm 1.5\%$ angegeben. In dieser Analyse wird zur Reduktion dieses Untergrunds ein Schnitt 10 GeV$< E_{eTag} <$ 19 GeV eingeführt. Damit wird der Proton-Gas-Untergrund um mindestens einen Faktor 4 kleiner, d.h. er kann zu $2.4 \pm 0.8\%$ abgeschätzt werden. Abb. 13(a) zeigt die Verteilung der Energie im Elektronendetektor für den Ba-

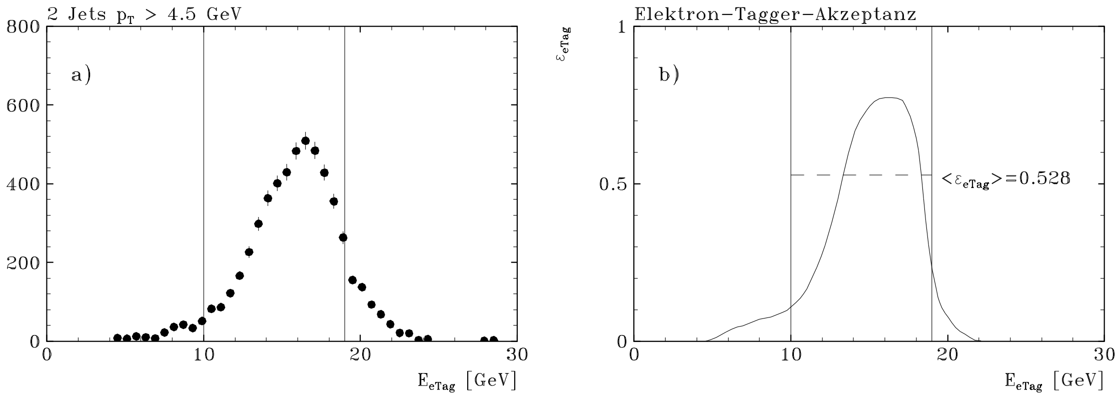


Abbildung 13: *(a) Energiespektrum des Elektron-Taggers für den Basisdatensatz. Durch den Schnitt 10 GeV $< E_{eTag} <$ 29 GeV wird der mittlere Bereich dieses Spektrums selektiert. (b) zeigt die Akzeptanz des Elektron-Detektokor aus der Funktion QGMETG. Die über den selektierten E_{eTag}-Bereich gemittelte Akzeptanz beträgt 52.8%. Der gemeinsame Fehler der Luminositätsmessung und der Elektron-Detektor-Akzeptanz beträgt nach [30] 5%.*

sisdatensatz von Ereignissen mit mindestens 2 Jets à 4.5 GeV. Weiterhin kann ein Schnitt auf die z-Vertexverteilung den Strahl-Gas-Untergrund reduzieren, da Strahl-Gas-Streuungen nicht von der Position der kollidierenden Bunche abhängt, sondern gleichmäßig auf die gesamte Länge des Strahlrohrs verteilt sein sollten. Die Länge der Bunche betrug 1993 ca. 40 cm für die Protonen und ca. 1 cm für die Elektronen. Das führt zu einer nominellen Länge der Wechselwirkungszone von ca. $\sigma \approx 10$ cm. Abb. 14 zeigt eine Verschiebung des z-Vertex um ≈ -5 cm für den Basisdatensatz. Der Schnitt $|z_{Vertex} + 5\ \text{cm}| < 32$ cm entspricht in der Breite ca. 3 Standardabweichungen der z-Vertexverteilung.

Strahl-Halo-Myonen sind Myonen, die bei der Wechselwirkung von Protonen mit Restgasatomen oder der Strahlrohrwand entstehen. Aufgrund des geringen Energieverlusts von Myonen in Materie begleiten die Myonen den Protonenstrahl über lange Strecken parallel zur Strahlröhre. Es kann zu hohen Energiedepositionen im Flüssigargonkalorimeter kommen, die parallel zur Strahlröhre liegen. Diese Energiedepositionen der

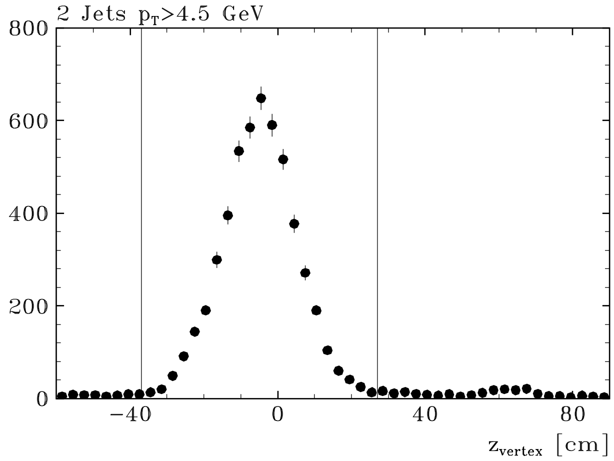


Abbildung 14: *Verteilung des rekonstruierten z-Vertex für den Basisdatensatz. Zu sehen ist eine Verschiebung um –4.6 cm in Bezug auf den nominellen Wechselwirkungspunkt. Angedeutet ist der Schnitt $|z_{Vertex} + 5\ cm| < 32$ cm.*

Halomyonen können ein ep-Ereignis mit einem Elektron im Elektronendetektor überlagern.

Kosmische Myonen zeichnen sich in der Regel durch eine einzige Spur aus, die quer durch den Detektor verläuft. Diese Ereignisse werden bereits bei der Ereignisklassifikation erkannt und vom „Harjes"-Finder [29] verworfen. Schwieriger ist die Situation bei kosmischen Myonen, die im Detektor aufschauern. Reduziert werden diese Untergrundereignisse durch die notwendige Koinzidenz mit dem eTagger. Außerdem muß ein Primärvertex rekonstruiert sein, wodurch nur kosmische Myonereignisse mit einer Spur durch die Vertexregion möglich sind. Der Untergrund durch kosmische Myonen ist vernachlässigbar.

Kohärentes Rauschen im Flüssigargonkalorimeter wird von der Routine QNOISE aus dem Analyse-Paket H1PHAN [29] erkannt und unterdrückt.

Physikalische Schnitte

Folgende physikalische Schnitte wurden angewendet:

- Die Subtrigger $etag - t0$ oder $etag - DCr/\varphi$ werden verlangt.
- Die Klassifikation der Ereignisse als $etag$-Ereignisse wird durch die Forderung $E_{eTag} > 4$ GeV im Elektronen-Tagger und $E_{PD} < 2$ GeV im Photondetektor verifiziert.
- Ein rekonstruierter z-Vertex existiert und sichert damit auch die Existenz mindestens einer Spur.
- Das totale $(E - p_z)$ soll kleiner als 80 GeV sein.
- Bei Ereignissen mit Jets wird zusätzlich eine minimale (Transversal-) Energie im Detektor verlangt: 14 GeV im Haupt- und Rückwärtskalorimeter und 4 GeV Energie im Kleinwinkelelektrondetektor.

- Mindestens 2 Jets à $E_T > 4.5$ GeV werden von der Routine QJCONE aus dem Programmpaket H1PHAN gefunden. Dabei wird der in Kapitel 4 vorgestellte Jetalgorithmus QJCONE mit einem Konusradius von $R_{cone} = 0.7$ verwendet.

Technisch basiert die Datenselektion auf den von Sergej Levonian [30] für die Ereignisse von 1993 bereitgestellten „S1"-Datensatz für die eTag-Photoproduktionsanalyse mit 325533 Ereignissen bei einer korrigierten integrierten Luminosität von 288.9 nb^{-1}. Davon sind 69249 Ereignisse auch als *high-*E_T-Ereignisse klassifiziert. Im zweiten Schritt wurde die Heidelberger *high-*E_T-Selektion, die den Namen WAMP für W.Walkowiak, A.Braemer, M.Erdmann und P.Schleper trägt, zur weiteren Untergrundreduktion angewandt. Das WAMP-DST beinhaltet 6091 Ereignisse. Im dritten Selektionsschritt wurden mit einem Analyse-Programm auf der Basis des Programmpakets H1PHAN Ereignisse mit mindestens 2 Jets à $p_T > 4.5 GeV$ ausgewählt. Dies ergibt den Basisdatensatz für diese Analyse mit 3780 Ereignissen.

5.2 Akzeptanz des Elektron-Taggers

Der Elektronen-Tagger besitzt eine mit der Energie und der x-Koordinate des auftreffenden Elektrons variierende Akzeptanz. Durch eine Einschränkung des x-Bereichs vom Elektron-Tagger auf $|x_{eTag}| < 6.5$ cm kann eine weitgehende Unabhängigkeit der Akzeptanz von der Position des Elektrons erreicht werden. Die Energieabhängigkeit wurde von S.Levonian im Rahmen der Luminositätsmessung parametrisiert und als Routine QGMETG im Programmpaket H1PHAN zur Verfügung gestellt.

Abbildung 13(a) zeigt das gemessene Elektronenergiespektrum im Elektrontagger für den Basisdatensatz. Der Schnitt in x_{eTag} führt zum Verlust von 7.5% der Ereignisse. Angedeutet ist außerdem der zur Untergrundreduktion eingeführte Schnitt 10 GeV$< E_{eTag} <$ 19 GeV, was einer relativen Photonenenergie von $0.28 < y < 0.63$ entspricht. Damit liegt die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems im Bereich 158 GeV $< \sqrt{s_{\gamma p}} <$ 234 GeV. Die mittlere Akzeptanz über den genannten Energiebereich, berechnet mit Hilfe der Funktion QGMETG, beträgt 52.8 % (Abb. 13(b)).

5.3 Trigger-Effizienz

Verwendet wird in dieser Analyse der Subtrigger eTag*DC$r/\varphi$, der eine Koinzidenz aus dem eTag-Triggerelement und einem Spurtriggerelement ist (vgl. Kap. 3.3). Damit wird zusätzlich zum eTag-Signal die Existenz einer Spur im Detektor sichergestellt.

Zum Testen der Effizienz dieses Subtriggers, wird der Subtrigger eTag*$t0$ genutzt, der lediglich eine minimale Spurbedingung verlangt. Abbildung 15 zeigt die Effizienz $\epsilon_{eTag*DCr\varphi} = N_{eTag*DCr\varphi}/N_{eTag*t0}$ gegen x_γ. Es ergibt sich für den gesamten x_γ-Bereich $\epsilon_{x_\gamma-gesamt} = 94.9 \pm 9.7$ % und für den hohen x_γ-Bereich $\epsilon_{x_\gamma>0.6} = 100 \pm 8$ %. Die Effizienz des eTag*$t0$-Triggers beträgt nach [19] 100%.

5.4 Ereignisauswahl für die Analyse

Für die vorliegende Analyse werden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen die Jetachsen der beiden Jets mit höchstem p_T auf den Bereich $-0.5 < \eta_{Jetachse} < 2.5$ eingeschränkt sind. Dies

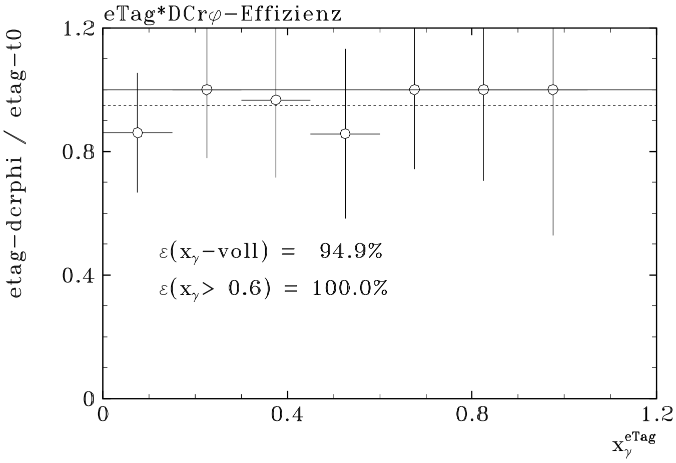


Abbildung 15: *Relative Triggereffizienz des eTag*DCr/φ-Triggers gegen den eTag*t0-Trigger. Für $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ beträgt die Effizienz 100 ± 8 %, für den gesamten x_γ-Bereich 94.9 ± 9.7 %.*

soll die Verwechslung möglicher Energiedepositionen aus dem Protonrest im Vorwärtskalorimeter als Jets und die unsichere hadronische Energiemessung im Rückwärtsbereich bei den weiterhin betrachteten Ereignissen ausschließen. Dieser Schnitt reduziert die Ereigniszahl um $\approx 15\%$.

Im weiteren werden verschiedene Unterdatensätze dieses Basisdatensatzes betrachtet:

(a) Für die Hauptanalyse wird ein Unterdatensatz mit zwei Jets mit 7 GeV Transversalenergie selektiert. Der Schnitt $N_{Jet}^{4.5\ GeV} \equiv 2$ ist so definiert, daß der dritte Jet höchstens ein $p_T < 4.5$ GeV besitzen kann. Dadurch werden aufgelöste Photoproduktionsereignisse, bei denen der Photonrest als dritter Jet in Erscheinung tritt, antiselektiert. Somit werden direkte Photoproduktionsereignisse angereichert, wie die Monte-Carlo-Studien zeigen (vgl. Kapitel 9.2). Zur Bestimmung des direkten Anteils wird dieser Datensatz nochmals in x_γ unterteilt:

  (1) Das Signalbin mit Ereignissen mit $x_\gamma^{eTag} > 0.6$, in welchem zur weiteren Anreicherung der direkten Ereignisse noch ein zusätzlicher Schnitt $|\Delta\varphi| > 167°$ ($\hat{=}2.92$ rad) auf den Winkelabstand der beiden Jets in der r-φ-Ebene angewandt wird. Dieser Schnitt reichert die direkten Prozesse aufgrund der besseren Balanciertheit ihrer Jet-Transversalimpulse an. Es verbleiben 74 Ereignisse in diesem Datensatz. (x_γ^{eTag} wird nach Formel (17) berechnet.)

  (2) Das Kontrollbin mit $0.3 < x_\gamma^{eTag} < 0.6$ weist 73 Ereignisse auf.

(b) Zum Studium der Jet-Parton-Zuordnungen wird ein 3-Jet-Datensatz benötigt. Um eine ausreichende Statistik zu erreichen werden hierfür 3 Jets mit Transversalimpulsen größer 5.5 GeV verlangt. In diesem Datensatz befinden sich 192 Ereignisse, davon 68 mit $x_\gamma^{eTag} < 0.2$.

5.5 Zusammenfassung der Datenselektion

Die beschriebenen Schnitte sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Der Basisdatensatz mit mindestens 2 Jets mit $E_T > 4.5$ GeV in der *high-E_T-* und *eTag*-Klasse umfaßt 3780 Ereignisse.

Schnitt	Bemerkung	Ereigniszahl
eTag-Datensatz	Technisch und Untergrund bereinigte Selektion der DST-eTag-Klasse mit totalem $E_T > 14$ GeV	67699
eTag*DC$r\varphi$-Trigger gesetzt	Ereignis mit Spur	
10 GeV $< E_{eTag} <$ 19 GeV	gegen Proton-Gas-Untergrund	
und $\|x_{eTag}\| < 6.5$ cm	Akzeptanz des Elektronen-Taggers	
$\|z_{Vertex} + 5cm\| < 32$ cm	Vertex mit 3 σ Breite	
mindestens 2 Jets mit $E_T > 4.5$ GeV	2-Jet-Ereigniskandidaten **„Basisdatensatz"**	**3780**
Unterdatensätze		
(a) für 2-Jet-Ereignisse:		
mindestens 2 Jets mit $E_T > 7$ GeV	Hauptanalysedatensatz	475
$-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$	Ausschluß des Protonrests und des Rückwärtskalorimeters	404
$N_{Jet}^{4.5\ GeV} \equiv 2$	2 Jets im Ereignis gefunden und kein 3. Jet mit $p_T > 4.5$ GeV	270
(a1) davon mit $0.3 < x_\gamma^{eTag} < 0.6$	*Kontrollbin*	**73**
$\|\Delta\varphi_{Jets}\| > 167°$	Balancierte Jets in E_T	152
(a2) davon mit $0.6 < x_\gamma^{eTag}$	*Signalbin*	**74**
(b) für 3-Jet-Ereignisse:		
mindestens 3 Jets mit $E_T > 5.5$ GeV		147
$-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$		129
(b1) davon mit $x_\gamma^{eTag} < 0.2$	*3-Jet-Analysedatensatz*	**68**

Tabelle 3: *Zusammenfassung der angewandten Schnitte und der resultierenden Datensätze. In der Analyse wird der Datensatz* **(a2)** *zur Messung des direkten Anteils, die Datensätze* **(a1)** *und* **(b1)** *zur Kontrolle bestimmter Größen verwendet.*

Dargestellt sind desweiteren die in dieser Analyse zur Messung des direkten Anteils und für die Jet-Parton-Zuordnungsstudien verwendeten Datensätze.

6 Simulation harter Streuprozesse im Detektor

Zum Vergleich der theoretischen Modellvorhersagen mit den Daten wurden „harte" Photon-Proton-Streuereignisse im H1-Detektor mit der Monte Carlo Methode simuliert. Sie verbindet die QCD-Vorhersagen über die Photon-Proton-Wechselwirkungen und die im Detektor meßbaren Größen. Eine Übersicht über bei H1 verwendete Monte Carlo Generatoren findet sich in [31].

Die Simulation gliedert sich in zwei Schritte:

1. **Generierung der Ereignisse:** Das Programm IJRAY [32] stellt ein vom Elektron abgestrahltes Photon zur Verfügung. Mit dem Ereignisgenerator PYTHIA [27] wird die Photon-Proton-Wechselwirkung in niedrigster Ordnung der QCD-Beschreibung simuliert. Korrekturen durch „Partonschauer" im Anfangs- und Endzustand werden berücksichtigt. Zusätzlich werden Vielfach-Wechselwirkungen zwischen den Konstituenten von Photon und Proton zugelassen. Mit dem Programmpaket JETSET 7.3 (auch in [27]), das auf dem Lund-Fragmentationsmodell [33] basiert, wird die Hadronisation beschrieben. Als Ergebnis stehen die Vierervektoren generierten Hadronen aus der „harten" Photon-Proton-Wechselwirkung zur Verfügung.

2. **Simulation des Detektors:** Unter Verwendung einer Detektorsimulation auf der Basis des Programmpakets GEANT [34] werden die resultierenden Detektorsignale für die generierten Ereignisse gewonnen.

Nach der Monte-Carlo-Simulation stehen die Monte-Carlo-Ereignisse in der gleichen Form wie die Daten zur Verfügung und werden mit demselben Rekonstruktionsprogramm weiterverabeitet.

6.1 Generierung des harten Streuprozesses

Erzeugung des quasireellen Photons

Die Energie und Winkelverteilung des von einem Strahlelektron abgestrahlten Photons wird von dem Programm IJRAY nach dem theoretischen Photonfluß berechnet. Es liefert auch die korrekte Kinematik des Elektrons, womit dann das Signal des Elektrontaggers simuliert werden kann. Nach der Erzeugung eines quasireellen Photons ruft IJRAY das Programm PYTHIA zur Generierung des „harten" Streuprozesses auf.

Simulation des harten Subprozesses

Das Programm PYTHIA nutzt die Matrixelemente niedrigester Ordnung in QCD-Störungstheorie zur Simultion der $2 \to 2$ Partonprozesse. Unter Verwendung der Parametrisierung der Proton- und Photonstrukturfunktionen nach GRV-LO [18] wird eine Monte-Carlo-Integration über den Phasenraum durchgeführt, und damit werden die Matrixelemente mit den Partondichteverteilungen nach Formel (10) gefaltet. Als Skala μ^2 für die Partondichteverteilungen und die starke Kopplung $\alpha_s(\mu^2)$ wird $\hat{p}_T^2$, das Quadrat des Transversalimpulses der auslaufenden Partonen im Schwerpunktsystem des harten Streuprozesses, verwendet. Die Skala ist im allgemeinen nicht eindeutig definiert, was zu einem systematischen Fehler aus der Wahl der Skala führt. Für $\hat{p}_T \to 0$ divergiert der Wirkungsquerschnitt. Deshalb wird das Einführen eines Abschneideparameters für $\hat{p}_T$ eingeführt. Für die Generierung der hier genutzten Monte-Carlo-Ereignisse wurde der Schnitt $\hat{p}_T > 2$ GeV genutzt. Wie in Abbildung 16 zu sehen ist, hat dieser Schnitt keinen Einfluß auf die Monte-Carlo-Ereignismenge nach der

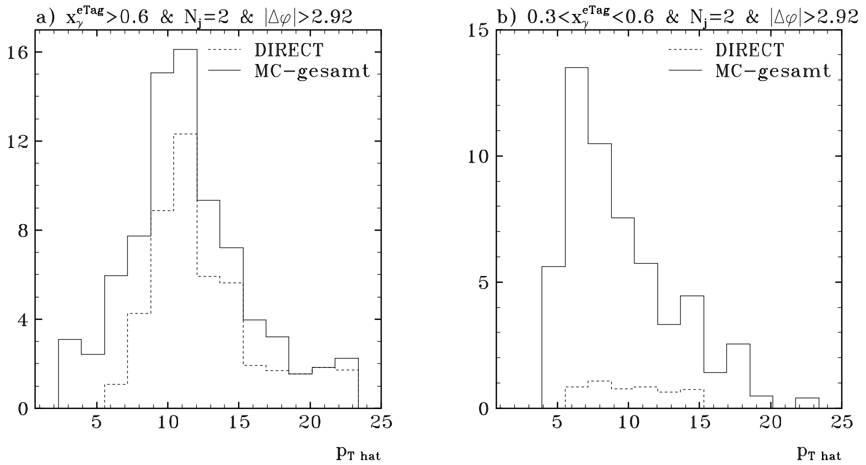


Abbildung 16: *Impulsverteilung der aus dem harten Streuprozess herausgehenden generierten Partonen nach der Ereignisselektion für das Signal- (a) bzw. Kontrollbin (b). Der Schnitt $\hat{p}_T > 2$ GeV führt zu keinem Verlust von Ereignissen in den beiden betrachteten Bins.*

vollen Ereignisselektion.

Der Anteil direkter und „aufgelöster“ Photonprozesse wurde getrennt generiert, wobei für den direkten Anteil zusätzlich die Prozesse mit leichten und schweren Quarks („Charm-Quarks“) separat erzeugt wurden.

Partonschauer

In PYTHIA sind Partonschauer als Näherung für QCD-Prozesse höherer Ordnung implementiert. Es handelt sich dabei um die Abstrahlung von Gluonen von einem ein- oder auslaufenden Quark bzw. die Abstrahlung eines Quark-Antiquark-Paares durch ein Gluon. Findet die Abstrahlung im Anfangszustand (einlaufende Partonen) statt, so kann dies zu einem Transversalimpuls des Schwerpunktsystems des harten Subprozesses führen. Dann sind die auslaufenden Partonen im Detektorsystem nicht p_T-balanciert. Die Partonschauer ein- und auslaufender Partonen werden in PYTHIA getrennt behandelt.

Ein „intrinsisches“ k_T der Partonen aus den einlaufenden Hadronen stellt eine weitere Möglichkeit dar, dem harten Subprozeß insgesamt einen Transversalimpuls zu verleihen. Dabei bezeichnet k_T den Transversalimpuls des Partons senkrecht zu dem Impuls des Hadrons, aus dem es kommt. Auf der Photonseite wird für die $\gamma \to q\bar{q}$ Prozesse zum Beispiel eine Verteilung $\sim 1/k_T^2$ mit einem maximalen $k_T < 5$ GeV verwendet.

Fragmentation

Durch die Fragmentation entstehen aus den aus dem harten Streuprozeß auslaufenden Partonen farbneutrale Hadronen. Bei der Generierung der verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse wurde das LUND-Stringfragmentationsmodell, wie es in JETSET implementiert ist, verwendet. Zwischen den farbladungstragenden Partonen werden „Strings", Kraftfelder der starken Wechselwirkung, vorgesehen, die ≈ 1 GeV/fm Energie pro Längeneinheit besitzen. Nimmt die Energie in einem String durch Entfernung der Partonen voneinander zu, so kann er unter Erzeugung eines neuen $q\bar{q}$-Paares auseinanderreißen. Um auch die Entstehung von Baryonen zu erlauben, sind in dem Modell zusätzlich künstliche Di-Quarks, d.h. zwei zusammenhängende Quarks, vorgesehen. Der Prozeß dieser Stringfragmentation wird für die Stringbruchstücke fortgesetzt, bis deren Energie nicht mehr zur Bildung neuer Partonen ausreicht. Die entstandenen Quarks werden anschließend zu Hadronen zusammengefaßt. Handelt es sich bei dem erzeugten Hadron um ein „instabiles" Teilchen, wird danach sein Zerfall simuliert.

Als „stabile" Teilchen werden bei H1 alle Teilchen betrachtet, die innerhalb ihrer mittleren Lebensdauer Detektorkomponenten erreichen können. Dies entspricht Teilchen mit einer mittleren Lebensdauer von mehr als ca. 10^{-10} Sekunden.

Vielfach-Wechselwirkungen

Die Idee der Vielfach-Wechselwirkungen (engl. *Multiple Interaction*) ist folgende: Werden Hadronen als „Bündel" von Partonen aufgefaßt, so können mehrere Parton-Parton-Wechselwirkungen bei einer Hadron-Hadron-Kollision stattfinden. In der Kollision eines quasireellen Photons mit einem Proton können analog noch weitere Wechselwirkungen zwischen den „Zuschauer"-Partonen aus dem Proton- und Photonrest passieren. Die zusätzlichen Wechselwirkungen bestehen praktisch nur aus „weichen" Prozessen, da der Streuquerschnitt für „harte" Parton-Parton-Streuungen im Vergleich zu dem Streuquerschnitt für „weiche" Prozesse vernachlässigbar ist. Die „weichen" Streuungen resultieren in einem zusätzlichen „flachen" Energiefluß.

In PYTHIA ist ein einfaches Modell, das neben dem „harten" Streuprozeß weitere Wechselwirkungen zwischen den Zuschauerpartonen zuläßt, implementiert. Alle Parton-Parton-Streuprozesse werden dabei mit Hilfe der QCD-Wirkungsquerschnitte beschrieben. Die QCD-Beschreibung wird auch in den „nicht pertubativen" Bereich $\hat{p}_T \to 0$ fortgesetzt. Um die Divergenz des Wirkungsquerschnitts abzuschneiden, wird ein weiterer Regularisierungsparameter erforderlich. Das verwendete Modell wurde an die experimentellen Daten aus Hadron-Hadron-Kollisionen angepaßt.

6.2 Detektorsimulation

Die Detektorsimulation enthält die Detektorgeometrie, dessen Auflösung und Akzeptanz. Damit wird die Antwort des H1-Detektors auf die „stabilen" Teilchen aus den generierten Ereignissen simuliert und im gleichen Format wie die Daten zur Verfügung gestellt. Eine genauere Beschreibung findet sich z.Bsp. in [1].

Es stehen eine volle Detektorsimulation (H1SIM) unter Verwendung des Programmpakets GEANT, das die Simulation der Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen in Materie ermöglicht, und eine schnelle Version (H1FAST) zur Verfügung. H1FAST nutzt eine vereinfachte Detektorgeometrie und eine Parameterisierung der Schauerentwicklung, um weniger Rechenzeit pro Ereignis zu benötigen.

Aufgrund des hohen Streuquerschnitts bei Photon-Proton-Kollisionen für kleine Transversalimpulse der auslaufenden Partonen ist die Rate für Ereignisse mit niedrigem $\hat{p}_T$ hoch. Doch diese Ereignisse mit kleinem $\hat{p}_T$ tragen nur wenig in der endgültigen Analyseselektion mit einem Jet-p_T-Schnitt bei 7 GeV bei, wie in Abb. 16 zu sehen ist. Durch eine $\hat{p}_T$-abhängige Unterdrückung und eine kompensierende Gewichtung der akzeptierten Ereignisse mit kleinem $\hat{p}_T$ kann die Anzahl der Ereignisse vor der aufwendigen Detektorsimulation wesentlich reduziert werden. Das maximale Gewicht eines Ereignisses mit kleinem $\hat{p}_T$ beträgt 10, wobei die Gewichtungsfunktion zu höheren $\hat{p}_T$ hin auf 1 fällt.

Die Detektorauflösung, wie sie sich aus der in der Simulation implementierten Geometrie ergibt, wird im nächsten Kapitel anhand der Monte-Carlo-Ereignisse studiert.

6.3 Nomenklatur der Simulationsstufen

Für die auf verschiedenen Stufen der Simulation berechneten Größen werden Abkürzungen zur Indizierung benötigt. Die meisten Bezeichnungen sind selbsterklärend. In den Abbildungen treten manchmal synonym verwendete Bezeichnungen auf. Die Indexbezeichnungen für rekonstruierte Größen werden analog für die Daten verwendet. Einen Überblick gibt Tabelle 4.

Simulationsstufe	Kurzbezeichnung	synonyme Bezeichnung
Größen in führender Ordnung QCD	*LO* (=„leading order“)	*GKI*
Partonen aus dem harten Streuprozeß	*par*	
Hadronen im Endzustand	*had*	*stab* (=„stabile“ Teilchen)
nach der Rekonstruktion	*rek*	*reco*
mit der eTagger-methode	*eTag*	
mit der Kalorimeter-methode	*calo*	

Tabelle 4: *Abkürzungen zur Indizierung von Größen auf verschiedenen Stufen der Simulation und verwendete Synonyme. Die aus Daten rekonstruierten Größen werden analog zur letzten Stufe gekennzeichnet.*

6.4 Statistik der Monte-Carlo-Ereignisse

In Tabelle 5 sind die effektiven Ereigniszahlen und einige Simulationsparameter für die verwendeten Monte-Carlo-Ereignismengen gezeigt. Die effektive Ereigniszahl ergibt sich aus

Ereignismenge	integrierte Luminosität $\mathcal{L}/[\mathrm{nb}^{-1}]$	Streuquerschnitt $\sigma_{MC}/[\mathrm{nb}]$	N_{eff}^{had}	$N_{eff}^{had}(S.bin)$	$N_{eff}^{rek}(S.bin)$
direkte Photonen (u,d und s-Quarks) $\hat{p}_T > 2$ GeV	744	78.31 ± 0.50	100000	399	85
direkte Photonen (Charm-Quarks) $\hat{p}_T > 2$ GeV	1235	30.57 ± 0.31	40000	177	48
aufgelöste Photonen $\hat{p}_T > 2$ GeV	588	1437.2 ± 4.9	$\sim 10^6$	—	66

Tabelle 5: *Die verwendeten Monte-Carlo-Ereignissätze. Mit N_{eff} wird die Summe der Gewichte der Ereignisse (vor der Normierung) bezeichnet. Auf Datenluminosität normiert ist $\sum N_{norm}^{had} = 243$ und $\sum N_{norm}^{rek} = 86$. Ein Grund für die geringere Anzahl der Ereignisse nach der Rekonstruktion ist die eTagger-Akzeptanz (vgl. Abb. 13 b) auf Seite 28).*

der Summe der Gewichte der einzelnen Ereignisse. Unter den generierten Hadronen wurden Jets bei Anwendung der Schnitte wie im Signalbin gesucht. Damit ergeben sich die effektiven Ereigniszahlen $N_{eff}^{had}(Signalbin)$. Nach der Rekonstruktion der Ereignisse mit demselben Programm, das auch für die Datenrekonstruktion verwendet wird, befinden sich $N_{eff}^{rek}(Signalbin)$ Monte-Carlo-Ereignisse pro Ereignismenge im Signalbin. Der Unterschied zwischen den Zahlen für die Jets aus den generierten Hadronen und den rekonstruierten Jets nach der Detektorsimulation beruht zum Teil auf der Akkzeptanz des Elektron-Taggers (vgl. Abb. 13 b) auf Seite 28, die im Mittel 52.8% beträgt.

Um die Monte-Carlo-Ereignisse statistisch mit den Daten vergleichen zu können, werden die einzelnen Monte-Carlo-Ereignismengen auf die integrierte Datenluminosität von 288.9 nb^{-1} normiert und anschließend überlagert. Damit beträgt die gesamte, effektive, auf die integrierte Datenluminosität normierte Ereigniszahl im Signalbin für das rekonstruierte Monte-Carlo 86 Ereignisse bei einer wesentlich höheren Statistik als die Datenstatistik.

7 Monte-Carlo-Studien zur Auflösung und Rekonstruktion der Partongrößen

Das Studium der harten Parton-Parton-Streuung erfordert die Kenntnis der Genauigkeit der Rekonstruktion der Partongrößen aus den im Detektor gemessenen Größen. Analog zu Formel (17) gilt auf Detektorniveau mit der gemessenen Photonenergie E_γ im Nenner und den Jetenergien E_T^{Jet} und -richtungen η_{Jet} im Zähler:

$$x_\gamma^{rekonstruiert} \approx \frac{E_T^{Jet_1} e^{-\eta_1} + E_T^{Jet_2} e^{-\eta_2}}{2E_\gamma} \tag{33}$$

Die Güte der Rekonstruktion der Partongrößen kann mit Monte-Carlo-Ereignissen studiert werden, die Detektorauflösungseffekte enthalten und wie Datenereignisse rekonstruiert wurden. Der Monte-Carlo-Generator stellt die notwendigen Informationen über die Partonen zur Verfügung.

7.1 Rekonstruktion der Photonenergie

Die genaue Messung der Photonenergie ist wesentlich für diese Analyse, da sie direkt in den Nenner der x_γ-Formel eingeht. Wir studieren hier den Energieanteil y, den das Photon relativ zur Elektronstrahlenergie trägt. y kann über das gestreute Elektron oder mit den Hadronen des Endzustandes berechnet werden:

$$y_{eTag} = \frac{E_e - E'_e}{E_e} \tag{34}$$

$$y_{JB} \approx \frac{\sum_{Kalorimeterzellen}(E - p_z)}{2E_e} \tag{35}$$

Die Summe für y_{JB} läuft über alle Zellen des Flüssigargon- und des Rückwärtskalorimeters und die Näherung gilt unter Vernachlässigung des Protonrestbeitrags. Wie Abbildung 17 für das Signalbin (vgl. S. 31) zeigt, besteht bei Verwendung der eTagger-Methode eine wesentlich bessere Korrelation zwischen der gemessenen und der „wahren“ Photonenergie als bei der Anwendung der Kalorimetermethode. Wird die Photonenergie über das Kalorimeter gemessen, so wird sie im Mittel um 7.9% zu klein gemessen (Abb. 18 b)). Bei einer Streuung von nur 4% und praktisch keiner Verschiebung ((Abb. 18 a)) wird y_{eTag} wesentlich genauer rekonstruiert als y_{JB} mit einer Streuung von 12.2%.

Somit wird im Kalorimeter im Mittel zu wenig Energie gemessen. Die Größe $\sum(E - p_z)$ ist besonders sensitiv auf Energiedepositionen im Rückwärtsbereich wie aus Gleichung (36) ersichtlich wird. Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt:

$$\sum_{Zellen} (E - p_z) \approx \sum_{Zellen} E(1 - \cos\Theta) \tag{36}$$

Fehlende Energie im Rückwärtsbereich kann entweder auf im Strahlrohr verschwindende Teilchen oder auf die unzureichende Energiemessung im elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter zurückzuführen sein. Im Rückwärtsbereich wird der Photonrest bei aufgelösten Ereignissen erwartet, der mit dem Faktor ~ 2 zur Summe beiträgt, während der Protonrest in Vorwärtsrichtung wegen $(1 - cos\Theta) \approx 0$ fast vernachlässigbar ist.

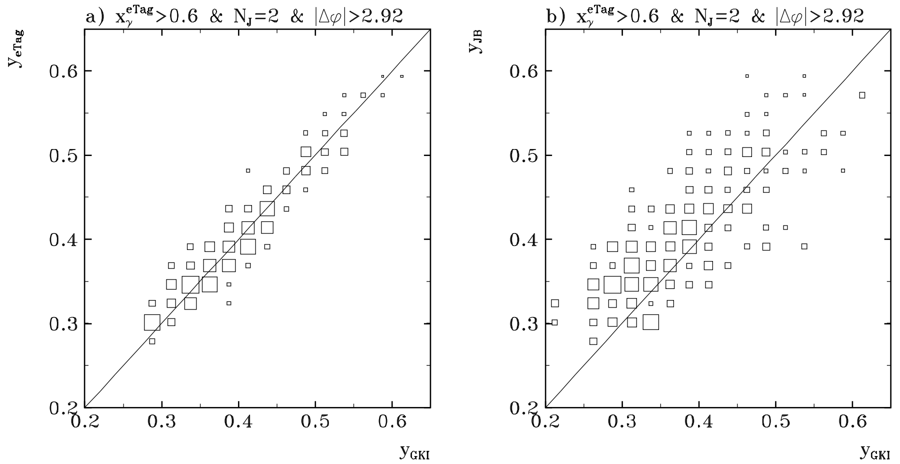


Abbildung 17: *Korrelation der mittels eTagger-Methode a) bzw. Kalorimetermethode b) rekonstruierten skalierten Photonenenergie mit der wahren skalierten Photonenenergie im Monte Carlo.*

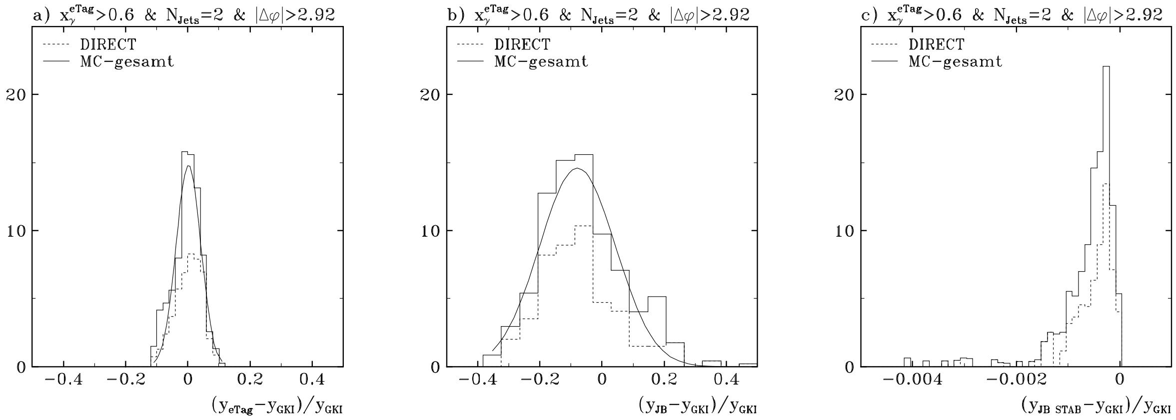


Abbildung 18: *Rekonstruktion der skalierten Photonenenergie y mittels eTagger- und Jaquet-Blondel-Methode und für das Stable Particle Niveau mit der Jaquet-Blondel-Methode Mitten/Breiten:* a) $\mu = +0.2\%$ $\sigma = 4.0\%$ *b)* $\mu = -7.9\%$ $\sigma = 12.2\%$

Abbildung 18 c) zeigt die relative Auflösung von $\sum(E - p_z)$ für alle stabilen Teilchen außer dem Protonrest auf Generatorniveau nach der Fragmentation gebildet und damit y_{JB} berechnet werden. Die Abb. 18 c) zeigt nur eine geringe Abweichung ($< 0.2\%$) von der „wahren“ Photonenergie. Diese kleinen Abweichungen kommen durch die Vernachlässigung der Teilchenmassen in Formel (36) zustande. Zu groß rekonstruierte $\sum(E - p_z)$ mit den generierten Hadronen in Abbildung 18 b) entstehen also durch die endliche Detektorauflösung.

In dieser Analyse wird der Photonenergiemessung mit dem Elektrondetektor über y_{eTag} aufgrund der wesentlich besseren Rekonstruktion der Vorzug gegeben. Dies begründet auch die Wahl der eTag-DST-Klasse.

7.2 Rekonstruktion der Partonen

Die Transversalimpulse und Richtungen der Partonen und Jets müssen möglichst gut miteinander korreliert sein, da sie direkt in den Zähler der x_γ-Rekonstruktion eingehen:

$$x_\gamma^{rekonstruiert} \approx \frac{\sum_{Jet1,Jet2}(E - p_z)}{2E_\gamma^{rek}} \approx \frac{E_T^{Jet1} e^{-\eta_1} + E_T^{Jet2} e^{-\eta_2}}{2E_\gamma^{rek}} \tag{37}$$

Außerdem soll für andere 2-Jet-Größen eine gute Auflösung erreicht werden, wie z.B. für den Streuwinkel Θ^* der Partonen im Parton-Parton-Schwerpunktsystem. Er kann über die Rapiditäten der Jets rekonstruiert werden:

$$\cos\Theta^*_{rek} = \tanh\left(\frac{\eta_1^{rek} - \eta_2^{rek}}{2}\right) \tag{38}$$

Jet-Parton-Korrelationen

Die Korrelationen zwischen den zwei p_T-stärksten rekonstruierten Jets und den beiden aus dem harten Streuprozeß kommenden Partonen sind in den Variablen Transversalimpuls p_T, Pseudorapidität η und Azimutalwinkel φ in Abb. 19 und Abb. 20 gezeigt. Dabei wurde die Zuordnung der Partonen zu den beiden Jets wie folgt vorgenommen: Zuerst wurde dem p_T-stärksten Jet das in der $\eta - \varphi$-Ebene räumlich nächste Parton zugeordnet (obere Reihe), anschließend dem in p_T zweitstärksten Jet das andere Parton aus dem harten Streuprozeß.

In beiden Abbildungen wurden die Schnitte $N_{Jets} \equiv 2$ und $\Delta\varphi > 167°$ angewandt, in Abb. 20 wurde zusätzlich auf $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ geschnitten, was dem Signalbin entspricht.

Die Raumrichtung in η und φ der rekonstruierten Jets ist gut mit den Partonrichtungen korreliert. Der Transversalimpuls für p_T-starke Jets, vor allem wenn es sich um den zweiten Jet handelt, ist eher zu niedrig, für schwächere Jets in p_T sehr stark verschmiert. Bemerkenswert ist, daß Partontransversalimpulse von weniger als 2 GeV existieren, obwohl das Monte Carlo mit einem $\hat{p}_T > 2$ GeV Schnitt generiert wurde. Für solche Ereignisse ist der Gesamttransversalimpuls des Schwerpunktsystems des harten Streuprozesses gegenüber dem Detektorsystem groß genug, um die auslaufenden Partonen merklich im p_T zu verschieben.

Jet-Parton Rapiditätskorrelationen mit 2 Jets

Abbildung 21 zeigt die Korrelationen der Partonen mit den rekonstruierten Jets für die Summe $\eta_1 + \eta_2$ und die Differenz $|\eta_1 - \eta_2|$ der Rapiditäten sowie die Streuwinkelverteilung $|\cos\Theta^*|$, die nach Formel (20) aus der Rapiditätsdifferenz ergibt. Insgesamt sind die 2-Jet-Rapiditätsgrößen gut rekonstruiert. Für einige Ereignisse wird , wie auf der rechten Seite von Abbildung 21 a) zu sehen ist, einer der beiden Jets mit zu kleinem η rekonstruiert, d.h. ein Jet liegt zu weit hinten. Diese Ereignisse erscheinen in der $|\eta_1 - \eta_2|$-Korrelation von Abbildung 21 b) als besonders weit von der Geraden liegende Einträge.

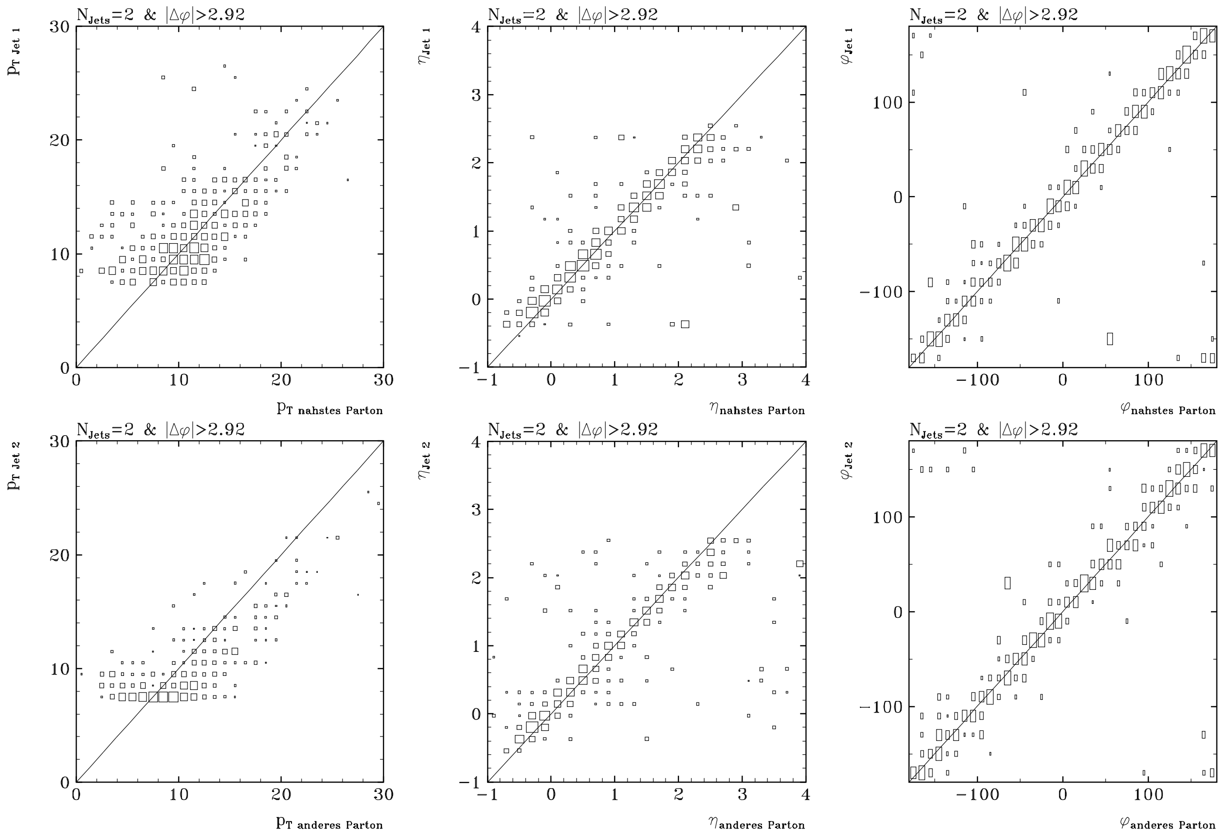


Abbildung 19: *Korrelation von Parton- und Jetvariablen nach räumlicher Zuordnung des p_T-stärksten Jets zum nahesten der beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß. (Das andere Parton wurde dem anderen Jet zugeordnet.)*

Rekonstruktion von $(E - p_z)$ der beiden Jets

Den Einfluß der Jet-Parton-Korrelationen auf die Rekonstruktion des Zählers von x_γ wird bei der Betrachtung von

$$\sum_{Jet_1, Jet_2} (E - p_z) \approx E_T^{Jet1} e^{-\eta_1} + E_T^{Jet2} e^{-\eta_2} \qquad (39)$$

deutlich. Wie Abbildung 22 c) für das Signalbin zeigt, ist das auf Detektorniveau gemessene $\sum(E - p_z)$ relativ zum „wahren" $\sum(E - p_z) = 2 y_{LO} x_\gamma^{LO} E_e$ im Mittel um 19.4% zu klein gemessen bei einer Auflösung von 10.1%. Die Breite der Auflösung ist durch die oben gezeigte schlechte Auflösung in p_T hauptsächlich bedingt. Die Verschiebung existiert bereits zum größten Teil bereits auf der Generatorebene der stabilen Teilchen, nur wird die Breite noch stark von der Detektorauflösung beeinflußt. Die Verschiebung auf der Ebene der stabilen Teilchen ist auf den kombinierten Einfluß der Fragmentation und des verwendeten Jet-Algorithmus zurückzuführen. Wird z.B. bei der Fragmentation ein Teilchen unter größerem Winkel von dem ursprünglichen Parton abgestrahlt oder durch Stringeffekte in eine andere Richtung gezogen, so kann es soweit von der Jetachse entfernt sein, daß es nicht mehr in den Konus mit $R_{Konus} = 0.7$ des Jetalgorithmus paßt. Bereits auf dem Partonniveau existiert nach Abb. 22 a) eine Verschmierung, die entweder durch die Partonschauer von in

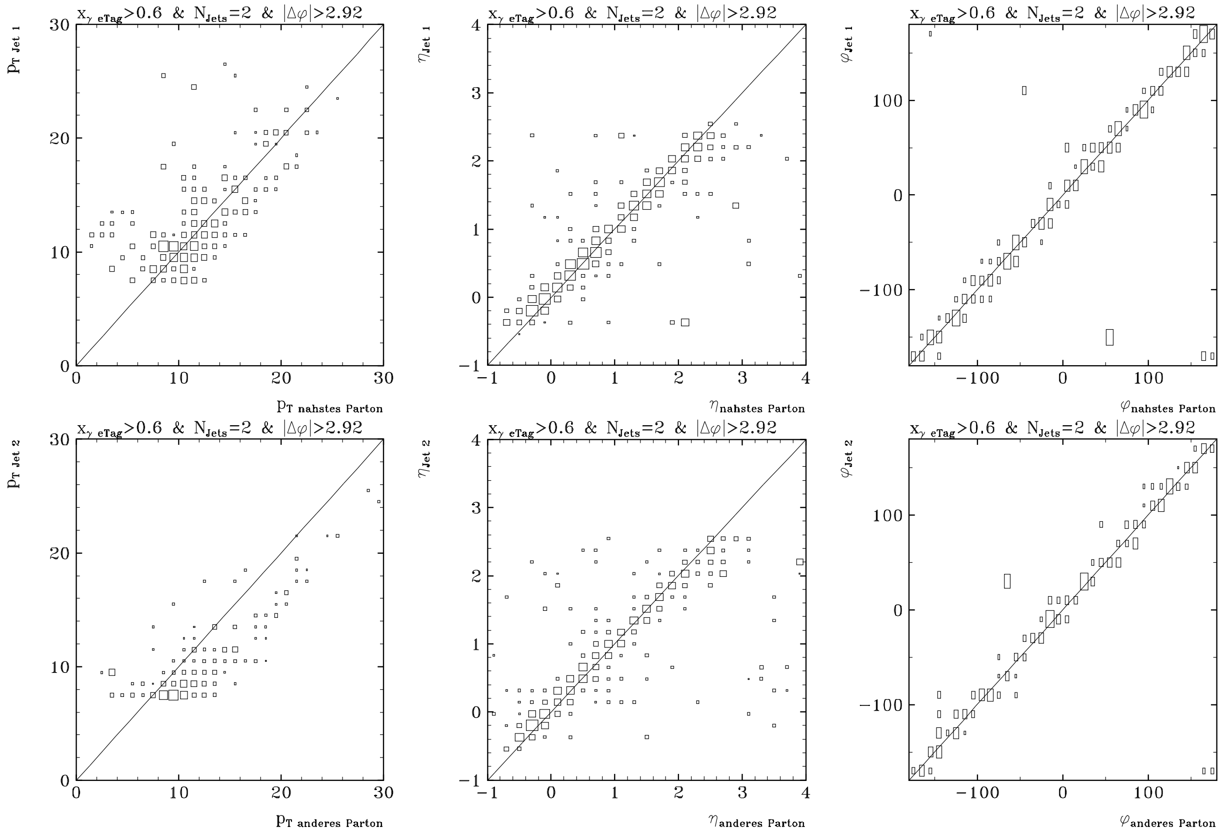


Abbildung 20: *Korrelation von Parton- und Jetvariablen nach räumlicher Zuordnung des p_T-stärksten Jets zum nahesten der beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß für Ereignisse mit $x_\gamma^{eTag} > 0.6$. (Das andere Parton wurde dem anderen Jet zugeordnet.)*

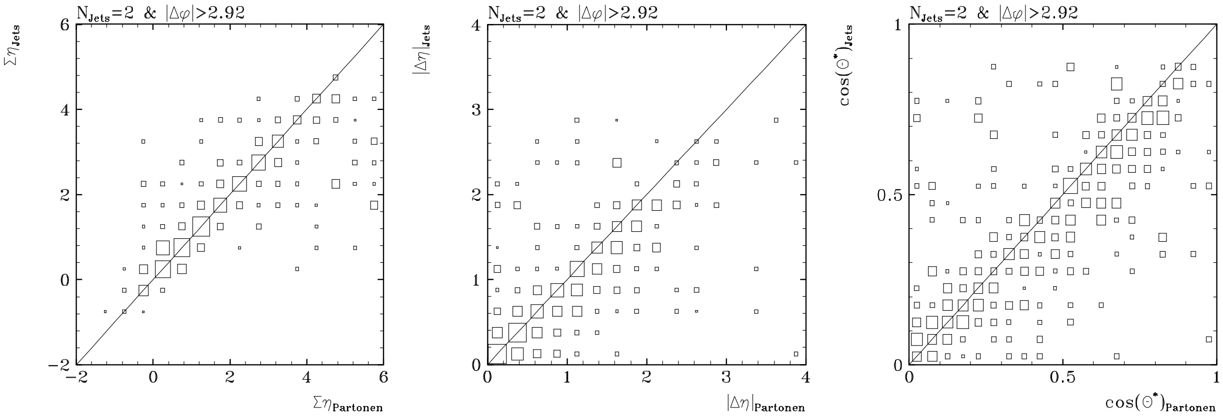


Abbildung 21: *Korrelation von 2-Parton- und 2-Jetgrößen und von* $\cos(\Theta^*)$

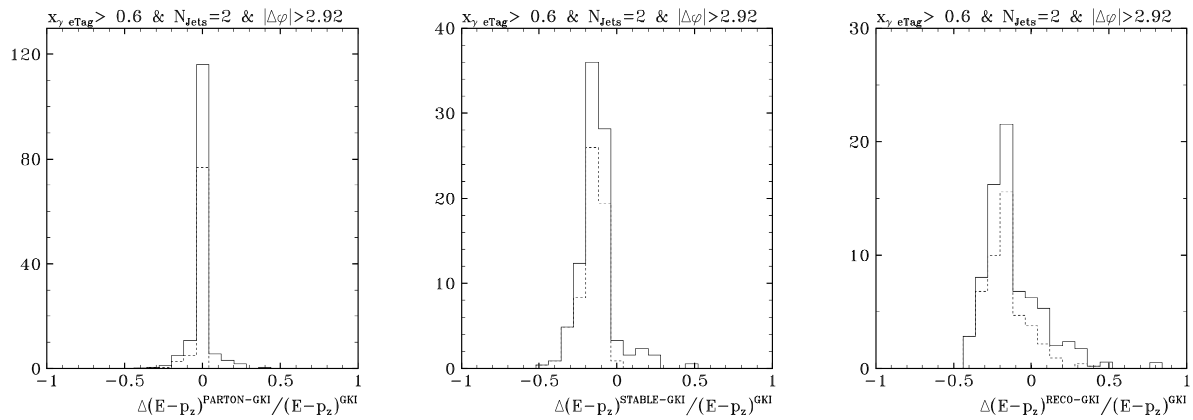


Abbildung 22: *Relative Abweichung des $(E-p_z)_{jets}$ auf Parton-, Generator- und Rekonstruktionsebene*

den harten Streuprozeß einlaufenden Partonen oder durch deren intrinsischen Transversalimpuls entstehen kann. In Abb. 23 ist die $\sum(E-p_z)_{Jets}$-Auflösung auf den drei Niveaus mit logarithmischer Skala überlagert dargestellt.

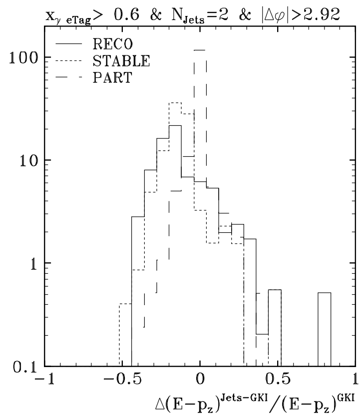


Abbildung 23: *Relative Abweichung des $(E-p_z)_{jets}$ auf Parton- (durchgezogen), Generator- (gepunktet) und Rekonstruktionsebene (gestrichelt)*

In Abbildung 24 ist die relative Abweichung des $\sum(E-p_z)_{Jets}$ gegen den Transversalimpuls der Partonen aus dem harten Streuprozeß $\hat{p}_T$ aufgetragen. Deutlich ist zum einen die oben diskutierte 20%ige Abweichung des Mittelwertes vom generierte-Hadronen-Niveau zu erkennen, zum anderen die starken Streuungen für kleine $\hat{p}_T$, die entgegengesetzt zu einem zu großen rekonstruierten $\sum(E-p_z)_{Jets}$ führen. Der Haupteffekt besteht bereits auf Niveau der generierten Hadronen. Hierfür können Stringeffekte bei der Fragmentation, die die Jetrichtung verändern, oder Jets, die den Partonen falsch zugeordnet wurden, verantwortlich sein. Dies wird anhand von 3-Jet-Ereignissen in Kapitel 8.5 eingehender untersucht.

7.3 Güte der x_γ-Rekonstruktion

Im folgenden soll die Gesamtauflösung der Rekonstruktion von x_γ untersucht werden.

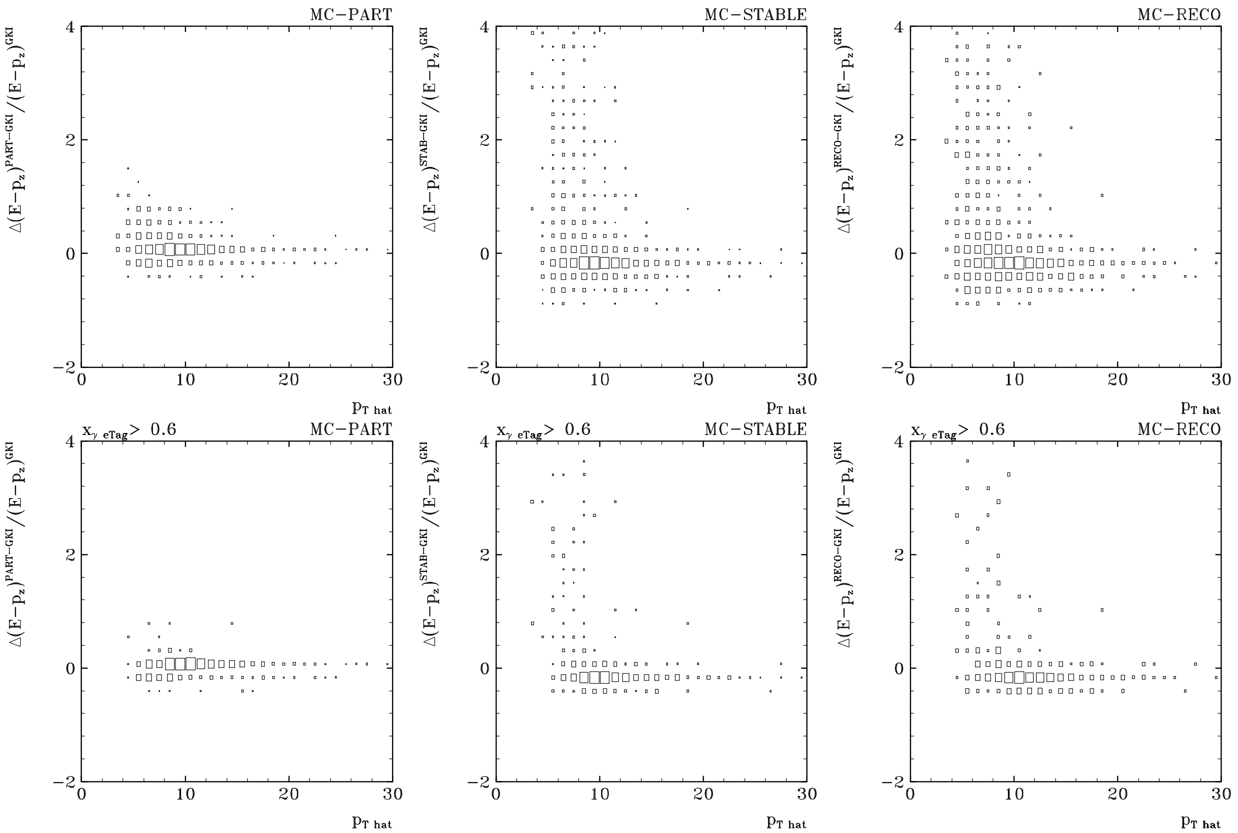


Abbildung 24: *Relative Abweichung des $(E - p_z)_{jets}$ auf Parton-, Generator- und Rekonstruktionsebene gegen $\hat{p}_T$*

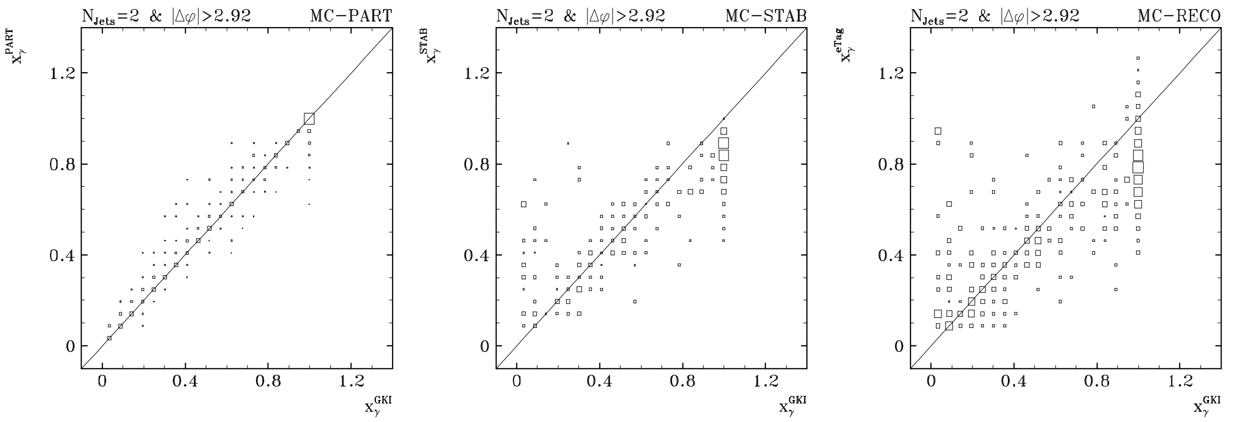


Abbildung 25: *Rekonstruktion von x_γ mit Partonen, Jets aus den generierten Hadronen und auf Detektorebene rekonstruierten Jets (für x_γ^{eTag}).*

Abbildung 25 zeigt die Güte der x_γ-Rekonstruktion auf Parton-, generierten-Hadronen- und rekonstruiertem Niveau für die eTagger-Methode und Abbildung 26 auf rekonstruiertem Niveau für die Kalorimetermethode. Zu erkennen ist in Abb. 25 c) eine leicht bessere x_γ-

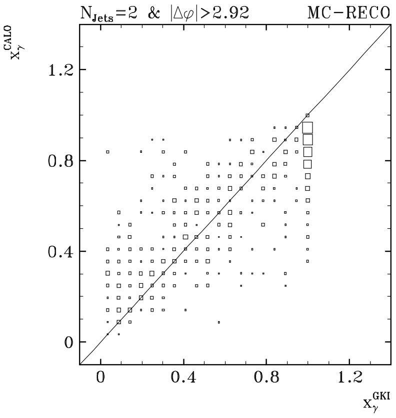


Abbildung 26: *Rekonstruktion von x_γ mit der Kalorimetermethode*

Rekonstruktion mit der eTagger-Methode als mit der Kalorimetermethode vor allem für kleine und mittlere x_γ. Aufgrund der wesentlich genaueren Photonenergiemessung mit dem Elektrondetektor scheint dieses plausibel zu sein. Das rekonstruierte x_γ zeigt insbesondere für große Werte und die direkten Ereignisse mit $x_\gamma^{LO} \equiv 1$ einen zu kleinen Wert im Vergleich zum wahren x_γ. Bemerkenswert ist, daß sich diese Ereignisse bei der Rekonstruktion mit der Kalorimetermethode in Abb. 26 wenig unterhalb der Geraden „stauen" und damit im Vergleich zur eTagger-Methode mehr Ereignisse bei $x_\gamma^{rek} \approx 1$ liegen.

Für $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ ist das rekonstruierte x_γ systematisch um 22.6% verschoben, wobei die Auflösungsbreite 13.6% beträgt (vgl. Abb. 27 a)). Dort zeigt sich die Auswirkung des zu

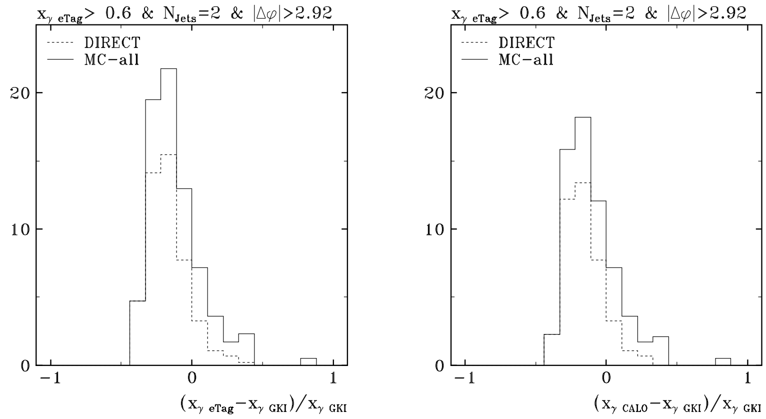


Abbildung 27: *Relative Auflösung der x_γ-Messung nach der eTagger- bzw. Kalorimetermethode – mit x_γ^{LO} im Nenner.*
Verschiebung/Auflösung: a) $\mu = -22.6\%$ $\sigma = 13.6\%$, b) $\mu = -21.0\%$ $\sigma = 15.2\%$

niedrig rekonstrierten $\sum(E - p_z)$. Im Vergleich wird das x_γ nach der Kalorimetermethode für kleine und mittlere Werte zu hoch rekonstruiert, während es für große x_γ im Signalbin im Mittel mit einer Verschiebung um -21% ähnlich klein rekonstruiert wird (vgl. Abb. 27 b)). Die Auflösung ist im Signalbin für die Kalorimetermethode mit 15.2% Breite etwas schlechter.

In Abb. 25 c) ist außerdem die Migration einiger Ereignisse mit $x_\gamma^{GKI} \ll 0.6$ in das Signalbin mit $x_\gamma^{rek} > 0.6$ zu erkennen. Wie ein Vergleich von Abb. 25 a) und b) zeigt, haben die Migrationen ihren Ursprung bereits in der Fragmentation. Die Konfiguration der Jets bei kleinem „wahren" x_γ besteht bevorzugt aus Jets in Vorwärtsrichtung (große η) mit kleinen Transversalimpulsen. Die schlecht rekonstruierten Ereignisse korrespondieren zu den Ereignissen mit großer positiver Abweichung in $\sum(E-p_z)_{Jets}$ bei kleinem $\hat{p}_T$ (vgl. Abb. 24) und großen Rapiditäten beider Partonen (Abb. 21 a)).

In Abb. 25 c) und Abb. 26 sind auch aus dem Signalbin herausmigrierende Ereignisse (mit $x_\gamma^{rek} < 0.6$) zu erkennen. Typischerweise wird deren $\sum(E-p_z)_{Jets}$ zu klein gemessen.

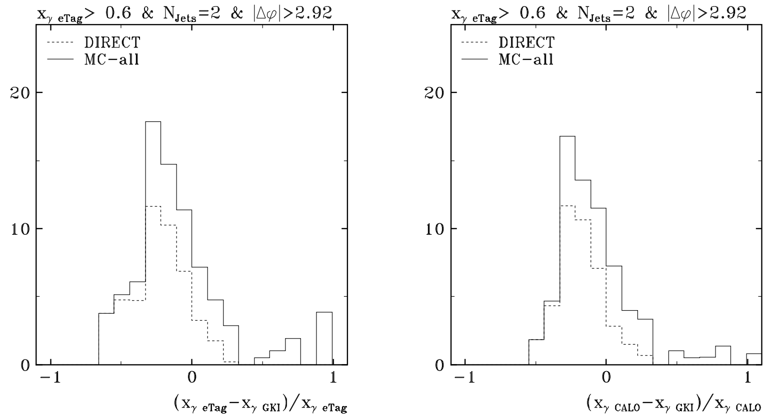


Abbildung 28: *Relative Auflösung der x_γ-Messung nach der eTagger- bzw. Kalorimetermethode – mit $x_\gamma^{rekonstruiert}$ im Nenner.*
Verschiebung/Auflösung: a) $\mu = -15.4\%$ $\sigma = 23.1\%$, b) $\mu = -16.4\%$ $\sigma = 18.8\%$

Wie Abbildung 28 zeigt, lassen sich diese Ereignisse durch die Berechnung der relativen x_γ-Abweichung in Bezug auf das rekonstruierte Niveau nach

$$\frac{\Delta x_\gamma}{x_\gamma} = \frac{x_\gamma^{rek} - x_\gamma^{LO}}{x_\gamma^{rek}} = 1 - \frac{x_\gamma^{LO}}{x_\gamma^{rek}} \tag{40}$$

nahe bei $\frac{\Delta x_\gamma}{x_\gamma} \equiv 1$ anreichern. Im Signalbin lassen sich 5 solche aufgelöste Ereignisse mit einem Gewicht von 8 Ereignissen unabhängig von der x_γ-Rekonstruktionsmethode abtrennen. Diese Monte-Carlo-Ereignisse wurden einzeln untersucht und zwei von ihnen werden in Kapitel 9.3 als typische Jet-Parton-Zuordnungsverwechslungen gezeigt. Diese Ereignisse verändern den aufgelösten Anteil im Signalbin.

8 Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo-Modell

Die Messung der Komposition der Daten aus den Anteilen direkter und aufgelöster Photonen in den Verteilungen von x_γ und $\cos\Theta^*$ ist das Ziel dieser Analyse. Nur im Monte-Carlo-Modell ist die Zusammensetzung des Gesamtwirkungsquerschnitts aus den Anteilen der direkten und aufgelösten Photonenprozesse bekannt. Daher muß das Monte-Carlo-Modell die Daten in den Jetgrößen und im Energiefluß beschreiben. Die wesentlichen Meßgrößen zur Berechnung von x_γ und $\cos\Theta^*$ sind die Transversalenergien der Jets und deren Pseudorapiditäten sowie die Energie des Photons.

Für alle folgenden Verteilungen wurden die Monte-Carlo-Komponenten auf die Luminosität der Daten normiert.

8.1 Beschreibung des Rückwärtsenergieflusses

Der Photonenfluß y_{eTag} in den Daten wird vom Monto Carlo für das Signalbin gut und für das Kontrollbin zumindest in der Form beschrieben (Abb. 29). (Zum Ratenunterschied siehe Diskussion in Kapitel 9.4.)

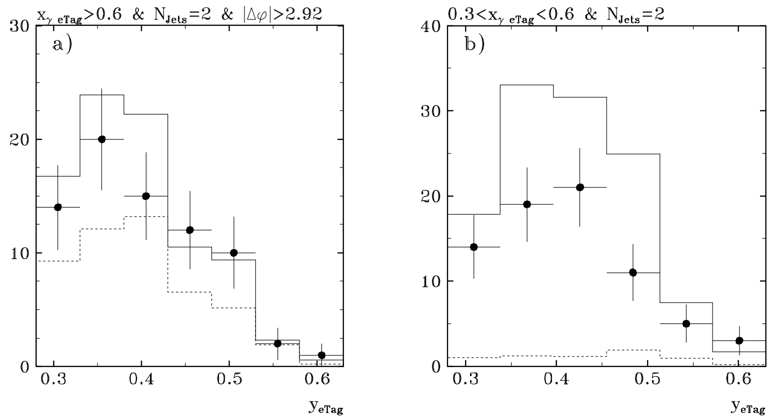


Abbildung 29: *Skalierte Energie des Photons gemessen mit der eTagger-Methode. Das gepunktete Histogramm gibt – wie in allen folgenden Verteilungen – den Anteil der Ereignisse mit direkten Photon an den Monte-Carlo-Ereignissen an.*

Die in den Monte Carlo Studien beobachtete systematische Abweichung der Messung der Photonenergie mit dem Kalorimeter tritt in den Daten auch auf, wie aus Abbildung 30 hervorgeht. Die Abbildung zeigt die Korrelation der mit der Kalorimetermethode unsichtbaren Energie

$$y_{eTag} - y_{JB} = \frac{E_\gamma^{unbeobachtet}}{E_e} \tag{41}$$

gegen y_{eTag} (Abb. a) und b)) und gegen y_{JB} (Abb. d)und e)) jeweils für Daten und Monte Carlo Ereignisse. Ein Vergleich der systematischen Korrelation ist nur im Mittel über die Ereignisse möglich, wozu die mittlere unsichtbare Energie

$$< y_{eTag} - y_{JB} >= \frac{< E_\gamma^{unbeobachtet} >}{E_e} \tag{42}$$

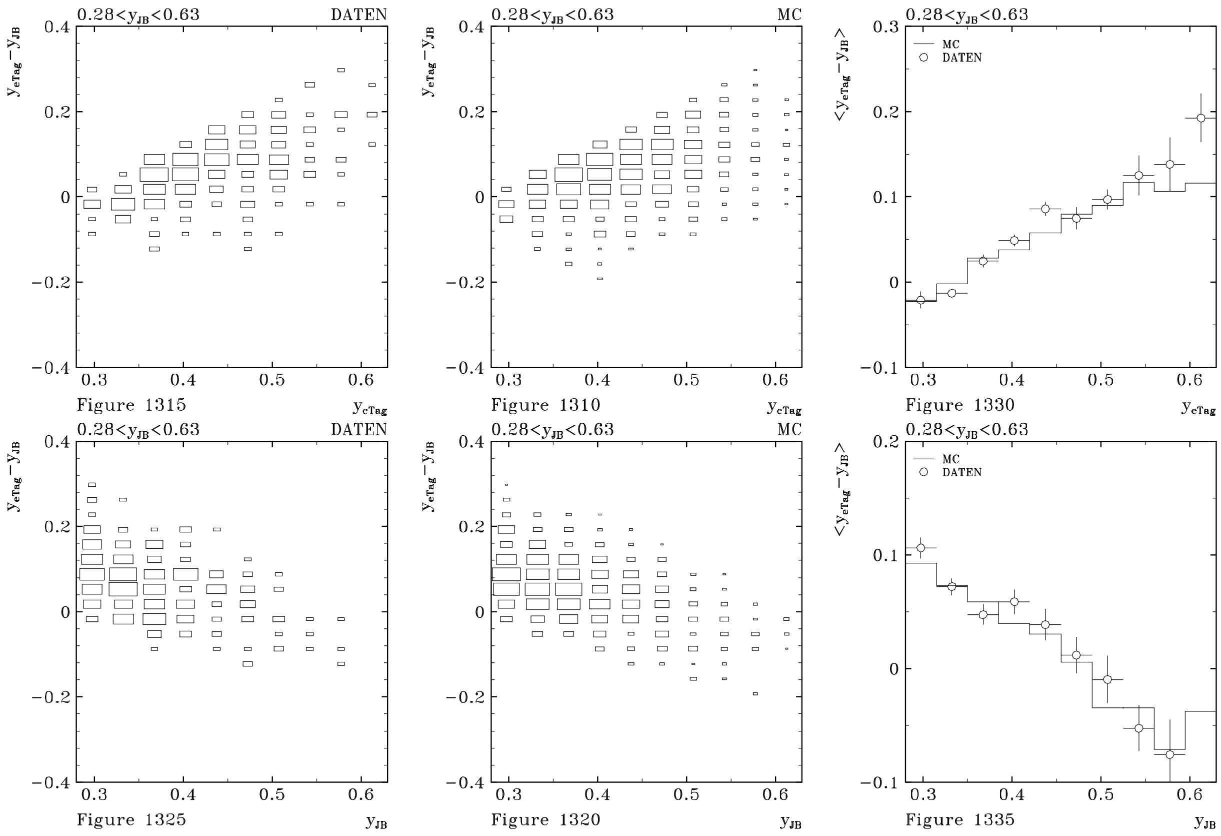


Abbildung 30: *Vergleich der zwei Methoden der Photonenergiemessung: $y_{eTag} - y_{JB}$ gegen y_{eTag} bzw. y_{JB} für Daten, Monte Carlo und Vergleich der Mittelungen.*

gebildet wurde (Abb. c) und f)). In Abbildung 30 c) ist ein Ansteigen der unsichtbaren Energie mit der Photonenergie zu erkennen.

Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Energie des Photonrestes nur unvollständig im Rückwärtskalorimeter gemessen wird oder im Strahlrohr verschwindet. Denn für höhere Photonenergien ist die verfügbare Energie für einen eventuellen Photonrest und somit auch die möglicherweise unbeobachtete Energie größer als für niedrige Photonenergien. Auch die größere Streuung der unsichtbaren Energie bei kleinem y_{JB} in d) und e) läßt sich mit der Nichtmessung von Photonrestenergie erklären.

Hat das Photon ein kleines „wahres“ y, so kann nur wenig Energie bei der Messung mit der Kalorimetermethode verloren gehen. Daher ist die Streuung bei kleinem y_{eTag} in a) und b) gering und die Differenz $y_{eTag} - y_{JB}$ in c) klein.

Auch bei großen y_{JB} kann die unbeobachtete Energie nicht groß sein. Daß dort im Mittel mehr Photonenergie im Kalorimeter als mit dem Elektrondetektor gemessen wird, kann entweder an zusätzlicher Energie im Detektor oder am Korrekturverfahren für hadronische Energie im Rückwärtskalorimeter liegen. Da das Rückwärtskalorimeter nur ca. 1 hadronische Wechselwirkungslänge dick ist, wird die gemessene Energie unter der Annahme, daß es sich um von Hadronen deponierte Energie handelt, mit einem Faktor 1.6 korrigiert.

Verschwände der Photonrest in der Simulation öfter im hinteren Strahlrohr als in den Daten, so würde weniger Energie im Kalorimeter beobachtet. Dann würde aber auch die mittlere unbeobachtet Energie in Abb. 30 c) und f) nicht so gut zwischen Monte Carlo und Daten übereinstimmen. Die Diskrepanz in dem oberen Bin von c) ist möglicherweise ein Effekt der geringen Statistik in den oberen y_{eTag}-Bins der Daten.

8.2 Kontrollverteilungen

Abbildung 31 zeigt die Spektren der Jetgrößen für die beiden Jets mit höchstem p_T überlagert

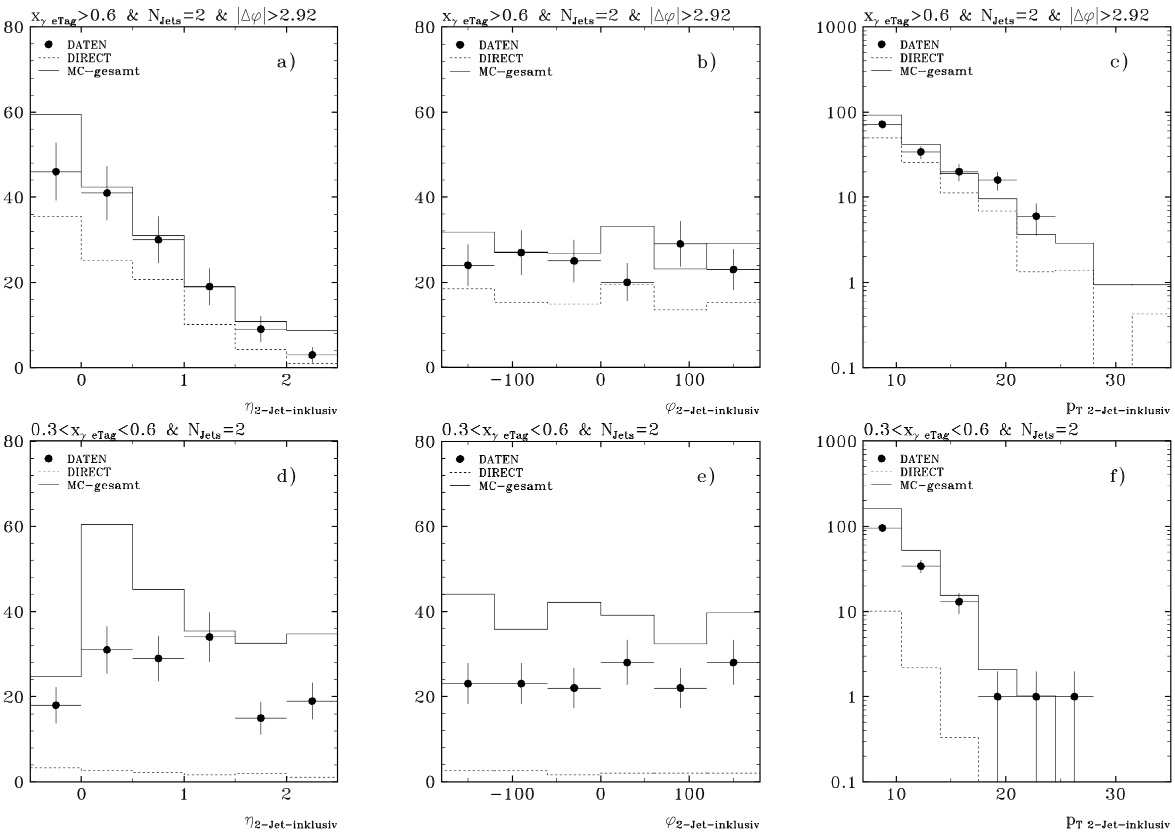


Abbildung 31: *2-Jet-inklusive Kontrollverteilungen zur Lage der Jets im Detektor (η, φ) und der Transversalenergie der Jets (p_T).*

einmal für das Signal- und einmal für das Kontrollbin. Gezeigt ist außer dem Vergleich der Daten mit dem gesamten Monte Carlo (durchgezogene Linie) der Anteil der direkten Photonkomponente im Monte Carlo (gepunktete Linie). Diese sogenannten inklusiven 2-Jet-Spektren werden für das Signalbin mit $x_\gamma > 0.6$ gut beschrieben, das p_T-Spektrum der Daten ist im Vergleich zu den simulierten Ereignissen etwas zu hohen p_T-Werten verschoben. Im Kontrollbin fällt eine Diskrepanz in dem η-Spektrum auf (Abb. 31 d)): Die Monte Carlo Verteilung weist eine Spitze bei $\eta \approx 0.5$ auf, während die Daten im wesentlichen flacher verteilt sind.

Die Topologie der 2-Jet-Ereignisse für $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ besteht aus Jets im zentralen Bereich (Abb. 31 a)), während die Ereignisse mit $0.3 < x_\gamma^{eTag} < 0.6$ (Abb. 31 d)), wie aufgrund der x_γ-Formel (33) erwartet wird, mehr Jets in Vorwärtsrichtung besitzen. Die Jets der Ereignisse des mittleren x_γ-Bereichs haben weniger Transversalimpuls, sie sind „weicher“ als die des oberen x_γ-Bereichs. Im Azimutalwinkel φ sind die Jets isotrop verteilt und weisen keine unerwarteten Strukturen auf.

Die Jet-Jet-Größen $\Delta\eta$, $\sum\eta$, $\Delta\varphi$, $|\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2}|$ und $|p_{T1} + p_{T2}|$ werden in den Abbildungen 32 und 33 gezeigt.

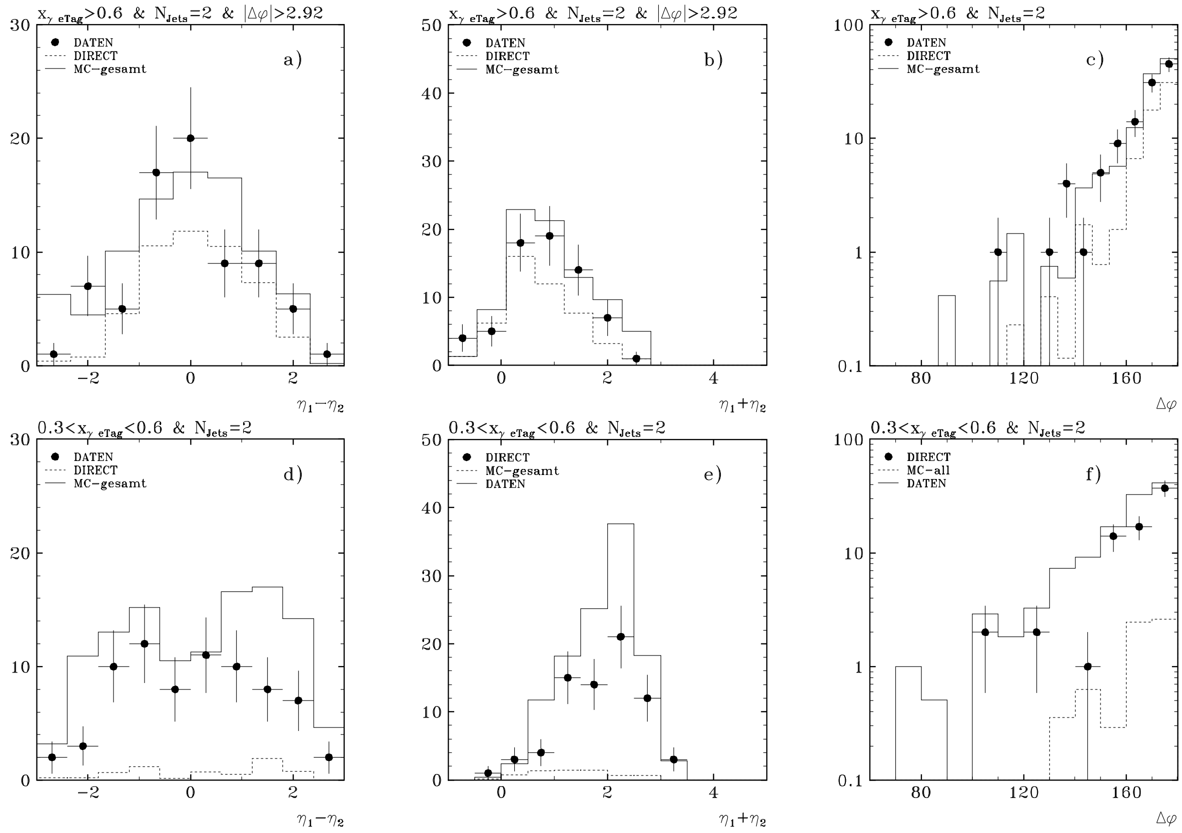


Abbildung 32: *Jet-Jet-Korrelationen: Die Differenz $\eta_1 - \eta_2$, die Summe $\eta_1 + \eta_2$ der Pseudorapiditäten der Jets und die Differenz der Azimuthalwinkel $\Delta\varphi$ geben die Lage der Jets zueinander an.*

Im Signalbin zeigen die Verteilungen eine gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo und Daten. Die Jets liegen häufig bei sehr ähnlichen Pseudorapiditäten (Abb. 32 a)), deren Summe $\eta_1 + \eta_2$ (Abb. 32 b)) bei ca. 0.5 . . . 1.0 ihr Maximum hat, d.h. die Jets befinden sich oft im zentralen Detektorbereich. In den meisten Ereignissen zeigen die Jets in einander entgegengesetzte Richtungen (Abb. 32 c)). Die vektorielle Transversalimpulssumme $|\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2}|$ in Abb. 33 a) zeigt, daß der Transversalimpuls des harten Streusystems für die Ereignisse im Signalbin insgesamt im Mittel bei ca. 4 GeV liegt, für die Prozesse mit direkten Photonen jedoch kleiner ist. Auch die skalare Differenz der Jettransversalimpulse in Abb. 33 b) weist eine gute Beschreibung der Daten durch das Monte Carlo auf.

Beim Betrachten der Verteilungen für das Kontrollbin fällt zuerst eine höhere Ereignisrate des Monte Carlo im Vergleich zu den Daten auf. Allerdings wird in den meisten Verteilungen (Abb. 32 e) und f) und Abb. 33 c) und d)) die Form der Daten durch das Monte Carlo beschrieben. Nur im $\eta_1 - \eta_2$-Spektrum (Abb. 32 d)) ist eine Abweichung der Monte-Carlo-Verteilung von den Daten deutlich zu erkennen. Ereignisse mit $|\eta_1 - \eta_2| \approx 1.5$ sind im

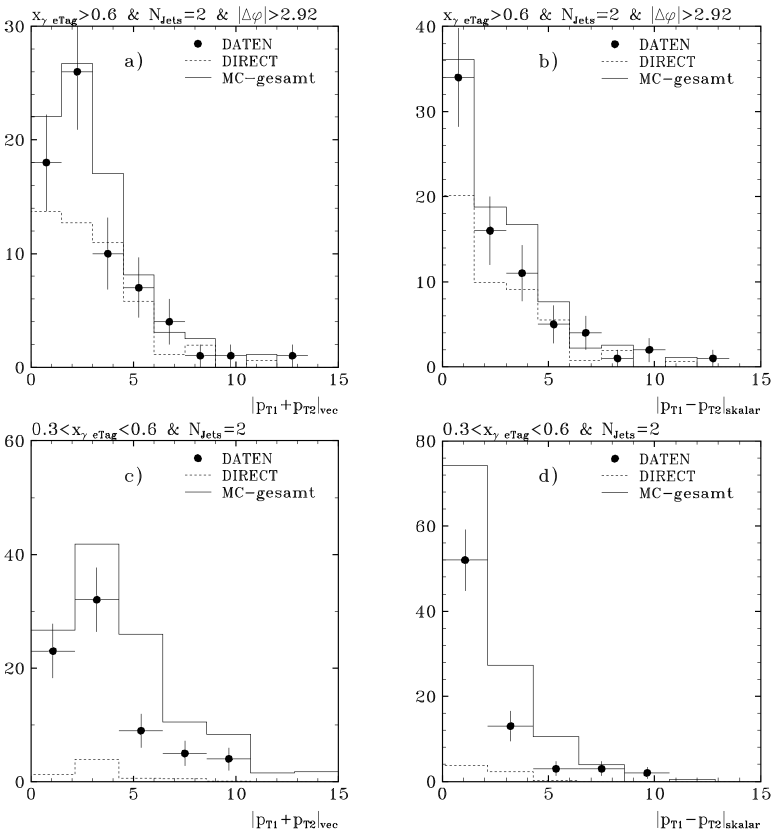


Abbildung 33: *Jet-Jet-Korrelationen: Der Schwerpunktstransversalimpuls des harten Streusystems $|\vec{p}_{T1}+\vec{p}_{T2}|$ relativ zum Detetorsystem (Bild a) und c)) und die skalare Impulsdifferenz der beiden Jets $|p_{T1} - p_{T2}|$ (Bild b) und d)).*

Monte Carlo wesentlich häufiger als in den Daten. Da die $\eta_1 + \eta_2$-Verteilung (Abb. 32 e)) im Kontrollbin das Maximum bei 2 bis 2.5 hat, haben diese Ereignisse folgende Konfiguration: Ein Jet liegt im zentralen Detektorbereich bei $\eta \approx 0.5$ und der zweite Jet in Vorwärtsrichtung bei $\eta \approx 2$. Dieser Unterschied wird in Kapitel 9.3 weiter untersucht.

Der Vergleich der gezeigten Jet-Jet-Verteilungen für das Signalbin (obere Reihe in Abb. 32 und Abb. 33 macht einige Charakteristika der Ereignisse bei großem und mittlerem x_γ deutlich: Die Jets sind bei Ereignissen mit mittlerem x_γ flacher in $\eta_1 - \eta_2$ (Abb. 32 a) und c)) verteilt und liegen wesentlich öfter im Vorwärtsbereich des Detektors (Abb. 32 b) und d)). Für Ereignisse mit hohem x_γ sind die Jets stärker einander entgegengesetzt ausgerichtet (Abb. 32 c) und f)). Zusammen mit der schmaleren $|\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2}|$-Verteilung, die auf einen im Mittel geringeren Transversalimpuls des harten Subprozesses hinweist, verstärkt diese Beobachtung die Hypothese, daß der Photonrest einen großen Anteil des Transversalimpulses des harten Streuprosses verursacht. Hat der Photonrest wenig Energie, oder existiert er wie für direkte Prozesse nicht, so kann der Transversalimpuls des harten Systems nur noch vom einlaufenden Teilchen auf Protonseite oder aus den Partonschauern kommen. Offensichtlich ist aber der Einfluß des Photonrests bemerkbar.

Während die Spektren im Signalbin eine gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo und Daten zeigen, fällt die Abweichung der Monte-Carlo-Verteilung von den Daten im $(\eta_1 - \eta_2)$-Spektrum auf. Ereignisse mit $|\eta_1 - \eta_2| \approx 1.5$ sind im Monte Carlo wesentlich häufiger als in den Daten. Sie haben, wie Abb. 33 e) in Verbindung mit Abb. 32 d) zeigt, einen Jet im zentralen Detektorbereich bei $\eta \approx 0.5$ und den zweiten Jet in Vorwärtsrichtung bei $\eta \approx 2$. Dieser Unterschied wird in Kapitel 9.3 weiter untersucht. Die Spektren des Betrag der Vektorsumme $|\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2}|$ und der skalaren p_T-Differenz für die beiden rekonstruierten Jets stimmen im Signal- wie im Kontrollbin (bis auf die Rate) gut überein. Für die Ereignisse mit hohem x_γ bestätigen die Abb. 33 a) und b) die oben erwähnte Topologie. Die beiden Jets sind in η häufiger nahe beieinander und in φ stärker entgegengesetzt ausgerichtet als die Jets der Ereignisse im Kontrollbin. Außerdem zeigt Bild c), daß Ereignisse mit direkten Photonen (gepunktete Linie) enger kollimiert sind, solche mit aufgelösten. Dies paßt zu der Beobachtung in Abb. 33 a), daß direkte Photonenprozesse einen kleineren Gesamttransversalimpuls des Jet-Jet-Systems besitzen. Das korrespondiert zu dem Bild auf Partonniveau, in dem das Schwerpunktsystem der Partonen aus dem harten Streuprozeß für Ereignisse mit aufgelösten Photonen aufgrund des Photonrestes einen größeren Transversalimpuls relativ zum Laborsystem erhalten kann als direkte Photonenereignisse. Erhärtet wird dies durch die Beobachtung eines höheren mittleren Jet-Jet-Transversalimpulses $|\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2}|$ für die Ereignisse im Kontrollbin. Bei ihnen steht mehr Energie für den Photonrest zur Verfügung.

In der Verteilung für $\sum_{Jets}(E-p_z)$ in Abbildung 34 stimmen Daten und Monte Carlo überein.

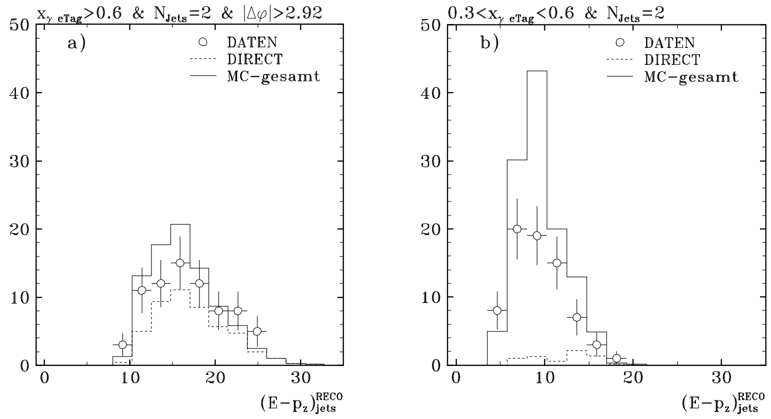


Abbildung 34: $(E - p_z)_{jets}$ *auf Rekonstruktionsebene für das Signal- (a) und das Kontrollbin (b).*

Im Kontrollbin stimmt die Form überein, nicht jedoch die Rate (vgl. Kap. 9.4).

Wie Abbildung 35 zeigt, liegt der Partonimpuls auf Protonseite bei $4 \cdot 10^{-3} \le x_p \le 1.6 \cdot 10^{-1}$. Im Signalbin liegt der Schwerpunkt bei $1.6 \cdot 10^{-2}$ niedriger als im Kontrollbin bei $8 \cdot 10^{-2}$. Unter Beachtung der Formel für das Quadrat der Schwerpunktsenergie des harten Streuprozesses

$$\hat{s} = s_{ep} \cdot y \cdot x_\gamma \cdot x_p \tag{43}$$

läßt sich diese Beobachtung wie folgt verstehen: Die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems $\sqrt{s_{ep}}$ ist konstant 296 GeV und das Photonenergiespektrum y variiert nur wenig zwischen $0.28 < y < 0.63$. Durch das bevorzugte Auftreten der Jet-Transversalimpulse wenig oberhalb der Schnittes bei 7 GeV wird die mittlere Schwerpunktsenergie des harten Streusystems nahe an der Schwelle $\sqrt{\hat{s}} > 14$ GeV liegen. Damit muß der mittlere Impulsanteil des Partons aus dem Proton x_p für einen kleineren Impulsanteil auf der Photonseite x_γ höher sein als für großes x_γ.

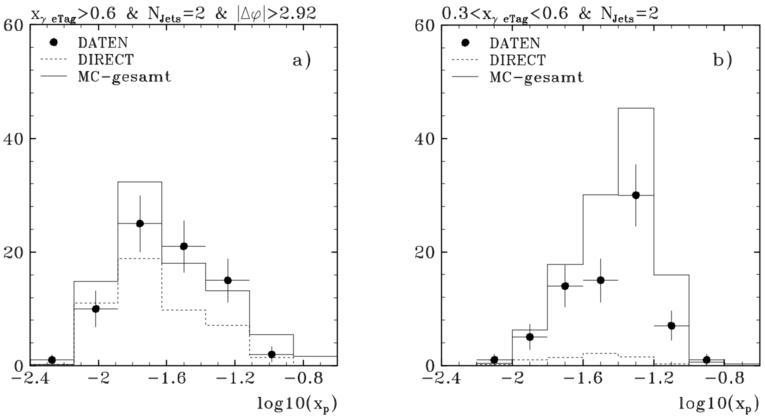


Abbildung 35: *Impulsanteil des Partons aus dem Proton x_p. Das gepunktete Histogramm gibt den Anteil der direkten Photonereignisse im Monte Carlo an.*

8.3 Unterschied zwischen x_γ^{eTag} und x_γ^{CALO}

Die in Abschnitt 1 diskutierte unsichtbare Energie führt zu einer im Mittel zu niedrigen Rekonstruktion der Photonenergie mittels der Kalorimetermethode. Dieser Effekt wirkt sich systematisch auf die Korrelation zwischen x_γ^{Calo} und x_γ^{eTag} aus, wie in Abbildung 36 a) zu erkennen ist. Mit der Kalorimetermethode wird x_γ^{Calo} im Vergleich zur Rekonstruktion nach

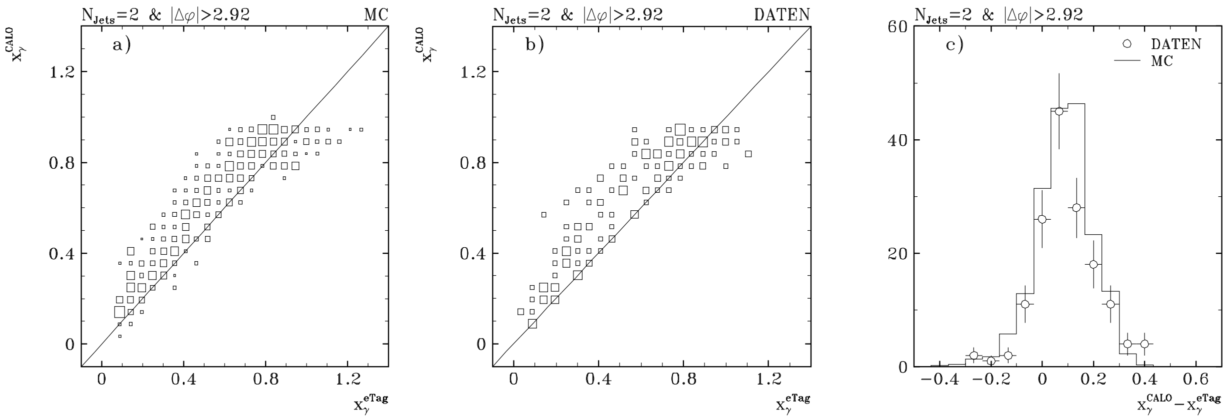


Abbildung 36: *Vergleich von x_γ^{eTag} mit x_γ^{CALO} für die Monte Carlo Ereignisse (a) und die Daten (b). Bild c) zeigt die Übereinstimmung der Auflösung.*

der eTagger-Methode zu groß rekonstruiert, da das y_{JB} im Nenner kleiner ist. Diese Abweichung wird genauso in den Daten beobachtet (Abb. 36 b)) und stimmt für Daten und Monte Carlo gut überein (Abb. 36 c)).

Andererseits gilt bei der Rekonstruktion des x_γ mit der Kalorimetermethode $x_\gamma^{CALO} \leq 1$, so daß die systematische Verschiebung zu einem Aufstauen von Ereignissen bei hohen x_γ-Werten führt. Dadurch können Ereignisse mit aufgelöstem Photon unter der Spitze der direkten Photonereignisse in der x_γ-Verteilung angereichert werden.

Eine Korrektur der nach der Kalorimetermethode gemessenen Photonenergie und damit des x_γ^{Calo} wurde von H.Rick in [35] vorgeschlagen und durchgeführt. Der Vorteil liegt in der

Erweiterung des Datensatzes um Ereignisse mit quasireellen Photonen, bei denen kein Elektron im eTagger nachgewiesen wurde, und somit höherer Statistik. Der Nachteil beruht auf der systematischen Unsicherheit der Korrektur auf die „unsichtbare" Energie, die nicht für jedes Ereignis, sondern nur im Mittel über alle verwendeten Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron bestimmt werden kann.

8.4 Vorwärtsenergiefluß und Jet-Profile

Vorwärtsenergiefluß

Zum Vergleich des Energieflusses in Vorwärtsrichtung wurde die transversale Energie pro Flächeneinheit in der η-φ-Ebene im festen Rapiditätsintervall $2 < \eta < 3$ wie folgt definiert:

$$\frac{E_T^V}{A} = \frac{\sum\limits_{\substack{i \text{ für } +2 < \eta_i < +3 \\ \text{außerhalb der Jets}}} E_{Ti}}{A_{\text{außerhalb der Jets}}} \tag{44}$$

Der Index i läuft über alle Zellen des Flüssigargonkalorimeters und die zur Normierung verwendete Fläche umfaßt nur den Flächenanteil außerhalb möglicherweise in diesem η-Bereich liegender Jetkoni. Gibt es in Photon-Proton-Ereignissen einen homogenen unterliegenden Energiefluß, so führt dies zu einem konstanten E_T^V/A.

Abbildungen 37 a) und b) zeigen die Korrelation von E_T^V/A mit x_γ^{eTag} für die Daten und die Monte-Carlo-Ereignisse. Bei kleinem x_γ^{eTag} ist ein deutlicher Unterschied festzustellen. Die Daten zeigen im Mittel einen höheren unterliegenden Vorwärtsenergiefluß. Dieser Unterschied zeigt sich in Abbildung 37 c), in der der pro x_γ^{eTag}-Bin gemittelte transversale Vorwärtsenergiefluß in Abhängigkeit von x_γ^{eTag} dargestellt ist, besonders deutlich im Bereich $x_\gamma^{eTag} < 0.3$. Für große x_γ^{eTag} ist eine gute Beschreibung des Vorwärtsenergieflusses zu erkennen. Werden zusätzlich die im Signalbin verwendeten Schnitte $N_{Jets} \equiv 2$ und $|\Delta\varphi| > 167°$ angewendet, so verschwindet der Überschuß bei kleinem x_γ^{eTag} fast ganz (Abb. 37 c)). Das unterste Bin in x_γ ist aufgrund nur eines eingehenden Monte-Carlo-Ereignisses für den Vergleich nicht aussagekräftig.

Im Vergleich zum von H.Rick in [35, S.56] diskutierten Vorwärtsenergieflußunterschied zwischen Daten und einem Monte-Carlo-Satz, bei dessen Generierung keine Vielfachwechselwirkungen erlaubt waren, zeigt Abbildung 37 eine deutliche Verbesserung. Die zusätzlichen Streuungen von Partonen aus dem Photonrest im in dieser Arbeit verwendeten Modell und dem Protonrest sorgen für einen stärkeren Energiefluß in Vorwärtsrichtung. Allerdings verbleibt eine Diskrepanz bei kleinem x_γ. Bemerkenswert ist, daß der Schnitt in N_{Jets} und $\Delta\varphi$ Ereignisse mit aufgelösten Photonen unterdrückt, bei denen zusätzliche Energie in Vorwärtsrichtung in den Daten zu sehen ist.

Jetprofile

Dieselbe Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen wie im globalen Energiefluß wird in den sogenannten Jetprofilen in den Abbildungen 38, 39 und 40 beobachtet, die dankenswerterweise von Ch. Schwanenberger zur Verfügung gestellt wurden. Zur Erzeugung wurde dieselbe Monte-Carlo-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen zwischen Proton und Photon genutzt. Die Vielfachwechselwirkungsoption reduziert die Pedestaldifferenzen

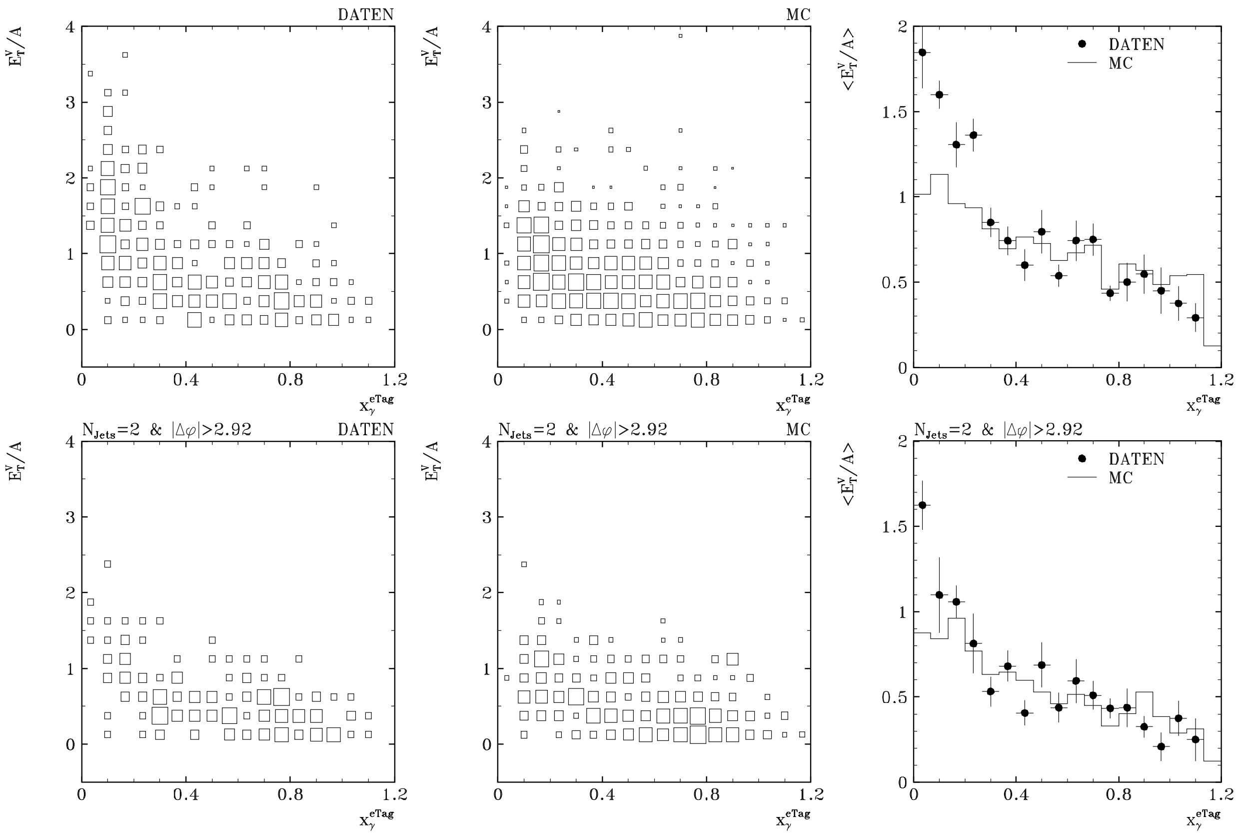


Abbildung 37: *Transversaler Energiefluß im Vorwärtsbereich $2 < \eta < 3$ außerhalb der Jets in Abhängigkeit von x_γ^{eTag} normiert auf die Fläche. Die obere Reihe zeigt den Energiefluß für den Datensatz und die Monte-Carlo-Ereignisse mit 2 Jets à 7 GeV ohne weitere Schnitte, die untere Reihe den mit den zusätzlichen Schnitten $N_{Jets} \equiv 1$ und $|\Delta\varphi| > 167°$. Die dritte Spalte zeigt die Mittelwerte des Energieflusses im Vergleich zwischen Daten (Punkte) und Monte Carlo (durchgezogene Linie).*

zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen wesentlich, wie von H.Hufnagel in [19] gezeigt wird, aber nicht vollständig. Mit „Pedestal“ wird der den Jets aus den harten Streuereignissen unterliegende flache Energieteppich bezeichnet.

Für Jetprofile in φ-Richtung (Abb. 38) wird die Transversalenergie in einem Streifen mit $\eta_{Jet} - R_{cone} < \eta_i < \eta_{Jet} + R_{cone}$ in der η-φ-Ebene betrachtet. Im Histogramm wird dann die transversale Energie über alle selektierten Ereignisse gemittelt in φ-Bins eingetragen. Dabei gibt $\Delta\varphi$ den Abstand in φ zur Jetachse des einzelnen Ereignisses an, d.h. alle Jetachsen liegen bei $\Delta\varphi \equiv 0$. Der zweite Jet eines Ereignisses wird auf die linke Seite des betrachteten Jets gezwungen, so daß auf der rechten Seite der Energiefluß außerhalb des Pedestals weniger durch den zweiten Jet gestört wird. Für die vorliegenden Jetprofilabbildungen wurden Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse mit zwei Jets mit 5 GeV $< p_T^{Jet} <$ 10 GeV und einem Konusradius von 0.7 gewählt, um ausreichende Statistik zu erreichen.

Studiert werden die Breiten der Jets und der flache unterliegende Energieteppich (engl.: „*Pedestal*“) im Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen in [36]. Wie in Abbildung 38 zu sehen ist, ergibt sich für das Pedestal rechts der Jetachsen im zentralen Detektorbereich ($0 < \eta_{Jet} < 1$, linke Spalte) in keinem der drei x_γ^{eTag}-Intervalle ein Unterschied zwischen Da-

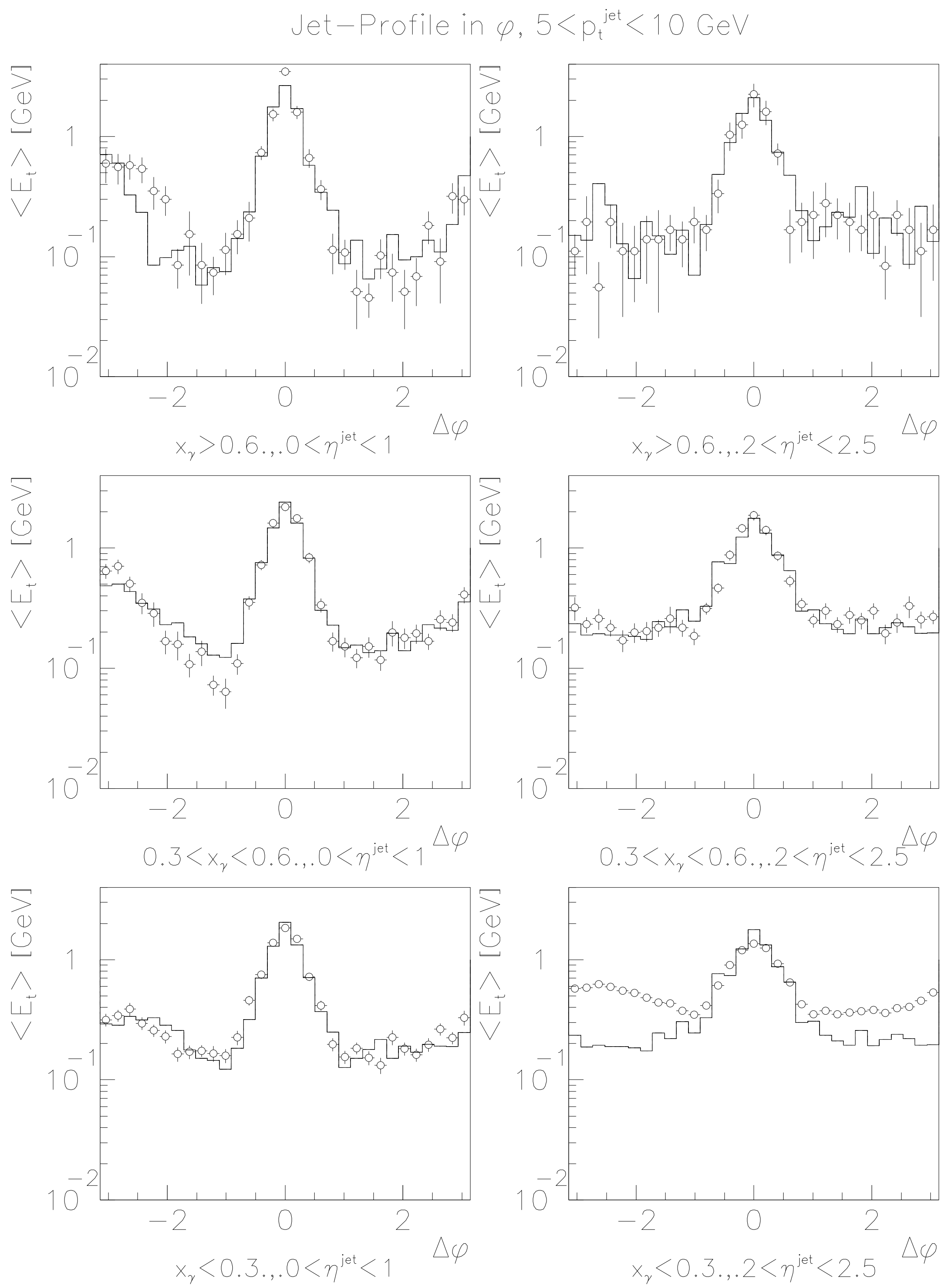


Abbildung 38: *Jetprofile der Jets mit 5 GeV* $< p_T^{Jet} <$ *10 GeV in azimutaler Richtung für die Daten (offene Kreise) und die Monte-Carlo-Ereignisse (durchgezogenes Histogramm). In der rechten Spalte liegt der betrachtete Jet mit* $0 < \eta_{Jet} < 1$ *im zentralen Bereich des Detektors, links mit* $2 < \eta_{Jet} < 2.5$ *im Vorwärtsbereich. Die Zeilen zeigen die Profile in drei verschiedenen Bereiche von* x_γ^{eTag}. *Gemessen wird der transversale Energiefluß pro* φ*-Bin. Der zweite Jet wird auf die linke Seite des betrachteten Jets gezwungen, so daß das Pedestal auf der rechten Seite des Jets von* $0.7 < \Delta\varphi < 2.4$ *ungestört ist. Beobachtet wird ein signifikanter Pedestalunterschied zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Ereignissen nur für* $x_\gamma^{eTag} < 0.3$ *im Vorwärtsbereich (unten rechts).*

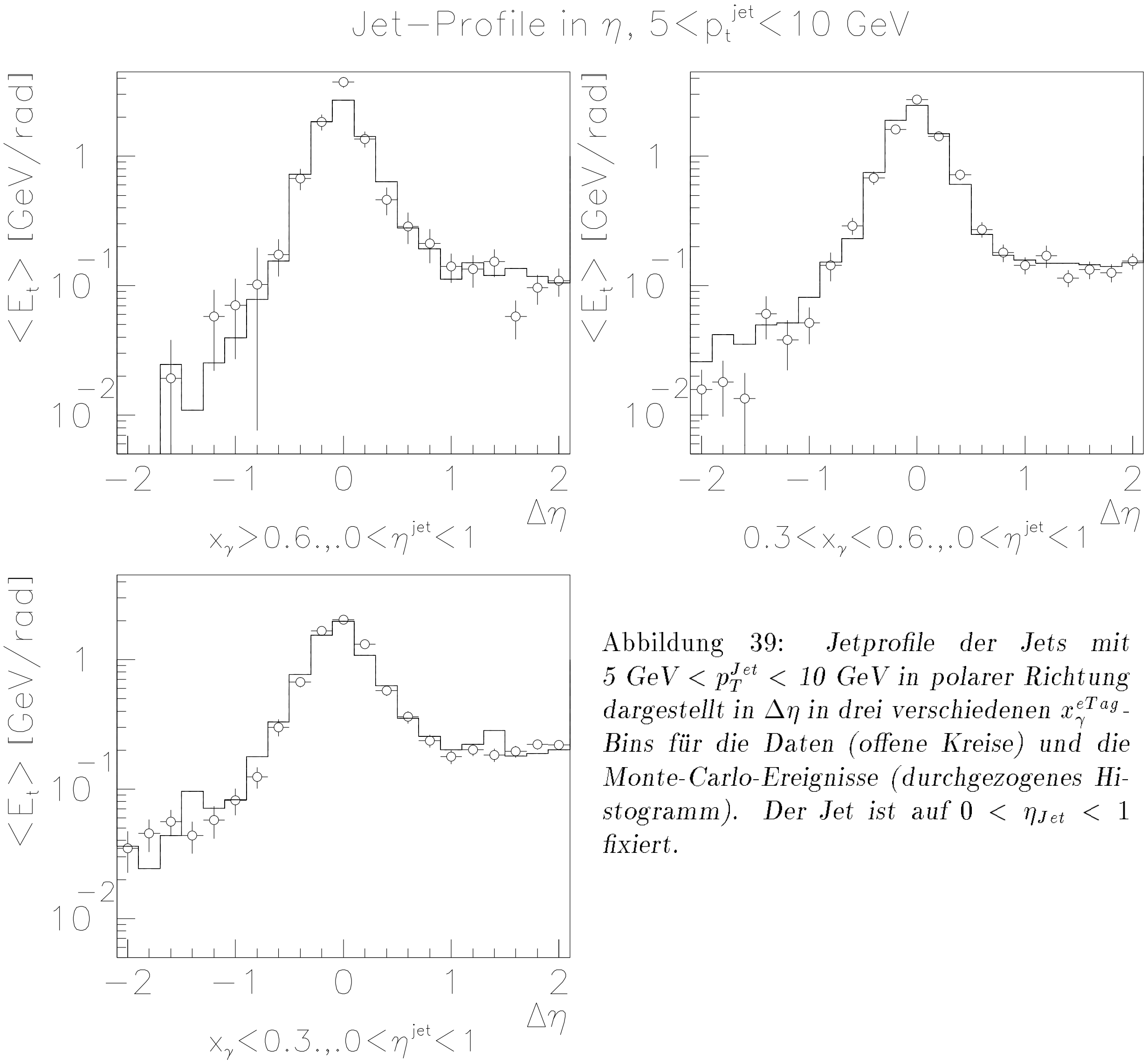


Abbildung 39: *Jetprofile der Jets mit 5 GeV $< p_T^{Jet} <$ 10 GeV in polarer Richtung dargestellt in $\Delta\eta$ in drei verschiedenen x_γ^{eTag}-Bins für die Daten (offene Kreise) und die Monte-Carlo-Ereignisse (durchgezogenes Histogramm). Der Jet ist auf $0 < \eta_{Jet} < 1$ fixiert.*

ten und Monte-Carlo-Ereignissen. Nur im Vorwärtsbereich ($2 < \eta_{Jet} < 2.5$), rechte Spalte) für $x_\gamma^{eTag} < 0.3$ liegt das mittlere Pedestal der Daten deutlich über dem der simulierten Ereignisse. Die Differenz beträgt ca. 0.2 bis 0.3 GeV pro φ-Bin.

Analog zu den Jetprofilen in φ werden unter Vertauschung von φ und η die Jetprofile in η-Richtung (Abb. 39) gewonnen, wobei hier nur Jets im Pseudorapiditätsintervall $0 < \eta_{Jet} < 1$ betrachtet werden, um Aussagen über den Energiefluß nach vorne und hinten machen zu können. Es zeigt sich – im Rahmen der verfügbaren Statistik – eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen, wie sie aus dem Studium der φ-Jetprofile für Jets im zentralen η-Bereich zu erwarten ist.

Werden in Abb. 39 die η-Profile der Daten (links) bzw. der Monte-Carlo-Ereignisse (rechts) für das höchste x_γ-Bin ($x_\gamma^{eTag} > 0.6$) und das unterste x_γ-Bin ($x_\gamma^{eTag} < 0.3$) miteinander verglichen, so ist in den Daten, der aus dem Monte Carlo erwartete höhere Energiefluß in Vorwärtsrichtung für Ereignisse mit kleinem x_γ^{eTag} zu erkennen. Er stammt möglicherweise von zusätzlichen Wechselwirkungen der Protonrest- und Photonrestkonstituenten.

Der Pedestalüberschuß in den φ-Jetprofilen für kleines x_γ und großes η_{Jet} korrespondiert zu der beobachteten Diskrepanz in der E_T^V-Studie bei kleinem x_γ^{eTag}. Durch diese Diskrepanz in der Vorwärtsenergie zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen könnten die Migrationsraten in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen, was die x_γ-Korrelation betrifft,

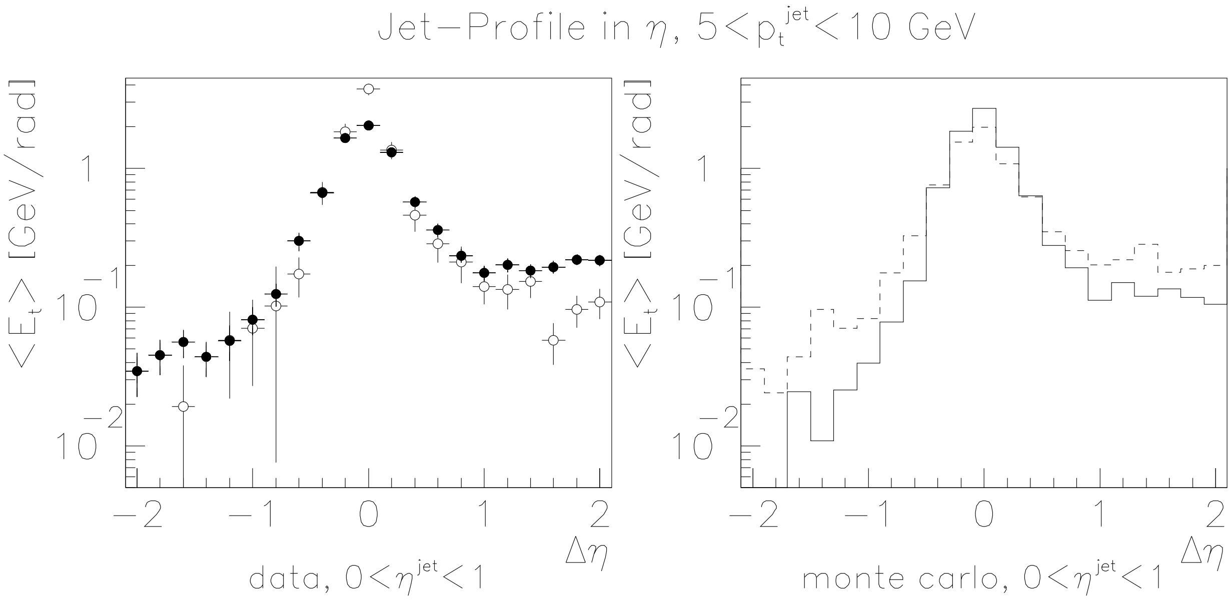


Abbildung 40: *Überlagerung der polaren Jetprofile der Jets mit 5 GeV < p_T^{Jet} < 10 GeV für die Daten (links) und die Monte-Carlo-Ereignisse (rechts). Überlagert sind jeweils die Profile für den Bereich $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ (offene Kreise bzw. durchgezogenes Histogramm) und den Bereich $x_\gamma^{eTag} < 0.3$ (volle Punkte bzw. gestricheltes Histogramm). Der betrachtete Jet ist bei $0 < \eta_{Jet} < 1$ festgehalten. Der stärkere Energiefluß außerhalb der Jets im unteren x_γ-Bereich ist in den Daten und im Monte Carlo für den Vorwärts- und Rückwärtsbereich deutlich zu sehen.*

unterschiedlich sein. Die von kleinem x_γ^{wahr} zu großem x_γ^{rek} migrierenden Ereignisse müssen daher untersucht werden.

Wie die Abbildung zum Vorwärtsenergiefluß (Abb. 37) und die φ-Jetprofile (Abb. 38) zeigen, gibt es den mittleren Überschuß in den Daten weder für das in dieser Analyse verwendete Signal- noch für das Kontrollbin.

8.5 3-Jet-Ereignisse

Verwechslungen in der Jet-Parton-Zuordnung und daraus resultierende Migrationen, z.B. in der x_γ-Variablen, lassen sich prinzipiell nur an Monte-Carlo-simulierten Ereignissen studieren. Die in Abbildung 25 beobachteten Migrationen von Ereignissen mit kleinem x_γ^{LO} in das Signalbin können durch Jets entstehen, die den Photonrest anstelle eines Partons aus dem harten Streuprozeß rekonstruieren. In Ereignissen mit zwei rekonstruierten Jets fehlt dann die Rekonstruktion dieses Partons. Eine Möglichkeit, diese Verwechslungen in den Daten zu kontrollieren, ist das Studium der Jet-Transversalimpulse und Jet-Energien in 3-Jet-Ereignissen. Diese Größen werden zur Rekonstruktion von x_γ und $\cos\Theta^*$ benötigt. Gewählt wurden Ereignisse mit $x_\gamma^{eTag} < 0.2$, um möglichst die Ereignisse mit zwei in Vorwärtsrichtung gerichteten Jets anzureichern.

Um die im letzten Abschnitt diskutierte „fehlende“ Vorwärtsenergie zu korrigieren, wird für Monte Carlo Ereignisse zu den Jetenergien pseudorapiditätsabhängig eine mittlere Pedestalenergie addiert. Die in Abb. 41 b) dargestellten Werte $\Delta E_T^{Ped}(\eta_{Jet})$ für die Pedestaladdition beim Monte Carlo wurden wie folgt gewonnen: Mittels einer veränderten Gaußfunktion wurden von Ch. Schwanenberger (vgl. [36]) die φ-Jet-Profile gefittet und der konstante Anteil der

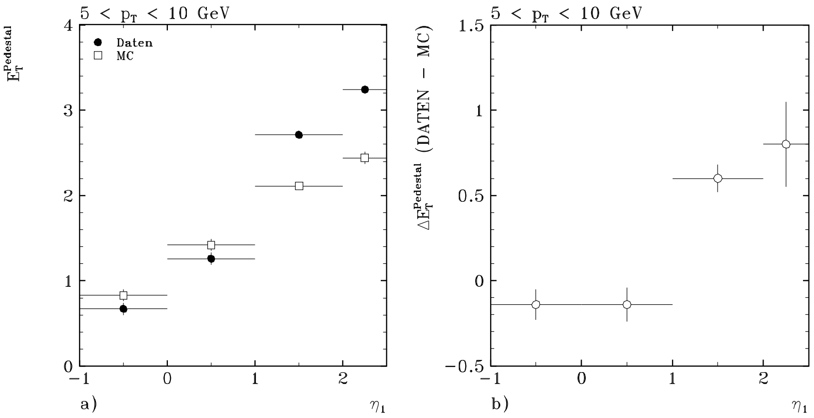


Abbildung 41: *Pedestalenergie (a) in Daten und Monte Carlo und die p_T-Differenz (b) der Pedestal (MC–DATA), welche in Abhängigkeit des η_{Jet} zum Monte-Carlo-Jet addiert wird.*

Fitfunktion als transversale Pedestalenergie interpretiert. Dies wurde für die H1-Daten und die Monte-Carlo-Ereignisse jeweils in vier verschiedenen Pseudorapiditätsbins durchgeführt. Das Resultat sind die in Abbildung 41 a) dargestellten Pedestalabschätzungen. Die transversale Pedestalenergie variiert für Jetereignisse mit $p_{T\,Jet} > 5.5$ GeV und $R_{cone} = 0.7$ zwischen 0.7 und 3.3 GeV. Die Pedestaldifferenz wurde berechnet als

$$\Delta E_T^{Ped}(\eta_{Jet}) = E_{T\ Daten}^{Ped}(\eta_{Jet}) - E_{T\ MC}^{Ped}(\eta_{Jet}) \tag{45}$$

Das $\Delta E_T^{Ped}(\eta_{Jet})$ wird dann auf die Jet-p_T aller Monte-Carlo-Ereignisse addiert, und anschließend werden die Jets neu in p_T geordnet und die Jetanzahl für die genutzte minimale Jetenergie neu berechnet.

In Abbildung 42 und 43 ist die Wirkung der Pedestaladdition auf 3-Jet-Ereignisse mit $x_\gamma^{eTag} < 0.2$ zu sehen. Die minimale transversale Jetenergie von 5.5 GeV wurde so gewählt, daß noch Monte-Carlo-Jets aus dem Basisdatensatz verfügbar waren, die bei Addition der maximalen Pedestalkorrektur von 0.8 GeV über die Jet-p_T-Schwelle kommen konnten. Der niedrige Jet-p_T-Schnitt gibt außerdem eine angemessene Zahl von 3-Jet-Ereignissen.

In Abbildung 42 a)-c) ist deutlich das Fehlen von Monte-Carlo-Ereignissen mit Jets in Vorwärtsrichtung zu erkennen. Durch die Pedestaladdition kommen Ereignisse so hinzu, daß die 3-Jet-η-Spektren für Daten und Monte Carlo fast übereinstimmen (vgl. Abb. 42 d)-e)). Im Bereich $1 < \eta < 1.5$ überschießt das Monte Carlo die Daten bei den beiden p_T-stärksten Jets. Diese Tendez ist bereits vor der Pedestaladdition feststellbar. Die Pedestaladdition multipliziert die Spektren scheinbar nur mit einem Faktor: Die hinzukommenden Ereignisse werden hauptsächlich durch den Sprung des p_T-dritt-stärksten Jets über die 5.5 GeV Schwelle zu 3-Jet-Ereignissen. Da die Pedestalenergiedifferenz ΔE_T^{Ped} maximal 0.8 GeV betägt, enthält der Basisdatensatz mit dem unteren Schnitt bei $p_T > 4.5$ GeV alle Kandidaten für hinzukommende Ereignisse. Deutlich zeigt dies der Vergleich von Abbildung 42 c) und f). Die p_T-Spektren in Abbildung 43 zeigen nach der Pedestaladdition eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo im Rahmen der Statistik.

Somit beschreibt das QCD-Modell in führender Ordnung Störungstheorie mit zusätzlichen Partonschauern — nach der Pedestaladdition — die 3-Jet-Ereignisse aus den Daten. Die Partonschauer im Anfangs- und Endzustand kompensieren dabei die Effekte höherer Ordnungen Störungstheorie.

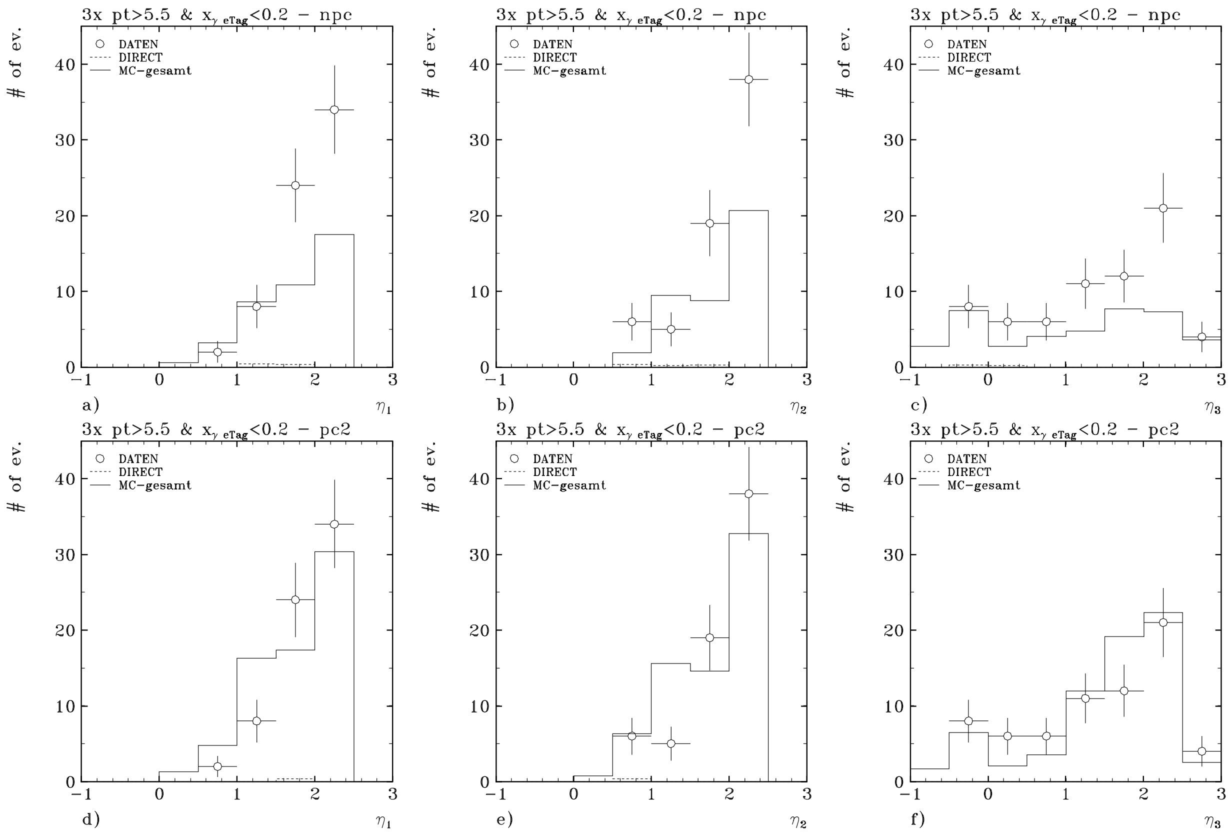


Abbildung 42: *η-Verteilungen für die drei p_T-stärksten Jets für Ereignisse mit kleinem x_γ^{eTag} ohne Pedestaladdition (obere Reihe) und mit Pedestaladdition (untere Reihe) auf die Monte-Carlo-Ereignisse. (Mit „npc“ ist die Situation vor, mit „pc2“ die nach der Pedestaladdition gekennzeichnet.)*

Die Häufigkeit der Verwechslungen in den Monte-Carlo-3-Jet-Ereignissen zeigt Abbildung 44 für die Situation vor der Pedestalkorrektur. Histogramm 44 a) zeigt, wie häufig der p_T-stärkere Jet dem auf der x-Achse aufgetragenen Parton des Generators zugeordnet wird. Dabei dient als Zuordnungsmaß der Abstand zwischen dem Jet und dem Parton in η-φ-Koordinaten:

$$\Delta_{ij} = \sqrt{(\eta_{Jet_i} - \eta_{Parton_j})^2 + (\varphi_{Jet_i} - \varphi_{Parton_j})^2} \tag{46}$$

Abb 44 a) und c) zeigt die Zuordnung für die in p_T schwächeren Jets. Zuordnungen von zwei Jets zu einem Parton werden ausgeschlossen, die Zuordnung erfolgt in der Reihenfolge der Jet-p_T-Stärke. Die beiden p_T-stärksten Jets werden in ca. 84% der Ereignisse richtig zugeordnet. Der dritte Jet wird in 18% der Ereignisse fälschlicherweise den Partonen aus dem harten Streuprozeß zugeordnet. Nach der Pedestaladdition ist die Zuordnung etwas schlechter (siehe Tabelle 6).

Aus der guten Beschreibung des 3. Jets durch das Monte Carlo nach der Pedestaladdition in den Abb. 42 und 43 und dem häufigen Ursprung des 3. Jets im Photonrest (vgl. Abb. 44 c)) folgt die Existenz von Jets aus dem Photonrest mit hohem p_T in den Daten.

Aus dem Studium der 3-Jet-Ereignisse für $x_\gamma^{eTag} < 0.2$ folgt also, daß die Migrationen von kleinem „wahren“ x_γ zu höherem rekonstruierten x_γ in Daten und Monte Carlo kontrolliert

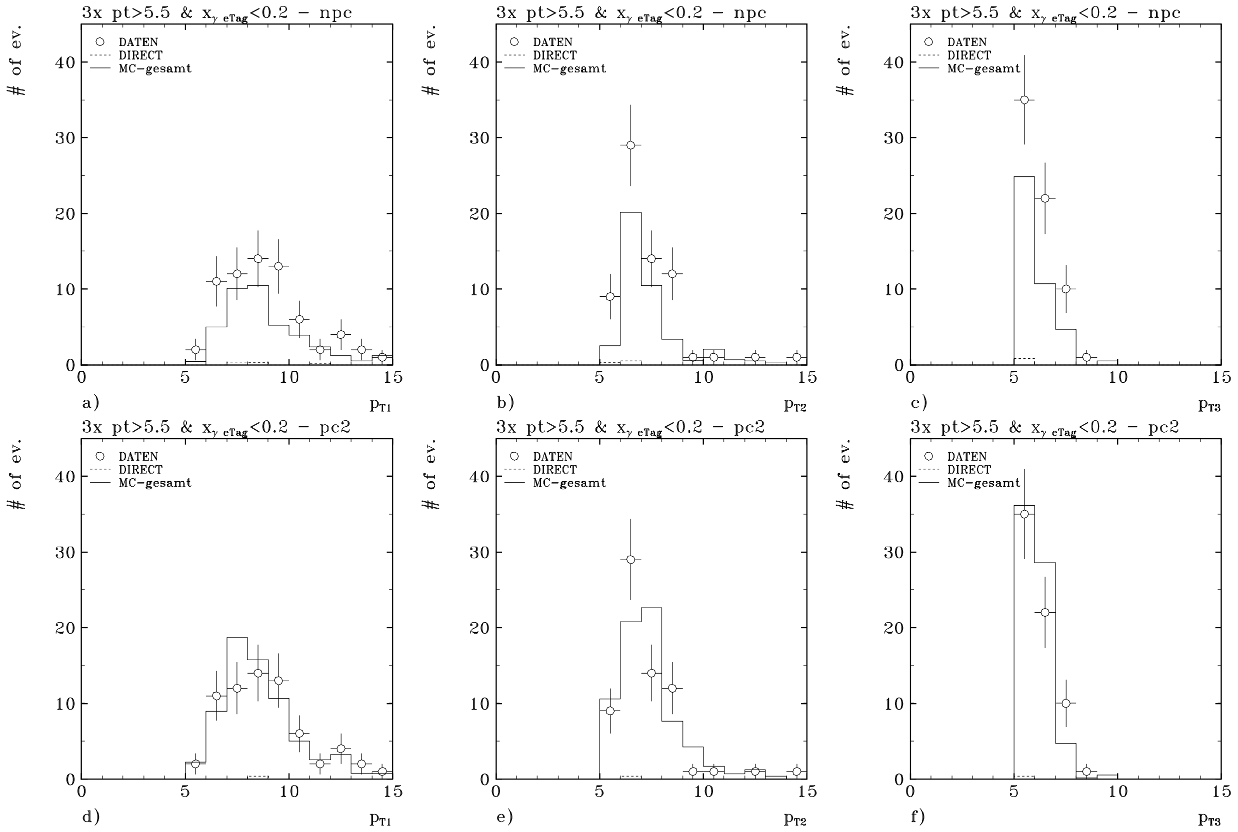


Abbildung 43: *p_T-Verteilungen für die drei p_T-stärksten Jets für Ereignisse mit kleinem x_γ^{eTag} ohne Pedestaladdition (obere Reihe) und mit Pedestaladdition (untere Reihe) auf die Monte-Carlo-Ereignisse.*

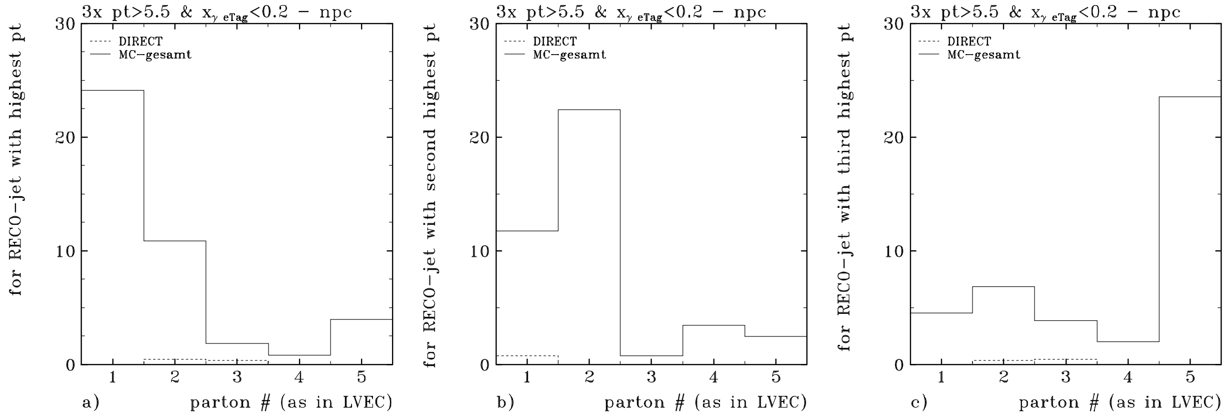


Abbildung 44: *Parton Zuordnungen für die drei p_T-stärksten Jets für Ereignisse mit $x_\gamma^{eTag} < 0.2$ (ohne Pedestaladdition). Partonen: 1 und 2 aus dem harten Streuprozeß, 3 und 4 zum Protonrest und 5 zum Photonrest gehörend.*

	Häufigkeit der Zuordnung zu einem der beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß	
	vor Pedestaladdition	nach Pedestaladdition
Jet 1	84,1%	82,0%
Jet 2	83,7%	81,4%
Jet 3	18,0%	33,4%

Tabelle 6: *Häufigkeit der räumlichen Zuordnung der 3 Jets zu den beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß vor und nach der Pedestaladdition für den 3-Jet-Datensatz. Die rekonstruierten Jets sind in p_T geordnet. Als Abstandsmaß in der η-φ-Ebene dient* $\Delta_{ij} = \sqrt{(\eta_{Jet_i} - \eta_{Parton_j})^2 + (\varphi_{Jet_i} - \varphi_{Parton_j})^2}$.

werden können. Die Pedestaladdition gleicht die Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen in den η- und p_T-Verteilungen aus. Eine Ausnahme ist dabei der Bereich $\eta \approx 1$. Wie gezeigt wurde, existieren Verwechslungen von Jets mit dem Photonrest, die es vermutlich auch in den Daten gibt.

9 Bestimmung des Anteils direkter Photonereignisse

In diesem Kapitel wird der Streuquerschnitt der Prozesse mit direkten Photonen bestimmt. Zuerst werden die Anreicherungsmöglichkeiten für den Anteil direkter Photoproduktionsereignisse im Signalbin der Monte-Carlo-Ereignisse untersucht. Danach werden die in Kapitel 2.2 vorgestellten Methoden zur Bestimmung des Anteils direkter Photonprozesse angewendet:

- Formfit der Monte-Carlo-Komponenten für direkte und aufgelöste Photonprozesse in den Verteilungen von x_γ^{Calo} und x_γ^{eTag},
- Formfit derselben Monte-Carlo-Komponenten in der $\cos\Theta^*$-Verteilung.

Das Resultat jedes einzelnen Fits gibt jeweils einen Multiplikationsfaktor DIR^* bzw. RES^* auf den Wirkungsquerschnitt direkter und aufgelöster Photonenprozesse aus dem Monte-Carlo-Modell:

$$\sigma_{dir}^{Daten} = DIR^* \cdot \sigma_{dir}^{MC} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{aufg.}^{Daten} = RES^* \cdot \sigma_{aufg.}^{MC}$$

9.1 Anreicherung des Anteils direkter Photonereignisse

Für die Bestimmung des direkten Photonstreuquerschnitts durch den Formfit der Monte-Carlo-Komponenten an die Daten ist eine möglichst gute Anreicherung der direkten Photonprozesse wichtig. Leider ist es aufgrund der Fragmentation und der endlichen Detektorauflösung nicht möglich, die Prozesse mit direktem und aufgelösten Photon exakt zu trennen, wie die x_γ-Verteilung in Abbildung 45 illustriert. Sie zeigt die Verteilung aller Monte-Carlo-

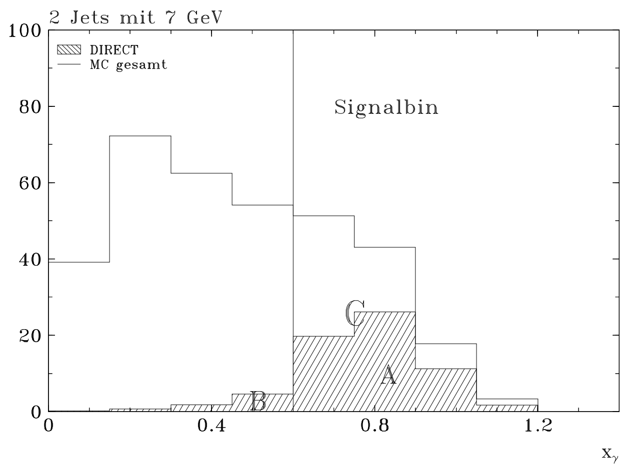


Abbildung 45: *x_γ-Verteilung zur Illustration der Anreicherung des Anteils (A) direkter Photonprozesse im Signalbin und der Verlusten im Schwanz der Verteilung (B). Mit (C) wird die Gesamtzahl der Monte-Carlo-Ereignisse im Signalbin bezeichnet.*

Ereignisse und des Anteils direkter Photonprozesse. Nur ein Teil der Ereignisse mit direktem Photen liegt im Signalbin (A), der Rest (B) im „Schwanz" der Verteilung darunter. Wird die

Anzahl der Ereignisse des Gesamt-Monte-Carlo im Signalbin mit C bezeichnet, so ist

- A/C die Anreicherung der direkten Prozesse im Signalbin und
- B/(A+B) der Verlust an Ereignissen mit direktem Photon in dem Schwanz.

Zusätzliche Schnitte	Statistik	Anreicherung der Ereignisse mit direkten Photonen für $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ A/C	Anteil der unter dem Schnitt $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ liegenden direkten Photonereignisse B/(A+B)
keine	551.7	48.8%	21.4%
$N_{Jet}^{4.5\ GeV} \equiv 2$	369.1	51.3%	10.7%
$\|\Delta\varphi\| > 167°$	224.7	56.1%	37.1%
Kombination: $N_{Jet}^{4.5\ GeV} \equiv 2 \wedge \|\Delta\varphi\| > 167°$	119.5	56.5%	7.5%

Tabelle 7: *Anreicherung der Ereignisse mit direktem Photon für den Monte-Carlo-Satz mit 2 Jets à 7 GeV und $-0.5 < \eta_{Jets} < 2.5$ im Bereich $x_\gamma^{eTag} > 0.6$. Die letzte Spalte gibt den Anteil der Ereignisse mit direktem Photon an, der nicht mit einem x_γ^{eTag} in diesem Bereich rekonstruiert wird. Der Schnitt $N_{Jet}^{4.5\ GeV}$ erzwingt, daß für kein dritter oder weiterer Jet mit $p_T > 4.5$ GeV existiert.*

In Tabelle 7 sind für die simulierten Ereignisse mit 2 Jets à $p_T > 7$ GeV die mit verschiedenen Schnitten erreichbare maximale Anreicherung des Anteils direkter Photonprozesse im Signalbin und die damit verbundenen relativen Verluste im Schwanz der Verteilung zu sehen. Der $N_{Jet}^{4.5\ GeV}$-Schnitt unterdrückt einen dritten oder weiteren Jet mit $p_T > 4.5$ GeV, welcher möglicherweise vom Photonrest stammt, und reichert damit die direkten Prozesse an. Auf die Balance der beiden Jets in φ schneidet $|\Delta\varphi| > 167°$. Mit diesem Schnitt zeigt sich die bessere Balance zwischen den Jets für Ereignisse mit direktem Photon in Tabelle 7.

Die gewählte Kombination aus dem $N_{Jet}^{4.5\ GeV}$-Schnitt und dem $\Delta\varphi$-Schnitt erreicht eine Anreicherung der direkten Prozesse von 56.5% im Signalbin bei einem Verlust von nur 7.5% unterhalb von $x_\gamma^{eTag} = 0.6$. Der Schnitt in $\Delta\varphi$ wurde so auf 167° optimiert, daß die Anzahl der offensichtlich fehlrekonstruierten Ereignisse in Abb. 28 mit $(x_\gamma^{rek} - x_\gamma^{LO})/x_\gamma^{rek} > 0.5$ minimiert wird.

Desweiteren wurde versucht, Signale aus der rückwärtigen Proportionalkammer (BPC) als Anzeichen eines existierenden Photonrestes zu interpretieren, um diese zur Unterdrückung der Ereignisse mit aufgelöstem Photon zu nutzen. Ein Vergleich der Trefferrate in der BPC für Monte-Carlo-simulierte Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon ließ keinen nutzbaren Unterschied erkennen.

9.2 Technische Methode des Formfits

Zur Durchführung des Formfits werden Routinen des Programmpakets MINUIT [37] verwendet.

Mit dem Fit wird ein Multiplikationsfaktor für die Ereignisse mit direktem Photon (Faktor DIR^*) und aufgelöstem Photon (Faktor RES^*) bestimmt. Als Maß für die Übereinstimmung der resultierenden Monte-Carlo-Gesamtverteilung mit den Daten dient der „Abstand" von Daten- und Monte-Carlo-Verteilung im Fitbereich in Form der folgenden Fitfunktion χ^2:

$$\chi^2(A,B) = \frac{\sum_{i=1}^{N} \frac{(d_i - A\cdot a_i - B\cdot b_i)^2}{(\Delta d_i)^2 + (A\cdot \Delta a_i)^2 + (B\cdot \Delta b_i)^2}}{N-1} \tag{47}$$

Dabei bezeichnen a_i, b_i die Summe der Gewichte für Ereignisse mit direktem bzw. aufgelöstem Photon und d_i die Anzahl der Datenereignisse in Bin i (Gesamtzahl der Bins = N); mit Δa_i, Δb_i und Δd_i sind die dazugehörigen Fehler gemeint. Die Faktoren A und B sind die Schätzer für die zu findenden Werte DIR^* und RES^*. Durch die Normierung der Summe der Monte-Carlo-Gewichte auf die Ereignisanzahl in den Daten:

$$A \cdot \sum_{i=1}^{N} a_i + B \cdot \sum_{i=1}^{N} b_i = \sum_{i=1}^{N} d_i \tag{48}$$

wird die Anzahl der freien Parameter des Formfits auf einen reduziert. Da hier der Anteil direkter Prozesse interessiert, wird A als freier Parameter gewählt. Die Aufgabe der Fitroutine ist somit

$$\min_A(\chi^2(A)) \equiv DIR^* \tag{49}$$

zu finden.

9.3 Abschätzung der Komponente direkter Prozesse aus den x_γ^{eTag}- und x_γ^{calo}-Verteilungen bei großem x_γ

Bevor der Formfit für die x_γ-Verteilungen durchgeführt werden kann, müssen die Migrationen von kleinem wahren x_γ^{LO} zu größerem x_γ berücksichtigt werden.

Vertauschungen

Unter den Monte-Carlo-Ereignissen mit den stärksten Abweichungen aus Abb. 27 mit $(x_\gamma^{rek} - x_\gamma^{LO})/x_\gamma^{rek} > 0.5$ lassen sich zwei Arten von Verwechslung erkennen:

1. Einer der beiden Jets der aus dem harten Streuprozeß auslaufenden Partonen wird im Vorwärtsbereich nicht gefunden. Stattdessen wird ein Photonrest-Jet mit großem p_T im zentralen Bereich des Detektors fälschlicherweise als 2. Jet akzeptiert (Abb. 46). Dieser Photonrest-Jet muß in der r-φ-Ebene in entgegengesetzte Richtung zum 1. Jet weisen, damit das Ereignis nicht durch den Schnitt auf $\Delta\varphi$ herausgeworfen wird. Besonders Ereignisse mit kleinem x_γ haben ausreichend Energie im Photonrest, um genügend großes p_T für einen weit in den Detektor gestreuten Anteil des Photonrests bereitzustellen. Mögliche Ursachen für den beobachteten Effekt wären:

   a) Für die beiden gezeigten Ereignisse mit aufgelöstem Photon simuliert der Generator PYTHIA auf der Photonseite folgendes: Das Photon fluktuiert in ein Quark-Antiquark-Paar und gleichzeitig geht ein Gluon in den harten Streuprozeß. Die Quarks aus dem Photon können dabei einen relativ großen Transversalimpuls mitbekommen. Dadurch können häufiger Ereignisse mit einem 3. Jet aus dem Photonrest im zentralen Detektorbereich gefunden werden.

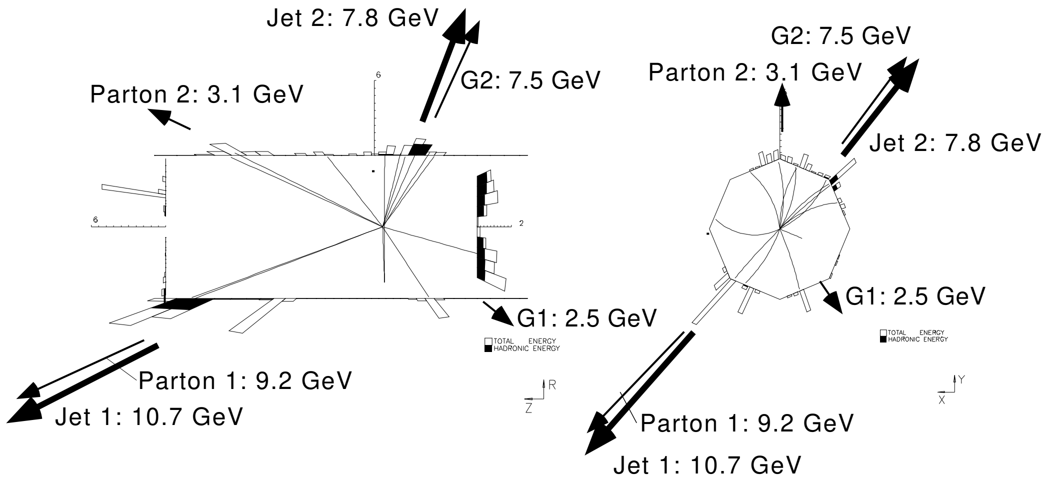


Abbildung 46: *Monte-Carlo-Ereignis: Vertauschung eines Partons aus dem Photonrest (G2) mit einem Parton aus dem harten Streuprozeß (Parton 2) in den rekonstruierten Jets: Mit dem 2. Jet im zentralen Detektorbereich wird x_γ zu groß rekonstruiert.*
Die Abbildung zeigt einen Umriß des H1-Kalorimetersystems mit in Säulen aufgetragener Energiedeposition. (links von der Seite, rechts in radialer Ansicht). Innen sind zusätzlich die rekonstruierten Spuren dargestellt. Mit G1 und G2 werden die aus dem Photonrest stammenden Partonen bezeichnet. Die bei den Jets (dicke Pfeile) und Partonen (dünne Pfeile) angegebenen Energien beziehen sich auf die Transversalimpulse.

b) Durch Partonschauereffekte erhält das Schwerpunktsystem des harten Streuprozesses einen großen Transversalimpuls. Dabei bekommt eines der beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß, deren p_T für kleine x_γ klein sind, einen höheren Transversalimpuls im Detektor, während das 2. Parton ein kleineres resultierendes p_T erhält. So fällt der zweite Jet des Partons mit dem kleineren p_T im Monte-Carlo unter die $p_T > 7$ GeV Schwelle und wird unterdrückt. Der Photonrest, der durch die Impulsbalance zum harten Streuprozeß einen verhältnismäßig hohen Transversalimpuls besitzt, wird weit in den Detektor hineingestreut und als „2." Jet detektiert.

2. Eines der beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß und der Photonrest liegen räumlich so dicht beieinander, daß beide vermischt als ein Jet rekonstruiert werden (Abb. 47). Der Photonrest muß in dieser Situation genügend hohes p_T besitzen, um in den zentralen Detektorbereich gestreut zu werden. Außerdem muß der Jet des hineingemischten Partons ebenso im zentralen Detektorbereich liegen.

Die durch die Verwechslungen bedingten Migrationen in x_γ führen zur Anreicherung von Ereignissen in höheren x_γ-Bins und somit zur Veränderung des x_γ-Spektrums. Um die Form der x_γ-Spektren vergleichen zu können, müssen diese Migrationen in den Daten vom Monte-Carlo beschrieben werden. Ein Test auf die Kontrolle der Migrationen von kleinem zu großem x_γ stellen die in Kapitel 8.5 durchgeführten Studien der 3-Jet-Ereignisse auf 5.5 GeV-Niveau dar. Wie dort diskutiert, werden die zur Rekonstruktion von x_γ benötigten Jetgrößen in den Daten durch das Monte Carlo nach der Korrektur des Energieflusses durch die Pedestaladdition beschrieben (Abb. 42 und 43). Da der Vorwärtsengergiefluß (vgl. Abb. 37) im

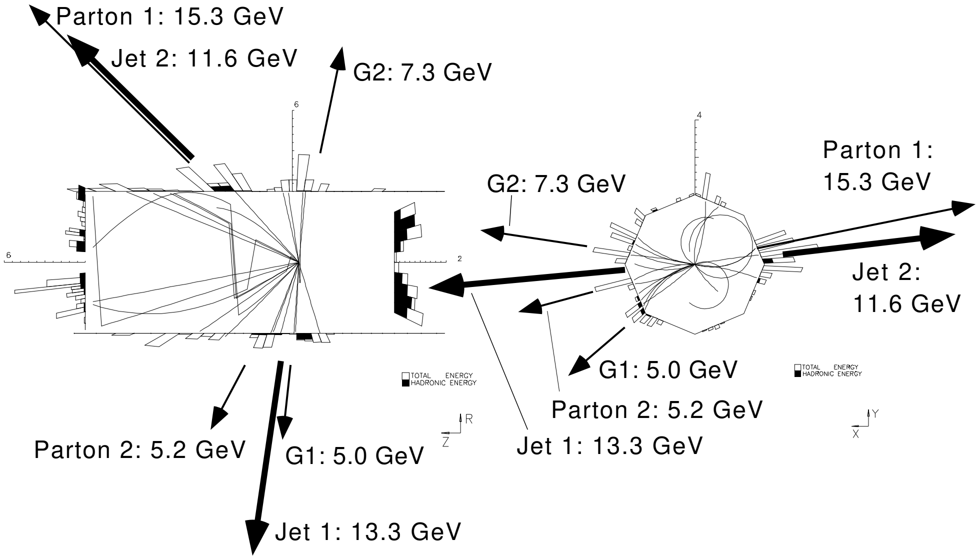


Abbildung 47: *Monte-Carlo-Ereignis mit zusätzlicher Energie aus dem Photonrest in einem rekonstruierten Jet: Während das 1. Parton aus dem harten Streuprozeß als Jet 2 rekonstruiert wird, gehen in die Rekonstruktion von Jet 1 das zweite Parton aus dem harten Streuprozeß und zwei Partonen (G1 und G2) aus dem Photonrest (teilweise) ein. Damit wird die Energie des 2. Partons viel zu hoch und die Polarrichtung des 2. Partons zu weit im zentralen Detektor rekonstruiert und folglich auch x_γ zu groß.*
Die Abbildung zeigt einen Umriß des H1-Kalorimetersystems mit in Säulen aufgetragener Energiedeposition. (links von der Seite, rechts in radialer Ansicht). Innen sind zusätzlich die rekonstruierten Spuren dargestellt. Mit G1 und G2 werden die aus dem Photonrest stammenden Partonen bezeichnet. Die bei den Jets (dicke Pfeile) und Partonen (dünne Pfeile) angegebenen Energien beziehen sich auf die Transversalimpulse.

Bereich $x_\gamma^{eTag} > 0.3$ übereinstimmt und die Jetprofile (Abb. 38) nur im Vorwärtsbereich für $x_\gamma^{eTag} < 0.3$ eine Unterschied aufweisen, wird im folgenden die Pedestaladdition nur für Monte-Carlo-Ereignisse mit $x_\gamma^{LO} < 0.3$ durchgeführt. Der Schnitt auf das wahre x_γ statt x_γ^{eTag} ist mit der vernünftigen Korrelation der beiden Größen möglich (Abb. 25). Abbildung 48 zeigt die Auswirkungen der Pedestaladdition auf die Verteilung der Monte-Carlo-Komponente mit aufgelöstem Photon. Bemerkenswert ist, daß die Pedestaladdition, angewandt auf Ereignisse mit $x_\gamma^{LO} < 0.3$, im Signalbin bei $x_\gamma^{eTag} > 0.3$ (rechtes Bild) zu keinen Veränderungen führt.

Formfit

Der Formfit wird für die x_γ^{eTag}- und x_γ^{CALO}-Verteilungen separat durchgeführt. Zur Abschätzung des Einflusses der Prozesse mit augelöstem Photon bei kleinem x_γ wird der Fit jeweils in drei verschiedenen x_γ-Abschnitten durchgeführt. Abbildung 49 zeigt die Verteilungen vor dem Fit (Bild a) und b)) und nach dem Fit in unterschiedlichen x_γ-Abschnitten. In Bild c) und d) war der Fit auf die gesamte x_γ-Verteilung sensitiv, bei e) und f) auf den Bereich $x_\gamma > 0.3$ und bei g) und h) nur auf den oberen Bereich $x_\gamma > 0.6$. Zu sehen ist außer den Verteilungen für die Monte-Carlo-Ereignisse nach dem Fit im Vergleich zu den Datenpunkten

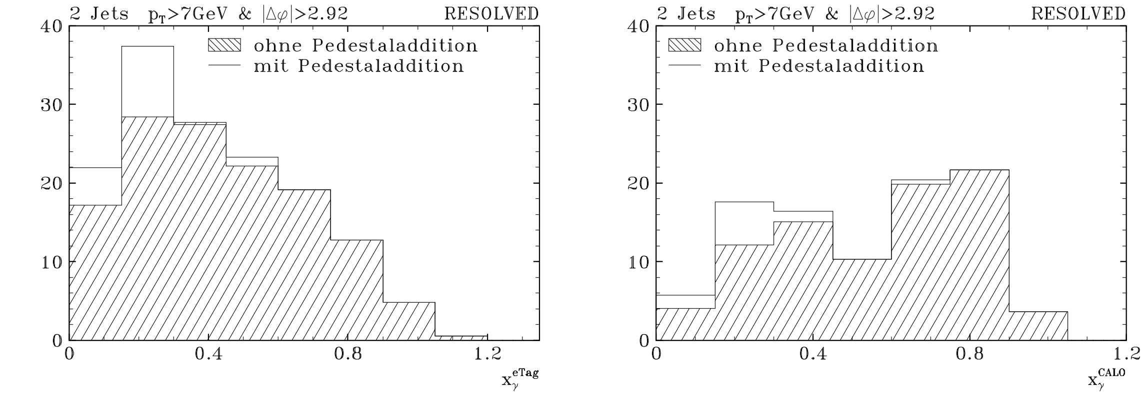


Abbildung 48: *Wirkung der Pedestaladdition auf Monte-Carlo-Ereignisse mit aufgelöstem Photon für das x_γ^{eTag}- (links) und das x_γ^{CALO}-Spektrum (rechts). Die Pedestaladdition, angewandt auf Ereignisse mit $x_\gamma^{LO} < 0.3$, führt zu keinen Veränderungen im x_γ^{eTag}-Spektrum oberhalb von $x_\gamma^{eTag} = 0.6$.*

Sensitivitätsbereich des Fits	x_γ^{eTag}-Spektrum DIR^*	x_γ^{eTag}-Spektrum RES^*	x_γ^{CALO}-Spektrum DIR^*	x_γ^{CALO}-Spektrum RES^*
gesamtes x_γ	1.04 ± 0.21	0.66 ± 0.07	1.04 ± 0.20	0.63 ± 0.09
$x_\gamma > 0.3$	0.98 ± 0.23	0.73 ± 0.43	1.02 ± 0.20	0.66 ± 0.13
$x_\gamma > 0.6$	0.94 ± 0.63	0.78 ± 0.77	0.97 ± 0.22	0.75 ± 0.21

Tabelle 8: *Ergebnisse des x_γ-Formfits für das x_γ^{eTag}- und das x_γ^{CALO}-Spektrum bei drei unterschiedlichen Fitbereichen.*

noch der Anteil direkter Photonereignisse (gepunktet).

In Tabelle 8 sind die Fitresultate für die Faktoren auf die Anteile direkter und aufgelöster Photonprozesse in den Daten zusammengefaßt. Aus den Fits über das gesamte x_γ-Spektrum (vgl. Abb. 49 c) und d)) ergaben sich die Faktoren $DIR^* \approx 1.0 \pm 0.2$ für den Anteil der direkten und $RES^* = 0.7 \pm 0.1$ für den Anteil der aufgelösten Prozesse. Der Fehler ΔRES^* von RES^* ergibt sich aus dem von der Fitroutine gegebenen Fehler ΔDIR^* wie folgt (vgl. Formel 48):

$$\Delta RES^* = \frac{\sum_{i=1}^{N} a_i}{\sum_{i=1}^{N} b_i} \cdot \Delta DIR^* \qquad (50)$$

Dabei bezeichnen die a_i und b_i wie in Formel 48 die Summe der Gewichte in den N Bins für direkte bzw. aufgelöste Photonprozesse.

In die Monte-Carlo-Simulation der aufgelösten Photonereignisse geht die relativ große Unsicherheit des Gluonanteils im Photon ein. Während der Quarkanteil im Photon (auf $\sim \pm 20\%$) aus der 2-Photon-Physik (an e^+e^--Beschleunigern) gut bestimmt ist, stehen für den Gluonanteil im Photon extrem unterschiedliche Parametrisierungen zur Verfügung. (Vgl. [17] und Abb. 3 auf S. 10 für verschiedene Parametrisierungen.) In der vorliegenden Analyse wurde die Photonstrukturfunktion nach der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [18]

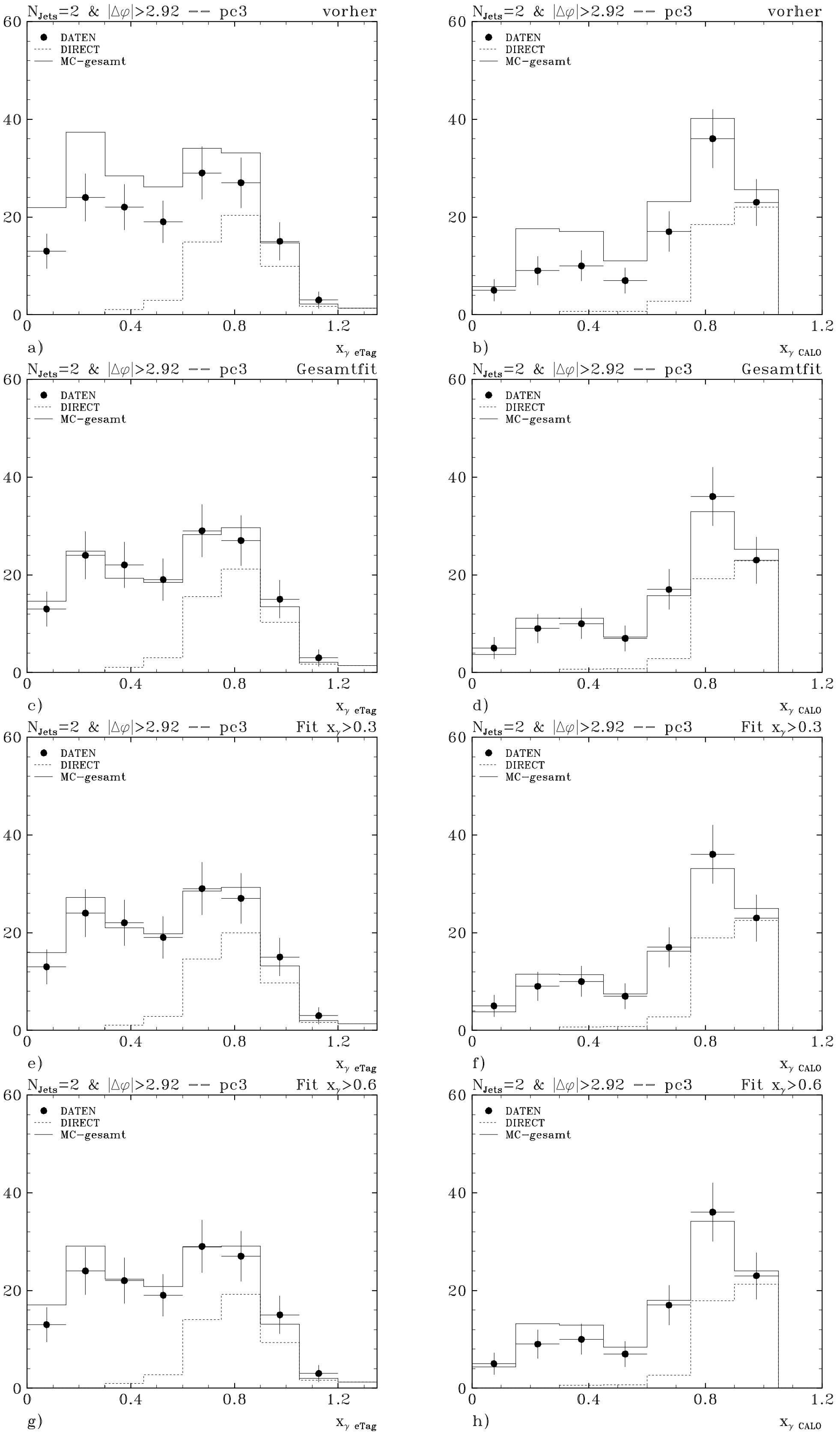


Abbildung 49: *Fit der x_γ Verteilungen: links für die eTagger-, rechts für die Kalorimetermethode. Die obere Zeile zeigt die Verteilungen vor dem Fit. Darunter sind die Fitergebnisse zu sehen, wobei der Fit auf unterschiedliche x_γ-Bereiche sensitiv war: auf das gesamte x_γ-Spektrum in c) und d), auf $x_\gamma > 0.3$ in e) und f) und auf $x_\gamma > 0.6$ in g) und h).*

in niedrigster Ordnung Störungstheorie genutzt. Im Prinzip kann ein hoher Gluonanteil im Photon bei großem x_γ die zusätzliche Anhäufung von Ereignissen nahe $x_\gamma \sim 1$ erklären (z.B. die Parametrisierung LAC 3 in Abb. 3 auf S. 10). Eine Komponente der direkten Photonen wäre in diesem Fall nicht notwendig. Somit ist die Existenz und die Trennung der Anteile mit direktem und aufgelöstem Photon durch die Anpassung der x_γ-Verteilungen nicht sicher gegeben. Daher wird im folgenden die $\cos\Theta^*$-Verteilung zur Bestimmung des Anteils direkter Photonen in den Daten genutzt.

9.4 Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung

Die Idee zum Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung beruht auf folgender Überlegung (vgl. Kap. 2.2):

Die Verteilungen der Matrixelemente (vgl. Kap. 2.2) für die Prozesse mit direktem und aufgelöstem Photonen zeigen ein unterschiedliches Verhalten in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ^*. Da diese Matrixelemente nur den $2 \to 2$ Partonen Subprozeß beschreiben, sind ihre Verteilungen in Θ^* unabhängig von der Photonstrukturfunktion. Die Verteilungen der Matrixelemente in $\cos\Theta^*$ haben nach der Theorie für Prozesse mit direkten und aufgelösten Photonen eine verschiedene Form. Der Anstieg in $\cos\Theta^*$ für die direkten Photonprozesse ist wesentlich flacher als für die aufgelösten Photonprozesse. Dies ist kein Rateneffekt, wie die für $\cos\Theta^* = 0$ auf 1 normierten Kurven in Abbildung 9 auf Seite 16 zeigen. Insbesondere wirkt sich eine Variation der Partondichten im Photon nur auf die Form der „aufgelösten“ Komponente aus.

Die Form der „direkten“ Komponente in der $\cos\Theta^*$-Verteilung ist durch die relativen Beiträge der Partonen auf der Protonseite nach der Protonstrukturfunktion gegeben. Nach der GRV-Paramtrisierung trägt der Photon-Gluon-Fusion-Prozeß ($\gamma g \to q\bar{q}$) 74,3%, der QCD-Compton-Prozeß ($\gamma q \to gq$) 25,7% zum Wirkungsquerschnitt direkter Photonen im Signalbin bei. Aufgrund der Dominanz des Photon-Gluon-Fusion-Prozesses ist mit der Bestimmung des Anteils direkter Prozesse in den Daten eine Sensitivität auf den Gluonanteil in der Protonstruktur gegeben.

Die weitgehende Unabhängigkeit der Form der $\cos\Theta^*$-Verteilung von der Photonstruktur, wird im Formfit der vom Monte-Carlo-Modell vorhergesagten Komponenten direkter und aufgelöster Photonprozesse im $\cos\Theta^*$-Spektrums an die Daten ausgenutzt. Dies stellt eine Methode zur Trennung der Anteile direkter und aufgelöster Photonen und zum Nachweis der Existenz der direkten Kopplung der Photonen in den Daten dar.

Zur Kontrolle dieser Methode dient ein Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung in einem niedrigerem x_γ-Bereich (Kontrollbin). Dort werden fast nur Ereignisse mit aufgelöstem Photon erwartet. Die Form der Daten im Kontrollbin sollte sich durch die Komponente aufgelöster Photonenprozesse des Monte Carlo in der Form beschreiben lasssen.

Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung im Signalbin

Wie aus Abbildung 48 zu ersehen ist, ist die $\cos\Theta^*$-Verteilung im Signalbin von der auf $x_\gamma^{LO} < 0.3$ eingeschränkten Pedestaladdition unabhängig.

Der Fit der in Abbildung 50 a) dargestellten $\cos\Theta^*$-Verteilung (vor dem Fit) führt zu dem in Abbildung 50 b) gezeigtem Resultat für die direkten Prozesse:

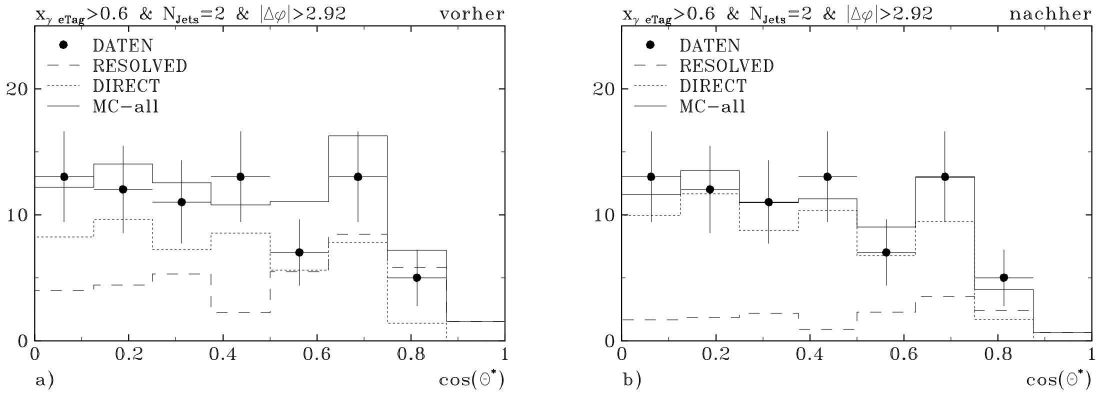


Abbildung 50: *Fit der* $\cos(\theta^*)$ *Verteilung:* $DIR^* = 1.21 \pm .0.30$, $RES^* = .0.41 \pm 0.39$

$$\boxed{\sigma_{dir}^{Daten} = DIR^* \cdot \sigma_{dir}^{MC} = 1.21 \pm 0.30 \cdot \sigma_{dir}^{MC}}$$

Der Anteil der aufgelösten Prozesse wird zu $RES^* = 0.41 \pm 0.39$ gemessen.

Somit ist der Streuquerschnitt für Prozesse mit aufgelösten Photonen in der Tendenz zu niedrig. (Vergleiche auch Kapitel 9.5 für den im Kontrollbin gemessenen Anteil.) Als mögliche Ursachen dafür kämen in Frage:

- Der Gluonanteil im Photon für große x_γ ist anders als in der GRV-Parametrisierung beschrieben (vgl. Abb. 3, S. 10). Unter der Hypothese, daß die GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion die Gluonrate im Photon für $x_\gamma > 0.2$ überschätzt, wie nach [19] zu vermuten ist, ergibt sich weder für den direkten Anteil mit $DIR^* = 1.26 \pm 0.25$ noch für den aufgelösten Anteil mit $RES^* = 0.41 \pm 0.33$ eine signifikante Veränderung. Dabei wurde der Gluonanteil bei $x_\gamma > 0.2$ unter den „aufgelösten" Prozessen des Monte-Carlo ausgeschlossen. Somit kann der niedrigere Streuquerschnitt nicht alleine durch den abweichenden Gluonanteil im Photon verursacht sein.

- Der Quarkanteil im Photon ist für große x_γ von der Parametrisierung nach GRV verschieden. Die Möglichkeit zur Variation des Quarkanteils bei hohem x_γ besteht, obwohl integral die Quarkdichte im Photon durch 2-Photon-Physik an e^+e^--Experimenten gemessen wurde. Dies zeigt der unterschiedliche Verlauf der Quarkdichten im Photon für verschiedene mit den Ergebnissen der e^+e^--Experimenten verträglichen Parametrisierungen (vgl. Abb. 3, S. 10) z.B. in [17].

- Es gibt Migrationen aufgrund falscher Jet-Parton-Zuordnungen im Signalbin des Monte Carlo (vgl. Abb. 56 auf S. 77). Der p_T-stärkste Jet wird in 7.5% der Ereignisse falsch zugeordnet, der andere Jet in 2.7% der Ereignisse. Unter der extremen Hypothese, daß diese Art von Vertauschungen in den Daten nicht existiert, ergibt der Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung für den direkten Anteil $DIR^* = 1.04 \pm 0.50$ und für den „aufgelösten" Anteil $RES^* = 0.85 \pm 0.83$. Der Wert für den Anteil aufgelöster Photonprozesse in den Daten ist mit $RES^* \equiv 1$ gut verträglich. (Auch das Ergebnis für den direkten Anteil betont die Kompatibilität der GRV-Parametrisierung mit den Daten.) Das Ergebnis für den Anteil direkter Photonprozesse werden im systematischen Fehler berücksichtigt, die Vertauschungen auf Seite 75 angesprochen.

- Es gibt weitere Migrationseffekte, die in Daten und Monte Carlo im Bereich hoher x_γ für Prozesse mit aufgelösten Photonen verschieden sind.

Innerhalb der Fehler ist der gefittete Wert für den Anteil direkter Photonen $DIR^* = 1.21 \pm 0.30$ mit 1 verträglich. Dies bedeutet, daß die direkten Photonprozesse zur Beschreibung der Photon-Proton-Streuung in dem QCD-Modell niedrigster Ordnung Störungstheorie benötigt werden. Desweiteren sind die Daten mit der Parametrisierung des Gluonanteils im Proton nach GRV-LO kompatibel, weil der Streuquerschnitt der direkten Prozesse aufgrund der Dominanz des Photon-Gluon-Fusionprozesses (74,3% Anteil) auf die Gluondichte im Proton sensitiv (vgl. Kapitel 2.1, S.11) ist.

Die ZEUS-Kollaboration schätzt in [10] den Faktor für die direkten Photonereignisse mit $DIR^* \approx 1.3 \ldots 1.8$ ab und gibt auch die Konsistenz mit den benutzten Strukturfunktions-parametrisierungen (GRV für die Photon- und MRSD0 für die Photonstruktur) an. Dabei nutzten sie das (mit der Kalorimetermethode) rekonstruierte x_γ-Spektrum zur Anpassung der Monte-Carlo-Komponenten an die Daten.

Partiell gemessener Streuquerschnitt für Ereignisse mit direktem Photon

Der Streuquerschnitt für rekonstruierte 2-Jet-Ereignisse mit direktem Photon ist mit dem DIR^*-Faktor praktisch gefunden. Hier wird der gefundene Faktor durch die Berechnung des Streuquerschnitts für generierte Hadronen im Signalbin illustriert.

Der Gesamtstreuquerschnitt der simulierten Ereignisse mit direktem Photon beträgt nach Monte-Carlo-Berechnung

$$\sigma_{gesamt}^{Dir-MC} = 108.88 \pm 0.59 \text{ nb}.$$

Wird dieser Gesamtstreuquerschnitt mit der Rate der Ereignisse mit generierten Hadronen nach den Analyseschnitten für das Signalbin korrigiert, so folgt der 2-Jet-Streuquerschnitt für generierte Hadronen:

$$\sigma_{Schnitte}^{Dir-MC-Had}(x_\gamma > 0.6) = 0.442 \pm 0.019 \text{ nb}.$$

Wie in Kapitel 7 gezeigt wurde, wird die Detektorauflösung durch die Detektorsimulation im Monte Carlo gut beschrieben. Daher ist die Übertragung des mit den rekonstruierten Jets gemessenen Anteils direkter Prozessse DIR^* auf das Niveau generierter Hadronen möglich. Der gemessene 2-Jet-Streuquerschnitt für generierte Hadronen berechnet sich daher wie folgt:

$$\sigma_{Schnitte}^{Dir-Had}(x_\gamma > 0.6) = DIR^* \cdot \sigma_{Schnitte}^{Dir-MC-Had}(x_\gamma > 0.6) \qquad (51)$$

Mit den Schnitten des Signalbins ergibt sich daraus der Streuquerschnitt für Ereignisse mit direktem Photon zu:

$$\sigma_{stab.Teilchen}^{direkt}\begin{pmatrix} 2 \text{ Jets } p_T > 7 \text{ GeV} & x_\gamma^{eTag} > 0.6 \\ -0.5 < \eta_{Jet} < 2.5 & Q^2 < 0.01 \\ N_{Jets}^{4.5\ GeV} \equiv 2 & \\ |\Delta\varphi_{Jets}| > 167^\circ & 0.28 < y_{eTag} < 0.63 \end{pmatrix} = 0.54 \pm 0.14(\text{stat}) \text{ nb}$$

Im Fehler ist bereits der Fehler der Effizienz des eTag*DC$r\varphi$-Triggers, die im Signalbin 100% beträgt, enthalten.

Test der Formfitmethode im Kontrollbin

Der Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung im Bereich $0.3 < x_\gamma^{eTag} < 0.6$ führt zu einem wenig sinnvollem Ergebnis (Abbildung 51). Die Daten zeigen schon vor dem Fit in Bild a) eine eher

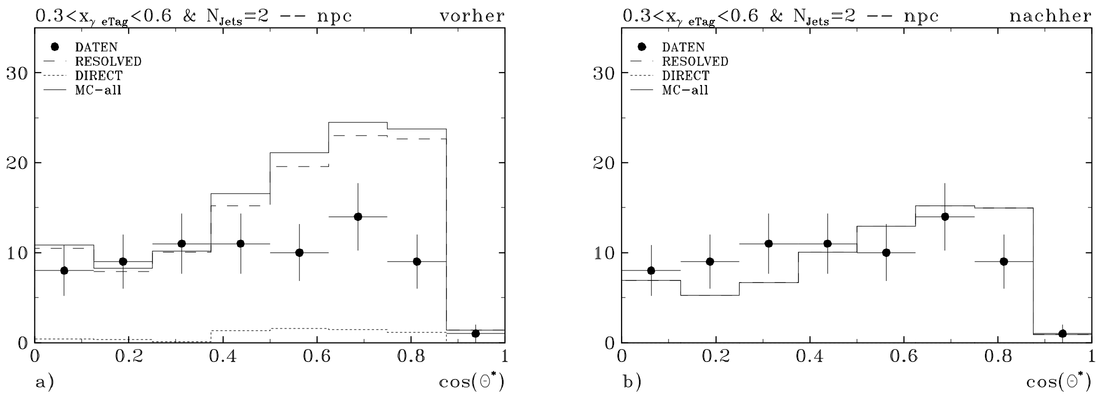


Abbildung 51: *Vergleich der* $\cos(\theta^*)$ *Verteilung für das Kontrollbin vor (a) und nach (b) dem Fitversuch:* $DIR^* = 0.00$, $RES^* = 0.66$

flache Verteilung, während die erwartungsgemäß von Ereignissen mit aufgelöstem Photon dominierte Monte-Carlo-Rechnung einen sehr starken Anstieg mit $\cos\Theta^*$ aufweist. Der Formfit im Kontrollbin läßt sich höchstens als Abschätzung der Monte-Carlo-Rate für aufgelöste Photonen an die Daten interpretieren (Bild b)). Die Monte-Carlo-Verteilung muß um den Faktor $RES^* = 0.66$ reduziert werden, um die gleiche Anzahl von Ereignissen, wie die Daten zu beinhalten.

Die Diskrepanz von Daten und Monte-Carlo in der Kontrollbin-$\cos\Theta^*$-Verteilung ist bereits aus der $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung (vgl. Kapitel 8.2) zu erwarten, die in Abbildung 52 a) dargestellt ist. Jets mit der Konfiguration, ein Jet im Vorwärtsbereich und der andere Jet im Zentralbereich des Detektors, sind in den Monte-Carlo-Ereignissen im Kontrollbin häufiger vertreten als in den Daten.

Mögliche Ursachen für diese Diskrepanz könnten sein:

1. Der Photonrest wird im Monte-Carlo häufiger mit einem „harten“ Jet in Vorwärtsrichtung vertauscht als in den Daten.

2. Die Verwechselung eines „harten“ Jets mit einem Jet aus einem Partonschauer eines einlaufenden Partons im Vorwärtsbereich des Detektors ist unterschiedlich häufig in der Simulation und in den Daten. Durch diese Verwechselung migrieren Ereignisse mit großem wahren x_γ^{LO} in das Kontrollbin.

3. Die Subprozeßkomponenten für die aufgelösten Photonenprozesse sehen verschieden aus und sind in der Monte-Carlo-Simulation des harten Streuprozesses falsch gegeneinander gewichtet. Das würde bedeuten, daß die Proton- und/oder die Photonstrukturfunktionen anders aussehen als von GRV-LO parametrisiert.

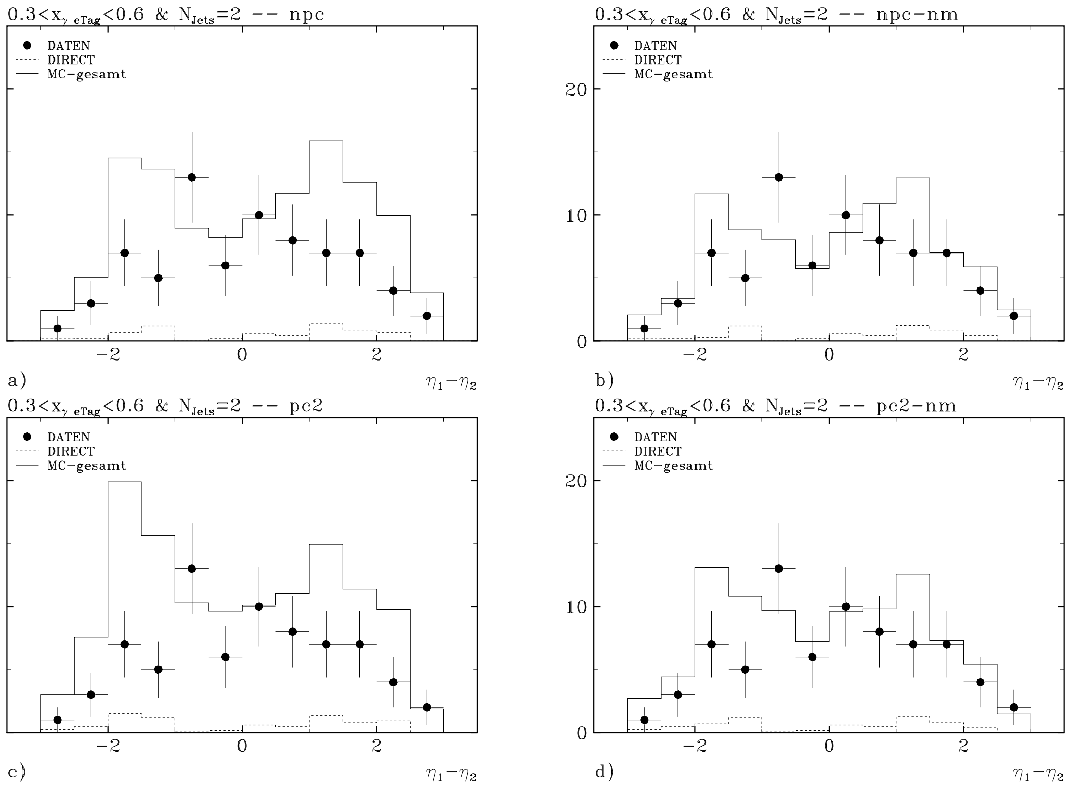


Abbildung 52: *Im Kontrollbin stimmt die $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung ohne (a) und mit (c) Pedestaladdition für Daten und Monte Carlo nicht überein. Auch der Ausschluß der MC-Ereignisse mit falscher Jet-Parton-Zuordnung alleine (b) oder zusammen mit der Pedestaladdition (d) gibt keine entscheidende Verbesserung.*

4. Es gibt einen zusätzlichen Anteil „weicher" Streuung in den Daten, der durch 2-Jet-Konfigurationen mit beiden Jets in Vorwärtsrichtung den Zentralbereich der η_1-η_2-Verteilung bei $|\eta_1 - \eta_2|$ auffüllt und die Höcker verschwinden läßt.

5. Die Pedestalkorrektur ist nicht detailiert genug.

In den folgenden Abschnitten werden die ersten drei Möglichkeiten genauer diskutiert:

Die in Abbildung 53 a) und b) zu sehende Korrelation der Jet-Parton-Zuordnung im Monte Carlo zur $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung zeigt, daß ein großer Anteil der beiden Spitzen bei $|\eta_1 - \eta_2| \approx 1.5$ durch verwechselte Photonrest-Jets entsteht. Diese Verwechslungen verschwinden nicht durch die Addition des Pedestals in Vorwärtsrichtung, wie Abbildung 53 c) und d) zeigt. Die Ausprägung der hinteren Spitze wird sogar noch verstärkt (Bild c)). Die negative Differenz $\eta_1 - \eta_2 < 0$ bedeutet, daß der mit zweitgrößtem p_T rekonstruierte Jet im Vorwärtsbereich des Detektors liegt, während der p_T-stärkste Jet nahe $\eta \approx 0.5$ im zentralen Detektorbereich gefunden wird. Die zusätzlichen Ereignisse durch die Pedestaladdition, die nur in der Vorwärtsrichtung das p_T der Jets wesentlich anhebt, kommen durch das Überspringen der $p_T = 7$ GeV Schwelle seitens des 2. Jets zustande. Das Herausschneiden der verwechselten Ereignisse unter der Hypothese zu vieler Verwechslungen im Monte Carlo führt nur zu einer Reduktion der beiden Spitzen,

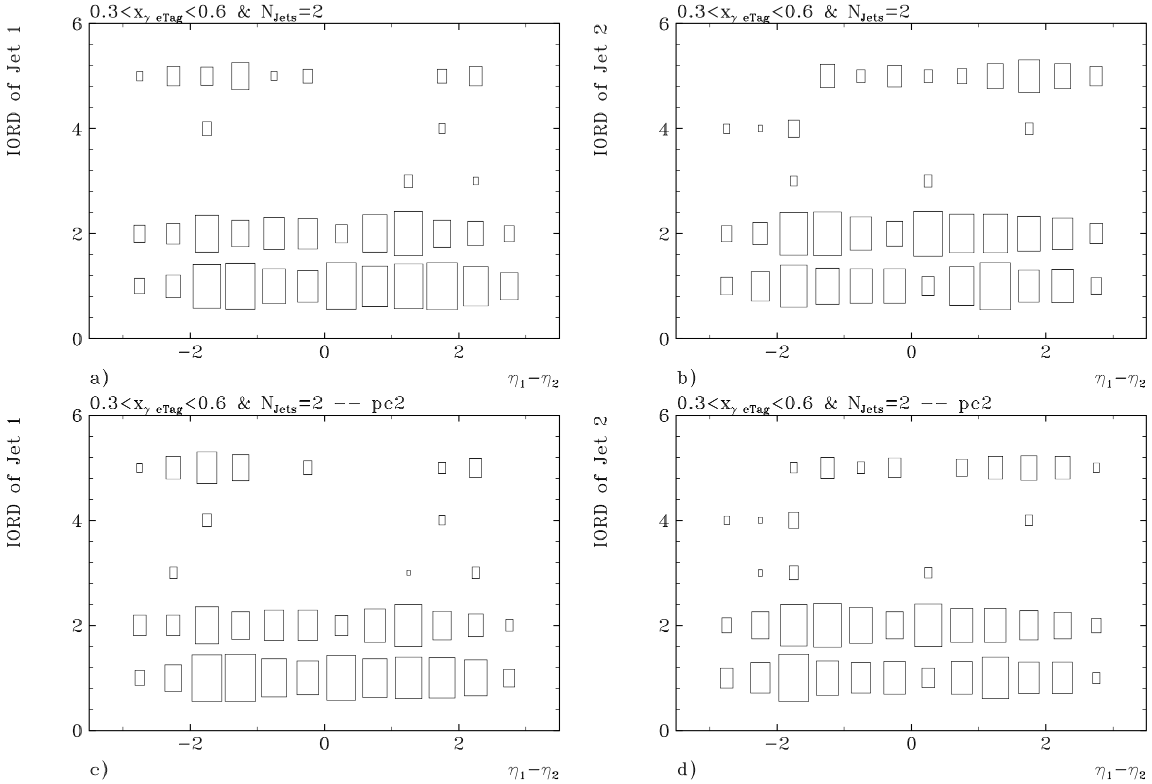


Abbildung 53: *MC-Ereignisse mit verkehrten Jet-Parton-Zuordnungen im Kontrollbin tragen zu beiden Höckern in der $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung im MC bei. Auch nach der Pedestaladdition (c),(d) ergibt sich keine Verbesserung. Den Jets (Jet 1 links, Jet 2 rechts) zugeordnete Partonen („IORD of Jet"): 1 und 2 aus dem harten Streuprozeß, 3 und 4 zum Protonrest und 5 zum Photonrest gehörend.*

jedoch nicht zur Anpassung an die Form der Datenverteilung. Dabei ist es unerheblich, ob die Pedestaladdition angewendet wird oder nicht.

zu 2: Desweiteren gibt es in Abb. 53 nur sehr wenige Verwechselungen von Jets mit Partonen aus dem Protonrest, so daß höchstens häufigere Jet-Protonrest-Verwechslungen in den Daten möglich wären. Dies würde jedoch zu einem Überschuß in den Daten an den Stellen der Monte-Carlo-Spitzen führen, der nicht beobachtet wird. Außerdem zeigt die Auftragung x_γ^{LO} gegen $\eta_1 - \eta_2$ in Abbildung 54, daß die meisten Ereignisse in den Spitzen bei $\eta \approx 1.5 \ldots 2$ von kleinem x_γ^{LO} in das Kontrollbin migrieren.

zu 3: Die höchsten Subprozeßanteile am Streuquerschnitt aufgelöster Photonen haben in der GRV-LO-Parametrisierung die Prozesse $gg \to gg$ und $qg \to qg$. Die $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung des qg-Subprozesses weist bei $\eta_1 - \eta_2 \approx \pm 1.5 \ldots \pm 2$ zwei Spitzen auf, während der gg-Subprozeß in $\eta_1 - \eta_2$ im wesentlichen eine flache Verteilung zeigt. Dies würde eine relative Anhebung des gg-Anteils im Verhältnis zum qg-Anteil in der Monte-Carlo-Simulation erfordern, um die Monte-Carlo-Verteilung an die Daten anzupassen. Gegen die Erhöhung des Gluonanteils in der Photonstrukturfunktion spricht das Ergebnis der Analyse in [19].

Das Problem tritt im Signalbin dagegen im geringen Maß auf: Die Form der Monte-Carlo- und Daten-Verteilung von $\eta_1 - \eta_2$ stimmen fast überein (Abb. 55). Innerhalb der geringen Statistik

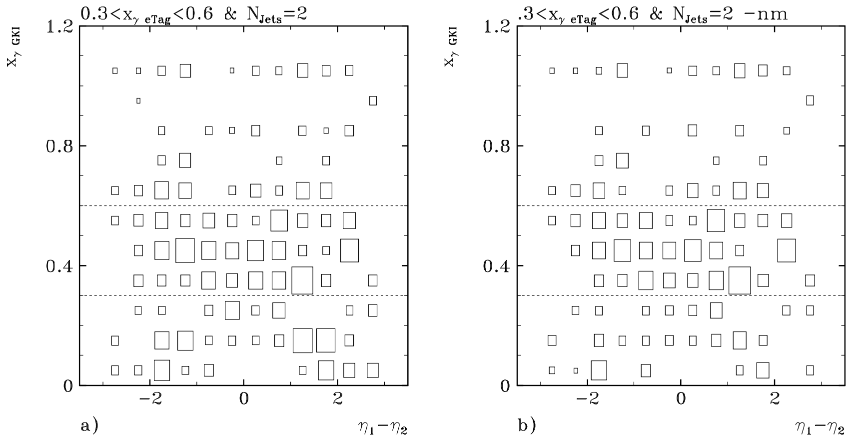


Abbildung 54: *Anreicherung der $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung im Kontrollbin bei -2 bzw. +2 durch von kleinen wahren x_γ^{LO} in den Bereich $0.3 < x_\gamma^{eTag} < 0.6$ migrierende Ereignisse.*

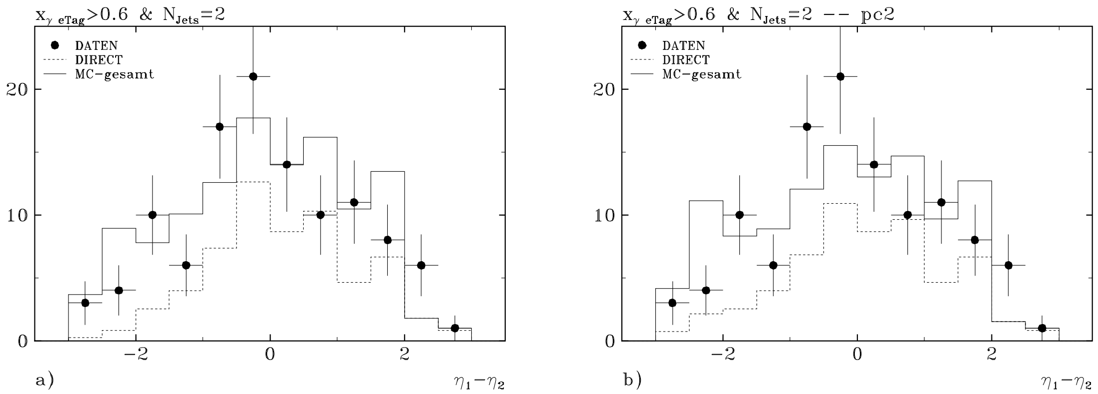


Abbildung 55: *Im Signalbin stimmt die $\eta_1 - \eta_2$-Verteilung ohne (a) und mit (b) Pedestaladdition für Daten und Monte Carlo fast überein. Möglicherweise gibt es einen geringen Überschuß an Monte-Carlo-Ereignissen bei $\eta_1 - \eta_2 \approx 2$. Dies ist aufgrund der Statistik nicht eindeutig zu sagen.*

ist ein Überschuß an Monte-Carlo-Ereignissen bei $\eta_1 - \eta_2 \approx 2$ nicht eindeutig auszumachen, der vergleichbar zum im Kontrollbin Beobachteten wäre. Es werden wenige Ereignisse mit falschen Jet-Parton-Zuordnungen (Summe der Gewichte für Jet 1: 5.8 Ereignisse $\hat{=}7.5\%$ und für Jet 2: 2.3 Ereignisse $\hat{=}2.7\%$) im Signalbin beobachtet (Abb. 56).

Eine Unterstützung der Ergebnisse für das Signalbin durch eine erfolgreichen Fit im Kontrollbin ist wegen der Differenzen zwischen den Daten und Monte-Carlo-Ereignissen in der η_1-η_2-Verteilung im Kontrollbin bisher nicht möglich.

9.5 Diskussion der Fehler

Bisher wurden bei der Messung des Anteils direkter Photonprozesse nur die statistischen Fehler berücksichtigt. Zusätzlich müssen die systematischen Unsicherheiten beachtet werden.

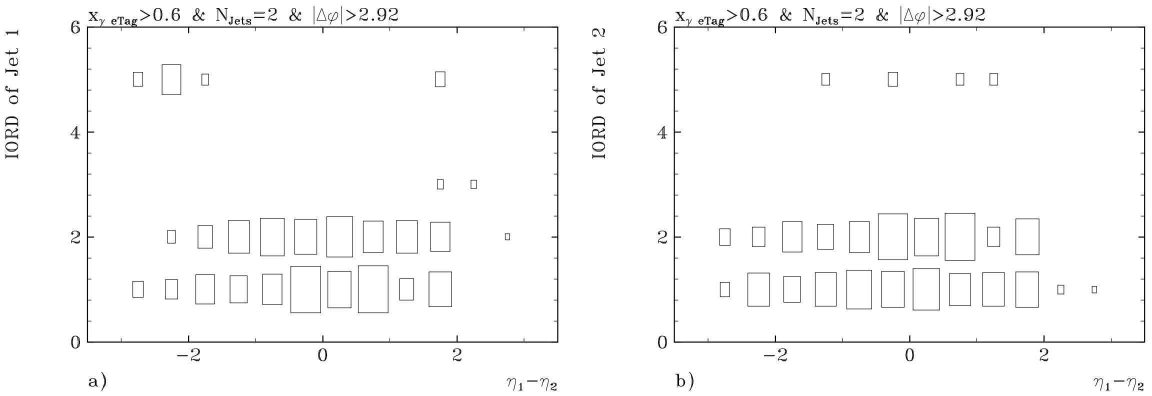


Abbildung 56: *Wenige Monte-Carlo-Ereignisse besitzen im Signalbin den Partonen falsch zugeordnete Jets. Den Jets (Jet 1 links, Jet 2 rechts) zugeordnete Partonen („IORD of Jet"): 1 und 2 aus dem harten Streuprozeß, 3 und 4 zum Protonrest und 5 zum Photonrest gehörend.*

Die wichtigsten systematischen Unsicherheiten sind:

- Fehler in der Energieskala des Kalorimeters von ±5%. Um dem Einfluß dieses Energieskalenfehlers auf das Ergebnis abzuschätzen, wurde der Formfit der x_γ- und $\cos\Theta^*$-Verteilungen mit einem um 5% auf 7.35 GeV erhöhten und einem um 5% auf 6.65 GeV erniedrigten p_T-Schnitt in der Jetenergie wiederholt. Das Ergebnis ist in Tabelle 9 gezeigt.

Verteilung	$p_T^{Jets} > 7.00$ GeV	$p_T^{Jets} > 6.65$ GeV		$p_T^{Jets} > 7.35$ GeV	
	DIR^*	DIR^*	Änderung	DIR^*	Änderung
$\cos\Theta^*$ $x_\gamma^{eTag} > 0.6$	1.21	1.10	-9.4%	1.31	+8.2%
x_γ^{eTag} gesamtes x_γ^{eTag}	1.04	0.98	-5.5%	1.21	+16.7%
x_γ^{CALO} gesamtes x_γ^{CALO}	1.04	1.00	-4.2%	0.89	+16.7%

Tabelle 9: *Variation der Energieskala um ±5%: Ergebnisse der Formfits und relative Abweichungen vom bei $p_T^{Jets} > 7$ GeV gemessenen Faktor für den Anteil direkter Photonprozesse.*

  Der Fehler in der Bestimmung von DIR^* über die $\cos\Theta^*$-Verteilung beträgt $\approx 9.4\%$. Die Variation der gefitteten Monte-Carlo-Verteilungen für $\cos\Theta^*$ zeigt Abbildung 57. Die Abweichungen der Formfitresultate für die x_γ-Verteilungen bei Variation der Energieskala fluktuieren in ähnlicher Größenordnung.

- Der kombinierte Fehler der Luminositätsmessung und der Akzeptanz des Kleinwinkelelektrondetektors beträgt nach [30] 5%.

- Der Fehler aus der Berechnung der Triggereffizenz des eTag*DC$r\varphi$-Triggers beträgt 8%. Er wurde aufgrund seiner statistischen Natur bereits bei der Berechnung des Streuquerschnitts berücksichtigt.

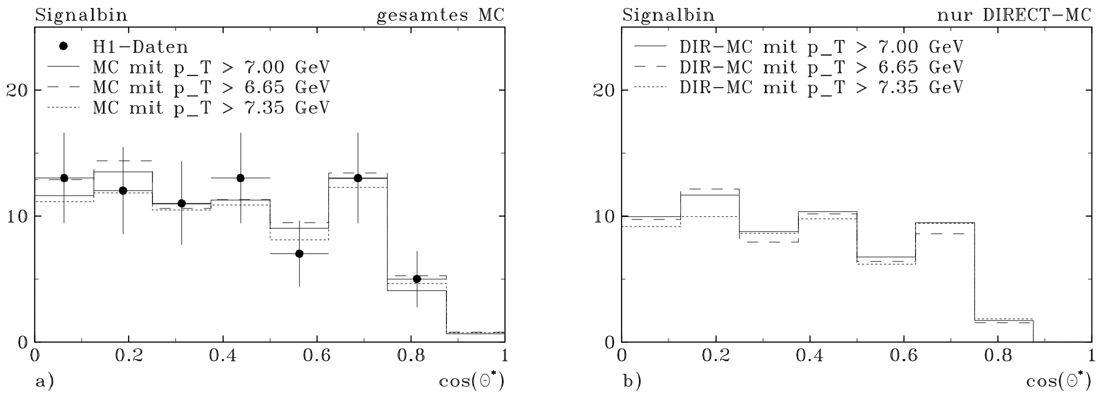


Abbildung 57: *Variation der Energieskala in der* $\cos\Theta^*$*-Verteilung nach dem Formfit für alle Monte-Carlo-Ereignisse (a) und für die Komponente direkter Photonprozesse (b). Den Jets zugeordnete Partonen („IORD of Jet x"): 1 und 2 aus dem harten Streuprozeß, 3 und 4 zum Protonrest und 5 zum Photonrest gehörend.*

- Der maximale Fehler durch die Pedestaladdition beträgt für den Formfit der x_γ^{eTag}-Verteilung 9.1% und für den Formfit der x_γ^{CALO}-Verteilung 5.7%. Beide DIR^*-Faktoren weichen beim Ausschalten der Pedestaladdition um die genannten Anteile nach unten ab. Wie oben erwähnt, beeinflußt die auf $x_\gamma^{LO} < 0.3$ eingeschränkte Pedelstaladdition das Signalbin und damit den Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung nicht.

- Der maximale Fehler durch die inkorrekte Beschreibung von Ereignissen mit vertauschten Jet-Parton-Zuordnungen im Signalbin (vgl. Abb. 56) wurde unter der Hypothese, daß die im Monte Carlo beobachteten Vertauschungen in den Daten nicht vorkommen, abgeschätzt. Der Formfit der $\cos\Theta^*$-Verteilung unter Ausschluß der Monte-Carlo-Ereignisse mit vertauschten Jet-Parton-Zuordnungen ergab eine Abweichung des Anteils direkter Photonenprozesse um -13.9% (vgl. S. 71). Unter der Annahme, daß die Vertauschungen im Monte-Carlo häufiger als in den Daten auftreten, geht dieser Fehler nur in die Berechnung der unteren Fehlergrenze ein.

- Der Anteil des Proton-Gas-Untergrundes beträgt nach der Abschätzung in Kapitel 5.1 höchstens 2.4%. Eine genauere Abschätzung des Proton-Gas-Untergrundes über das Elektrontaggerspektrum in [19] unter mit dieser Analyse vergleichbaren Bedingungen ergibt einen Untergrundanteil von 1.5%. Im Vergleich zu den anderen Fehler kann der Untergrundanteil in dieser Analyse vernachlässigt werden.

- Der Fehler aus der Berechnung des Monte-Carlo-Streuquerschnitts für direkte Photonprozesse beträgt 4.27%. Er wurde bereits in dem statistischen Fehler des mit den Analyseschnitten neu berechneten Monte-Carlo-Streuquerschnitts für die generierten Hadronen berücksichtigt.

- Der Fehler durch inkorrekte Beschreibung des Detektors wird als klein angesehen, da die Kontrollverteilungen für die Daten und die Monte-Carlo-Simulation im Signalbin gut übereinstimmen. Die Detektorakzeptanz wurde nicht separat untersucht.

- Um die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Photonstrukturfunktion zu berücksichtigen, wäre noch die Variation des Ergebnisses unter Verwendung einer anderen Parametrisierung der Photonstrukturfunktion zu untersuchen. Bei Verwendung von LAC 3 als Extremum (vgl. [17] und Abb. 3 auf S. 10) würde vor allem der Gluonanteil im Photon stark variiert. Dies würde sich vor allem auf die x_γ-Verteilungen und deren Fits auswirken.

- Für die Abhängigkeit des Resultats von dem verwendeten Monte-Carlo-Generator und dem Fragmentationsmodell kann kein Fehler angegeben werden. Zur Untersuchung der Modellabhängigkeit wäre der Vergleich mit simulierten Ereignissen eines anderen Generators und/oder eines anderen Fragmentationsmodells nötig.

Werden die genannten systematischen Fehler quadratisch addiert, so ergibt sich:

Energieskalenabhängigkeit	$\pm 9.4\%$
Ausschluß von MC-Ereignissen mit Vertauschungen	-13.9%
Luminositätsmessung und Elektrontaggerakzeptanz	$\pm 5.0\%$
Triggereffizienz	-bereits berücksichtigt-
Pedestaladdition	-kein Einfluß-
gesamter systematischer Fehler	$+10.6\%$ -17.5%

9.6 Ergebnis

Die Existenz der direkten Photonprozesse wird zur Beschreibung der Streuwinkelverteilung $\cos\Theta^*$ benötigt.

Der Streuquerschnitt der Prozesse mit direktem Photon für generierte Hadronen kann nach Formel 51 berechnet werden:

$$\sigma_{Schnitte}^{Dir-Had}(x_\gamma > 0.6) = DIR^* \cdot \sigma_{Schnitte}^{Dir-MC-Had}(x_\gamma > 0.6)$$

Dazu wurden Formfits an den x_γ-Verteilungen und an der $\cos\Theta^*$-Verteilung im Signalbin durchgeführt. Wegen der prinzipiellen Unsicherheit in der Komponente aufgelöster Photonen in den x_γ-Verteilungen aufgrund der nicht genau bekannten Photonstruktur wurde der $\cos\Theta^*$-Formfit zur Bestimmung des Anteils direkter Photonen herangezogen.

Damit ergibt sich als Ergebnis dieser Analyse der Anteil DIR^* für Ereignisse mit direktem Photon zu:

$$\boxed{\sigma_{dir}^{Daten} = DIR^* \cdot \sigma_{dir}^{MC} = 1.21 \pm 0.30\,(\text{stat})\begin{array}{c}+0.13\\-0.21\end{array}(\text{syst}) \cdot \sigma_{dir}^{MC}}$$

Der Impulsanteil des Partons aus dem Proton am Protonimpuls x_p beträgt dabei im Mittel $x_p \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$.

Daraus folgt für den Streuquerschnitt der Ereignisse mit direktem Photon für generierte Hadronen mit den Schnitten des Signalbins:

$$\sigma^{direkt}_{gen.Hadronen}\begin{pmatrix}\begin{array}{ll}2 \text{ Jets } p_T > 7 \text{ GeV} & x_\gamma^{eTag} > 0.6 \\ -0.5 < \eta_{Jet} < 2.5 & \\ N_{Jets}^{4.5\ GeV} \equiv 2 & ; Q^2 < 0.01 \\ |\Delta\varphi_{Jets}| > 167^\circ & 0.28 < y_{eTag} < 0.63\end{array}\end{pmatrix} = 0.54 \pm 0.14\ (\text{stat})\ \begin{matrix}+0.06\\-0.09\end{matrix}\ (\text{syst})\ \text{nb}$$

Das Ergebnis ist kompatibel mit der GRV-LO-Parametrisierung der Protonstrukturfunktion, was den bei einem mittleren $x_p \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ dominaten Gluonanteil im Proton betrifft.

Der Anteil aufgelöster Photonprozesse wird niedriger abgeschätzt, als im Monte-Carlo-Modell vorhergesagt. Mögliche Ursachen sind ein zu großer Gluon- oder Quarkanteil im Photon für große x_γ in der GRV-Parametrisierung oder Migrationseffekte, die in Daten und Monte Carlo verschieden sind.

10 Zusammenstellung der Resultate der Einzelkapitel

In diesem Kapitel sollen kurz die Ergebnisse der vorangegangenen Analysekapitel zusammengestellt werden.

Aus Kapitel 5:

In dieser Analyse wurden „harte" Streuprozesse von quasireellen Photonen mit Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 160\ldots240$ GeV betrachtet. In den H1-Daten vom Herbst 1993 mit 288.9 nb^{-1} integrierter Luminosität wurden Ereignisse mit zwei Jets mit hoher Transversalenergie ($p_T > 7$ GeV) und keinen zusätzlichen Jets mit $p_T > 4.5$ GeV selektiert. Der Datensatz wurde zur genaueren Messung der Photonenenergie auf Ereignisse beschränkt, bei denen die Energie des gestreuten Elektrons im Kleinwinkelelektronendetektor deponiert wurde ($Q^2 < 0.01$ GeV^2). Nach einem zusätzlichen Schnitt $|\Delta\varphi| > 167°$ umfaßt das *Signalbin* 73 Ereignisse mit $x_\gamma^{rek} > 0.6$ und das *Kontrollbin* 74 Ereignisse.

Aus Kapitel 6:

Zum Vergleich der Daten mit den QCD-Vorhersagen wurde ein Monte-Carlo-Modell benutzt, das die Komponenten des Photons in QCD-LO nach der GRV-Parametrisierung enthält. Dabei wurden die Anteile für das direkte Photon und das hadronisch aufgelöste Photon separat generiert. Die QCD-Berechung in führender Ordnung für den Parton-Parton-Streuprozeß wurde durch Partonschauer im Anfangs- und Endzustand korrigiert. Zur besseren, aber nicht vollständigen Beschreibung des Energieflusses, wurden Vielfach-Wechselwirkungen zugelassen.

Aus Kapitel 7:

Anhand der Monte-Carlo-Ereignisse konnte gezeigt werden, daß die Rekonstruktion der Partonkinematik möglich ist. Die Auflösung der für die Bestimmung des Streuquerschnitts wesentlichen Größen x_γ und $\cos\Theta^*$ wurden untersucht. Es existieren Migrationen von kleinem wahren x_γ zu großem rekonstruierten x_γ.

Aus Kapitel 8:

Die Monte-Carlo-Simulation beschreibt die Daten im Signalbin ($x_\gamma > 0.6$) gut, im Kontrollbin ($0.3 < x_\gamma < 0.6$) ebenfalls bis auf die Verteilung der Differenzen der Pseudorapiditäten ($\eta_1 - \eta_2$) und Rateneffekte. In den Daten und den Monte-Carlo-Ereignissen stimmen der Vorwärtsenergiefluß außerhalb der Jets und die Energie zwischen den Jets („Pedestal") in den Jetprofilen in $\Delta\varphi$ für $x_\gamma > 0.3$ überein. Zusätzliche Energie in den Daten wird nur für kleines $x_\gamma < 0.3$ im Vorwärtsbereich $2 < \eta_{Jet} < 2.5$ gefunden.

Beim Studium von Migrationskandidaten anhand von 3-Jet-Ereignissen bei kleinem $x_\gamma < 0.2$ wird eine Pedestaladditon auf die Monte-Carlo-Jets im Vorwärtsbereich benötigt, um die Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsspektren dieser Ereignisse mit dem Monte Carlo zu beschreiben. In 84% der Ereignisse dieser Menge werden die beiden in p_T stärksten Jets den

Partonen aus dem harten Streuprozeß richtig zugeordnet. In den Daten existieren Jets mit hohem Transversalimpuls, die aus dem Photonrest stammen.

Aus Kapitel 9:

Im Signalbin kann durch die Einschränkung auf Ereignissse mit genau 2 Jets mit $p_T > 7$ GeV, dem Verbot eines weiteren Jets oberhalb von 4.5 GeV und durch die Forderung, daß die Jets balanciert sind ($|\Delta\varphi| > 167°$), eine maximale Anreicherung von 56.5% für den Anteil direkter Photonenereignisse im rekonstruierten Monte Carlo erreicht werden.

Unter Ausnutzung des unterschiedlichen Verlaufs der x_γ- und $\cos\Theta^*$-Spektren für die Anteile direkter und aufgelöster Photonen wurden Formfits der Monte-Carlo-Komponenten an die Daten durchgeführt. Beim Fit der x_γ-Verteilungen für beide x_γ-Rekonstruktionsmethoden ergab sich ein Wert von $DIR^* \approx 1 \pm 20\%$ als Faktor für den Anteil direkter Photonen. In diese Verteilung geht der schlecht bestimmte Gluonanteil aus der Photonstrukturfunktion stark ein. Deswegen wurde ein Formfit an die von der Photonstruktur weitgehend unabhängige Streuwinkelverteilung $\cos\Theta^*$ zur Streuquerschnittsbestimmung vorgezogen.

Das Resultat des Formfits der Streuwinkelverteilung $\cos\Theta^*$ für den Faktor DIR^* des Anteils direkter Photonen in den Daten ist:

$$\boxed{\sigma_{dir}^{Daten} = DIR^* \cdot \sigma_{dir}^{MC} = 1.21 \pm 0.30\,(\mathrm{stat})\, \begin{matrix} +0.13 \\ -0.21 \end{matrix}\,(\mathrm{syst}) \cdot \sigma_{dir}^{MC}}$$

Dieser Faktor wurde für Photoproduktionsereignisse mit zwei harten Jets (Konusradius 0.7) von mindestens 7 GeV Transversalenergie und keinem weiteren Jet mit mehr als 4.5 GeV, die im Pseudorapiditätsintervall $-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$ liegen und balanciert sind ($|\Delta\varphi| > 167°$), ermittelt. Der kinematische Bereich ist auf $Q^2 < 0.01$ mit einer skalierten Photonenenergie $0.28 < y_{eTag} < 0.63$ und $x_\gamma^{eTag} > 0.6$ eingeschränkt.

Innerhalb der Fehler ist der Faktor DIR^* mit 1 kompatibel und damit ist die Beschreibung des Gluonanteils im Proton nach der GRV-LO-Parametrisierung mit den H1-Daten konsistent.

Der gemessene Anteil direkter Photonprozesse entspricht auf der Ebene der generierten Hadronen einem Streuquerschnitt von: $\sigma_{gen.Had.}^{direkt} = 0.54 \pm 0.14(\mathrm{stat})^{+0.06}_{-0.09}(\mathrm{syst})$ nb.

Der beobachtete Anteil aufgelöster Photonenprozesse ist in der Monte-Carlo-Simulation zu hoch. Der Faktor für diesen Anteil beträgt $RES^* \approx 0.4$. Als mögliche Ursachen kommen in Frage: Für große x_γ wird der Gluon- und/oder Quarkanteil im Photon von GRV-LO falsch parametrisiert. Oder es existieren in den Daten Migrationseffekte, die von den Migrationen im Monte Carlo nicht beschrieben werden.

Eine Unterstützung der Messung im Signalbin durch einen Formfit im Kontrollbin ($0.3 < x_\gamma < 0.6$) ist derzeit nicht möglich. Das Problem besteht darin, daß im Monte Carlo Ereignisse mit einem Jet im Vorwärtsbereich und einem Jet im zentralen Detektorbereich im Vergleich zu den Daten zu häufig auftreten.

Möglichkeiten zu weiteren Studien:

Mögliche Verbesserungen könnten sich durch folgende Untersuchungen ergeben:

- Vergleich der Raten von Photonrest-Parton-Vertauschungen in Daten und Monte Carlo,
- Studium der Partonschauerbeschreibung in Daten und Monte Carlo,
- Variation der relativen Gewichtung der Subprozeßkomponenten $gg \to gg$ und $gq \to gq$ im Monte Carlo,
- Auswirkungen einer differenzierteren Pedestalkorrektur,
- Überprüfung eines möglichen Anteils „weicher" Streuung im Streuquerschnitt.

Da der Fehler des DIR^*-Faktors zum größten Anteil statistischen Ursprungs ist, sollte mit der höheren integrierten Luminosität der Datennahmeperiode 1994 eine Messung mit kleinerem Fehler möglich sein. Dann werden voraussichtlich auch genauere systematische Untersuchungen notwendig, wie z.B. der Einfluß der Variation der verwendeten Parametrisierung der Photonstrukturfunktion.

11 Zusammenfassung

In dieser Analyse wurden die Wechselwirkungen von quasireellen Photonen ($Q^2 < 0.01$ GeV^2) mit Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 160 \ldots 240$ GeV betrachtet. Mittels einer Selektion von Ereignissen mit zwei Jets mit hoher Transversalenergie ($p_T > 7$ GeV) im Pseudorapiditätsbereich ($-0.5 < \eta < 2.5$) wurde die „harte" Photon-Proton-Streuung untersucht. Der Datensatz wurde auf Ereignisse beschränkt, bei denen die Energie des gestreuten Elektrons im Kleinwinkelelektronendetektor deponiert wurde.

In der QCD wird die Existenz von Parton-Parton-Streuungen mit direkt koppelnden und hadronisch aufgelösten Photonen vorhergesagt. Im Monte-Carlo-Modell des verwendeten Ereignisgenerators PYTHIA sind diese beiden Komponenten implementiert. Es wurden die Parametrisierungen der Photon- und Protonstrukturfunktion nach Glück, Reya und Vogt in führender Ordnung Störungstheorie (GRV-LO) genutzt. Höhere Ordnungen Störungstheorie werden durch Partonschauer im Anfangs- und Endzustand simuliert.

Das Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung des Parton-Parton-Streuquerschnitts in führender Ordnung Störungstheorie für die Prozesse mit direkt koppelnden Photonen σ_{dir}^{Daten}.

Die Untersuchung der Jet-Parton-Korrelationen zeigt, daß sich mit den Jets die Partonkinematik rekonstruieren läßt. Insbesondere können der Impulsanteil des Partons aus dem Photon x_γ und der Streuwinkel im Schwerpunktsystem der Parton-Parton-Streuung Θ^* aus den gemessenen Größen ermittelt werden.

Das Monte Carlo Modell beschreibt die Daten bis auf den Energiefluß um die Jets für Prozesse mit hadronisch aufgelöstem Photon. Die zugrundeliegenden QCD-Vorhersagen sind damit bestätigt.

Die nach der Monte-Carlo-Vorhersage unterschiedliche Form der Anteile direkt koppelnder und hadronisch aufgelöster Photonen in den x_γ- und $\cos\Theta^*$-Verteilungen bietet die Möglichkeit, einen Formfit dieser Komponenten an die Verteilung der Daten durchzuführen. Dabei wird der Formfit an die gemessene $\cos\Theta^*$-Verteilung dem Formfit in der x_γ-Verteilung vorgezogen, da die Form der $\cos\Theta^*$-Verteilung weitgehend unabhängig von der Photonstrukturfunktion ist. Der Formfit an die gemessene $\cos\Theta^*$-Verteilung ergibt eine Ratenkorrektur auf den mit dem Monte-Carlo-Modell berechneten Streuquerschnitt des Anteils direkt koppelnder Photonen σ_{dir}^{MC}:

$$\sigma_{dir}^{Daten} = 1.21 \pm 0.30\ (\mathrm{stat})\ \begin{matrix} +0.13 \\ -0.21 \end{matrix}\ (\mathrm{syst})\ \cdot \sigma_{dir}^{MC}$$

Da sich der Streuquerschnitt für Prozesse mit direkt koppelnden Photonen σ_{dir} im wesentlichen aus dem Streuquerschnitt der „harten" Parton-Parton-Streuprozesse $\hat{\sigma}_{dir}$ und dem Quarkanteil im Proton $f_{q/p}$ nach $\sigma_{dir} = \hat{\sigma}_{dir} \cdot f_{q/p}$ zusammensetzt, ist der gemessene Streuquerschnitt innerhalb der Fehler mit der Parametrisierung der Proton-Strukturfunktion nach GRV-LO kompatibel.

Die Voraussage für die Protonstruktur aus der GRV-LO-Parametrisierung beinhaltet die Dominanz der Gluonen aus dem Proton (74,3%) über die Quarks aus dem Proton (25,7%) bei einem mittleren Partonimpulsanteil von $x_p \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ am Protonimpuls. Somit ist die Messung des Anteils direkt koppelnder Photonen auf den Gluonanteil im Proton sensitiv. Insbesondere ist damit der gemessene Streuquerschnitt mit der Parametrisierung des Gluonanteils nach GRV-LO kompatibel.

Das Problem der Beschreibung von Verwechslungen in der Zuordnung von Jets zu den Partonen durch das Monte-Carlo-Modell konnte aufgrund der geringen Statistik nicht geklärt werden. Die Streuwinkelverteilungen im selektierten Kontrolldatensatz werden vom Monte-Carlo-Modell nicht beschrieben.

Es wurde versucht, dieses Problem durch das Studium von 3-Jet-Ereignissen bei kleinem x_γ zu verstehen. Das Monte-Carlo-Modell in führender Ordnung Störungstheorie mit Partonschauern beschreibt die Winkelverteilungen und Energien der Jets in den 3-Jet-Ereignissen vernünftig, nachdem der Energiefluß unter den Jets in den Monte-Carlo-Ereignissen mittels einer „Pedestaladdition" korrigiert wurde. Der Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen zeigt die Existenz von Jets mit hohen Transversalimpulsen, die aus dem Photonrest stammen.

Der Fehler des gemessenen Faktors ist überwiegend statistischer Natur. Mit der höheren integrierten Luminosität der Datennahmeperiode 1994 sollte eine Verringerung des Fehlers möglich sein.

Literatur

[1] H1 Collaboration, „The H1 detector at HERA", DESY 93-103 (1993)

[2] ZEUS Collaboration, „The ZEUS detector", Status Report (1993)

[3] H1 Collaboration, „ First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA", DESY 94-012

[4] F.Charles, „Measurement of the proton structure function F_2 in the experiment H1", H1-09/94-377

[5] Z.Zhang, V.Brission, M.Jaffre, „A Measurement of $F_2(x, Q^2)$ with the 1993 Data at High Q^2 Region", H1-09/94-379

[6] H1 Collaboration, „Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA", DESY 94-153 (Aug. 1994)

[7] H1 Collaboration, „A Search for Heavy Leptons at HERA", DESY 94-183 (Aug. 1994)

[8] H1 Collaboration, „New Results from the H1 Experiment at HERA on Jets, the Proton Structure Function, Rapidity Gap Events, Charged Current Cross Section and Searches for New Particles", DESY 94-112 (Jul. 1994)

[9] H.Hufnagel, „Jets in Photoproduction at HERA", H1-09/94-384

[10] ZEUS Collaboration, „Observation of Direct Processes in Photoproduktion at HERA", (Nov. 1993)

[11] H1 Collaboration, „Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies", DESY 92-160 (Nov. 1992)
H1 Collaboration, „Measurement of Inclusive Jet Cross Sections in Photoproduction at HERA", DESY 931-100 (Jul. 1993)
H1 Collaboration, „Inclusive Charged Particle Cross Section in Photoproduction at HERA", DESY 94-030 (Mar. 1994)
R.Prosi, U.Siewert, „Transversal Energy Cross Section in Photoproduction at HERA", H1-05/94-356

[12] I.Abt, J.R. Smith, „ MC Upgrades to Study Untagged Events", H1-10/92-249
J.R.Smith, „An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations", H1-12/92-259
J.R.Smith, B.D.Burow, „Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarisations", H1-01/94-388

[13] A.Rostovtsev, V.Soloshenko, „Corrections to the Weizäcker-Williams Approximation of Photon Flux in ep Collisions", H1-08/93-309

[14] A.Rostovtsev, A.Zhokin, „A comparitive analysis of DIS and Photoproduction events", H1-10/94-388

[15] J.J.Sakurai, Ann.Phys.11 (1960) 1

[16] T.H.Bauer, et al., Rev.Mod.Phys.50 (1978) 261, Rev.Mod.Phys.51 (1979) 407

[17] M. Drees, R. Godbole, Pramana J. Phys. 41 (1993) 83 und BU-TH-92-5, Dez 1992

[18] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, „Radiatively Generated Hadronic Photon Structure at Low Q^2“, Phys. Lett. **B222** (1998), S.149
M.Glück, E.Reya, A.Vogt, „Parton structure of the photon beyond the leading order“, Phys. Rev. **D45** (1992), S. 3986-3994
A.Vogt, „The Partonic Structure of Hadrons and Photons“, DO-TH 92/15, Dissertation, Universität Dortmund (1992)

[19] H.Hufnagel, „Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA“, Dissertation, Universität Heidelberg (1994)

[20] V.D.Barger, R.J.N.Phillips, „Collider Physics“, Frontiers in Physics 71, Addison-Wesley (1987)

[21] H1 Collaboration, „Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector“, PRC 93/02 (Mar 1993)

[22] H1 Calorimeter Group, „The H1 liquid argon calorimeter system“, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993), S. 460-498

[23] V.Andreev, S.Egli, R.Eichler, S.Levonian, „Proposal for new Detectors to Increase the Photon Tagging Acceptance“, H1-09/94-383

[24] JADE Collaboration, W.Bartel et al., Z. Phys. **C33** (1986) 23;
S.Bethke, Habilitation thesis, LBL 50-208 (1987)

[25] UA1 Collaboration, G.Arnison et al, Phys. Lett. **123B** (1983) 115
und C.Albajar et al., Nucl. Phys. **B309** (1988), S. 405

[26] J.Huth et al., „Toward a Standardization of Jet Definitions“, Proceedings of the DPF Summer Study on High Energy Physics, Snowmass, Colorado, ed. E.L.Berger (World Scientific, Singapur, 1992), S. 134, und FERMILAB-Conf-90/249-E

[27] T.Sjöstrand, Computer Physics Commun. **82** (1994) 74;
T.Sjöstrand, „PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4“, CERN-TH.7112/93 (revised August 1994)

[28] H1 Collaboration, J.Kurzhöfer, „The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN“, H1-08/94-375

[29] H.Albrecht et al., „A Guide to PHAN“, internal H1 manual

[30] S.Levonian, „Final Selections for the tagged gamma-p 93 samples“, Interne H1-Mitteilung

[31] G.Grindhammer, „Monte Carlo Generators for *ep* Physics“, in „Physics at HERA„, Vol.3 (1991)

[32] I.Abt, „Manual to IJRAY“, Interner H1-Report, H1-05/93-290

[33] B.Anderson et al., Z. Phys. C1 (1979) 105

[34] GEANT Program Manual, CERN Program Library (1992)

[35] H.Rick, „Untersuchungen zur hadronischen Struktur quasireeller Photonen bei HERA“, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[36] Ch.Schwanenberger, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Heidelberg (1994)

[37] F.James, M.Roos, „MINUIT - Function Minimization and Error Analysis“, CERN Program Library entry D506, CERN (1989)

Danksagung

Herrn Professor Dr. Franz Eisele danke ich für die Aufgabenstellung und die gute Betreuung meiner Arbeit und für die spannende Möglichkeit, ein Experiment der Grundlagenforschung in dieser Größe im Rahmen einer internationalen Kollaboration kennenzulernen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. M. Erdmann für die zahllosen Diskussionen zur Physik der Photoproduktionsprozesse und Hilfestellungen in praktischen Angelegenheiten. Die Zusammenarbeit mit ihm hat mich immer wieder neu motiviert und hat mir viele Anregungen gegeben, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Desweiteren möchte ich mich bei allen Mitgliedern der H1-Gruppe am Physikalischen Institut Heidelberg für die gute Arbeitsatmosphäre und die Zusammenarbeit bedanken. Besonders danken möchte ich Herrn Ch. Schwanenberger für die Bereitstellung der Jet-Profil-Histogramme.

Für das Korrekturlesen der Arbeit gilt Frau Dipl. Phys. Anthea Bethge ein herzliches Dankeschön.

Dem Cusanuswerk danke ich für die finanzielle und ideelle Förderung während meines Studiums.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für die Ermöglichung meines Physikstudiums bedanken. Sie haben mich stets in jeder Weise unterstützt.

Danke!

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 14. November 1994