Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Wolfgang Gradl
aus Heidelberg

Oktober 1997

Analyse harter γp-Ereignisse bei großem x_γ mit dem H1-Detektor

Die Diplomarbeit wurde von Wolfgang Gradl ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Franz Eisele

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine Analyse harter Zweijet-Ereignisse in der Elektron–Proton-Streuung bei HERA vorgestellt, bei denen das Photon quasireell ist (Photoproduktion). Die analysierten Daten wurden mit dem H1-Detektor im Jahr 1995 aufgenommen.
Die erste Messung der effektiven Partondichte im Photon bei $x_\gamma > 0.7$ wird vorgestellt. Dafür wird der differentielle Streuquerschnitt für Dijet-Produktion $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_\gamma$ gemessen und mit Hilfe eines Monte-Carlo-Modells in führender Ordnung Störungstheorie aus dieser Messung die effektive Partondichte im Photon bei großen x_γ extrahiert. Da der Gluonanteil im Photon bei diesen hohen Partonimpulsbruchteilen vernachlässigbar ist, ist die gemessene effektive Partondichte in guter Näherung die Quarkdichte im Photon $f_{\mathrm{q}/\gamma}(x_\gamma)$. Die gemessene Partondichte ist mit der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt im Rahmen der Fehler verträglich, zeigt aber bei großen x_γ und großer invarianter Zweijetmasse eine Tendenz zu größeren Werten als von GRV vorhergesagt.
Eine zweite Möglichkeit, die Anteile direkter und aufgelöster Photonereignisse unabhängig zu bestimmen, ergibt sich aus der unterschiedlichen Verteilung der Parton-Streuwinkel θ^* für die beiden Ereignisklassen. Die Methode des Formfits an die $\cos\theta^*$-Verteilung wird systematisch untersucht.

Abstract

This thesis describes an analysis of hard photoproduction of two jets in electron–proton scattering at HERA. The measurement is based on data recorded with the H1 detector during the 1995 data taking period.
The first measurement of the effective parton density function of the photon at high fractional momentum $x_\gamma > 0.7$ is presented. It is derived from a measurement of the differential cross section $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_\gamma$ and the comparison of this measured cross section with the prediction of a leading order QCD Monte Carlo model. Since the gluon density at high x_γ is negligibly small, the quark density in the photon is to a good approximation given by the effective parton density. Within the errors, the measured parton density is compatible with the parametrization of Glück, Reya and Vogt, although at very high x_γ and large di-jet mass a tendency to higher values can be seen.
Another possibility to independently measure the fraction of direct and resolved photons is given by the different distributions of the parton scattering angle θ^*. The method of a form fit to the $\cos\theta^*$ distribution is systematically investigated.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Photoproduktion und Jets **3**
2.1 Kinematik von Elektron-Proton-Kollisionen . . . 3
2.2 Photoproduktion . . . 4
2.2.1 Äquivalente Photon Näherung . . . 5
2.2.2 Harte Photoproduktion . . . 6
2.2.3 Photoproduktion in nächsthöherer Ordnung QCD . . . 12
2.3 Fragmentation und Jets . . . 13

3 Experimenteller Aufbau **15**
3.1 HERA . . . 15
3.2 Der Detektor H1 . . . 16
3.2.1 Detektorkomponenten . . . 17
3.2.2 Das Triggersystem . . . 19

4 Auswahl der Daten **23**
4.1 Trigger . . . 23
4.1.1 Downscaling . . . 24
4.2 Detektorzustand . . . 24
4.3 Elektrontagger . . . 25
4.4 Unterdrückung von Untergrundereignissen . . . 25
4.4.1 Schnitt auf die Vertexposition . . . 26
4.4.2 Schnitt auf $\sum(E - p_z)$ . . . 26
4.4.3 Radiative Ereignisse . . . 27
4.5 Schnitte in der Jetkinematik . . . 27
4.6 Zusammenstellung der Datenselektion . . . 28
4.7 Triggereffizienz . . . 28

5 Monte-Carlo-Simulation **33**
5.1 Monte-Carlo-Modell . . . 33
5.2 Jet-Parton-Korrelationen . . . 34
5.2.1 Rekonstruktion des partonischen Prozesses . . . 35
5.2.2 Rekonstruktion der kinematischen Variablen . . . 40
5.3 Vergleich von Daten und QCD-Modell . . . 43

6 Einflüsse auf die $\cos\theta^*$-Verteilung **51**
6.1 Winkelakzeptanz 51
6.2 Schwerpunktenergie und Schnitt auf p_t 52
6.3 Kinematische Effekte 52

7 Partondichte im Photon **57**
7.1 Effektive Partondichte 57
7.2 Regularisiertes Entfalten 58
7.3 Entfaltung der x_γ-Verteilung 59
7.3.1 Jetmassenbereich $25 < M_{\rm jj} < 40$ GeV 60
7.3.2 Jetmassenbereich $18 < M_{\rm jj} < 25$ GeV 63
7.4 Differentieller Zweijet-Wirkungsquerschnitt 67
7.5 Bestimmung der effektiven Partondichte 67
7.6 Zusammenfassung 69

8 Formfit an die $\cos\theta^*$-Verteilung **71**
8.1 Formen der $\cos\theta^*$-Verteilungen 71
8.2 Methode des Fits 71
8.2.1 Toy-Model 73
8.3 Fit 75
8.4 Zusammenfassung 75

9 Zusammenfassung und Diskussion **79**

A Fehler der Triggereffizienz **81**

Literaturverzeichnis **83**

Kapitel 1

Einleitung

Die moderne Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Frage nach dem fundamentalen Aufbau der Materie und den Kräften, die zwischen den elementaren Teilchen wirken.

Die Materie ist nach dem Standardmodell aus punktförmigen Teilchen, den Quarks und Leptonen, aufgebaut. Quarks und Leptonen sind Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin. Beide Teilchensorten kommen in drei Generationen zu je zwei Teilchen vor; die Materie der alltäglichen Welt besteht ausschließlich aus den Quarks und Leptonen der ersten Generation (der Grund hierfür wird im Standardmodell nicht erklärt und ist eine der ungelösten Fragen an das Standardmodell)

Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen wird im Standardmodell auf drei mikroskopisch wirkende fundamentale Kräfte zurückgeführt: die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation, die vierte fundamentale Kraft, ist auf mikroskopischer Skala viel zu schwach, um einen meßbaren Einfluß zu haben. Die Kräfte werden durch den Austausch von Teilchen von Spin 1, den Eichbosonen, vermittelt. Das Photon ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die schwache Wechselwirkung besitzt drei Eichbosonen, $\mathrm{W}^{\pm}$ und Z^0. Die starke Wechselwirkung findet über den Austausch von Gluonen statt. Sie wird von der Quantenchromodynamik beschrieben.

Während die Wechselwirkung des Photons mit Leptonen durch die elektroschwache Theorie mit großer Präzision beschrieben wird, zeigen Photon–Hadron-Streuexperimente eine Überraschung: Das (reelle) Photon präsentiert sich dem Hadron nicht nur als punktförmiges, ausschließlich elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen, sondern es zeigt auch eine „starke Seite“, da es virtuell in ein Quark–Antiquark-Paar fluktuieren kann. Dieses Quark–Antiquark-Paar kann einen gebundenen Zustand eingehen. Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) beschreibt das Photon bei großen Energien als Überlagerung von Vektormesonen mit Spin 1 und negativer Parität (wie z. B. ρ, ω, ϕ) und kann bei kleinen transversalen Energien im Endzustand das Verhalten des Photons sehr gut beschreiben.

In Endzuständen mit hinreichend großer transversaler Energie (also bei Vorhandensein einer harten Skala, bei der die Störungsreihe der Quantenchromodynamik sinnvolle Ergebnisse liefern kann) dominiert allerdings eine weitere Komponente des Photons den Wirkungsquerschnitt der Photon–Hadron-Streuung: das Photon kann in ein Quark–Antiquark-Paar fluktuieren, das keinen gebundenen Zustand bildet. Eins der Quarks wechselwirkt dann über die starke Wechselwirkung mit dem Hadron. Dieser Anteil wird „anomale Komponente“ genannt. Zusammenfassend nennt man die VDM- und die anomale Komponente „aufgelöstes Photon“. Im Gegensatz dazu werden Ereignisse, bei denen das Photon als Photon wechselwirkt, als „direkte Photonereignisse“ bezeichnet.

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Messung der Quarkdichte im Photon für die kinematische Region, in der das Quark einen großen Bruchteil x_γ des Photonimpulses in die Wechselwirkung mit dem Hadron einbringt. Analysiert werden Daten, die im Jahr 1995 vom Detektor H1 am Lepton-Proton-Speicherring HERA bei DESY aufgezeichnet wurden.

Anschließend wird ein Verfahren untersucht, mit dem der Wirkungsquerschnitt direkter und aufgelöster Photonereignisse unabhängig voneinander bestimmt werden kann; auch diese Messung kann dazu benutzt werden, die Quarkdichte im Photon zu bestimmen.

Kapitel 2

Photoproduktion und Jets

2.1 Kinematik von Elektron-Proton-Kollisionen

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton wird im Standardmodell der Elementarteilchenphysik durch den Austausch eines (virtuellen) Eichbosons der elektromagnetischen (Photon) oder schwachen Wechselwirkung (Z^0) beschrieben. Der Streuprozeß ist in Abb. 2.1 symbolisch dargestellt.

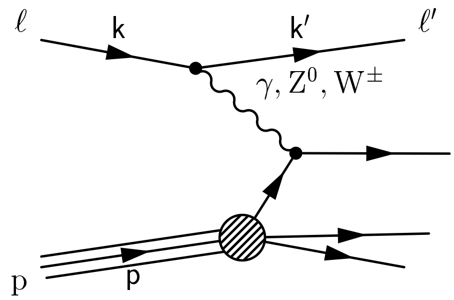


Abb. 2.1: Lepton-Proton-Streuung im Quark-Parton-Modell: k und k' sind die Viererimpulse des einlaufenden und gestreuten Leptons ℓ und ℓ', p der Viererimpuls des einlaufenden Protons, und $\mathsf{q} = \mathsf{k} - \mathsf{k}'$ ist der Viererimpulsübertrag auf das gestreute Parton aus dem Proton

Das Quadrat s_{ep} der Schwerpunktsenergie, die dem Streuprozeß zur Verfügung steht, erhält man aus den Viererimpulsen der einlaufenden Teilchen:

$$s_{\mathrm{ep}} = (\mathsf{k} + \mathsf{p})^2 \approx 4 E_{\mathrm{e}} E_{\mathrm{p}} \tag{2.1}$$

Die Näherung gilt solange, wie die Massen der Teilchen gegen ihre kinetische Energie vernachlässigbar klein sind. Dies ist bei HERA sicher der Fall, hier ergibt sich mit $E_e =$ 27.5 GeV und $E_p = 820$ GeV eine Schwerpunktsenergie im Elektron-Proton-System von $\sqrt{s_{\mathrm{ep}}} \approx 300$ GeV.

Um den inklusiven Streuprozeß $\mathrm{e} + \mathrm{p} \to \mathrm{e} + \mathrm{X}$ bei fester Schwerpunktsenergie s_{ep} kinematisch zu beschreiben, reicht es, den Winkel θ_{e} und die Energie E'_{e} des gestreuten

Elektrons zu kennen.[1] Anstelle von θ_e und E'_e, die bezugssystemabhängig sind, werden in der Regel die beiden lorentzinvarianten Größen Q^2 und y benutzt. Q^2 ist die Virtualität des ausgetauschten Photons, y ein Maß für den Energieübertrag.

$$Q^2 \equiv -\mathsf{q}^2 = -(\mathsf{k}-\mathsf{k}')^2 \approx 4E_eE'_e\cos^2\frac{\theta_\mathrm{e}}{2} \tag{2.2}$$

$$y = \frac{\mathsf{kq}}{\mathsf{kp}} \approx 1-\frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_\mathrm{e}}{2} \tag{2.3}$$

Bei H1 ist Q^2 kinematisch eingeschränkt auf das Intervall

$$10^{-8}\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2_\mathrm{min} = \frac{m_\mathrm{e}y^2}{1-y} < Q^2 < s_\mathrm{ep}y = Q^2_{max} = 86\,000\ \mathrm{GeV}^2 \tag{2.4}$$

Dabei zerfällt der Bereich, in dem Q^2 über das gestreute Elektron gemessen werden kann, in zwei Teile: Wird das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen, so liegt seine Virtualität zwischen

$$10^{-8}\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2\ . \tag{2.5}$$

Findet man dagegen das Elektron im Rückwärts- oder zentralen Kalorimeter, ist $Q^2 > 4\ \mathrm{GeV}^2$. Solange $Q^2 \ll m^2_{\mathrm{Z}^0}$ ist, spielt der Austausch des Z-Bosons für die Streuung keine Rolle. Erst wenn Q^2 und $m^2_{\mathrm{Z}^0}$ vergleichbar sind, treten meßbare Effekte der schwachen Wechselwirkung auf.

Das Proton wechselwirkt in inelastischer Streuung nicht als ganzes mit dem Boson; bei hinreichend großen Energien und Virtualitäten kann man eine Substruktur des Protons auflösen, die „Partonen“. Das Quark-Parton-Modell identifiziert einen Teil der Partonen mit Quarks. Die Größe x_B, die Bjorken'sche Skalenvariable, beschreibt im Quark-Parton-Modell den Anteil des streuenden Partons am Protonimpuls,

$$x_B = \frac{Q^2}{2\,\mathsf{pq}} \tag{2.6}$$

2.2 Photoproduktion

Wird das Elektron nur sehr wenig abgelenkt, so ist nach Gl. (2.2) $Q^2 \approx 0$, das ausgetauschte Photon also quasi-reell. Diesen kinematischen Bereich nennt man allgemein *Photoproduktion*. Bei HERA wird Photoproduktion von tief inelastischer Streuung (DIS) meist nach experimentellen Gesichtspunkten unterschieden: findet man das gestreute Elektron nicht im Kalorimeter (*anti tagging*), so ist $Q^2 < 4\ \mathrm{GeV}^2$, wird das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen, gilt sogar $Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2$.

Die Variable y bekommt in diesem Grenzfall eine einfache anschauliche Bedeutung: aus Gl. (2.3) sieht man, daß nun gilt

$$y = 1 - \frac{E'_\mathrm{e}}{E_\mathrm{e}} = \frac{E_\gamma}{E_\mathrm{e}} \tag{2.7}$$

y ist also der Bruchteil der Elektronenergie, den das ausgetauschte Photon in die harte Streuung mitbringt.

[1] Der Streuwinkel θ_e des Elektrons im Laborsystem wird in der H1-Kollaboration üblicherweise auf das globale H1-Koordinatensystem, d. h. auf die Richtung des einlaufenden Protons, bezogen. Kleinwinkelstreuung bedeutet dann $\theta_\mathrm{e} \approx 180°$.

2.2.1 Äquivalente Photon Näherung

Das Elektron wechselwirkt nur über den Austausch eines Photons mit den Partonen des Protons. Der Wirkungsquerschnitt der Streuung von Elektronen an Protonen kann daher in die Abstrahlung eines Photons vom Elektron und die anschließende Streuung des Photons am Proton faktorisiert werden:

$$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{ep}}(y, Q^2) = \sigma_{\gamma p}(y)\, \mathrm{d}n(y, Q^2) \tag{2.8}$$

Diese Faktorisierung nennt man äquivalente Photon-Näherung (*equivalent photon approximation*). Für sehr kleine Q^2 kann man den Photonenfluß $\mathrm{d}n(y, Q^2)$ in einem kleinen Bereich in y näherungsweise berechnen. Dabei werden die Virtualität des Photons und Terme mit longitudinaler Polarisation des Photons vernachlässigt. Diese Näherung wird „Weizsäcker–Williams Näherung“ (WWA) genannt [vW34, Wil35]. Der dem Elektron entsprechende Photonfluß ist in dieser Näherung gegeben durch

$$\mathrm{d}n(y, Q^2) = f_{\gamma/e}(y, Q^2)\, \mathrm{d}y \tag{2.9}$$

mit

$$f_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{\mathrm{max}}}{Q^2_{\mathrm{min}}} - 2m_{\mathrm{e}}^2 y\left(\frac{1}{Q^2_{\mathrm{min}}} - \frac{1}{Q^2_{\mathrm{max}}}\right)\right) \tag{2.10}$$

Hierbei bezeichnet $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ die Wahrscheinlichkeit, im Elektron ein Photon mit der relativen Energie y und der Virtualität Q^2 zu finden. Der Photonfluß wurde außerdem über das Intervall $[Q^2_{\mathrm{min}}, Q^2_{\mathrm{max}}]$ mit $Q^2_{\mathrm{max}} \ll 1$ GeV^2 integriert.

Abb. 2.2 zeigt das Spektrum der von einem Elektron emittierten quasireellen Photonen für das für die Photoproduktion bei H1 relevanten kinematischen Bereich mit $Q^2_{\mathrm{min}} = 10^{-7}$ GeV^2 und $Q^2_{\mathrm{max}} = 10^{-2}$ GeV^2. In dieser Region stimmt die WWA mit einer exakten QED-Rechnung auf ungefähr 1% überein. Das Spektrum zeigt zu großen relativen Photonenergien y einen mäßigen Abfall und divergiert für $y \to 0$.

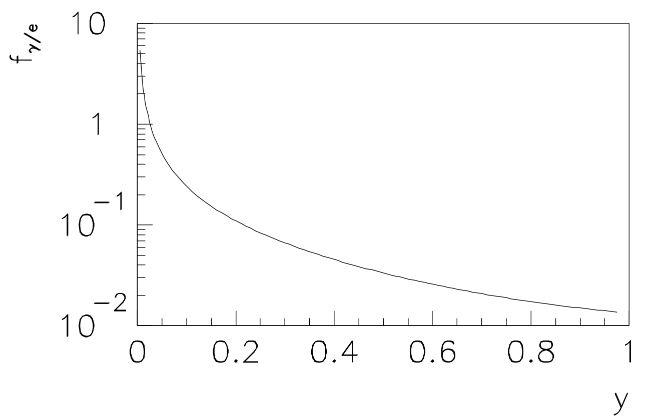


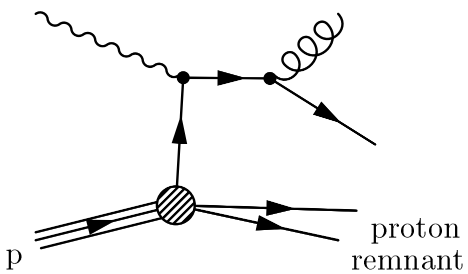
Abb. 2.2: Das Spektrum der von einem Elektron emittierten quasireellen Photonen als Funktion der relativen Photonenergie $y = E_\gamma/E_{\mathrm{e}}$ nach der Weizsäcker-Williams-Näherung für $Q^2_{\mathrm{min}} = 10^{-7}$ GeV^2 und $Q^2_{\mathrm{max}} = 10^{-2}$ GeV^2

2.2.2 Harte Photoproduktion

Die bei HERA erreichbaren hohen Schwerpunktsenergien ermöglichen das Auftreten „harter“ Streuprozesse in Photoproduktionsereignissen, bei denen einzelne Teilchen oder Teilchenbündel („Jets“) mit hoher Transversalenergie im hadronischen Endzustand auftreten. Analog zu Q^2 in der tiefinelastischen Streuung (DIS) bestimmt bei der Photoproduktion der Transversalimpuls p_t die Skala, bei der die Wechselwirkung auf Partonniveau stattfindet. Ist p_t hinreichend groß ($p_t \gtrsim 1$ GeV), so ist $\alpha_s(p_t^2)$ klein genug, daß die störungstheoretische Quantenchromodynamik sinnvolle Vorhersagen treffen kann.

Direkte und aufgelöste Photonen

Betrachtet man die Photon–Proton-Streuung in niedrigster Ordnung der Quantenchromodynamik, so kann das Photon „direkt“ mit einem geladenen Parton aus dem Proton wechselwirken. Abb. 2.3 zeigt zwei Diagramme der möglichen harten Streuprozesse in niedrigster Ordnung der QCD, die zur direkten Komponente beitragen: die QCD-Compton-Streuung und die Boson-Gluon-Fusion. Um die Impulserhaltung nicht zu verletzen, müssen bei diesen Prozessen zwei harte Partonen entstehen, die im γ-Parton-Schwerpunktssystem in p_t und ϕ balanciert sind. Die restlichen Partonen des Protons bilden den *proton remnant*, dessen Energie größtenteils in der Strahlröhre verschwindet.



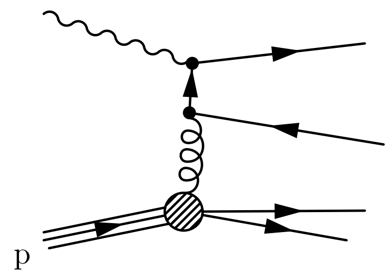


Abb. 2.3: Zwei mögliche Diagramme für direkte Photonen in niedrigster Ordnung QCD: *links* QCD Compton-Streuung, *rechts* Photon-Gluon-Fusion.

Wie schon die ersten Fixed-Target-Experimente zur Photon-Nukleon-Streuung gezeigt haben, reicht die direkte Komponente nicht aus, um den totalen Wirkungsquerschnitt zu beschreiben. Statt dessen zeigte sich, daß das Photon in guter Näherung wie ein Hadron wechselwirkt; die Ergebnisse ließen sich durch das Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD) quantitativ gut beschreiben (für eine Zusammenfassung der Ergebnisse siehe [B+78]). Danach kann der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung des Photons mit einem Target τ geschrieben werden als

$$\sigma_{\gamma\tau} = \sum_{V=\omega,\rho,\phi,\ldots} \frac{\pi\alpha}{\gamma_V^2}\sigma_{V\tau} \ , \tag{2.11}$$

wobei die Summe über alle Vektormesonen mit den Quantenzahlen des Photons läuft, die energetisch erreichbar sind. γ_V ist die Kopplungskonstante des Photons an das Vektormeson V und kann experimentell aus Zerfallsraten bestimmt werden. Bei großen transversalen Energien zeigt sich aber, daß das VDM die experimentell gemessene Rate unterschätzt und daher einer Korrektur bedarf.

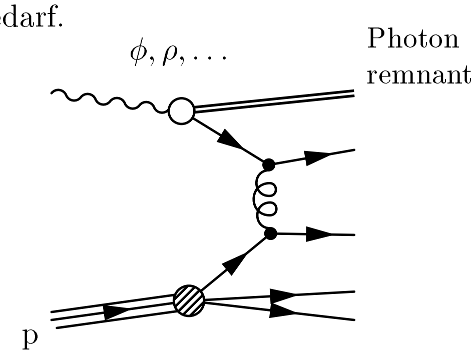


Abb. 2.4: Wechselwirkung eines Photons mit einem Proton nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM)

Nach der QCD muß das $q\bar{q}$-Paar bei ausreichend hoher transversaler Energie (das heißt, wenn α_s klein ist) keinen gebundenen Zustand eingehen; diese Komponente wird „anomalous photon“ genannt und dominiert bei hinreichend großem p_t den Wirkungsquerschnitt. Abb. 2.5 zeigt zwei zur anomalen Komponente beitragende Diagramme.

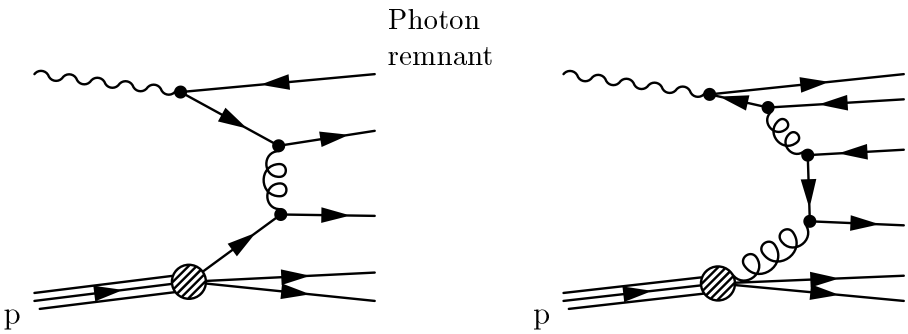


Abb. 2.5: Zwei Diagramme für aufgelöste Photonen in niedrigster Ordnung QCD

In der tiefinelastischen Streuung wird der Anteil des Partonimpulses am Protonimpuls durch die Bjorken'schen Skalenvariable x_B gegeben. In der Photoproduktion von Jets führt man die Größe x_γ ein. Sie gibt an, welchen Bruchteil der Photonenergie das auf Photonseite am harten Streuprozeß beteiligte Parton hat. Falls das Photon direkt, also punktartig, wechselwirkt, ist $x_\gamma = 1$, sonst gilt $x_\gamma < 1$. Die restlichen Partonen aus dem Photon bilden den Photon-remnant, der in Rückwärtsrichtung beobachtet werden kann [Huf94, ZEU95].

Photon-Strukturfunktion

Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^2\sigma^{\gamma\mathrm{p}}/\mathrm{d}x_\gamma\mathrm{d}Q^2$ hängt nach dem oben ausgeführten von der Partonverteilung im Photon ab. Diese Abhängigkeit wird üblicherweise in führender Ordnung durch eine experimentell zu bestimmende Strukturfunktion parametrisiert. Für den etwas einfacheren Fall der Elektron-Photon-Streuung, die an e^+e^--Speicherringen beobachtet werden kann, kann der Wirkungsquerschnitt wie folgt angegeben werden:

$$\frac{d^2\sigma^{e\gamma}}{dx_\gamma dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_\gamma Q^4}\left(\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)F_2^\gamma(x_\gamma,Q^2) - \frac{y^2}{2}F_L^\gamma(x_\gamma,Q^2)\right) \tag{2.12}$$

Der Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion $y^2F_L^\gamma$ ist üblicherweise sehr klein.

Im Falle der Photon–Proton-Streuung kommt als weiteres Element die Protonstrukturfunktion hinzu. In erster Ordnung kann der Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung so ausgedrückt werden:

$$\frac{d^4\sigma^{ep}}{dy\,dx_\gamma\,dx_p\,d\cos\theta^*} = \frac{1}{32s_{ep}}\frac{f_{\gamma/e}(y)}{y}\sum_{i,j}\frac{f_{i/\gamma}(x_\gamma,p_t^2)f_{j/p}(x_p,p_t^2)}{x_\gamma\,x_p}\left|M_{ij}(\cos\theta^*)\right|^2 \tag{2.13}$$

Dabei bezeichnet $f_{i/\gamma}(x_\gamma,p_t^2)$ die Wahrscheinlichkeit, ein Parton i im Photon zu finden.

Das Quark-Parton-Modell (QPM) macht eine Vorhersage über den Beitrag der anomalen Komponente des Photons zu F_2^γ. Die Wahrscheinlichkeit $f_{q/\gamma}$, ein Quark im Photon zu finden, hängt mit $f_{\gamma/q}$, der Wahrscheinlichkeit, ein Photon im Quark zu finden, wie folgt zusammen:

$$f_{q/\gamma}(x_\gamma) = x_\gamma f_{\gamma/q}(x_\gamma^{-1}) \tag{2.14}$$

$f_{\gamma/q}$ ist nichts anderes als die mit dem Quadrat der Quark-Ladung z_q^2 skalierte Wahrscheinlichkeit, ein Photon im Elektron zu finden Gl. (2.10):

$$f_{q/\gamma}(x_\gamma,Q^2) = z_q^2\,\frac{\alpha}{\pi}\,\left(x_\gamma^2+(1-x_\gamma)^2\right)\,\ln\frac{Q^2}{M_q^2} \tag{2.15}$$

Diese Wahrscheinlichkeiten werden über alle auftretenden Quarkflavours n_f und die 3 Farbfreiheitsgrade summiert und ergeben dann die QPM-Vorhersage für F_2^γ:

$$F_2^\gamma(x_\gamma,Q^2) = x_\gamma\,\sum_{n_f} z_q^2\,f_{q/\gamma}(x_\gamma,Q^2) \tag{2.16}$$

$F_2^\gamma(x_\gamma,Q^2)$ kann in tiefinelastischer Elektron-Photon-Streuung (z.B. bei LEP) gut gemessen werden; nur bei sehr kleinen und sehr großen x_γ besteht noch eine große Unsicherheit.

QCD-Korrekturen an die naive Photon-Strukturfunktion des Quark-Parton-Modells erhalten die $\ln Q^2$-Abhängigkeit der Quarkdichten (2.15) [Wit70]. In führender Ordnung ergibt die QCD-Vorhersage für die Photon-Strukturfunktion

$$F_2^\gamma(x_\gamma,Q^2) = 3\sum_{n_f} z_q^2\,\frac{\alpha}{\pi}x_\gamma\,\left(x_\gamma^2+(1-x_\gamma)^2\right)\,\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \tag{2.17}$$

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist in erster Ordnung Störungstheorie gegeben durch $\alpha_s(Q^2) \propto (\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2))^{-1}$, damit ergibt sich für die Photonstrukturfunktion

$$F_2^\gamma(x_\gamma,Q^2) \propto \frac{\alpha}{\alpha_s(Q^2)}\;. \tag{2.18}$$

Parton-Kinematik

Anstelle der Streuwinkel θ benutzt man zur Angabe der Richtung eines Teilchens häufig die *Rapidität* y, die sich auf eine vorgegebene Achse bezieht (z.B. die z-Achse im Laborsystem):

$$\mathrm{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \tag{2.19}$$

Der Streuwinkel θ^* im Parton–Parton-Schwerpunktssystem hängt mit der Rapiditätsdifferenz $\Delta\mathrm{y}$ der auslaufenden Partonen zusammen:

$$\begin{aligned} \mathrm{y}^* &= \frac{1}{2}(\mathrm{y}_1 - \mathrm{y}_2) \\ \cos\theta^* &= \tanh \mathrm{y}^* \end{aligned} \tag{2.20}$$

Unter einer Lorentztransformation, die die ausgezeichnete Achse festhält, verhält sich y wie folgt:

$$\mathrm{y}' = \mathrm{y} + \mathrm{const.}$$

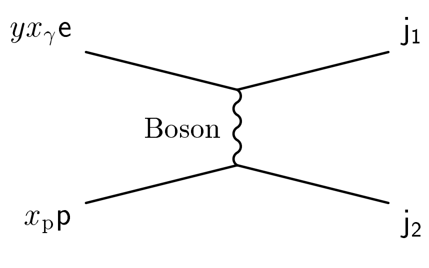
Rapiditätsdifferenzen sind also invariant unter dieser Klasse von Lorentztransformationen, ebenso wie auf diese Achse bezogene Transversalimpulse p_t und Azimutwinkel ϕ.

Für vernachlässigbare Teilchenmassen geht y in die *Pseudorapidität* η über. Diese hängt mit dem im Labor gemessene Streuwinkel wie folgt zusammen:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_{||}}{p - p_{||}} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \tag{2.21}$$

Da die z-Achsen des Parton–Parton-Schwerpunktssystems und des Laborsystems in der Photoproduktion in guter Näherung zusammenfallen, sind $\Delta\eta$, p_t und ϕ auch in beiden Bezugssystemen gleich. Sie eignen sich daher gut, die Kinematik des Endzustandes lorentzinvariant zu beschreiben.

Ein Feynmangraph für einen $(2 \rightarrow 2)$-Streuprozeß in der Photoproduktion auf Partonniveau in führender Ordnung ist in folgendem Bild dargestellt:



Hierbei wurde vorausgesetzt, daß die Partonen, die auf Photon- und Protonseite in den harten Streuprozeß eingehen, kollinear zum Photon bzw. Proton laufen. Aus der Erhaltung des Viererimpulses folgt mit diesen Bezeichnungen

$$yx_\gamma\mathsf{e} + x_\mathrm{p}\mathsf{p} = \mathsf{j}_1 + \mathsf{j}_2 \ . \tag{2.22}$$

Multipliziert man diese Gleichung mit p bzw. e, so erhält man, wenn man den „intrisischen“ Transversalimpuls der einlaufenden Partonen vernachlässigt und unter der Näherung $m \approx 0$, für die kinematischen Variablen x_γ und x_p:

$$x_\gamma = \frac{p_t}{2yE_\mathrm{e}}\left(e^{-\eta_1} + e^{-\eta_2}\right) \tag{2.23}$$

$$x_\mathrm{p} = \frac{p_t}{2E_\mathrm{p}}\left(e^{\eta_1} + e^{\eta_2}\right) \tag{2.24}$$

x_γ und x_p lassen sich also aus dem Endzustand wieder rekonstruieren, wenn man die Richtung und den Transversalimpuls der harten Partonen aus dem hadronischen Endzustand wiederbekommt.

Dynamik der Parton–Parton-Streuung

Der Elektron–Proton-Streuung liegt nach dem Quark-Parton-Modell und der Quantenchromodynamik ein elastischer harter Subprozeß zugrunde. Diese elastische Parton–Parton-Streuung bei großen Energien wird von der QCD beschrieben. Wirkungsquerschnitte werden häufig als Funktion der lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen $\hat{s}$, $\hat{t}$ und $\hat{u}$ angegeben. Sie hängen für masselose Partonen mit den Energien E_1, E_2 der Partonen im Anfangszustand und dem Streuwinkel $\hat{\theta}$ folgendermaßen zusammen:

$$\hat{s} = 4E_1E_2 \tag{2.25}$$

$$\hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2}(1-\cos\hat{\theta}) = \hat{s}\sin^2\frac{\hat{\theta}}{2} \tag{2.26}$$

$$\hat{u} = -\frac{\hat{s}}{2}(1+\cos\hat{\theta}) = \hat{s}\cos^2\frac{\hat{\theta}}{2} \tag{2.27}$$

$$0 = \hat{s} + \hat{t} + \hat{u}$$

Der Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau kann dann so geschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}}{\mathrm{d}\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2}|\mathcal{M}|^2 \tag{2.28}$$

wobei $\mathcal{M}$ das Matrixelement des Prozesses ist. Für feste Schwerpunktsenergie ist der Partonwirkungsquerschnitt nur eine Funktion des Streuwinkels $\hat{\theta}$ im Parton–Parton-Schwerpunktssystem. Eine Tabelle der quadrierten und über die Spins der ein- und auslaufenden Partonen gemittelten Matrixelemente der Photoproduktion in niedrigster Ordnung der Störungstheorie findet sich in Tabelle 2.1 (siehe auch z. B. [LP96, Erd97]).

$\cos\theta^\star$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

In den Feynmangraphen für direkte Photonereignisse findet man immer den Quarkpropagator vor, während die den aufgelösten Kanal dominierenden Prozesse durch ein Gluon im t-Kanal vermittelt werden. Daraus ergeben sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für $|\cos\theta^*| \to 1$ bei festgehaltener Schwerpunktsenergie folgende Winkelabhängigkeit:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|\cos\theta^*|} \propto \frac{1}{1-|\cos\theta^*|} \qquad \text{(direct)}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|\cos\theta^*|} \propto \frac{1}{(1-|\cos\theta^*|)^2} \qquad \text{(resolved)}$$

Prozeß	$\overline{\lvert\mathcal{M}\rvert^2}$
$q_i q_j \to q_i q_j$	$\frac{4}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$q_i q_i \to q_i q_i$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}\right)-\frac{8}{27}\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$q_i \bar{q}_i \to q_j \bar{q}_j$	$\frac{4}{9}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q_i \bar{q}_i \to q_i \bar{q}_i$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)-\frac{8}{27}\frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$
$q_i \bar{q}_i \to gg$	$\frac{32}{27}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{8}{3}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \to q_i \bar{q}_i$	$\frac{9}{64}\left[\frac{32}{27}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{8}{3}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}\right]$
$q_i g \to q_i g$	$-\frac{4}{9}\frac{\hat{u}^2+\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}}+\frac{\hat{u}^2+\hat{s}^2}{\hat{t}^2}$
$gg \to gg$	$\frac{9}{2}\left[3-\frac{\hat{u}\hat{t}}{\hat{s}^2}-\frac{\hat{u}\hat{s}}{\hat{t}^2}-\frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2}\right]$
$g\gamma \to q_i \bar{q}_i$	$\alpha z_i^2\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}$
$q_i\gamma \to q_i g$	$-\alpha z_i^2\frac{8}{3}\frac{\hat{u}^2+\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}}$

Tabelle 2.1: Matrixelemente für $(2 \to 2)$-Parton–Parton-Streuung in niedrigster Ordnung QCD (aus [LP96]), die in der Photoproduktion auftreten. Die oberen acht gelten für aufgelöste, die unteren zwei für direkte Photonereignisse

Die für $\cos\theta^* = 0$ auf 1 normierten Matrixelemente sind in Abb. 2.6 dargestellt. Die linken drei Kurven gehören zu aufgelösten, die rechten drei zu direkten Prozessen. Die Matrixelemente für aufgelöste Photonen zeigen einen deutlich steileren Anstieg.

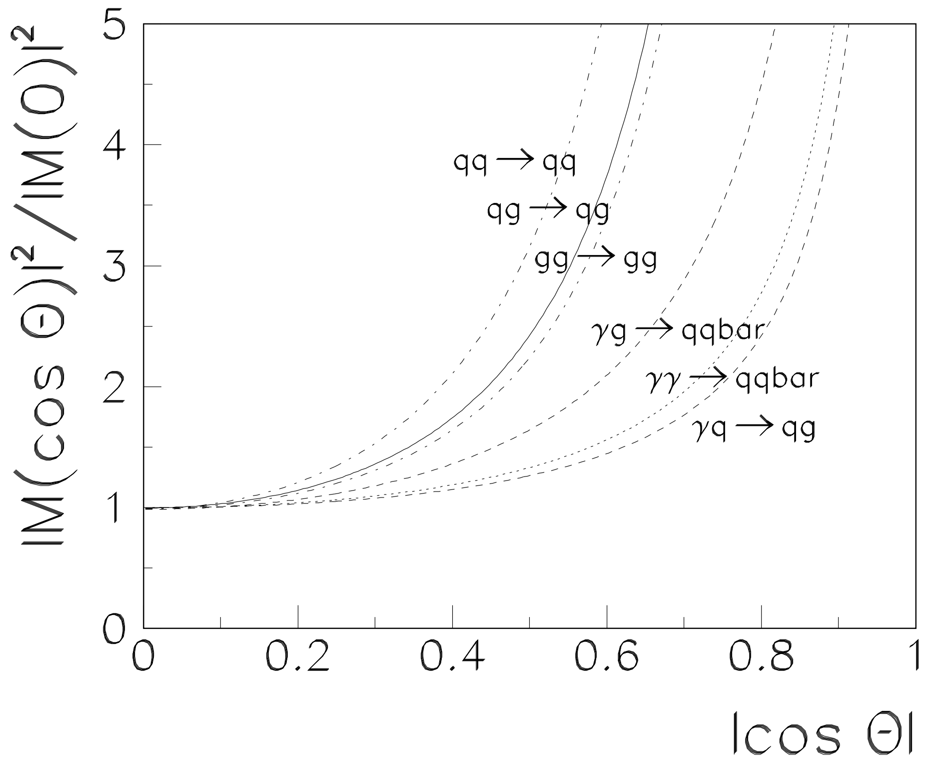


Abb. 2.6: Form der $\cos\theta^*$-Abhängigkeit der Matrixelemente für $2 \to 2$-Parton-Prozesse in niedrigster Ordnung QCD. Für die aufgelösten Photonen (*links*) sind nur die Matrixelemente gezeigt, die einen dominanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern. (Aus [Erd97])

2.2.3 Photoproduktion in nächsthöherer Ordnung QCD

Eine scharfe Trennung nach direkten und aufgelösten Prozessen, die sich in niedrigster Ordnung der QCD anbietet, ist in höheren Ordnungen Störungstheorie mit 3 Partonen im Endzustand nicht mehr möglich. Hier kann z. B. der Endzustand in Abb. 2.7 links als direct oder resolved Prozeß interpretiert werden. Dennoch spricht man auch in nächsthöherer Ordnung (NLO) von direct und resolved, je nachdem, mit welchem internen Propagator die den Streuprozeß dominierende harte Skala verknüpft ist.

Außer der Abstrahlung eines weiteren (möglicherweise harten) Partons umfassen Effekte der Korrekturen in höherer Ordnung der Störungstheorie die Notwendigkeit zur Renormierung. Durch die Renormierung werden die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Komponenten direct und resolved abhängig von der Renormierungsskala, die üblicherweise mit der Skala des harten Subprozesses identifiziert wird. Nur in der Summe der Komponenten hebt sich diese Skalenabhängigkeit größtenteils weg. Die Abstrahlung weiterer harter Gluonen kann im Detektor als Multijet-Ereignis beobachtet werden.

Ausführliche Diskussionen über die Photoproduktion von Jets in nächsthöherer Ordnung QCD finden sich in [Kla96], [KK96], [HO97], [FR97].

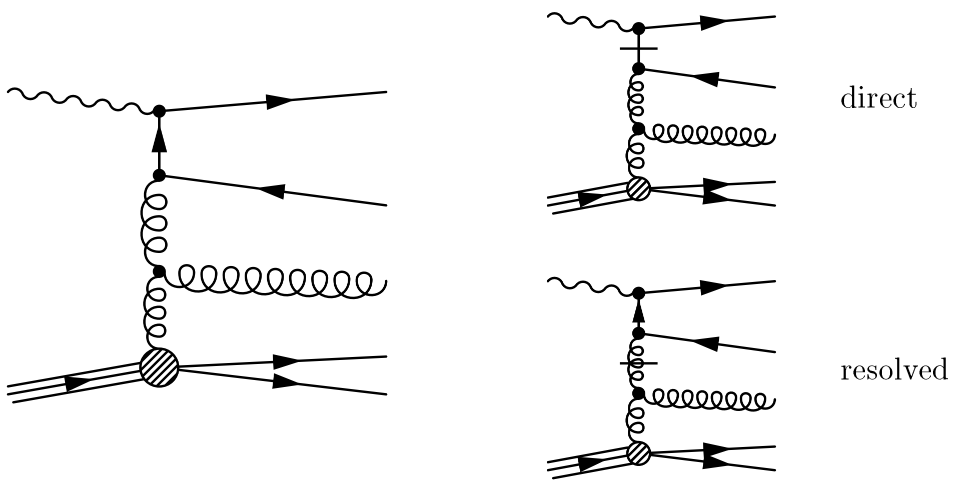


Abb. 2.7: *links* ein Beitrag zur Photoproduktion von zwei Jets in nächsthöherer Ordnung Störungstheorie (NLO), *rechts* die Interpretation als direct mit zusätzlich abgestrahltem Gluon (*oben*) oder als resolved in führender Ordnung (*unten*). Der Propagator zwischen den beiden Partonen des harten Subprozesses ist jeweils durch einen Querstrich gekennzeichnet

2.3 Fragmentation und Jets

Die Partonen aus dem Quark-Parton-Modell sind keine im Detektor beobachtbaren Objekte, da sie freie Farbladung tragen. Deshalb „fragmentieren" sie zu Schauern von Hadronen. Die Fragmentation ist ein nicht-störungstheoretischer Effekt und kann bisher nur phänomenologisch beschrieben werden. Eines der verwendeten Fragmentationsmodelle ist das Lund-Stringmodell, das von dem bei großen Abständen mit r linear ansteigenden QCD-Potential inspiriert ist. Zwischen zwei Partonen, die kein Farbsingulett bilden, spannt sich in diesem Modell ein „Farbstring". Entfernen sich die Partonen voneinander, wird die im String gespeicherte Energie schließlich so groß, daß er unter der Bildung eines neuen Quark–Antiquark-Paares reißt. Dieser Prozeß wird solange weitergeführt, bis die Energie im Feld zwischen zwei Partonen nicht mehr ausreicht, ein neues Paar zu bilden. Die übrigbleibenden Partonen bilden dann die Hadronen des Endzustandes. Typischerweise hat ein aus der Fragmentation stammendes Hadron einen Transversalimpuls von ≈ 300 MeV gegenüber der Richtung des ursprünglichen Partons.

Ist die Partonenergie groß genug, so ist durch den begrenzten Transversalimpuls der Teilchenschauer räumlich relativ gut gebündelt. Man spricht bei diesen Teilchenbündeln von „Jets". Da Jets aber keine Objekte der QCD sind, muß man (willkürlich) definieren, was unter einem Jet verstanden werden soll; d.h. man muß einen Algorithmus angeben, der aus den Teilchen des hadronischen Endzustandes Jets bildet. Ein solcher Algorithmus kann dann auch von Theoretikern verwendet werden, um Ergebnisse ihrer Rechnungen mit dem Experiment zu vergleichen.

In dieser Arbeit wird der im 'Snowmass Accord' [H$^+$90] vorgeschlagene Jet-Algorithmus in der Implementation QJCONE aus dem H1-internen Analysepaket H1PHAN benutzt.

Dabei handelt es sich um einen Konus-Algorithmus, der innerhalb eines Kegels in der η–ϕ-Ebene mit definiertem Radius transversale Energie aufsummiert. Abstände in der η–ϕ-Ebene sind dabei so definiert:

$$R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

Der Detektor wird in der η–ϕ-Ebene mit einem Gitter überzogen und in die Zellen des Gitters die transversale Energie aus dem Detektor (oder die der stabilen Hadronen im Falle einer Monte-Carlo-Rechnung) eingefüllt. Ist E_t in einer Gitterzelle größer als eine einstellbare Schwelle E_t^{ini}, kann die Zelle als „Initiator“ für einen Jet dienen. Um jeden Initiator werden Zellen bis zu einem Abstand R_{cone} zu einem „Protojet“ vereinigt und anschließend der Konus solange variiert, bis die in ihm enthaltene Energie maximal ist. Der in E_t größte Protojet wird, falls E_t größer als E_t^{min} ist, in eine Liste der Jets eingetragen, und die ihn bildenden Zellen werden aus dem Gitter entfernt. Dieser Algorithmus wird solange iteriert, bis keine weiteren Jets mit $E_t \geq E_t^{\mathrm{min}}$ gefunden werden.

Die Jetachse wird als E_t-gewichtetes Mittel der Pseudorapidität η und des Azimutwinkels ϕ der den Jet bildenden Zellen definiert

$$\begin{aligned} \eta^{\mathrm{jet}} &= \frac{1}{E_t^{\mathrm{jet}}} \sum_i E_{t\,i}\, \eta_i \ , \\ \phi^{\mathrm{jet}} &= \frac{1}{E_t^{\mathrm{jet}}} \sum_i E_{t\,i}\, \phi_i \ . \end{aligned} \tag{2.29}$$

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die in der vorliegenden Arbeit analysierten Daten wurden im Jahr 1995 mit dem H1-Experiment am Speicherring HERA der Großforschungseinrichtung DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg aufgenommen. Im folgenden sollen nach einer kurzen Beschreibung des Beschleunigersystems die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors beschrieben werden.

3.1 HERA

Im Elektron-Proton-Collider HERA[1], dem weltweit einzigen Beschleunigersystem dieser Art, werden Elektronen[2] und Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\mathrm{ep}}} \approx 300$ GeV zur Kollision gebracht.

Abbildung 3.1 zeigt die Beschleunigeranlage HERA im Überblick. Der Tunnel des HERA-Rings, teilweise unter dem Hamburger Volkspark gelegen, hat einen Umfang von 6.3 km. Positronen und Protonen werden in getrennten Strahlröhren geführt. In einem System aus Linearbeschleuniger, Synchrotron und Speicherring erhalten die e und p eine Energie von 12 bzw. 40 GeV und werden mit dieser Energie in den Speicherring HERA eingekoppelt. Hier werden sie auf die Endenergien von 27.6 GeV (e^+) bzw. 820 GeV (p) beschleunigt.

Die e^+- und p-Strahlen bestehen aus bis zu 210 Teilchenpaketen (*Bunches*). Jeder dieser Bunches enthält 10^{10} bis 10^{11} Teilchen; die Strahlströme betragen im Durchschnitt $I_{\mathrm{e}} = 20$ mA und $I_{\mathrm{p}} = 60$ mA. Alle 96 ns treffen zwei Bunches in den Wechselwirkungszonen aufeinander („*Bunchcrossing*"). Die spezifische Luminosität beträgt unter den momentanen Strahlbedingungen durchschnittlich $\mathcal{L}_{\mathrm{spec}} \approx 5 \times 10^{29}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{mA}^{-2}$. Abb. 3.2 zeigt die von HERA produzierte integrierte Luminosität für die Jahre 1992–1996 und das erste Halbjahr 1997.

In den Wechselwirkungszonen der Hallen Nord und Süd sind die Vielzweck-Experimente H1 und ZEUS aufgebaut, die seit Sommer 1992 Daten nehmen; die physikalischen Fragestellungen, die mit ihrer Hilfe untersucht werden sollen, sind im wesentlichen [BI91]:

[1]Hadron-Elektron-Ring-Anlage

[2]Seit Mitte 1994 werden aus technischen Gründen ausschließlich Positronen verwendet, mit denen höhere Strahlströme und damit höhere Luminositäten erreicht werden können. Da die in dieser Arbeit untersuchten Prozesse am Leptonvertex über die elektromagnetische Wechselwirkung stattfinden, ist der Unterschied zwischen Positronen und Elektronen unerheblich.

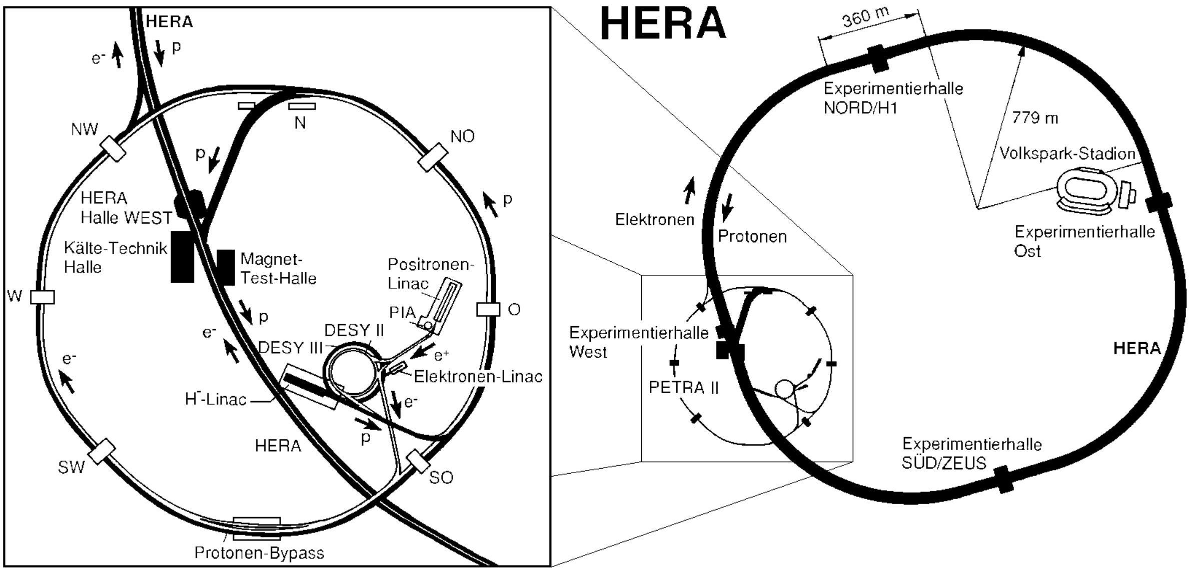


Abb. 3.1: Der Speicherring HERA am DESY

- Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$
- Untersuchung des hadronischen Endzustands in der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung
- Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons
- Präzisionstests der Theorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkungen
- Suche nach Physik jenseits des Standardmodells (z. B. SUSY)

Zwei weitere Experimente am HERA Speicherring, HERMES (Halle Ost) und HERA-B (Halle West) nutzen jeweils nur einen Teilchenstrahl. HERMES untersucht die Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Atomkernen. HERA-B, das sich noch im Aufbau befindet und 1998 die ersten Daten nehmen soll, untersucht die CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen.

3.2 Der Detektor H1

Der H1-Detektor (siehe Abb. 3.3) ist in [H1 97] detailliert beschrieben. Im folgenden sollen nur die für diese Arbeit besonders wichtigen Komponenten beschrieben werden.

Das H1-Koordinatensystem wird durch den HERA-Ring definiert: die positive z-Achse zeigt in Richtung des einlaufenden Protonenstrahls, die positive x-Achse zeigt auf den Mittelpunkt des Beschleunigerrings und die positive y-Achse nach oben, so daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Der Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt. Die sehr häufig in der HERA-Physik verwendeten Richtungsangaben

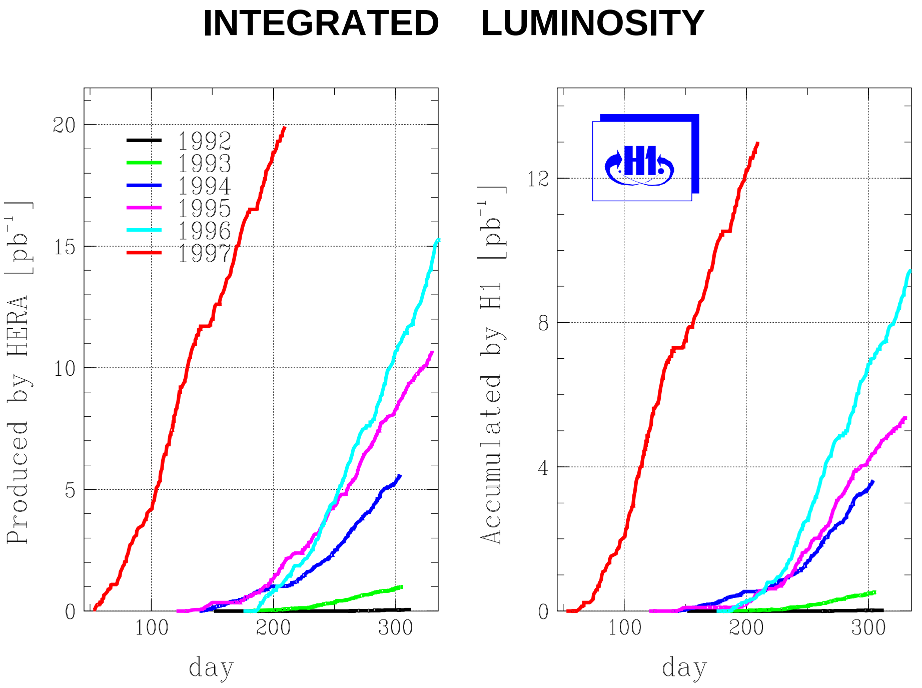


Abb. 3.2: Von HERA gelieferte integrierte Luminosität als Funktion des Tages im Jahr (*links*). Ungefähr zwei Drittel der produzierten Luminosität wird vom Detektor H1 für die Datennahme genutzt und aufgezeichnet (*rechts*)

„vorwärts“ und „rückwärts“ beziehen sich entsprechend auf die Flugrichtung der einlaufenden Protonen.

Zur Beschreibung der Richtung auslaufender Teilchen oder Jets werden der Azimutwinkel ϕ und der Polarwinkel θ verwendet. Statt θ wird auch häufig die *Pseudorapidität* $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ benutzt.

Aufgrund der unterschiedlichen Energie der Protonen und Elektronen bewegt sich das ep-Schwerpunktsystem gegenüber dem Laborsystem. Deshalb ist der Detektor stark asymmetrisch gebaut, so hat das Kalorimeter (zum Beispiel) in Vorwärtsrichtung eine größere Granularität.

3.2.1 Detektorkomponenten

- Eine **supraleitende Spule** $\boxed{6}$ erzeugt ein axiales (parallel zur Strahlachse ausgerichtetes) Magnetfeld von 11.6 kG = 1.16 Tesla. Geladene Teilchen werden im Magnetfeld abgelenkt, aus der Spurkrümmung kann der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

- Als innerste Detektorlage sind um die Strahlröhre symmetrisch zum nominellen Wechselwirkungspunkt die **zentralen Spurkammern** $\boxed{2}$ angeordnet.

  Die Vieldraht-Proportionalkammern CIP/COP[3] liefern ein schnelles Signal für die erste Triggerstufe (L1) und legen den Wechselwirkungszeitpunkt fest.

[3]Central Inner/Outer Proportional Chamber

Die Spurrekonstruktion im zentralen Detektor basiert auf den zentralen Jetkammern (CJC1/2). Dies sind zwei konzentrisch angeordnete Driftkammern, deren Drähte parallel zur z-Achse gespannt sind. In der $r\phi$-Ebene kann damit eine Ortsauflösung von 170 μm erreicht werden; in z-Richtung beträgt die Auflösung ungefähr 1% der Drahtlänge. Zwei dünne Driftkammern (CIZ/COZ) innerhalb CJC1 bzw. zwischen den beiden Jetkammern messen die z-Koordinate mit guter Präzision; die Auflösung beträgt typischerweise 300 μm.

Die Spurkammern CJC1/2 dienen in Kombination mit dem anliegenden Magnetfeld der Messung des Teilchenimpulses. Da die Krümmung der Teilchenspur umgekehrt proportional zum Impuls des Teilchens ist, werden kleinere Impulse besser gemessen als große; die Impulsauflösung ist in Teststrahlexperimenten zu $\sigma_p/p \approx 0.03p$ GeV^{-1} bestimmt worden.

Die Spurkammern haben zusätzlich die Aufgabe, den primären Wechselwirkungspunkt (*vertex*) für jedes Ereignis zu rekonstruieren.

- In Vorwärtsrichtung schließt sich das **Vorwärtsspurkammersystem** $\boxed{3}$ an. Es besteht aus 3 Supermodulen, die jeweils aus zwei Driftkammern mit unterschiedlicher Anordnung der Signaldrähte, einer Vieldraht-Proportionalkammer und einem Übergangsstrahlungsdetektor aufgebaut sind.

- Das **Flüssig-Argon Kalorimeter** dient zur Energiemessung der elektromagnetisch und stark wechselwirkenden Teilchen des Endzustandes. Es umschließt einen Bereich von 0 bis 2π im Azimutwinkel und deckt im Polarwinkel $4° \leq \theta \leq 153°$ ab (dies entspricht dem Rapiditätsintervall $-1.4 \leq \eta \leq 3.35$). Von innen nach außen werden zwei Teile unterschieden: das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Der (innere) elektromagnetische Teil $\boxed{4}$ besteht aus Bleiabsorberplatten, abhängig von θ ist er 20–30 Strahlungslängen dick. Der hadronische Teil $\boxed{5}$ besitzt als Absorber Edelstahlplatten. 53 m^3 flüssiges Argon dienen zwischen den Platten als aktives Material. Sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung ist das Kalorimeter in insgesamt 45000 Auslesezellen unterteilt.

  Energie, die von nur elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen deponiert wird, findet sich fast ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter wieder, während von Hadronen ausgelöste Schauer in den hadronischen Teil vordringen und manchmal aus diesem auch noch herauslecken. In longitudinaler Richtung beträgt die Länge des gesamten Kalorimeters zwischen 6 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen.

  Das Kalorimeter von H1 ist nicht kompensierend, das heißt, daß die Antwort des Kalorimeters auf Elektronen und Hadronen gleicher Energie unterschiedlich ausfällt. Durch die hohe Granularität des Kalorimeters lassen sich aber die Schauerformen für Elektronen oder Photonen und Hadronen unterscheiden; dadurch wird bei der Rekonstruktion der Energie eine Korrektur möglich.

  Die Energieauflösung σ_e/E beträgt für Photonen und Elektronen zwischen $0.1/\sqrt{E}$ bis $0.13/\sqrt{E}$. Die absolute Energieskala ist bis auf 3% bekannt. Für hadronisch wechselwirkende Teilchen ist die Auflösung $\sigma_{\rm had}/E \approx 0.55/\sqrt{E}$. Die absolute Energieeichung hat eine Unsicherheit von 5%.

- Im Rückwärtsbereich des Experiments steht seit 1995 das „Spaghetti Calorimeter“ **SpaCal** [H1 96]. Es besteht aus in Bleiplatten eingebetteten szintillierenden Fasern und ist wie das LAr-Kalorimeter in Längsrichtung in einen elektromagnetischen und hadronischen Teil segmentiert.

- Das Eisenjoch $\boxed{10}$, das außerhalb der Kalorimeter zur Rückführung des Magnetfeldes dient, ist mit Streamerkammern instrumentiert. Aus dem Kalorimeter herausleckende Energie kann so teilweise noch gemessen werden(**„Tailcatcher“**). Außerdem dient der Tailcatcher zur Identifizierung von Myonen, die nur durch Ionisation Energie verlieren und daher äußerst durchdringend sind.

- Die von HERA gelieferte Luminosität wird von H1 mit dem **Luminositätssystem** über den Bethe-Heitler-Prozeß ep $\rightarrow$ epγ (Bremsstrahlung) gemessen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist theoretisch sehr gut beschrieben ([BH34]), die Luminosität wird über die Beziehung

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\text{tot}} - (I_{\text{tot}}/I_0)R_0}{\sigma_{\text{vis}}} \tag{3.1}$$

bestimmt, wobei R_{tot} die gesamte beobachtete Rate der Bremsstrahlungsereignisse ist, R_0 die Rate in Elektron-pilot bunches, I_{tot} und I_0 die entsprechenden Ströme des Elektronenstrahls. σ_{vis} ist der mit den Akzeptanzfunktionen der Detektoren und der Trigger-Effizienz gefaltete Wirkungsquerschnitt.

Das Photon verläßt bei $z = -93$ m die Strahlröhre durch ein Fenster und trifft auf ein bei $z \approx -103$ m liegendes Kalorimeter aus szintillierenden anorganischen Kristallen (TlCl, TlBr). Das Elektron, das mit der Energie $E' = E_e - E_\gamma$ weiterfliegt, wird durch eine Anordnung von Magnetfeldern aus dem Strahlrohr abgelenkt und bei $z \approx -33$ m in einem ähnlichen Detektor (*electron tagger*) nachgewiesen. Seit 1995 ist bei $z = -44$ m ein weiteres Elektron-Kalorimeter in Betrieb, geplant ist ein drittes bei $z = -7$ m. Ein Bethe-Heitler-Ereignis wird durch Koinzidenz zwischen Photon- und Elektrontagger nachgewiesen.[4]

Die Luminosität kann mit dieser Anordnung „online“ auf $\approx 5\%$ Genauigkeit gemessen werden, sie muß „offline“ noch auf Totzeit des Detektors und eventuell ausgefallene Detektorkomponenten korrigiert werden.

Gleichzeitig dient der Elektrondetektor des Luminositätssystems als *tagger* für Photoproduktionsereignisse, d. h. für Ereignisse, bei denen das zwischen Elektron und Proton ausgetauschte Photon eine Virtualität von $Q^2 < 0.01$ GeV^2 hat. Hierbei wird der Photontagger als Vetobedingung genutzt: Ereignisse, bei denen sowohl in einem Elektrontagger als auch im Photontagger eine signifikante Energiedeposition gemessen wird, werden als Kandidaten für Photoproduktion verworfen.

3.2.2 Das Triggersystem

Der Trigger muß effektiv Untergrund von physikalisch interessanten Ereignissen trennen und gegebenenfalls durch Downscaling die Datenrate auf ein für die nachfolgende Ver-

[4]Es hat sich im laufenden Betrieb herausgestellt, daß der Untergrund im Photontagger vernachlässigbar klein ist. Online wird die Luminosität deshalb allein durch die Rate im Photontagger bestimmt.

arbeitung mögliches Maß reduzieren. Eine weitere wichtige Aufgabe des Triggers ist die Minimierung der Totzeit. Da die Auslese des Detektors zeitaufwendig ist und die Auslesekette während dieser Zeit keine neuen Ereignisse annimmt, soll im Idealfall der Detektor nur für physikalisch interessante Ereignisse ausgelesen werden.

H1 verwendet ein dreistufiges Triggerschema. Die erste Stufe (L1) wird von schnellen, hardwaremäßig realisierten Triggerelementen geliefert. Diese nutzen schnell nach einer Wechselwirkung verfügbare Informationen aus verschiedenen Detektorkomponenten für erste Aussagen über ein Ereignis (wie z. B. „ein Vertex“, „eine Spur in der zentralen Driftkammer“, „Elektronkandidat im Elektrontagger gefunden“). Die Triggerelemente werden logisch zu 128 Subtriggern zusammengefaßt. Je nach Strahlbedingungen (Strahlströme und Untergrund) wird ein Run einer Runphase zugeteilt; diese reichen von 1 („hohe Luminosität, hoher Untergrund“) bis 4 („niedrige Luminosität, niedriger Untergrund“). Abhängig von der Runphase werde die Subtrigger festgelegt, die ein Ereignis triggern können. Das logische Oder aller Subtrigger entscheidet, ob das Ereignis weiter behandelt werden soll („L1 keep“). Erst dann werden die Auslesepipelines angehalten, und eine partielle Auslese des Detektors beginnt.

Die anschließende Triggerstufe L2 nutzt diese Information, um nach für interessante Ereignisse charakteristischen Korrelationen zwischen Meßgrößen zu suchen. Diese Suche nach Eventtopologien wird von einem Hardware-Topologiefinder und einem Prozessorsystem mit einem neuronalen Netzwerk durchgeführt. Eine Entscheidung liegt im Mittel nach 20 μs vor. Erst nach einer positiven Entscheidung der Triggerstufe L2 („L2KEEP“) wird die zeitaufwendige Auslese der Driftkammern und die analoge Auslese des Kalorimeters initiiert.

Die folgende Triggerstufen mit Bezeichnung L4 läuft asynchron zu den Stufen 1 und 2 und trägt daher nicht weiter zur Totzeit bei, solange die L2KEEP-Rate unter der maximalen Rate bleibt, mit der die L4 Triggerstufe Ereignisse bearbeiten kann.

Diese Triggerstufe besteht aus einer massiv parallelen Rechnerfarm, in der 32 Prozessoren die Ereignisse bearbeiten. Auf L4 wird zum ersten Mal die gesamte zu einem Ereignis gehörende rekonstruierte Detektorinformation zusammengeführt. Sämtliche L1-Subtrigger werden anhand der vollen Information überprüft. Kann keiner der Subtrigger nachvollzogen werden, wird das Ereignis verworfen. Zu Kontrollzwecken werden 1% der von L4 verworfenen Ereignisse auf Magnetband geschrieben. Typischerweise werden 10 Ereignisse pro Sekunde von der Filterfarm der Ereignisrekonstruktion (L5) zugeführt.

Alle von L4 akzeptierten Ereignisse werden mit den Standard-Routinen aus dem Rekonstruktionspaket H1rec rekonstruiert. Das Ereignis wird mit Hilfe der rekonstruierten Größen einer oder mehreren Ereignisklassen (wie z. B. „E-Tagged“, „Jet“, ...) zugeordnet. Ereignisse, die nicht klassifiziert werden, werden verworfen, die übrigen dauerhaft gespeichert. Wie auch schon auf L4, werden 1% der von L5 verworfenen Ereignisse gesondert auf Magnetband geschrieben.

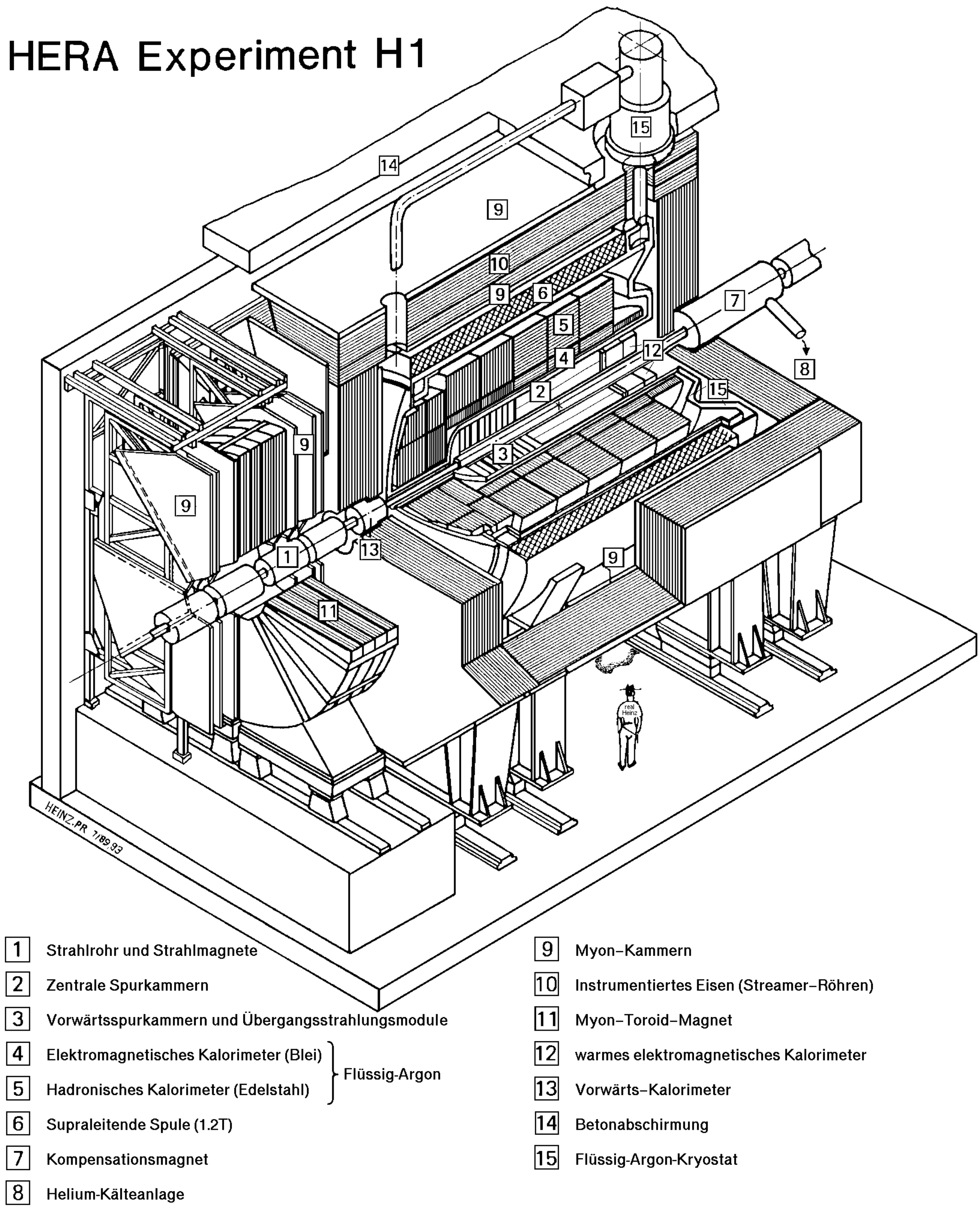


Abb. 3.3: Seitenansicht des H1-Detektors. An der Stelle des warmen elektromagnetischen Kalorimeters ($\boxed{12}$) befindet sich seit 1995 das SpaCal

Kapitel 4

Auswahl der Daten

In diesem Kapitel werden die Kriterien („Schnitte“) vorgestellt, die zur Auswahl der Datenereignisse verwendet wurden. Die in dieser Arbeit analysierten Photoproduktionsereignisse stammen aus dem Jahr 1995. Es wurden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen ein Elektron im Elektrontagger gemessen wurde („*etagged events*“).

4.1 Trigger

Für die analysierten Daten wurde der L1-Subtrigger s83 verlangt, der die Koinzidenz folgender Triggerelemente beinhaltet:

ETag Für dieses Triggerelement wird eine Energiedeposition von $E_{\mathrm{etag}} > 4$ GeV im Elektrontagger bei 33 m und eine Energie von $E_{\gamma\mathrm{tag}} < 2$ GeV im Photontagger verlangt. Diese Antikoinzidenz reduziert den Untergrund durch Bremsstrahlungsereignisse, die bei $E'_{\mathrm{e}} > 4$ GeV eine Rate von einigen kHz haben.

DC–R$\boldsymbol{\phi}$_TNeg Bereits auf der ersten Triggerstufe liefern die zentralen Driftkammern eine grobe Spurerkennung und Impulsmessung. Dazu werden einige (insgesamt 10) radiale Signaldrahtlagen ausgelesen. Die Trefferverteilungen der digitalisierten Signalen liefern durch einen Vergleich mit abgespeicherten Mustern erste Aussagen über Eventtopologie, Spurmultiplizität und Ladung der Teilchen.

Der DC–Rϕ-Trigger akzeptiert nur Spuren, deren minimaler Abstand vom Strahlrohr kleiner als 2 cm ist. Dadurch werden Ereignisse unterdrückt, bei denen das Proton mit der Strahlrohrwand wechselwirkt.

Für das Triggerelement DC–Rϕ_TNeg wird die Existenz mindestens einer Spur eines negativ geladenen Teilchens mit einem Transversalimpuls von mindestens $|p_t| >$ 400 MeV [W$^+$92] gefordert.

z-Vertex-mul> 1 Dieser Trigger wird aus Pad-Signalen der Vieldrahtproportionalkammern CIP, COP und FPC gebildet. Dazu werden durch alle getroffene Signalelektroden aus verschiedenen Lagen Geraden gelegt und zur z-Achse extrapoliert. Die Schnittpunkte der Geraden mit der z-Achse werden in ein Histogramm („z_{vtx}-Histogramm“) eingetragen. Kommen mehrere Spuren vom selben Wechselwirkungspunkt, so zeigt das Histogramm über einem flachen kombinatorischen Untergrund ein Maximum bei der z-Koordinate des Vertex. Das Triggerelement z_{vtx}_mul> 1 verlangt, daß in diesem Histogramm mehr als ein Eintrag vorhanden ist.

z_{vtx}-t_0 Die Proportionalkammern haben eine so gute Zeitauflösung, daß das aus ihnen gebildete Triggersignal dazu verwendet werden kann, den Wechselwirkungszeitpunkt („*event* t_0“), zu bestimmen und damit das Ereignis einem bestimmten Bunchcrossing zuzuordnen. Das Triggerelement z_{vtx}-t_0 ist aktiv, wenn mindestens ein Eintrag im z_{vtx}-Histogramm existiert.

Flugzeitzähler-Vetobedingungen Die Flugzeitzähler mit ihren zwei Szintillatorebenen erlauben auf einfache Weise, Ereignisse zu unterdrücken, die durch Proton-Strahlrohr- oder Proton-Restgas-Wechselwirkungen strahlaufwärts vom Detektor stattfinden. Teilchen aus einer solchen Wechselwirkung erreichen den Flugzeitzähler etwa 13 ns vor t_0. Geben in diesem Zeitfenster beide Lagen des Flugzeitzählers ein koinzidentes Signal, wird das Ereignis verworfen.

4.1.1 Downscaling

Die insgesamt 128 Subtrigger sind so gewählt worden, daß eine bestimmte Ereignisklasse (z. B. Photoproduktion von Jets) von einer bestimmten Untermenge der Subtrigger getriggert wird. Um die Rate der Ereignisse, bei denen der gesamte Detektor ausgelesen wird, so niedrig zu halten, daß die nachfolgende Datenverarbeitung Schritt halten kann, müssen Subtrigger, die einen großen Untergrundbeitrag haben, oder die eine Ereignisklasse mit großem Wirkungsquerschnitt triggern, skaliert werden. Dazu wird jedesmal, wenn der Trigger angesprochen hat (in der Sprache von H1 „*raw subtrigger*“ genannt), ein Zähler erhöht. Nur wenn der Zähler eine einstellbare Zahl überschreitet, darf der Subtrigger das Ereignis triggern („*actual subtrigger*“). Dieser *downscaling factor* kann von Run zu Run unterschiedlich eingestellt werden und muß bei der Berechnung der effektiven Luminosität berücksichtigt werden.

4.2 Detektorzustand

Nicht zu jedem Zeitpunkt ist jede Detektorkomponente wirklich einsatzbereit. Durch unterschiedliche Untergrundbedingungen der HERA-Strahlen oder bedingt durch Hardwaredefekte kann es nötig sein, einzelne Subdetektoren aus der Auslesekette zu entfernen. Besonders die Drift- und Proportionalkammern leiden unter gelegentlichen „Trips“, bei denen die Hochspannungsversorgung für einzelne Drähte oder die ganze Kammer abgeschaltet ist. Zeiträume, in denen eine für den Trigger und die Datenanalyse notwendige Komponente nicht funktioniert, werden schon während der Datennahme als „medium“ oder „bad quality“ gekennzeichnet. Die mit den Detektoren des Luminositätssystems gemessene Luminosität muß auf diese „verlorene Luminosität“ korrigiert werden. In der vorliegenden Analyse geschieht das mit dem Programm Runselect von S. Egli [Egl96]. Es wird verlangt, daß die Hochspannungen für die zentralen Spurkammern, das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das SpaCal, das instrumentierte Eisen und das Luminositätssystem eingeschaltet sind.

4.3 Elektrontagger

Der Elektrontagger ist durch seine geometrische Anordnung nicht für beliebige Energien des gestreuten Elektrons sensitiv. Um die Bereiche auszuschneiden, in denen die Akzeptanz zu gering ist, wird für die Analyse verlangt, daß die im Elektrontagger gemessene Energie folgende Bedingung erfüllt:

$$8 \text{ GeV} \leq E_{\mathrm{eTag}} \leq 20.6 \text{ GeV} \quad \text{entsprechend} \quad 0.25 \leq y_{\mathrm{eTag}} \leq 0.7 \tag{4.1}$$

Ein Schnitt auf die x-Koordinate des Auftrefforts des Elektrons soll sicherstellen, daß der gesamte elektromagnetische Schauer im Elektrontagger enthalten ist (der Elektrontagger ist in xy ungefähr 15×15 cm^2 groß). Es werden Ereignisse mit $|x_{\mathrm{eTag}}| < 6.5$ cm akzeptiert.

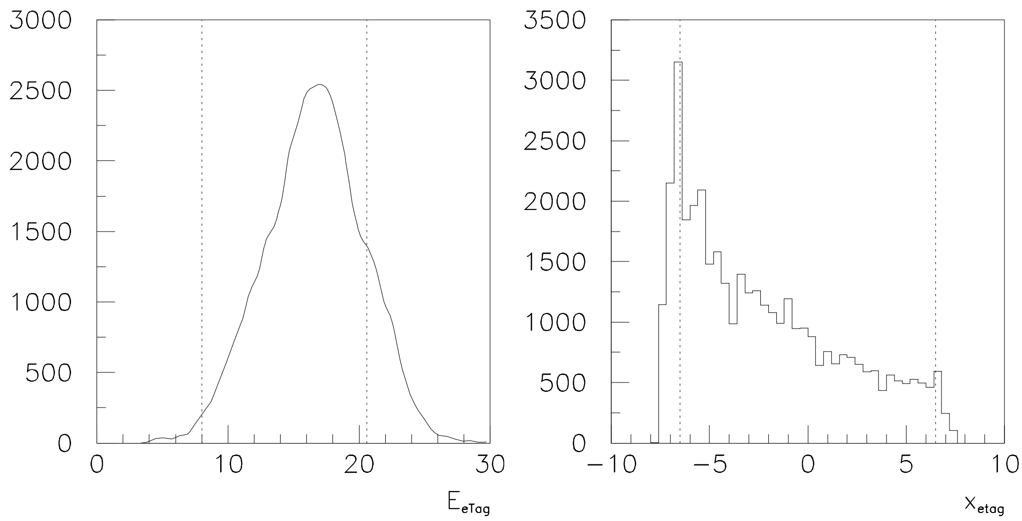


Abb. 4.1: Verteilungen der Energie des Elektrontaggers und x-Koordinate des Eintrittsorts des Elektrons im Rohdatensatz. Die verwendeten Schnitte $0.25 \leq y_{\mathrm{eTag}} \leq 0.7$ und $|x_{\mathrm{eTag}}| < 6.5$ cm sind durch die senkrechten Linien angedeutet.

4.4 Unterdrückung von Untergrundereignissen

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Schnitte sollen aus dem Datensample so gut wie möglich Ereignisse entfernen, die nicht zur Photoproduktion gehören, die aber dennoch durch die Vorauswahl nicht verworfen wurden.

Die Hauptbeiträge zum Untergrund stammen aus folgenden Quellen: Proton-Wand- und Proton-Restgas-Wechselwirkungen, radiative Ereignisse, Verwechslung mit einem DIS-Ereignis, dessen Elektron nicht gefunden wurde und zufällige Koinzidenz eines Ereignisses mit dem Durchgang eines kosmischen oder Halomyons.

4.4.1 Schnitt auf die Vertexposition

Der Wechselwirkungspunkt eines Ereignisses trifft nicht notwendigerweise mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt zusammen, da die Pakete der Strahlen eine nicht zu vernachlässigende Länge haben. In der Datennahmeperiode 1995 war der Vertex um den Mittelwert $\langle z_{\mathrm{vtx}}\rangle \approx -3$ cm mit einer Standardabweichung von ca. 11 cm verteilt. In der endgültigen Selektion wird daher auf -33 cm $\leq z_{\mathrm{vtx}} \leq 27$ cm geschnitten. Ereignisse aus Proton-Restgas-Streuungen haben bevorzugt einen Vertex bei kleineren z_{vtx} und werden durch diesen Schnitt unterdrückt. Der Vertex aus Proton-Restgas-Ereignissen dagegen ist über die gesamte Länge des Detektors gleichförmig verteilt.

4.4.2 Schnitt auf $\sum(E - p_z)$

Die Größe

$$E_{\mathrm{jb}} = \sum_i (E - p_z)_i \tag{4.2}$$

ist eine Erhaltungsgröße. Unter Vernachlässigung der Massen der Teilchen gilt für die ep-Streuung bei HERA

$$E_{\mathrm{jb\ Anfang}} = E_{\mathrm{p}} + E_{\mathrm{e}} - p_{z,\mathrm{p}} - p_{z,\mathrm{e}} = 2 \times E_{\mathrm{e}} = 55\ \mathrm{GeV}$$

Summiert man also im Endzustand $E - p_z$ über das gesamte Kalorimeter einschließlich Elektrontagger, so muß diese Größe für ein „gutes“ Photoproduktionsereignis nahe bei 55 GeV liegen. Ereignisse, bei denen zufällig zwei unabhängige Wechselwirkungen stattgefunden haben, liegen bei deutlich größeren $E - p_z$. Diese werden durch einen Schnitt auf $E - p_z < 70$ GeV wirksam unterdrückt. Für Proton-Restgas-Ereignisse ist $E - p_z$ klein, da das Restgasatom verglichen mit dem Proton einen sehr kleinen Impuls hat. Durch einen Schnitt auf $E - p_z > 30$ GeV wird dieser Untergrund weitgehend entfernt. Abb. 4.2 zeigt die Verteilung von $E - p_z$ mit allen anderen in diesem Abschnitt vorgestellten Schnitten vor und nach dem Schnitt auf $E - p_z$.

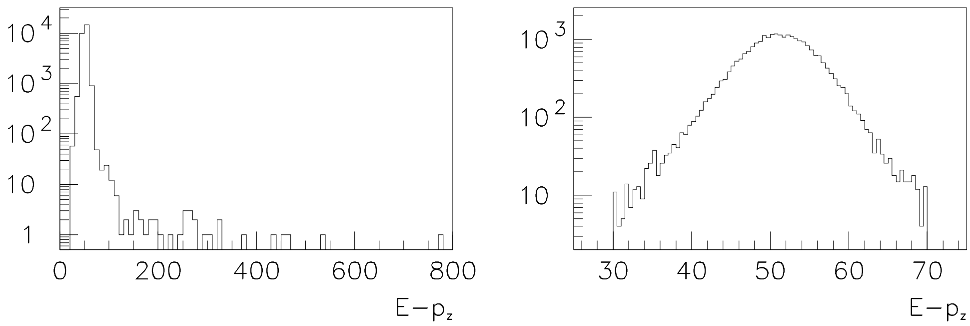


Abb. 4.2: In den Daten gefundene Verteilung von $E - p_z$, *links* der Rohdatensatz mit Schnitten auf y_{eTag}, z_{vtx}, *rechts* zusätzlich mit einem Schnitt 30 GeV $< E - p_z <$ 70 GeV

Zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes wird die von der Arbeitsgruppe für diffraktive Physik bei H1 entwickelte und von M. Werner [Weron] verbesserte Methode der kombinierten Objekte (FSCOMB) verwendet. Dabei wird im Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammern die gemessene Kalorimeterenergie durch den Impuls davorliegender Spuren maskiert. Dadurch wird vor allem bei kleineren Energien eine bessere Rekonstruktion erreicht.[1]

4.4.3 Radiative Ereignisse

Radiative Ereignisse sind solche, bei denen das Elektron vor der Wechselwirkung mit dem Proton ein zusätzliches reelles Photon abstrahlt. Bei der Abstrahlung von Photonen vor der Wechselwirkung steht dem in die harte Wechselwirkung eingehenden Photon nicht mehr die volle Elektronenergie zur Verfügung; die Photonenergie kann aus der im Elektrontagger gemessenen Energie nicht mehr mit der Beziehung $E_\gamma = E_\mathrm{e} - E'_\mathrm{e}$ gemessen werden. Untergrund durch radiative Ereignisse wird durch einen Schnitt auf die maximale im Photontagger gemessene Energie wirkungsvoll unterdrückt. Das L1-Triggerelement eTag verlangt schon $E_{\gamma\mathrm{Tag}} < 2$ GeV.

4.5 Schnitte in der Jetkinematik

Mit dem Konus-Algorithmus wird im Laborsystem im Bereich $-3.2 \leq \eta \leq 3.2$ nach Jets gesucht.

- Der Konus-Radius beträgt $R_\mathrm{cone} = 0.7$, und es wird eine minimale transversale Jetenergie $E_t > 3$ GeV verlangt. Nur Ereignisse mit 2 oder mehr solcher Jets werden weiter betrachtet.

- Die rekonstruierte Jetachse soll innerhalb der Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters liegen, so daß die Jetenergie gut gemessen werden kann. Der Rückwärtsbereich (Spacal mit nur zwei hadronischen Wechselwirkungslängen) und der extreme Vorwärtsbereich werden deshalb ausgeschlossen:

$$-0.5 \leq \eta_1^\mathrm{jet}, \eta_2^\mathrm{jet} \leq 2.5 \tag{4.3}$$

- Die vorliegende Analyse soll zunächst die Photon-Proton-Streuung in führender Ordnung QCD behandeln. Der Beitrag von Effekten höherer Ordnungen soll möglichst minimiert werden. Um zu einem Datensample zu gelangen, das so gut wie möglich die für führende Ordnung QCD charakteristische $2 \to 2$-Ereignis-Topologie erfüllt,

[1] Für eine systematische Gegenüberstellung der Methode FSCOMB mit anderen Methoden, Spur- und Kalorimeterinformation zu verbinden, um die Energiemessung zu verbessern, siehe auch [Ric97b], Kapitel 2

werden die folgenden Bedingungen verlangt:

$$\frac{1}{2}\left(E_{t,\mathrm{Jet1}} + E_{t,\mathrm{Jet2}}\right) \geq 6\ \mathrm{GeV} \tag{4.4}$$

$$\frac{E_{t,\mathrm{Jet1}} - E_{t,\mathrm{Jet2}}}{E_{t,\mathrm{Jet1}} + E_{t,\mathrm{Jet2}}} < \frac{1}{3} \tag{4.5}$$

$$\Delta\phi^{\mathrm{jets}} \geq \pi - \frac{1}{4} \tag{4.6}$$

$$E_{t,\mathrm{Jet3}} < 5\ \mathrm{GeV} \tag{4.7}$$

Der Schnitt auf die mittlere Jet-Energie Gl. (4.4) ist für die theoretische Behandlung der Jetproduktion in höherer Ordnung günstiger als ein Schnitt $\min(E_{t,\mathrm{Jet1}}, E_{t,\mathrm{Jet2}}) \geq E_{\mathrm{cut}}$ (eine solche Einschränkung des Phasenraumes ist möglicherweise nicht sicher gegen Infrarot-Divergenzen (siehe z. B. [FR97])).

Die beiden E_t-höchsten Jets sollen in ϕ möglichst gut balanciert sein, Wenn mehr als zwei Jets im Ereignis gefunden werden, wird das Ereignis nur dann behalten, wenn der in p_t dritthöchste Jet weniger als 5 GeV Transversalenergie hat. Dies reduziert den Anteil von Ereignissen, bei denen ein zusätzliches hartes Parton abgestrahlt wurde. Abb. 4.3 zeigt die in den Daten gefundenen Verteilungen von E_t, $|\Delta E_t|/\sum E_t$, $|\Delta\phi^{\mathrm{jets}}|$ und $E_{t,\mathrm{Jet3}}$ nach Anwendung der in den Abschnitten 4.3 und 4.4 vorgestellten Schnitten. Die senkrechten Linien deuten die Schnitte (4.4)–(4.7) an.

4.6 Zusammenstellung der Datenselektion

Die vom verwendeten Subtrigger s83 nach Anwendung der Korrekturen auf Detektorzustand und nach Downscaling gesehene integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L} = 0.97\ \mathrm{pb}^{-1}$. In Tabelle 4.6 sind die zur Datenselektion benutzten Selektionsschnitte und die Ereigniszahlen für das Datensample zusammengefaßt.

4.7 Triggereffizienz

Für eine quantitative Analyse, zum Beispiel zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts, muß die Ansprechwahrscheinlichkeit des verwendeten Triggers untersucht werden. Die gemessenen Ereignisraten müssen dann um diese Effizienz korrigiert werden.

Triggerlevel 1

Die Effizienz des Subtriggers s83 wird gegen den Subtrigger s80 gemessen, der die folgenden Triggerelemente verlangt:

$$\begin{aligned} \mathrm{s80} &= eTag \wedge z_{\mathrm{vtx}}\_t_0 \\ s83 &= eTag \wedge z_{\mathrm{vtx}}\_t_0 \wedge DC - R\phi\_TNeg \wedge z_{\mathrm{vtx}}\_mul > 1 \end{aligned}$$

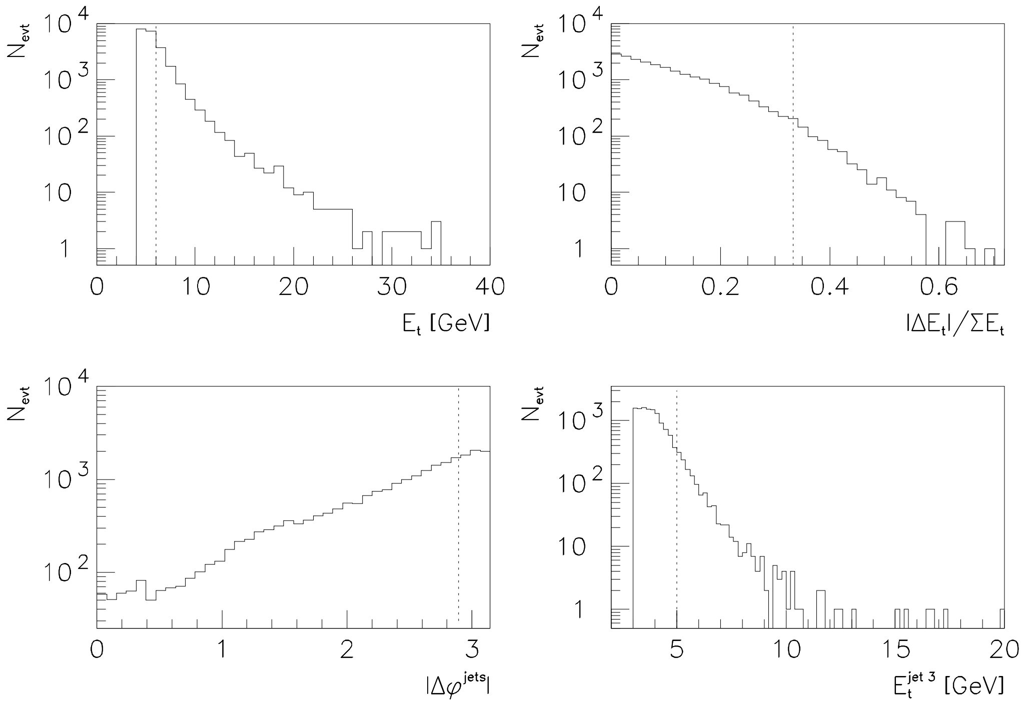


Abb. 4.3: Schnitte in der Jetkinematik: die Histogramme zeigen die in den Daten gefundenen Verteilungen von $(E_{t,\mathrm{Jet1}} + E_{t,\mathrm{Jet2}})/2$ (*links oben*), $|\Delta E_t|/\sum E_t$ (*rechts oben*), $|\Delta\phi^{\mathrm{jets}}|$ (*links unten*) und $E_{t,\mathrm{Jet3}}$. Durch die senkrechten Linien sind die für die Datenselektion angewendeten Schnitte angedeutet

Schnitt	Ereignisse
Rohdatensatz:	
HV-Zustand,	
2 Jets mit $\bar{p}_t \geq 4$ GeV	38 560
$0.25 \leq y_{\mathrm{eTag}} \leq 0.7 \quad \wedge$	
$\lvert x_{\mathrm{eTag}} \rvert < 6.5$ cm $\quad \wedge$	
30 GeV $< E - p_z <$ 70 GeV $\quad \wedge$	
-33 cm $\leq z_{\mathrm{vtx}} \leq$ 27 cm	26 110
$\bar{p}_t \geq 6$ GeV $\quad \wedge$	
$\Delta p_t / \Sigma p_t < 1/3 \quad \wedge$	
$-0.5 \leq \eta \leq 2.5 \quad \wedge$	
$E_{t,\mathrm{Jet3}} < 5$ GeV $\quad \wedge$	
$\Delta\phi^{\mathrm{jets}} \geq \pi - \frac{1}{4}$	1 556
$x_\gamma \geq 0.5$	700

Tabelle 4.1: Schnitte, die auf die Daten angewendet werden und die Zahl verbleibenden Ereignisse

Der Subtrigger s80 verlangt die gleichen Flugzeitzähler-Vetobedingungen wie s83. Die Triggereffizienz ε wird wie folgt bestimmt:

$$\varepsilon = \frac{\text{Zahl der Ereignisse mit actual Subtrigger s80 und raw Subtrigger s83}}{\text{Zahl der Ereignisse mit actual Subtrigger s80}} \tag{4.8}$$

Wie man an der Definition der Subtrigger sieht, mißt man damit die Effizienz der Triggerelementkombination $\mathrm{DC-R}\phi\_\mathrm{TNeg} \wedge \mathrm{z_{vtx}\_mul} > 1$. Die Gesamteffizienz des Elektrontaggers (und damit des Triggerelements eTag) setzt sich zusammen aus einer Detektoreffizienz, die nahe 100% liegt, und einer geometrischen Akzeptanz, auf die separat korrigiert wird. Bis auf die geometrische Akzeptanz des Elektrontaggers ist die mit Gl. (4.8) bestimmte Triggereffizienz die totale Effizienz des Subtriggers s83.

Die Triggereffizienz ist in Abb. 4.4 in Abhängigkeit des mittleren Transversalimpuls der beiden Jets und in Abhängigkeit von x_γ dargestellt. Die für die Berechnung der Fehler der Effizienz verwendeten Formel werden in Anhang A vorgestellt.

Triggerlevel 4 und 5

Wie schon in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, werden 1% der von L4 und L5 verworfenen Ereignisse dennoch auf Magnetband (L4/L5–„Reject Tapes“) geschrieben, damit die Funktionsweise dieser beiden Triggerstufen überprüft werden kann. Für die vorliegende Analyse wurde auf den L4-Reject Tapes von 1995 kein Ereignis gefunden, das die beschriebenen Schnitte für die Datenselektion passiert. Für die Effizienz des L4-Triggers wird deshalb $\varepsilon_{\mathrm{L4}} = 100\%$ angenommen. Auf den L5-Reject Tapes wurde kein Photoproduktionsereignis mit 2 Jets gefunden.

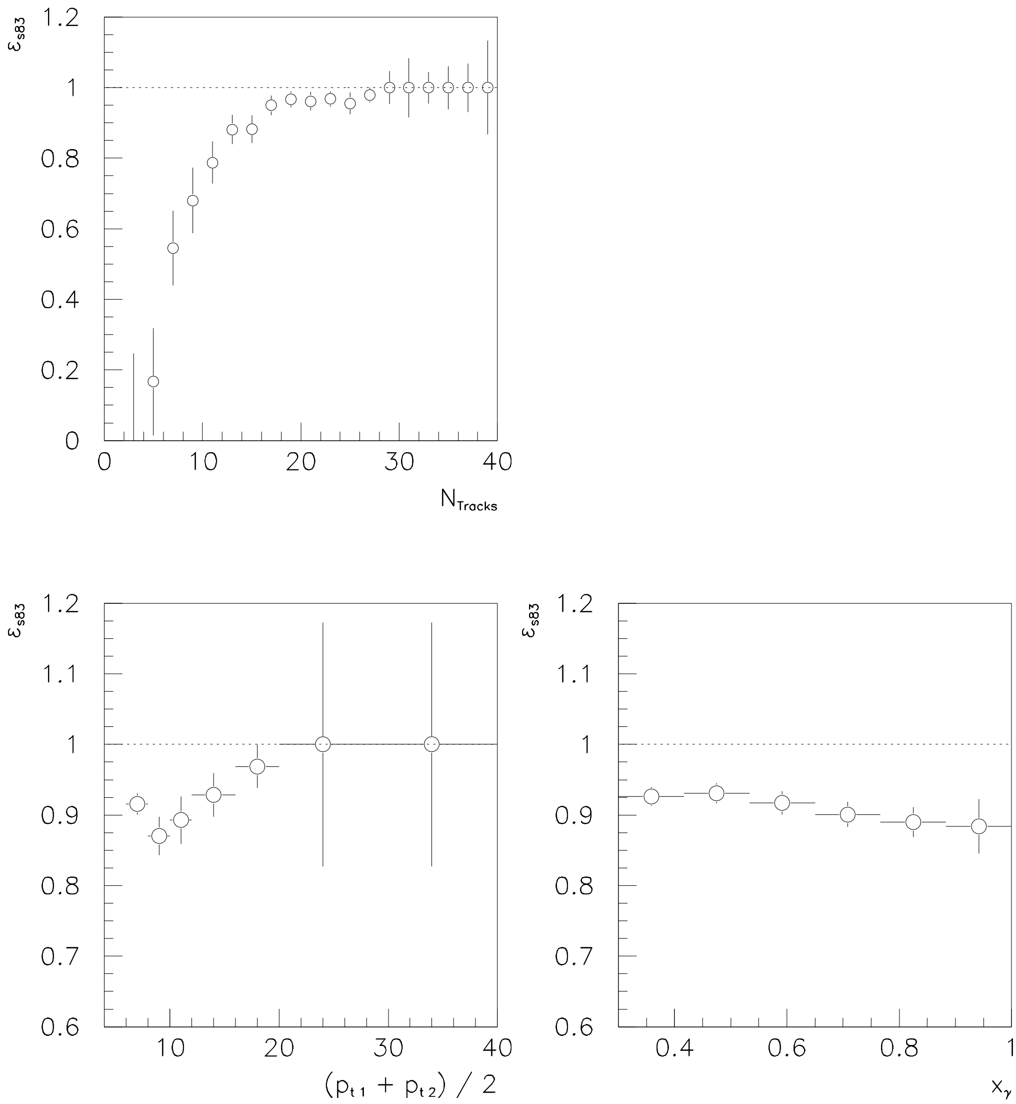


Abb. 4.4: L1-Triggereffizienz des Subtriggers s83, gemessen gegen den Subtrigger s80

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulation

Die in einem Experiment der Hochenergiephysik wie H1 auftretenden Ereignisse sind so komplex, daß sie sich größtenteils einer analytischen Behandlung entziehen. Deshalb werden der elementare Streuprozeß, die anschließende Fragmentation und der Detektor mit numerischen Methoden simuliert. Mittel der Wahl ist die Monte-Carlo-Methode, mit der Ereignis für Ereignis anhand der (numerisch integrierten) Wirkungsquerschnitte generiert wird. Dabei wird das probabilistische Verhalten von Objekten der Quantenmechanik nachgeahmt. Problematisch bei der Verwendung von Monte-Carlo-Rechnungen ist die Modellabhängigkeit, durch die Annahmen über die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse meist stillschweigend getroffen werden. Diese Modellabhängigkeit muß separat studiert werden.

5.1 Monte-Carlo-Modell

Für diese Analyse wurde der Monte-Carlo-Generator Pythia 5.7 [Sjö94] verwendet, um in Verbindung mit einer auf Geant [CER] basierenden detaillierten Detektorsimulation Studien zu Auflösung, Akzeptanz und Effizienz durchzuführen.

Die prinzipielle Funktionsweise eines Monte-Carlo Generators, der einen Streuprozeß simulieren soll, zeigt Abb. 5.1: „Herzstück“ des Generators sind die Parton–Parton-Streuprozesse und ihre Matrixelemente in niedrigster Ordnung Störungstheorie. Die Partondichten $f_{i/\gamma}$ und $f_{j/\mathrm{p}}$ bestimmen, welche Partonen im Anfangszustand an einem Ereignis beteiligt sind. Einlaufende und auslaufende Partonen können weitere Partonen abstrahlen; durch diese „initial“ und „final state parton showers“ werden Effekte höherer Ordnung QCD näherungsweise berücksichtigt. Sämtliche Partonen fragmentieren anschließend in Hadronen.

Pythia wird im Modus für Photon-Proton-Kollisionen betrieben; als Input dient die vom Generator Ijray [Abt93] nach der Weizsäcker-Williams-Näherung simulierte Abstrahlung eines quasirellen Photons vom Elektron. Neben der harten Streuung werden in Pythia Fragmentation, Abstrahlung von Partonen im Endzustand und Zerfall kurzlebiger Hadronen werden vom Programm Jetset simuliert. Für die Fragmentation verwendet Jetset das Lund-Stringmodell. Zusätzlich zum harten Streuprozeß simuliert Pythia in einem Ereignis weitere unabhängige Wechselwirkungen von Partonen aus Photon- und Protonremnant. Der Energiefluß außerhalb der Jets hängt empfindlich vom mittleren Transversalimpuls dieser „weichen“ zusätzlichen Wechselwirkungen ab. Dieser Parame-

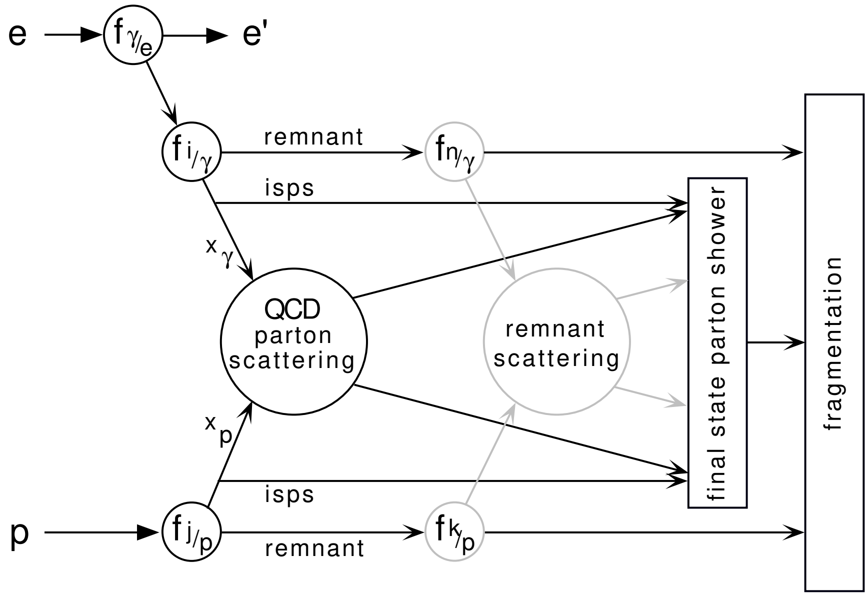


Abb. 5.1: Schematische Funktionsweise eines Monte-Carlo-Generators (wie z.B. PYTHIA/JETSET) für harte QCD-Prozesse. Simuliert werden neben dem harten partonischen Streuprozeß auch die Abstrahlung von Partonen im Anfangs- und Endzustand und „Mehrfachwechselwirkungen“, also die Möglichkeit, daß neben den am harten Subprozeß beteiligte Partonen andere Partonen miteinander wechselwirken. In PYTHIA werden auch diese Wechselwirkungen mit den LO-Matrixelementen beschrieben (aus [Erd97])

ter ist so eingestellt, daß das Monte Carlo den im Experiment beobachteten Energiefluß gut wiedergibt. Damit die gemessene Jetrate möglichst unabhängig von der Rate der Mehrfachwechselwirkungen ist, wird in dieser Analyse für die Jets ein Konusradius von $R_{\text{cone}} = 0.7$ benutzt (siehe dazu [Erd97], Kapitel 4.3).

Für die generierten Ereignisse wird die Detektorantwort mit GEANT simuliert. Die simulierten Signale werden dann mit demselben Rekonstruktionsprogramm bearbeitet, das auch für die Daten verwendet wird.

In dieser Analyse werden die von H. Rick [Ric97b] erzeugten Monte-Carlo-Files verwendet. Die Photonstruktur wird dabei in der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [GRV92] benutzt. Insgesamt wurden für die Detektorbedingungen von 1995 einer integrierten Luminosität von 11 pb^{-1} entsprechende Ereignisse simuliert und rekonstruiert.

5.2 Jet-Parton-Korrelationen

Die die Kinematik des Streuprozeß und den Endzustand beschreibenden Variablen x_γ, x_{p}, y, $\cos\theta^*$ und $\hat{p}_t$ sind strenggenommen nur für Partonen definiert. Im Detektor können dagegen nur Hadronen bzw. daraus gebildete Jets gemessen werden; die kinematischen Variablen müssen also aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden. Dabei können sowohl die Fragmentation als auch Detektoreffekte (vor allem endliche Auflösung der Energie- und Winkelmessungen sowie Ineffizienzen in gewissen Raumwinkelbereichen durch totes Material oder defekte Elektronik) Abweichungen zwischen den „wahren“ und den aus dem hadronischen Endzustand rekonstruierten Größen hervorrufen.

Um Vertrauen in die Rekonstruktion der Jetvariablen und der Ereigniskinematik zu gewinnen, muß daher mit einer vollständigen Simulation des partonischen Prozesses, der Fragmentation und des Detektors gezeigt werden, daß die auf Detektorniveau gefundenen Jets und die Partonen des harten Subprozesses sowohl räumlich als auch in p_t korreliert sind. Gleichzeitig kann eine solche Simulation dazu dienen, die Auflösung verschiedener Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen zu studieren.

5.2.1 Rekonstruktion des partonischen Prozesses

Abb. 5.2 zeigt die räumliche Korrelation zwischen den Partonen aus dem harten Subprozeß und den auf dem Niveau der stabilen Teilchen gefundenen Jets. Dazu wurden die Jets nach ihrer Pseudorapidität η im Laborsystem geordnet und dem weiter hinten liegenden Jet das in $\delta R^2 = \delta\eta^2 + \delta\phi^2$ nächste Parton zugeordnet, der zweite Jet dem jeweils anderen Parton. Es wurden alle simulierten Ereignisse mit $x_\gamma^{\mathrm{gen}} \geq 0.5$ betrachtet, bei denen die harten Partonen im Akzeptanzbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters liegen und deren Jets auf Hadronniveau die in Abschnitt 4.5 beschriebenen Schnitte erfüllen.

Nach Konstruktion ist also der erste Jet mit seinem passenden Parton räumlich gut korreliert; auch der zweite Jet und das andere Parton, die nach dieser Methode einander zugeordnet werden, zeigen in η und ϕ gute Übereinstimmung. In etwa 5% aller Ereignisse wurde mindestens ein Jet gefunden, der in η von der Partonrichtung weit abweicht. Die Korrelation in ϕ ist durch den scharfen Schnitt auf $|\Delta\phi^{\mathrm{jets}}|$ sehr gut.

Korrelation und Auflösung des Transversalimpulses von Jets und nach diesem Verfahren zugeordneten Partonen zeigt Abb. 5.3. Für die Korrelation wurden die Einträge mit p_t^4 gewichtet, um den steilen Abfall des Partonwirkungsquerschnitts auszugleichen und so die Korrelation auch bei großen p_t sichtbar zu machen. Man beobachtet neben einer Auflösung von $\sigma_{p_t} \approx 10\%$ eine systematische Verschiebung des gemessenen Transversalimpulses verglichen mit den Partongrößen: Im Mittel unterschätzt das Jet-p_t das p_t des Partons um 10%, wobei aber die Verteilung große Ausläufer aufweist. Dies kann durch das Zusammenspiel von Fragmentation mit dem kleinen Jet-Konus erklärt werden: in einem Jetkonus von $R = 0.7$ liegen häufig nicht alle vom harten Parton stammenden Hadronen, und umgekehrt sammelt der Jetkegel Energie auf, die nicht aus dem harten Subprozeß, sondern z.B. aus einer anschließenden Mehrfachwechselwirkung stammt.

Die räumliche Korrelation zwischen auf Detektorniveau gefundenen Jets und den harten Partonen ist ähnlich gut wie für Hadronjets. In Abb. 5.4 ist die Korrelation zwischen dem Transversalimpuls p_t der Detektorjets und der harten Partonen gezeigt. Verglichen mit Abb. 5.3 zeigt sich eine deutliche Verbreiterung der Verteilungen durch die endliche Detektorauflösung.

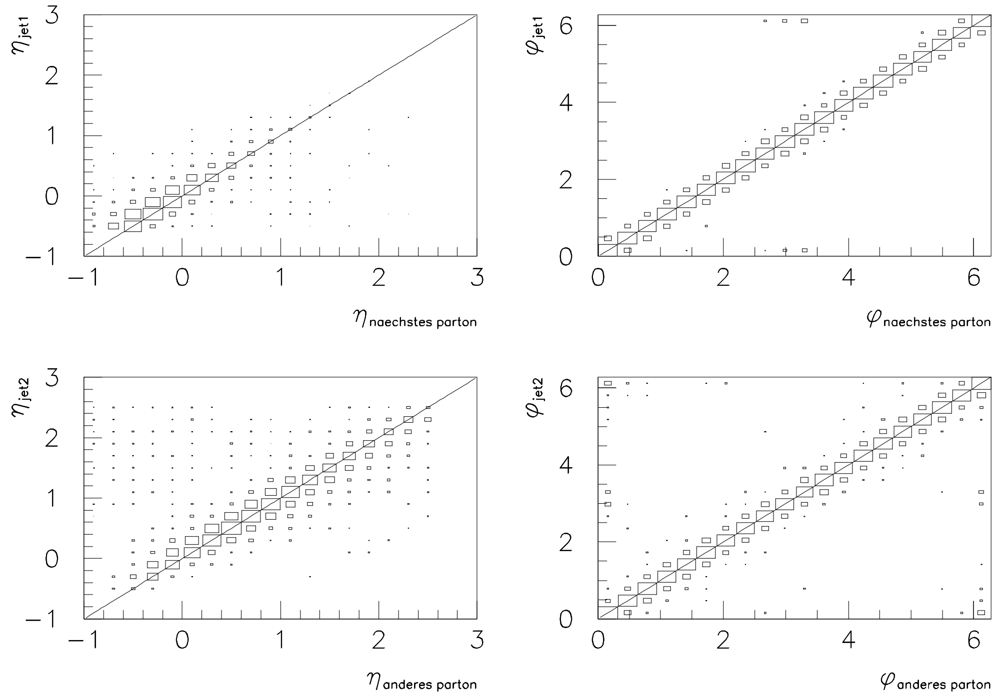


Abb. 5.2: Räumliche Korrelation zwischen Hadron-Jets und Partonen des harten Streuprozesses für $x_\gamma^{\rm gen} \geq 0.5$. Gesucht wurde nur nach Partonen, die im Winkelbereich $|\eta^{\rm parton}| \leq 2.5$ und damit im Akzeptanzbereich für Jets liegen. Die Hadron-Jets müssen die in Abschnitt 4.5 vorgestellten Bedingungen erfüllen

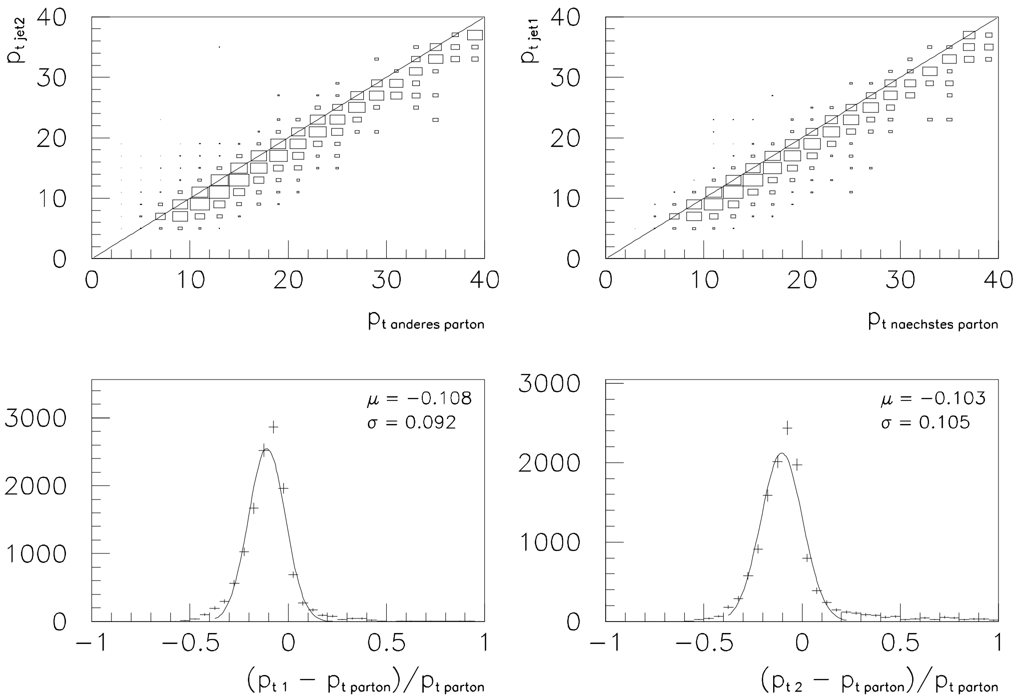


Abb. 5.3: Korrelation zwischen dem Transversalimpuls p_t von Jets auf Hadronniveau und den Partonen aus dem harten Subprozeß. Die gleichen Selektionskriterien wie für Abb. 5.2 wurden angewendet. Für die Korrelationsplots wurden die Einträge mit p_t^4 gewichtet

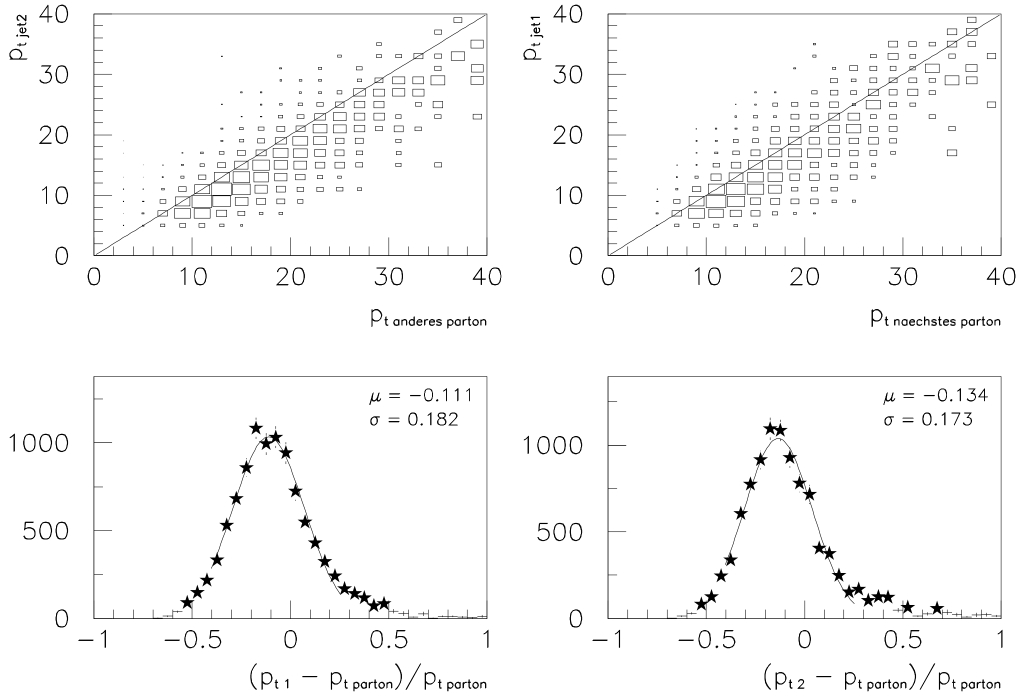


Abb. 5.4: p_t-Korrelation zwischen den Partonen aus dem harten Subprozeß und Detektorjets

Die Korrelation zwischen $|\Delta\eta|$ auf Parton-, Hadron- und Detektorniveau zeigt Abb. 5.5. Die Korrelation zwischen Jets und Partonen sind sichtbar schlechter als die einzelnen η-Korrelationen. Dies liegt daran, daß nun beide Jets mit den Partonen gleichzeitig korreliert sein müssen.

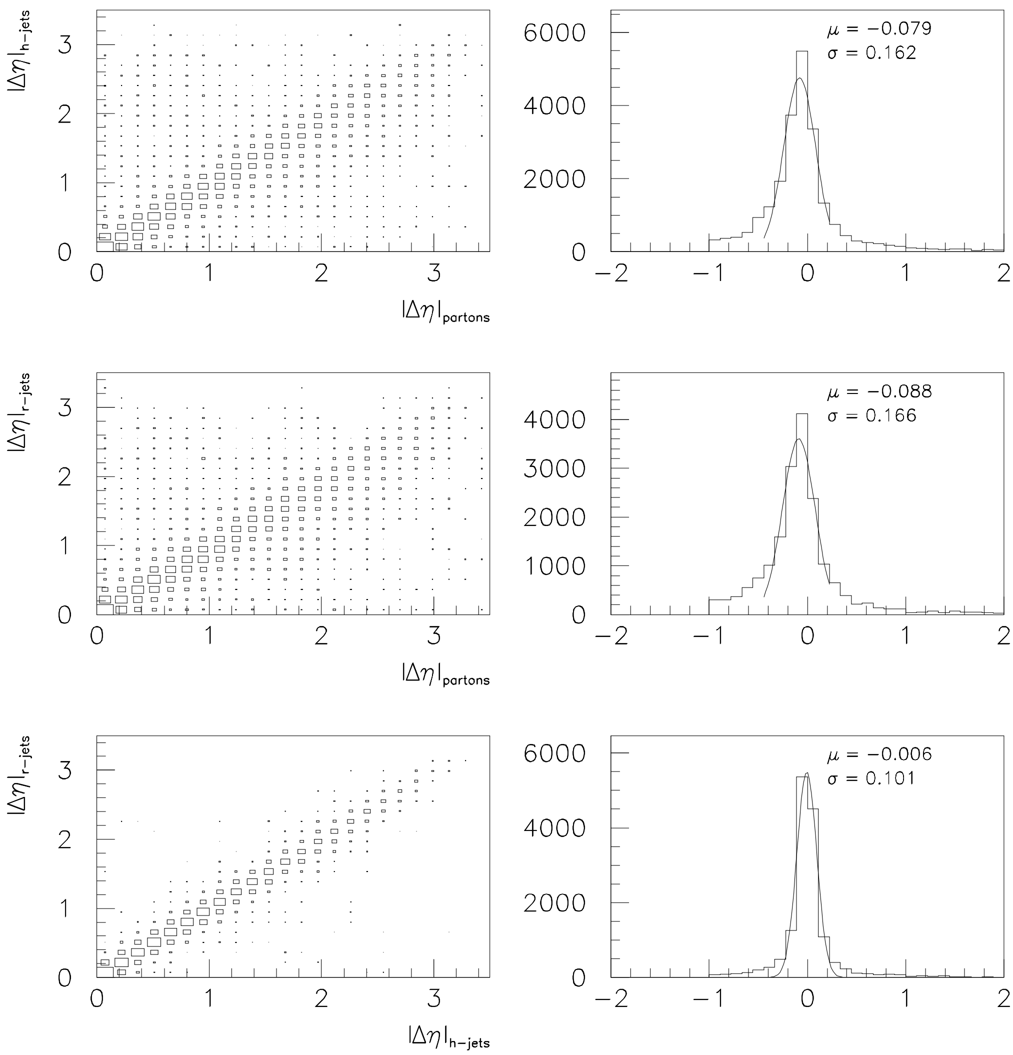


Abb. 5.5: Korrelation von $\Delta\eta$: *oben* zwischen den harten Partonen und Hadronjets, *Mitte* zwischen Partonen und Detektorjets, *unten* zwischen Hadron- und Detektorjets. Die rechte Spalte zeigt jeweils die relative Auflösung

5.2.2 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Mit Hilfe der Simulation werden drei Methoden verglichen, y aus den im Detektor gemessenen Energien zu rekonstruieren. Nach Gl. (2.7) kann man die im Elektrontagger gemessene Energie E'_e direkt mit y in Verbindung bringen. Da das Elektron-Kalorimeter eine sehr gute Energieauflösung von $\sigma_E/E = 0.01 \oplus 0.1/\sqrt{E/\ \mathrm{GeV}}$ besitzt, ergibt sich eine hervorragende Korrelation zwischen generierter Größe y_gen und rekonstruiertem y_eTag. Die Verteilung ist um 0.2% zu höheren y verschoben und hat eine Breite von 6% (Abb. 5.6 *oben*).

Eine andere Methode, y zu messen, ist von Jacquet und Blondel [JB79] vorgeschlagen worden:

$$y_\mathrm{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{z\,i})}{2\,E_\mathrm{e}}, \tag{5.1}$$

hierbei erstreckt sich die Summe über alle Zellen oder Cluster des Kalorimeters. Abb. 5.6 zeigt *in der Mitte* y_JB ausschließlich mit der Energie der Kalorimeterzellen, *unten* mit den kombinierten Objekten rekonstruiert. Während die Korrelation in beiden Fällen nicht sehr gut ist, ist die Auflösung bei dem mit den kombinierten Objekten rekonstruierten y_JB etwas besser; auch liegt liegt der Mittelwert der Verteilung bei dem deutlich näher bei 0. Die Verteilungen zeigen aber deutliche nicht-gaußische Ausläufer hin zu zu groß rekonstruiertem y. Im folgenden werden zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes die kombinierten Objekte benutzt.

Mit den beiden Methoden, y über das gestreute Elektron bzw. die Hadronen des Endzustandes zu rekonstruieren, ergeben sich auch zwei Arten, aus den Detektormeßgrößen x_γ zu bestimmen (Abb. 5.7). Obwohl der Fehler der y-Rekonstruktion aus dem Elektrontagger sehr viel kleiner ist als der der Hadronmethode, ist das mit letzterer Methode gemessene x_γ besser mit dem „wahren“ (generierten) x_γ^gen korreliert. Dies liegt hauptsächlich daran, daß Fluktuationen in der Energiemessung als auch systematische Unsicherheiten in der absoluten Energieskala bei der Hadronmethode in Zähler und Nenner korreliert auftreten und sich so gegenseitig aufheben.

Beide Rekonstruktionsmethoden für x_γ zeigen allerdings große Ausläufer bei kleinem generierten und zu groß rekonstruiertem x_γ. Diese Ausläufer rühren von Verwechslungen her, bei denen im zentralen oder rückwärtigen Bereich ein harter Jet gefunden wurde, der nicht aus dem harten Subprozeß stammt, während der vom harten Parton herrührende Jet weit nach vorne geht und zum großen Teil im Strahlrohr verschwindet. Der Photonremnant, der bei Ereignissen mit kleinem wahren x_γ viel Energie bekommt, kann in diesem Fall als harter Jet gefunden werden. Durch ein Heraufsetzen der Schwelle $\frac{E_{t,\mathrm{Jet1}}+E_{t,\mathrm{Jet2}}}{2} \geq E_t^\mathrm{min}$ können diese Verwechslungen minimiert werden, allerdings auf Kosten der Statistik.

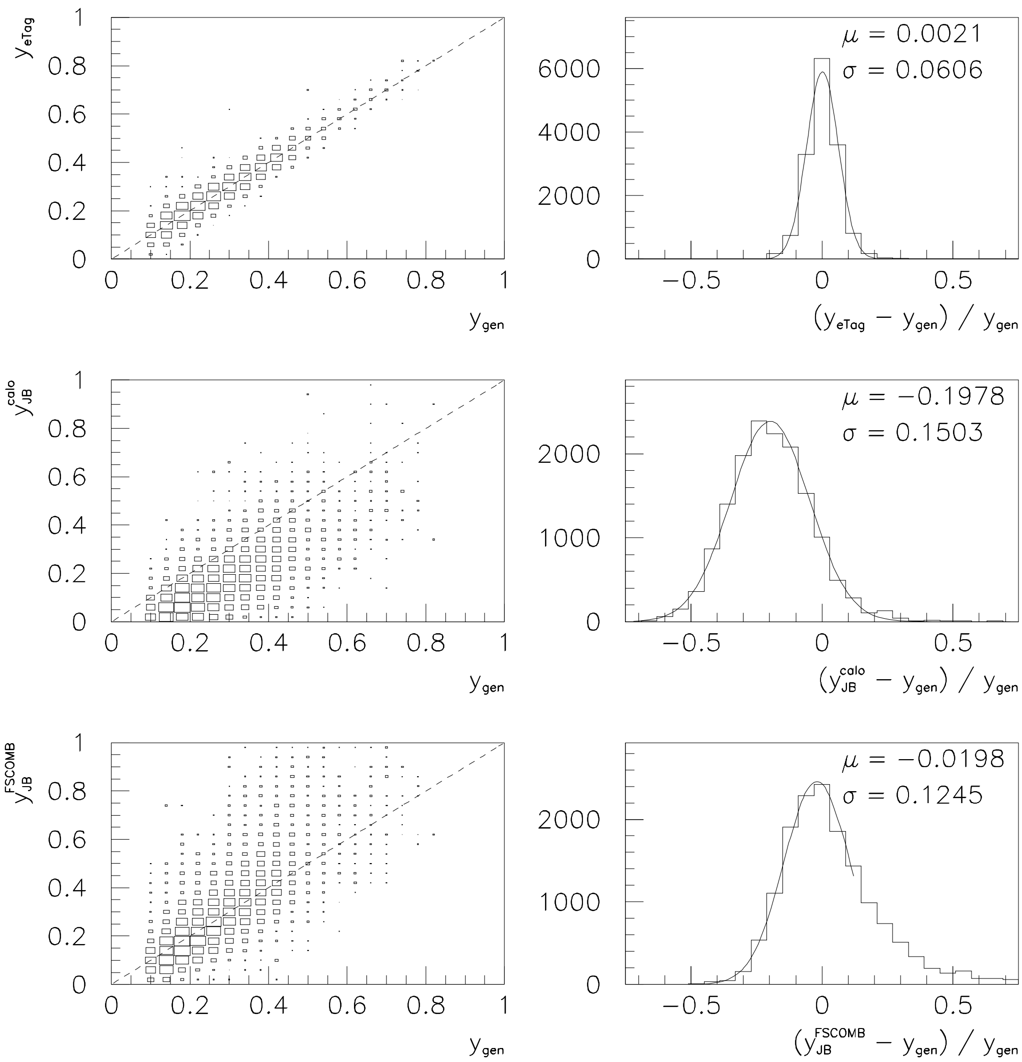


Abb. 5.6: Rekonstruktion von y auf drei verschiedene Arten: (*oben*) mit der im Elektrontagger gemessenen Energie, (*Mitte*) mit der Methode von Jacquet-Blondel unter Benutzung der Kalorimeterzellen, (*Mitte*) mit kombinierten Objekten. Die *linke* Spalte zeigt die Korrelation zwischen der auf Detektorniveau rekonstruierten und der generierten Größe, die *rechte* Spalte die relative Differenz mit den Parametern eines Gaußfits

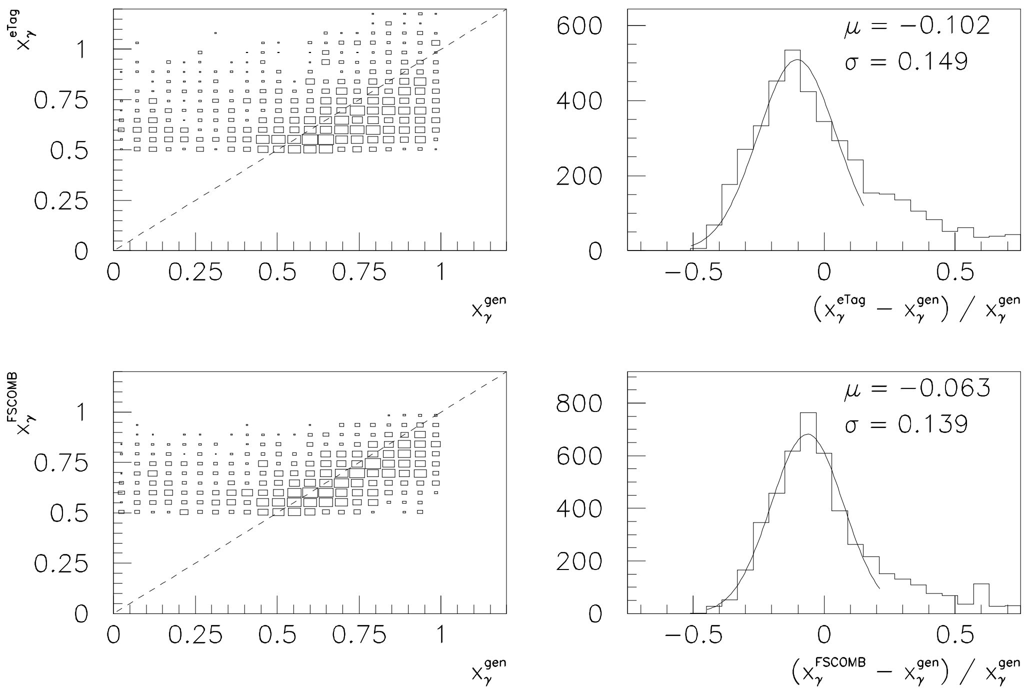


Abb. 5.7: x_γ-Rekonstruktion mit der eTagger- und der Hadronmethode für Zweijetereignisse mit $\bar{p}_t \geq 6$ GeV. In diesen Plots wurden nur Ereignisse aus dem aufgelösten Monte-Carlo mit $x_\gamma^{\mathrm{rec}} \geq 0.5$ verwendet, der kinematische Bereich, der in der folgenden Datenanalyse verwendet wird. Mittelwerte und Breite der relativen Verteilungen (*rechts*) ändern sich im Rahmen der Fehler nicht, wenn die direkten Photonereignisse mit berücksichtigt werden.

5.3 Vergleich von Daten und QCD-Modell

Um durch den Vergleich zwischen Daten und dem Monte-Carlo-Modell Vorhersagen über die Partondichten im Photon treffen zu können, muß zunächst gezeigt werden, daß das Modell wesentliche Verteilungen und Größen richtig beschreiben kann. Zu den wichtigen Kontrollgrößen gehören einmal inklusive Verteilungen wie p_t und η der Jets, aber auch der Energiefluß in den und um die Jets (Jetprofile und Jetpedestal).

In den folgenden Verteilungen wurden nur Ereignisse betrachtet, die auf rekonstruiertem Niveau $x_\gamma^{\text{rec}} \geq 0.5$ haben. Die Daten werden durch die gefüllten Sterne, die Summe aus direct und resolved im Monte Carlo durch die durchgezogenen Histogramme dargestellt. Das gestrichelte Histogramm gibt jeweils den Anteil direkter Ereignisse aus der Simulation wieder. In den Monte-Carlo-Verteilungen wurde eine Simulation der Elektrontagger-Akzeptanz als zusätzliches Ereignisgewicht eingeführt, die MC-Verteilungen wurden auf die integrierte Luminosität des Datensamples normiert.

Da die Mittelwerte der z_{vtx}-Verteilungen in den Daten und im Modell erheblich voneinander abweichen, werden die Monte-Carlo-Verteilungen außerdem entsprechend umgewichtet. Dazu wurde an die ungewichteten, auf die Luminosität normierten z_{vtx}-Verteilungen eine Gaußfunktion gefittet und der Quotient der beiden Funktionen den MC-Verteilungen als Gewicht mitgegeben. Abb. 5.8 zeigt die Wichtungsfunktion und die z_{vtx}-Verteilungen in den Daten (Sterne) und der Simulation (Histogramm) nach der Umgewichtung.

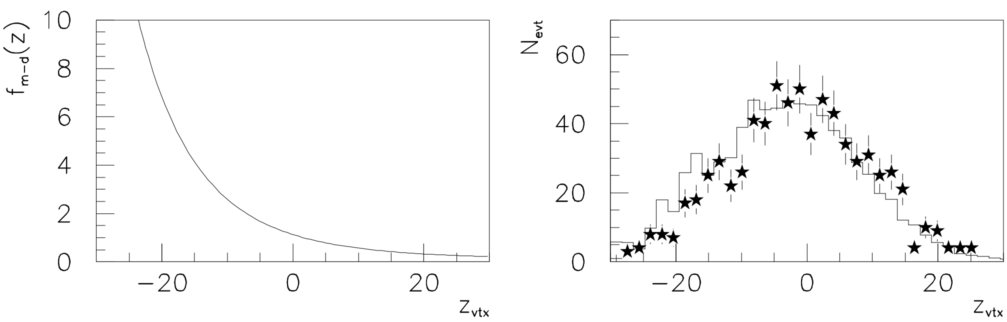


Abb. 5.8: Umgewichtungsfunktion für die z_{vtx}-Verteilung (*links*) und Vergleich der z_{vtx}-Verteilungen in den Daten (*Sterne*) und Monte-Carlo (*Histogramm*) nach Umgewichtung (*rechts*). Um zu große Gewichte zu vermeiden, wird für die folgenden Verteilungen auf $-15 < z_{\text{vtx}}$ geschnitten.

Damit der statistische Fehler in den Monte-Carlo-Verteilungen durch sehr große Gewichte nicht zu groß wird, wird für die folgenden Verteilungen auf -15 cm $< z_{\text{vtx}} < 27$ cm geschnitten. Das maximale Gewicht aus der z_{vtx}-Umgewichtung ist dann 4. Durch diesen Schnitt werden weitere 11% der Ereignisse entfernt.

Jetprofile und E_t-Fluß außerhalb der Jets

Die Form der Jetprofile und der hadronische Energiefluß, der außerhalb der Jets gefunden wird („Jet-Pedestal“), ist entscheidend für die korrekte Vorhersage der Jetraten (siehe

[Huf94]). In Abb. 5.9 werden die in den Daten und der Simulation gefundenen Jetprofile für zwei Bereiche in $\eta^{\rm jet}$ miteinander verglichen. Für die Jetprofile wird der Fluß der transversalen Energie in einem eine Einheit in $\delta\eta = \eta - \eta^{\rm jet}$ bzw in $\delta\phi$ breiten Band als Funktion von $\delta\phi$ bzw. $\delta\eta$ aufgetragen. Neben dem zentralen Jet, der als klar definiertes Maximum sichtbar ist, erkennt man in der ϕ-Projektion (*rechte* Spalte) auch den zweiten Jet bei $\phi^{\rm jet} + \pi$. Das Modell gibt den in den Daten beobachteten Energiefluß für Jets im Vorwärtsbereich gut wieder. Für Jets im zentralen Detektor wird der Anteil des Pedestals an der Jetenergie um ungefähr 2% überschätzt.

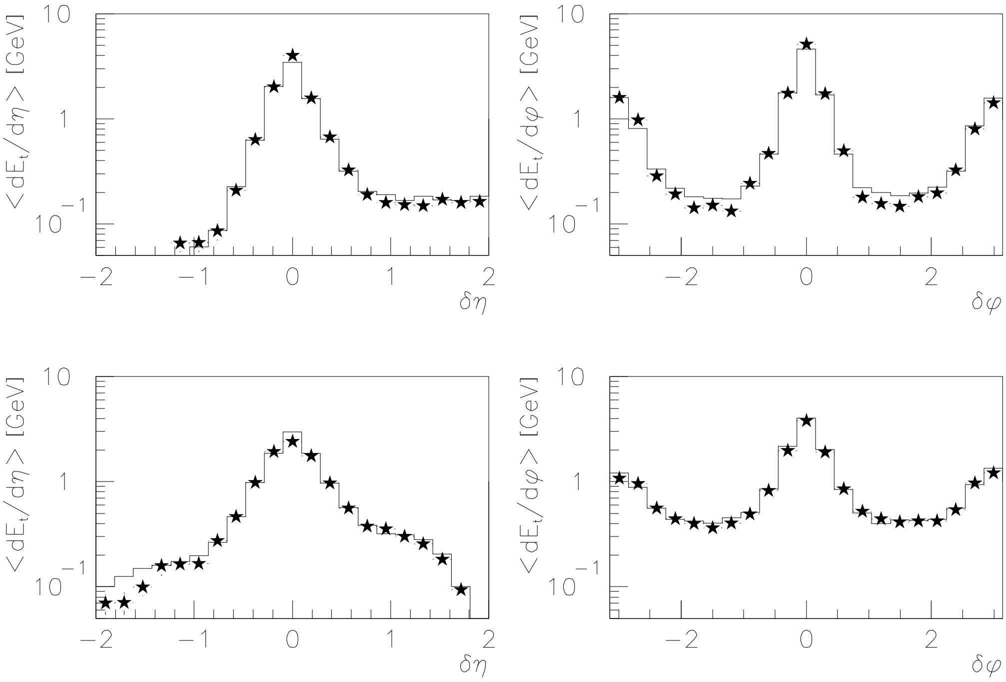


Abb. 5.9: Jetprofile für den p_t-höchsten Jet, *oben* für Jets im zentralen Detektor ($0 < \eta^{\rm jet} < 0.5$), *unten* für Vorwärtsjets ($1.5 < \eta^{\rm jet} < 2$). Der transversale Energiefluß um die Jetachse wurde dafür in einem in $\delta\phi$ bzw. $\delta\eta$ eine Einheit breiten Band summiert und als Funktion von $\delta\eta$ bzw. $\delta\phi$ dargestellt.

Ein Maß für die in einem Ereignis neben dem harten Subprozeß stattfindenden zusätzlichen Wechselwirkungen ist die Energieflußdichte außerhalb der Jets in der zentralen Rapiditätsregion. Diese Größe ist in Abb. 5.10 dargestellt. Dazu wurde für $-1 \leq \eta^* \leq 1$ entsprechend $1 \leq \eta_{\rm lab} \leq 3$ die transversale Energie der kombinierten Objekte aufsummiert, die mehr als $R = 1.3$ von allen Jetachsen entfernt sind und anschließend auf die nicht von Jets belegte Fläche normiert. Der „Sicherheitsabstand" stellt sicher, daß nur der transversale Energiefluß außerhalb der Jets betrachtet wird. Bei den hier betrachteten Ereignissen mit $x_\gamma \geq 0.5$ können direkte γp-Ereignisse den Energiefluß nicht erklären (gestricheltes Histogramm). Erst die Kombination mit den resolved γp-Ereignissen, die Mehrfachwechselwirkungen haben können, beschreibt die in den Daten gefundene Energiedichte ausreichend gut. Insgesamt unterschätzt Pythia die in den Daten gefundene Energiedichte ein wenig.

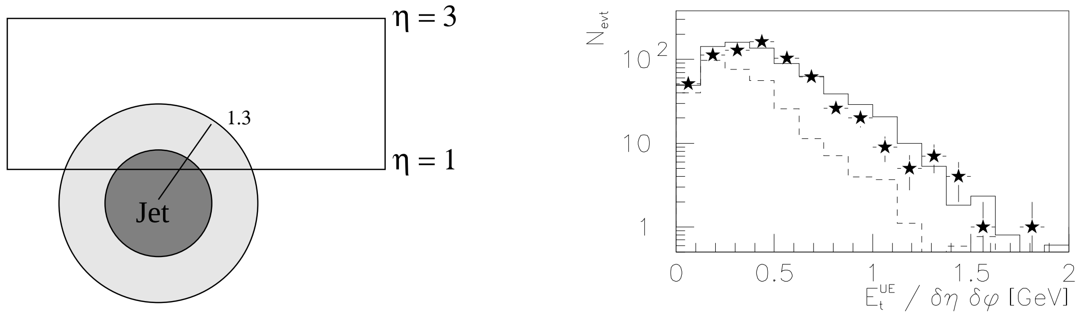


Abb. 5.10: Vergleich zwischen Daten und QCD-Modell: Transversale Energieflußdichte außerhalb der Jets in der zentralen Rapiditätsregion $-1 \leq \eta^* \leq 1$. *Links* Veranschaulichung der Methode; *rechts* Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo. (*Sterne*: Daten, *Histogramme*: Monte-Carlo-Simulation, *gestrichelte Linie*: direkte, *durchgezogene Linie*: direkte und aufgelöste Photonereignisse

Jet-Kinematik

Neben den Jetprofilen und dem globalen Energiefluß außerhalb der Jets muß das QCD-Modell auch Verteilungen reproduzieren können, die sensitiv auf das Matrixelement des harten Streuprozesses und auf die Partondichten sind.

In Abb. 5.11 werden die Verteilungen des Jet-p_t und Δp_t miteinander verglichen. Das Modell beschreibt für kleine p_t die Jetrate gut; die Daten weisen aber insgesamt ein deutlich härteres p_t-Spektrum auf als die Simulation. Sämtliche Events in der Region $p_t > 20$ GeV wurden visuell im H1-Event-Display begutachtet; dabei wurde kein Grund gefunden, einen Teil der Ereignisse zu verwerfen. Abweichungen von der Modellvorhersage können durch folgende Quellen herrühren:

- Experimentelle Unsicherheiten: Nur der statistische Fehler ist an den Datenpunkten gezeigt; da die absolute Energieskala im Kalorimeter nur auf $\approx 4\%$ genau bekannt ist, ergibt sich ein systematischer Fehler, der für den Vergleich berücksichtigt werden muß.

- Unsicherheiten in den im Modell benutzten Partondichten und theoretische Unsicherheiten: Pythia beinhaltet nur die Matrixelemente und Partondichten in niedrigster Ordnung Störungstheorie. Korrekturen höherer Ordnung machen das p_t-Spektrum härter [HO97].

Auch die Δp_t-Verteilung (p_t-Balance der Jets) weist in den Daten eine leichte Tendenz zu größerem Δp_t auf (Abb. 5.11 *rechts*).

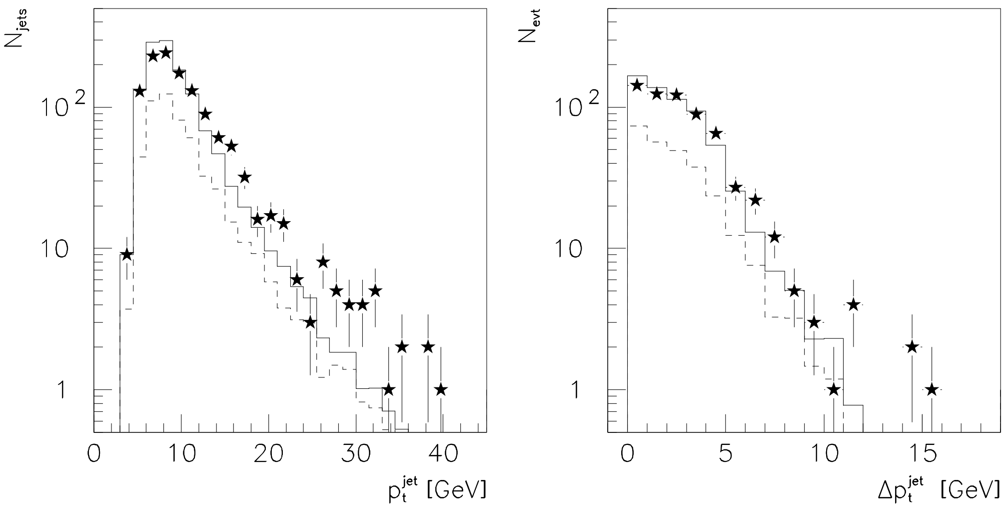


Abb. 5.11: Vergleich zwischen QCD-Modell (*Histogramme*) und Daten (*Sterne*): inklusive p_t^{Jet}- und Δp_t-Verteilungen für $x_\gamma^{\mathrm{rec}} \geq 0.5$. Im linken Plot sind beide Jets für jedes Ereignis eingetragen. Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden auf die Luminosität der Daten normiert. Das gestrichelte Histogramm gibt den vom Modell vorhergesagten Anteil direkter Photonereignisse wieder

Die Verteilungen von x_γ und x_p werden vom Modell recht gut, aber keineswegs perfekt wiedergegeben. Dies ist ein Indiz dafür, daß die im Modell benutzte Parametrisierung der Partondichten im Photon nicht exakt mit der tatsächlichen Partondichte übereinstimmt.

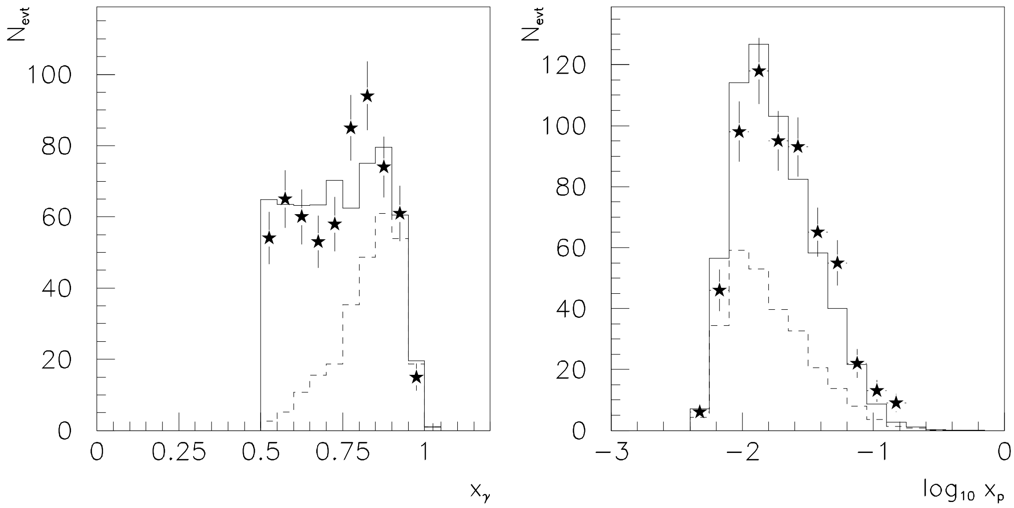


Abb. 5.12: Vergleich zwischen QCD-Modell (*Histogramme*) und Daten (*Sterne*) : x_γ und $\log x_\mathrm{p}$

Durch den Schnitt auf $x_\gamma \geq 0.5$ wird in jedem Event mindestens ein Jet in die zentrale oder hintere Region des Detektors gezwungen. Die η^jet-Verteilung (Abb. 5.13) hat ihr Maximum daher bei kleinen η. Das Modell zeigt sowohl in der inklusiven η^jet- als auch in der $\Delta\eta^\mathrm{jet}$-Verteilung leichte Abweichungen von den in den Daten gefundenden Verteilungen. Insbesondere die $\Delta\eta^\mathrm{jets}$-Verteilung ist sensitiv auf den zugrundeliegenden partonischen Prozeß und damit auf die Partondichte im Photon.

Die invariante Masse des Jetpaares, M_jj, ist in Abb. 5.14 gezeigt. Das M_jj-Spektrum in den Daten ist deutlich härter als das von Pythia vorhergesagte. M_jj hängt wie folgt mit x_γ und x_p zusammen:

$$M_\mathrm{jj}^2 = y\, x_\gamma\, x_\mathrm{p}\, s_\mathrm{ep} \ .$$

Abweichungen in den Verteilungen von x_γ und x_p zwischen QCD-Modell und Daten machen sich demnach auch in Unterschieden in der M_jj-Verteilung bemerkbar, die M_jj-Verteilung ist sensitiv auf die Partonverteilung im Photon. In Abb. 5.15 ist die x_γ-Verteilung in zwei Bereichen in der invarianten Dijetmasse gezeigt. Für große Dijetmasse und großes $x_\gamma$zeigen die Daten gegenüber dem Monte-Carlo-Modell einen Überschuß.

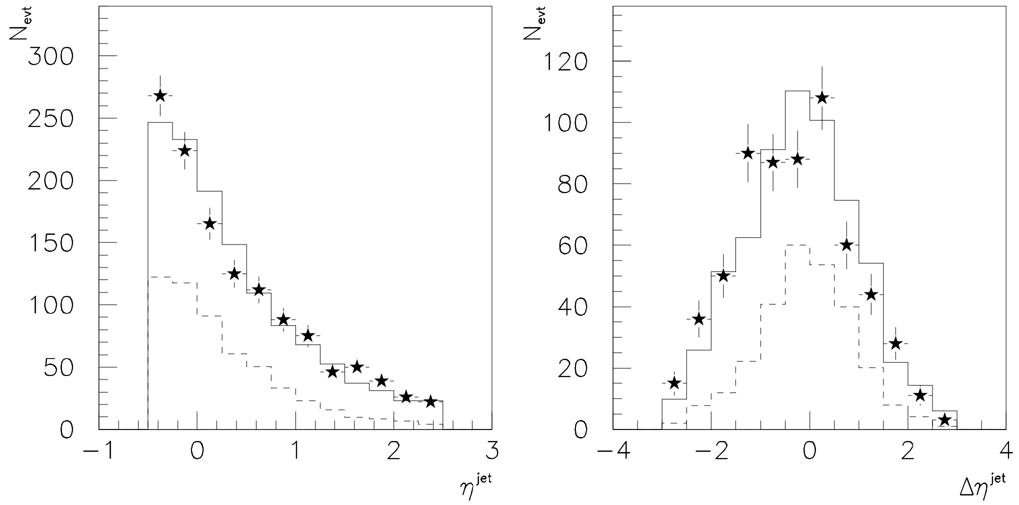


Abb. 5.13: Vergleich zwischen QCD-Modell (*Histogramme*) und Daten (*Sterne*): inklusive η^{jet}-Verteilung und $\Delta\eta$-Verteilung

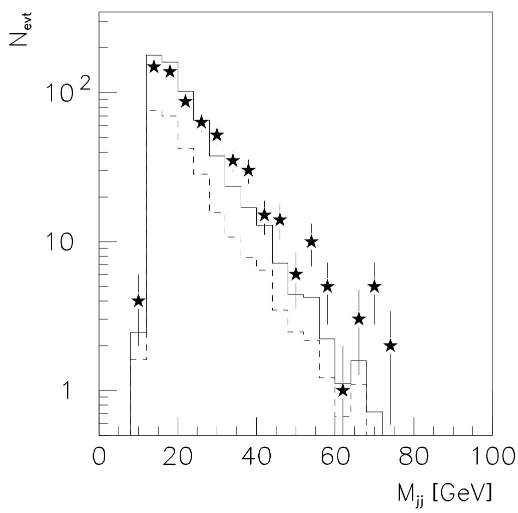


Abb. 5.14: Vergleich zwischen QCD-Modell und Daten: invariante Dijet-Masse M_{jj}

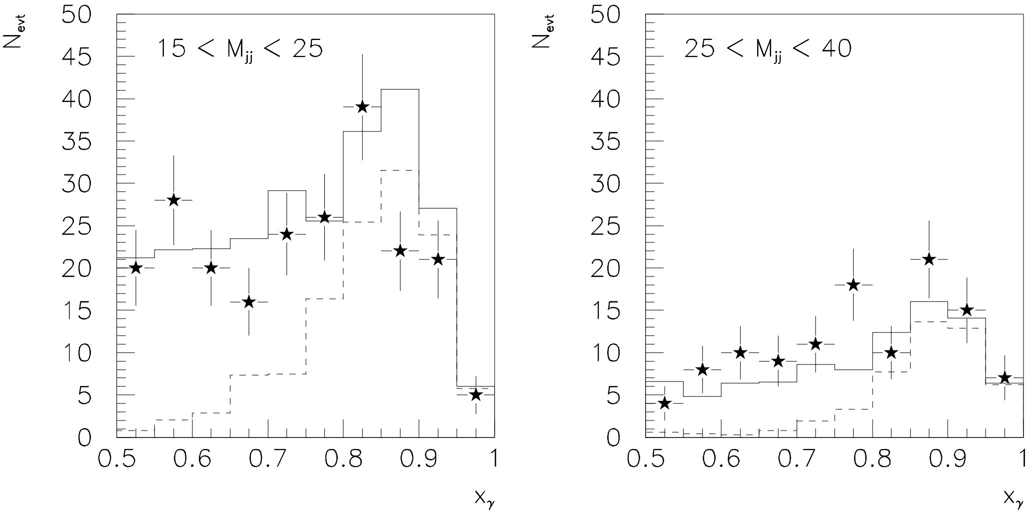


Abb. 5.15: Vergleich zwischen QCD-Modell und Daten: x_γ-Verteilung in zwei Bereichen in der invarianten Dijetmasse M_{jj}.

Kapitel 6

Einflüsse auf die $\cos\theta^*$-Verteilung

Wie schon in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, erwartet man für direkte und aufgelöste Photonen aufgrund der unterschiedlichen zugrundeliegenden Matrixelemente einen Formunterschied in der $|\cos\theta^*|$-Verteilung: bei großen x_γ überwiegen direkte Photonereignisse, die $\cos\theta^*$-Verteilung sollte also deutlich flacher verlaufen als für kleine x_γ.

Die vom Matrixelement bestimmte $\cos\theta^*$-Verteilung wird aber im Experiment durch verschiedene Einflüsse verändert, so daß nicht ohne weiteres von der experimentell gefundenen Verteilung auf den Produktionsmechanismus geschlossen werden kann.

Zum einen wird die Akzeptanz durch Schnitte auf den Transversalimpuls und die Pseudorapidität der Jets verändert, zum anderen gibt es auch rein kinematische Effekte. Die verschiedenen Einflüsse sollen im folgenden genauer untersucht werden.

6.1 Winkelakzeptanz

$\cos\theta^*$ und $\Delta\eta$ sind über $\cos\theta^* = \tanh\frac{\Delta\eta}{2}$ miteinander verknüpft. Ein Schnitt auf η^{jet} gibt daher ein maximales $\Delta\eta$ und so ein maximales $\cos\theta^*$ vor. Abb. 6.1 zeigt diese Abhängigkeit für $0 < \Delta\eta < 4$. Die eingezeichneten Linien deuten den in dieser Analyse maximal erreichbaren Bereich $|\Delta\eta| \leq 3$ und das daraus resultierende maximale $(|\cos\theta^*|)_{\max} \approx 0.91$ an.

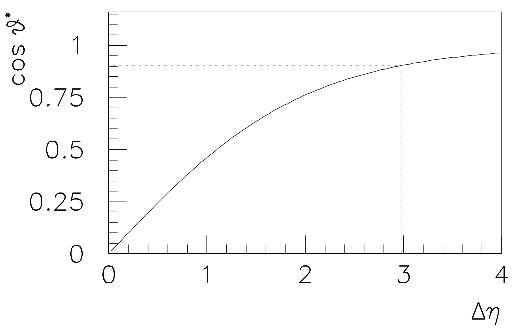


Abb. 6.1: Zusammenhang zwischen $\Delta\eta$ und $\cos\theta^*$. Große $\Delta\eta$ werden durch den Verlauf der Kurve $\tanh\Delta\eta/2$ zu $\cos\theta^* \approx 1$; eine fallende $\Delta\eta$-Verteilung kann so zu einer steil ansteigenden $\cos\theta^*$-Verteilung führen

Allerdings gilt diese scharfe Grenze in $\cos\theta^*$ nur, wenn Laborsystem und Schwerpunktssystem gegeneinander in Ruhe sind. Bei variablem Lorentzboost $\bar{\eta}$ fällt vor allem für große $|\Delta\eta|$ häufig ein Jet außerhalb des Akzeptanzbereiches, das maximal erreichbare $\cos\theta^*$ ist daher auch von $\bar{\eta}$ abhängig. Diese Abhängigkeit läßt sich prinzipiell durch einen Schnitt auf $\bar{\eta}$ reduzieren, indem man den Boost im Mittel symmetrisch in den η-Akzeptanzbereich legt.

6.2 Schwerpunktenergie und Schnitt auf p_t

Kennt man den Streuwinkel θ^* im Parton–Parton-Schwerpunktsystem und die Schwerpunktenergie $\sqrt{\hat{s}}$, kann man unter Vernachlässigung der Partonmassen den Transversalimpuls der Partonen im Endzustand berechnen (siehe auch Abb. 6.2):

$$\hat{p}_t = \frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}}\,\sin\theta^* = \frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}(1-\cos^2\theta^*)} \tag{6.1}$$

Bei fester Schwerpunktenergie bewirkt ein Schnitt auf $p_{t\,\mathrm{min}}$ ein Abschneiden der $\cos\theta^*$-Verteilung bei

$$(\cos\theta^*)_{\mathrm{max}} = \sqrt{1-\frac{4\,p_{t\,\mathrm{min}}^2}{\hat{s}}} \tag{6.2}$$

Für eine Schwerpunktenergie von $\sqrt{\hat{s}} = 15$ GeV und $p_{t\,\mathrm{min}} = 6$ GeV ergibt sich so ein maximal erreichbarer Streuwinkel von $(\cos\theta^*)_{\mathrm{max}} = 0.6$. Experimentell wird der Streuquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|\cos\theta^*|$ nicht für eine feste Schwerpunktsenergie, sondern für einen großen Bereich in $\hat{s}$ bestimmt. Die Kurve muß also noch mit einem $\hat{s}$-abhängigen Flußfaktor gefaltet werden, wobei $(\cos\theta^*)_{\mathrm{max}}$ jeweils von $\hat{s}$ abhängig ist. Modellhaft zeigt Abb. 6.3 den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\hat{s}$ für einen Subprozeß mit einem Schnitt auf $p_t > 4$ GeV.

6.3 Kinematische Effekte

Die Schwerpunktenergie $\hat{s}$ des Parton–Parton-Systems (d.h. die invariante Masse des Dijet-Paares), der Transversalimpuls p_t der Jets und die kinematischen Variablen x_γ, x_p und y hängen wie folgt zusammen:

$$\hat{s} = M_{\mathrm{jj}}^2 = x_\mathrm{p}\,x_\gamma\,y\,s_{\mathrm{ep}} = \frac{4\,p_t^2}{1-\cos^2\theta^*}\ . \tag{6.3}$$

Das zweite Gleichheitszeichen folgt aus Gl. (6.1). Ein Schnitt auf größeres x_γ ist nach Gl. (2.23) im Mittel auch ein Schnitt auf einen größeren Transversalimpuls p_t der Jets. Hält man aber die Dijetmasse fest, so schränkt man nach Gl. (6.2) den zugänglichen Bereich in $\cos\theta^*$ durch den Schnitt auf x_γ weiter ein. Wenn man den x_γ-Bereich verändert, muß das Verhältnis M_{jj}/p_t^2 konstant gehalten werden, um nicht eine systematische Formveränderung der $\cos\theta^*$-Verteilung zu erhalten.

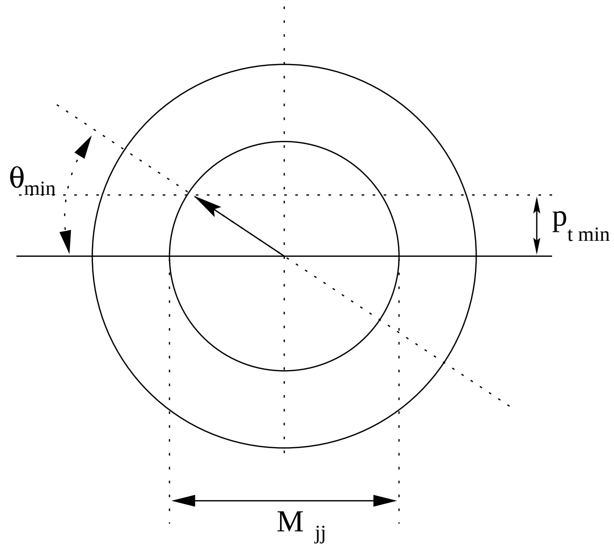


Abb. 6.2: Parton–Parton-Streuung im Schwerpunktssystem: die Kreise deuten die Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}} = M_{\mathrm{jj}}$ an. Ein Schnitt auf eine kleinste Transversalenergie ist bei fester Schwerpunktsenergie gleichbedeutend mit einer Bedingung $\theta^* \in [\theta^*_{\mathrm{min}}, \pi/2]$

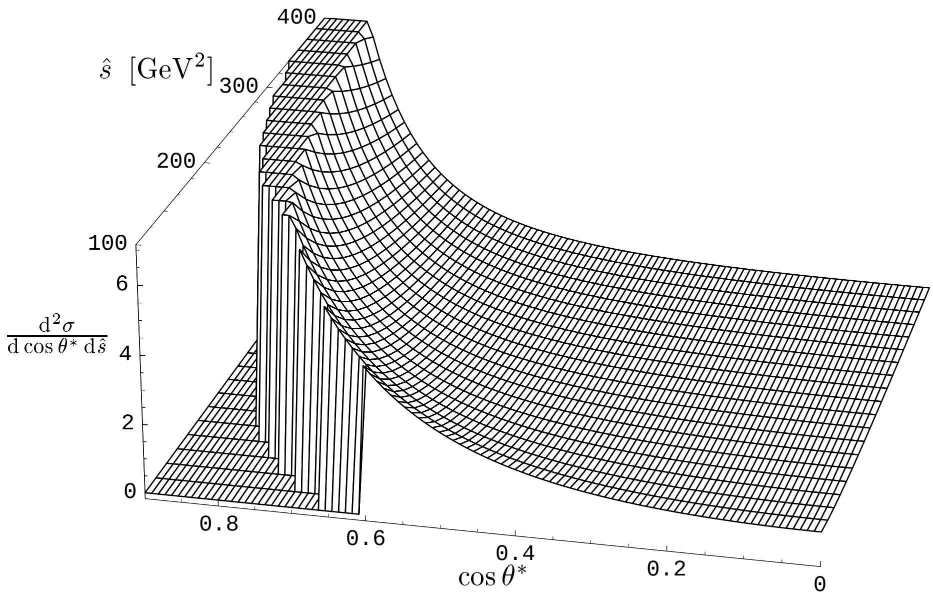


Abb. 6.3: Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\hat{s}$ des Subprozesses $qq \to qq$ im Bereich von $10 \leq \sqrt{\hat{s}} \leq 20$ GeV. Die scharfe Kante ist der Effekt des Schnittes auf $p_t > 4$ GeV. Der p_t-Schnitt trägt für kleine Schwerpunktenergien entscheidend zur Verringerung der Akzeptanz bei; ist $\hat{s}$ groß genug, so ist $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\cos\theta^*$ unabhängig vom p_t-Schnitt

Um diese systematische Verschiebung auszugleichen, wird ein variabler, vom mittleren x_γ im jeweiligen Bereich abhängiger Schnitt auf M_{jj} eingeführt: bezeichnen die Superskripte u und o den unteren und oberen x_γ-Bereich, so wird der Schnitt auf M_{jj} wie folgt angepaßt:

$$\frac{M_{\mathrm{jj}}^o}{M_{\mathrm{jj}}^u} = \sqrt{\frac{\langle x_\gamma^o \rangle}{\langle x_\gamma^u \rangle}} \tag{6.4}$$

In Abb. 6.4 *links* ist die Auswirkung dieses Effekts gezeigt: die Form der $\cos\theta^*$-Verteilungen aufgelöster Photonereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation wird für zwei Bereiche in x_γ bei einem festen Schnitt in der Dijetmasse und sonst identischen Schnitten verglichen. Obwohl die zugrundeliegenden harten Subprozesse in beiden x_γ-Bereichen die gleichen sind, sieht man einen deutlich flacheren Anstieg der Verteilung für $x_\gamma > 0.75$.

Abb. 6.4 *rechts* zeigt das Ergebnis des variablen Schnittes auf die $\cos\theta^*$-Verteilung für simulierte aufgelöste Photonereignisse in zwei Bereichen in x_γ. Der kinematische Effekt ist durch die Anhebung des M_{jj}-Schnittes im höheren x_γ-Bereich deutlich reduziert.

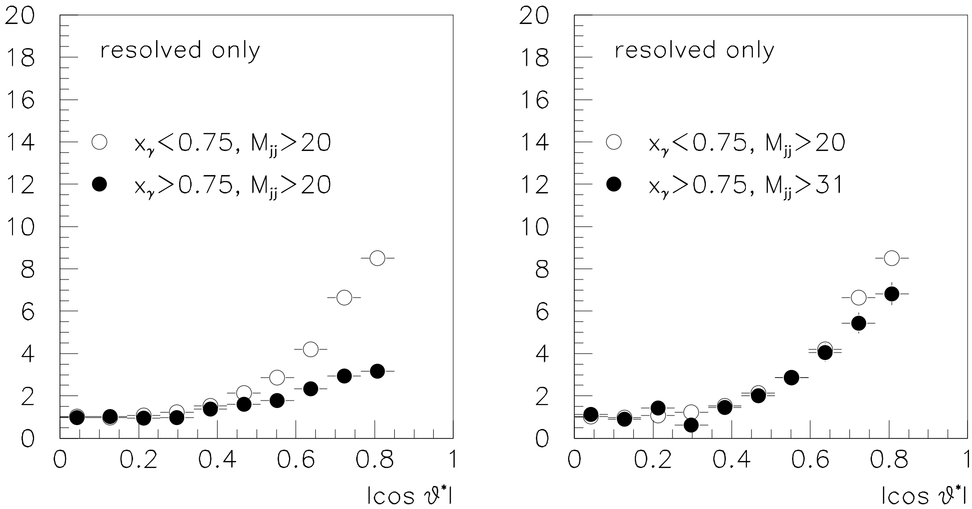


Abb. 6.4: Form der $\cos\theta^*$-Verteilung für simulierte aufgelöste Photonereignisse in zwei Bereichen in x_γ. Die beiden Verteilungen wurden dabei so normiert, daß der Mittelwert der ersten beiden Bins 1 ist, um die Form vergleichen zu können. *Links* die Verteilungen für einen festen Schnitt in der Dijet-Masse, *rechts* für den im Text besprochenen x_γ-abhängigen Schnitt

In Abb. 6.5 ist die unkorrigierte in den Daten gefundene $\cos\theta^*$-Verteilung für dieselben x_γ-Bereiche und denselben Schnitt auf die invariante Dijetmasse gezeigt. Die unterschiedliche Form der Verteilungen für kleine und große x_γ kommt durch die verschiedenen zugrundeliegenden harten Subprozesse zustande, im oberen x_γ-Bereich überwiegen die direkten Photonereignisse, die nach Abschnitt 2.2.2 eine flachere $\cos\theta^*$-Verteilung besitzen.

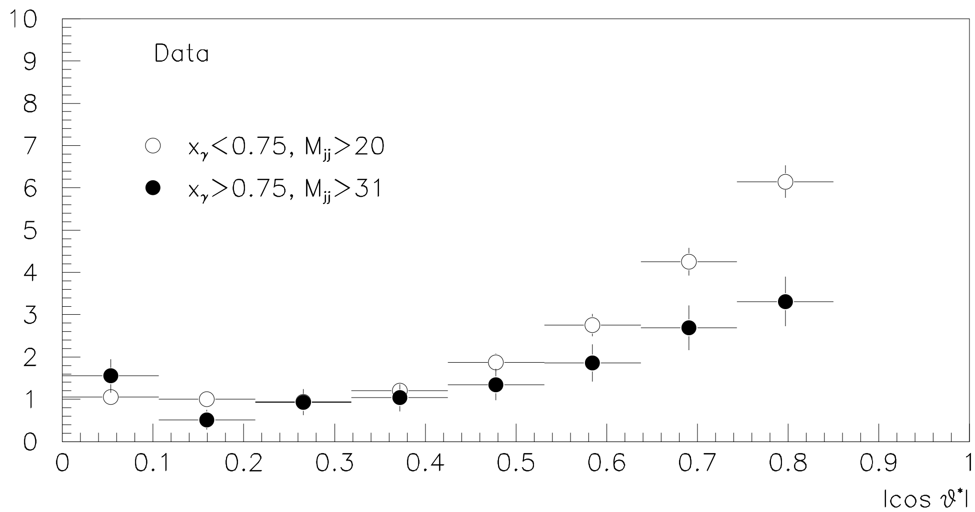


Abb. 6.5: Form der $\cos\theta^*$-Verteilung für die selektierten Ereignisse in zwei Bereichen im rekonstruierten x_γ. Der Schnitt auf die invariante Dijetmasse wurde wie in Gl. (6.4) variiert.

Kapitel 7

Partondichte im Photon

In diesem Kapitel wird eine Messung der effektiven Partondichte im Photon bei großen x_γ vorgestellt. Ein Entfaltungsverfahren wird angewendet, um von der gemessenen x_γ-Verteilung, die mit Detektoreffekten behaftet ist, auf die wahre Verteilung zu korrigieren. Durch den Vergleich mit der x_γ-Verteilung aus dem Monte-Carlo-Modell kann die effektive Partondichte extrahiert werden.

7.1 Effektive Partondichte

Um aus den experimentell gefundenen Verteilungen die Partondichten des Photons zu bestimmen, müssen die $f_{i/\gamma}$ aus Gl. (2.13) aus der Summe über die verschiedenen partonischen Prozesse extrahiert werden. Dies ist ohne weitere Modellannahmen nicht möglich. Eine Möglichkeit, dieses Problem anzugehen, ist der effektive Subprozeß (*single effective subprocess*), der in [CM84] vorgeschlagen wurde.

Ausgehend von der im wesentlichen gleichen $\cos\theta^*$-Abhängigkeit der Matrixelemente für die Subprozesse $gg \to gg$, $gq \to gq$ und $qq' \to qq'$, die den Hauptbeitrag zum Streuquerschnitt von aufgelösten Photonen stellen, werden die Matrixelemente durch ein einziges, effektives Matrixelement M_{SES} ersetzt. Die Partondichten in Proton und Photon, $f_{j/\mathrm{p}}$ und $f_{i/\gamma}$, werden zu effektiven Partondichten zusammengefaßt:

$$\tilde{f}_\gamma(x_\gamma) = \sum_{n_f} \left(f_{\mathrm{q}/\gamma}(x_\gamma) + f_{\bar{\mathrm{q}}/\gamma}(x_\gamma) \right) + \frac{9}{4} f_{\mathrm{g}/\gamma}(x_\gamma) \tag{7.1}$$

$$\tilde{f}_\mathrm{p}(x_\mathrm{p}) = \sum_{n_f} \left(f_{\mathrm{q}/\mathrm{p}}(x_\mathrm{p}) + f_{\bar{\mathrm{q}}/\mathrm{p}}(x_\mathrm{p}) \right) + \frac{9}{4} f_{\mathrm{g}/\mathrm{p}}(x_\mathrm{p}) \; . \tag{7.2}$$

Die Summen laufen dabei über alle beteiligten Quarkflavours. Der Faktor 9/4 vor den Gluondichten trägt der verschiedenen Farbmultiplizität von Quarks und Gluonen Rechnung.

Vergleicht man nun die Verteilungen, die PYTHIA mit den GRV-LO Partondichten vorhersagt, mit den Daten, erhält man die effektive Partondichte im Photon in niedrigster Ordnung Störungstheorie:

$$\tilde{f}_\gamma^{\mathrm{Data}} = \tilde{f}_\gamma^{\mathrm{GRV-LO}} \times \frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{Data}}/\mathrm{d}x_\gamma^{\mathrm{true}}}{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{Pythia,GRV-LO}}/\mathrm{d}x_\gamma^{\mathrm{true}}} \tag{7.3}$$

Dabei werden die effektive Partondichten mit Streuquerschnitten verglichen, die nicht vom Matrixelement des effektiven Subprozesses, sondern von den QCD-Matrixelementen abhängen. Die Genauigkeit dieser Näherung ist von H. Rick untersucht worden [Ric97a]. Der systematische Fehler, der durch die Umgewichtung nach Gl. (7.3) eingeführt wird, beträgt demnach 5%.

7.2 Regularisiertes Entfalten

Um mit der vorgestellten Methode die effektive Partondichte bestimmen zu können, muß die experimentell gemessene x_γ-Verteilung zunächst auf die wahre x_γ-Verteilung korrigiert werden. Dadurch werden die Auswirkungen von Detektoreffekten (wie z. B. die endliche Auflösung der Energiemessung) und fehlerhafter Rekonstruktion auf die x_γ-Verteilung rückgängig gemacht. Die dazu in dieser Analyse verwendete Methode ist das regularisierte Entfalten (*regularized unfolding*) [Blo84, Blo96]. Im folgenden sollen kurz die grundlegenden Ideen des Entfalten skizziert werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist durch eine „wahre“ Verteilung $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x = f(x)$ gegeben. Auflösung des Detektors und beschränkte Akzeptanz machen es unmöglich, $f(x)$ direkt zu messen. Ebenso kann x häufig nicht direkt gemessen werden, sondern wird aus anderen kinematischen Größen $\mathbf{y} = (y_1,\ y_2,\ \ldots)$ berechnet. Der Zusammenhang zwischen der im Detektor gemessene Verteilung $g(\mathbf{y})$ und der wahren Verteilung $f(x)$ ist über folgende Integralgleichung gegeben:

$$g(\mathbf{y}) = \int A(\mathbf{y}, x)\, f(x)\, \mathrm{d}x + b(\mathbf{y})\ . \tag{7.4}$$

$b(\mathbf{y})$ ist ein Untergrund-Beitrag zur gemessenen Verteilung g. Die Funktion $A(\mathbf{y}, x)$ beinhaltet sämtliche Detektoreffekte. Das Problem des Entfaltens besteht darin, Gl. (7.4) umzukehren.

Im allgemeinen ist die Antwortfunktion $A(\mathbf{y}, x)$ nicht in analytischer Form bekannt. Stattdessen wird der gesamte Meßprozeß mit Monte-Carlo-Methoden simuliert; damit kennt man sowohl die wahre Verteilung $f_0(x)$ als auch die gemessene Verteilung $g_0(\mathbf{y})$. Diese beiden Verteilungen definieren implizit die Antwortfunktion; sie kann nun numerisch näherungsweise bestimmt werden, man muß also die Gleichung

$$g_0(\mathbf{y}) = \int A(\mathbf{y}, x)\, f_0(x)\, \mathrm{d}x \tag{7.5}$$

invertieren.[1] Damit das Entfaltungsverfahren numerisch stabil ist, sollten die Verteilungen $f_0(x)$ und $g_0(\mathbf{y})$ eine gute Korrelation zeigen. Eine Kontrolle für das Funktionieren des

[1] Eine technische Schwierigkeit ergibt sich aus der Tatsache, daß f und g und damit auch die Antwortfunktion nicht als kontinuierliche Funktionen, sondern in Form von diskreten Verteilungen (Histogrammen) vorliegen. Der Entfaltungsalgorithmus läuft also darauf hinaus, eine $n \times n$-Matrix zu invertieren. Migrationen zwischen benachbarten Bins in den Histogrammen führen zu negativen Korrelationen zwischen Einträgen in der invertierten Matrix und so zu einem oszillatorischen Verhalten der entfalteten Verteilung; diese Oszillationen müssen z. B. durch ein Regularisierungsverfahren unter Kontrolle gebracht werden.

Verfahrens erhält man dadurch, daß man die beim Entfalten ermittelte Detektorantwortfunktion dazu verwendet, die Verteilungen von wichtigen Größen wie $\cos\theta^*$, $x_{\rm p}$ im Monte-Carlo-Modell entsprechend der x_γ-Verteilung umzugewichten und mit den entsprechenden in den Daten gefundenen, rekonstruierten Verteilungen vergleicht. Die so umgewichteten Verteilungen sollten die Datenverteilungen gut beschreiben.

7.3 Entfaltung der x_γ-Verteilung

Für die Entfaltung der x_γ-Verteilung wird das PYTHIA-Monte Carlo benutzt. Wie in Abschnitt 5.2.2 gezeigt ist, besteht eine Korrelation zwischen wahrem und rekonstruiertem x_γ. Für die in dieser Arbeit angewendete Implementierung des Entfaltens ist die Korrelation allerdings nicht gut genug. Es gibt einen relativ großen Anteil an Ereignissen bei kleinem wahrem $x_\gamma^{\rm true}$, für die ein großes x_γ rekonstruiert sind. Dies sind hauptsächlich Ereignisse, bei denen eins der Partonen aus dem harten Subprozeß in Vorwärtsrichtung weit außerhalb des Akzeptanzbereichs für Jets oder sogar in die Strahlröhre gestreut wird und der Jetalgorithmus weit hinten im Detektor z. B. den Photonremnant als Jet erkennt. Dieses Band von fehlrekonstruierten Ereignissen muß für die Entfaltung entfernt werden. Eine einfache Möglichkeit, den Anteil dieser Ereignisse zu entfernen, ist das Heraufsetzen der mindestens geforderten mittleren transversalen Jetenergie. Für das folgende Entfaltungsverfahren wurde der Schnitt (4.4) verändert zu

$$\frac{1}{2}\left(E_{t,{\rm Jet1}} + E_{t,{\rm Jet2}}\right) \geq 9\ {\rm GeV} \tag{7.6}$$

Dadurch verliert man allerdings den Großteil der Statistik. Ebenfalls wurde versucht, die falsch rekonstruierten Ereignisse über Schnitte in den in dieser Arbeit untersuchten Jetvariablen (z. B. $|\Delta\phi|$, η-Bereich etc.) zu entfernen. Diese Schnitte reduzierten nicht signifikant den relativen Anteil dieser falch rekonstruierten Ereignisse. Die Korrelation zwischen generiertem und wahrem x_γ für diesen neuen Schnitt ist in Abb. 7.1 gezeigt.

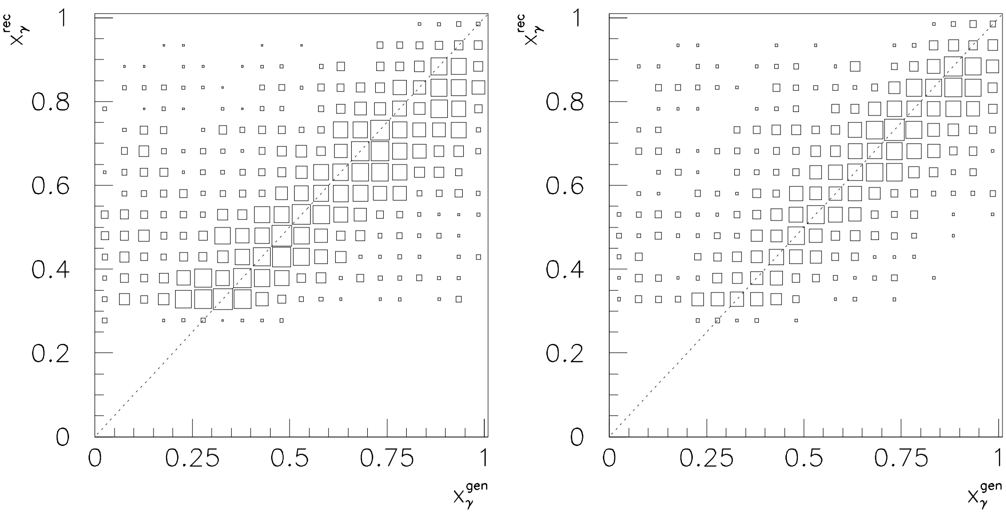


Abb. 7.1: Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem x_γ für simulierte Ereignisse mit einer mittleren Transveralenergie der Jets von $\bar{E}_{t,\,\rm Jets} \geq 6$ GeV (*links*) und $\bar{E}_{t,\,\rm Jets} \geq 9$ GeV (*rechts*). Der relative Anteil falsch rekonstruierter Ereignisse beträgt für den unteren Schnitt in $\bar{E}_t$ ca. 11 %, für den oberen ca. 5 %

7.3.1 Jetmassenbereich $25 < M_{\mathrm{jj}} < 40$ GeV

Die Entfaltung wird in zwei Bereichen in der invarianten Jetmasse vorgenommen: $15 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV und $25 < M_{\mathrm{jj}} < 40$ GeV. Für die Entfaltung wird die x_γ-Verteilung der aufgelösten Photonereignisse im Monte Carlo mit einer Gewichtungsfunktion „vorgewichtet“. Damit soll erreicht werden, daß die $\cos\theta^*$-Kontrollverteilungen in Daten und umgewichteten Monte Carlo besser übereinstimmen. Die Vorgewichtungsfunktion fr den Jetmassenbereich $M_{\mathrm{jj}} \in [25, 40]$ ist in Abb. 7.2 gezeigt.

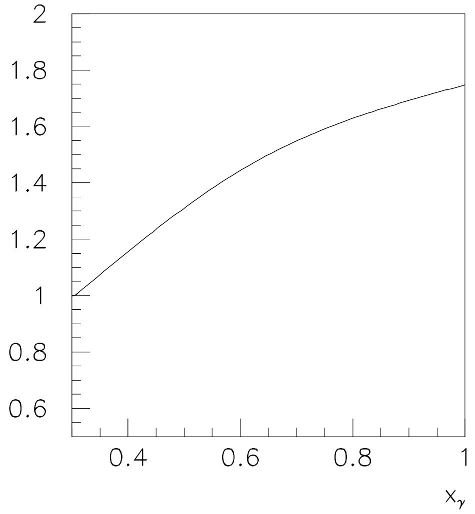


Abb. 7.2: Die im Jetmassenbereich $25 \leq M_{\mathrm{jj}} \leq 40$ GeV zur „Vorgewichtung“ des resolved MC verwendete Funktion

Beim Entfalten wird der Anteil der direkten Photonereignisse festgehalten; die Bestimmung der Quarkdichte im Photon findet also unter der Annahme statt, daß der Wirkungsquerschnitt für direkte Photonereignisse vom Monte-Carlo-Modell sehr gut beschrieben wird. Der Anteil direkter Photonereignisse wird beim folgenden Entfaltungsverfahren konstant gehalten.

Die Kontrollplots der Entfaltung sind in Abb. 7.3 zu sehen. Das Entfaltungsverfahren wird nur auf die x_γ-Verteilung (links oben) angewendet. Die offene Kreise stellen die in den Daten gemessene Verteilung mit dem statistischen Fehler dar, das gestrichelte Histogramm die Monte-Carlo-Verteilung, die als Eingabe dient, das durchgezogene Histogramm die dem Entfaltungsergebnis entsprechend umgewichtete Monte-Carlo-Verteilung. Die x_γ-Verteilungen wird von der Entfaltung angepaßt, die Verteilungen von x_{p}, $\cos\theta^*$, $\Delta\phi$, E_{eTag} und M_{jj} werden einigermaßen gut beschrieben.

Die Kontrollverteilungen für $\cos\theta^*$ sind in Abb. 7.4 gezeigt. Man sieht deutlich ein Abflachen der $\cos\theta^*$-Verteilung für größer werdendes x_γ, wie nach der Diskussion in Abschnitt 2.2.2 erwartet wird. Die $\cos\theta^*$-Verteilungen für einzelne x_γ-Bereiche sind wichtige Kontrollgrößen für die Entfaltung und die Vorgewichtung der aufgelösten Photonereignisse. Durch das Entfalten wird die $\cos\theta^*$-Verteilung des Monte-Carlo besser an die der Daten angepaßt.

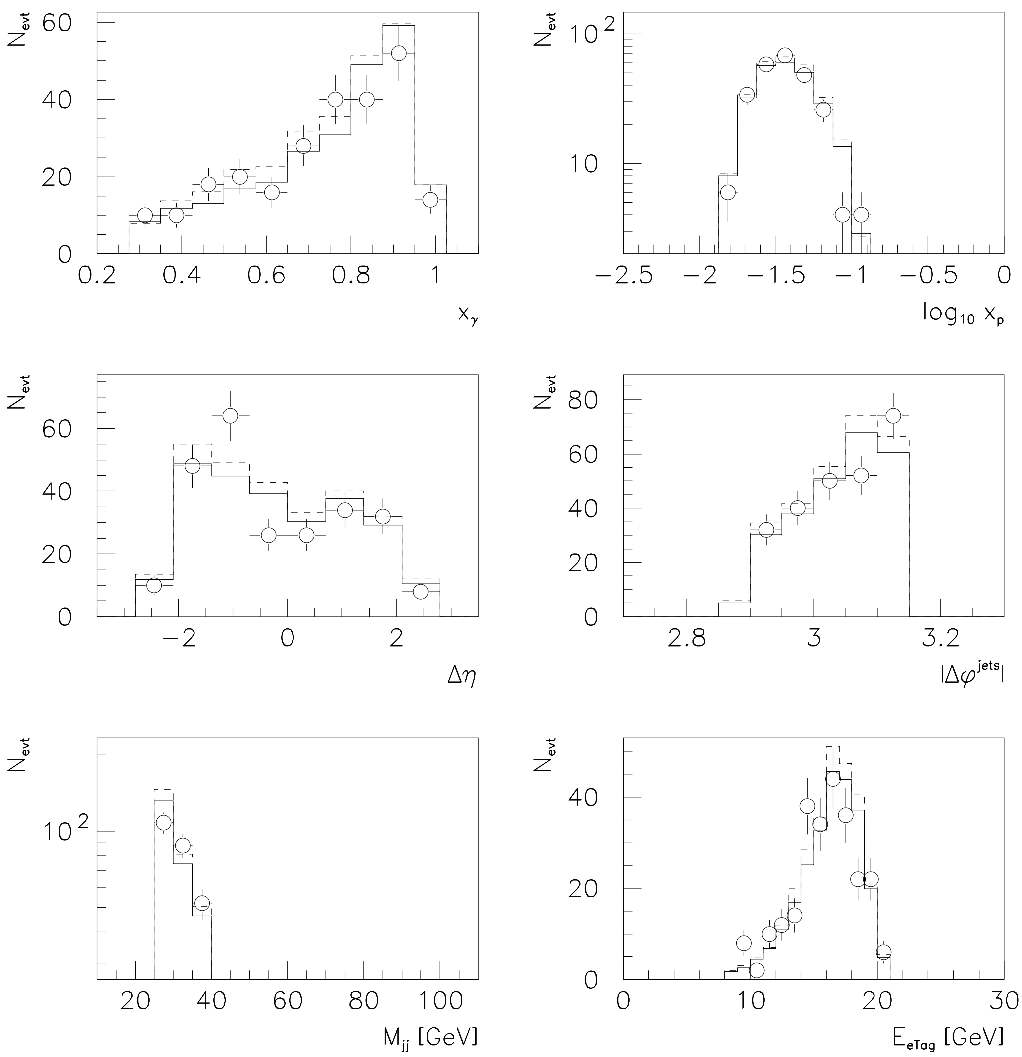


Abb. 7.3: Kontrollplots der Entfaltung in x_γ für den Jetmassenbereich $25 \leq M_{\text{jj}} \leq 40$ GeV: die Verteilungen der rekonstruierten Größen in den Daten (*offene Kreise*) wird mit den Monte-Carlo-Verteilungen vor der Entfaltung (*gestrichelte Histogramme*) und mit den dem Entfaltungsergebnis entsprechend umgewichteten Verteilungen (*durchgezogen*) verglichen.

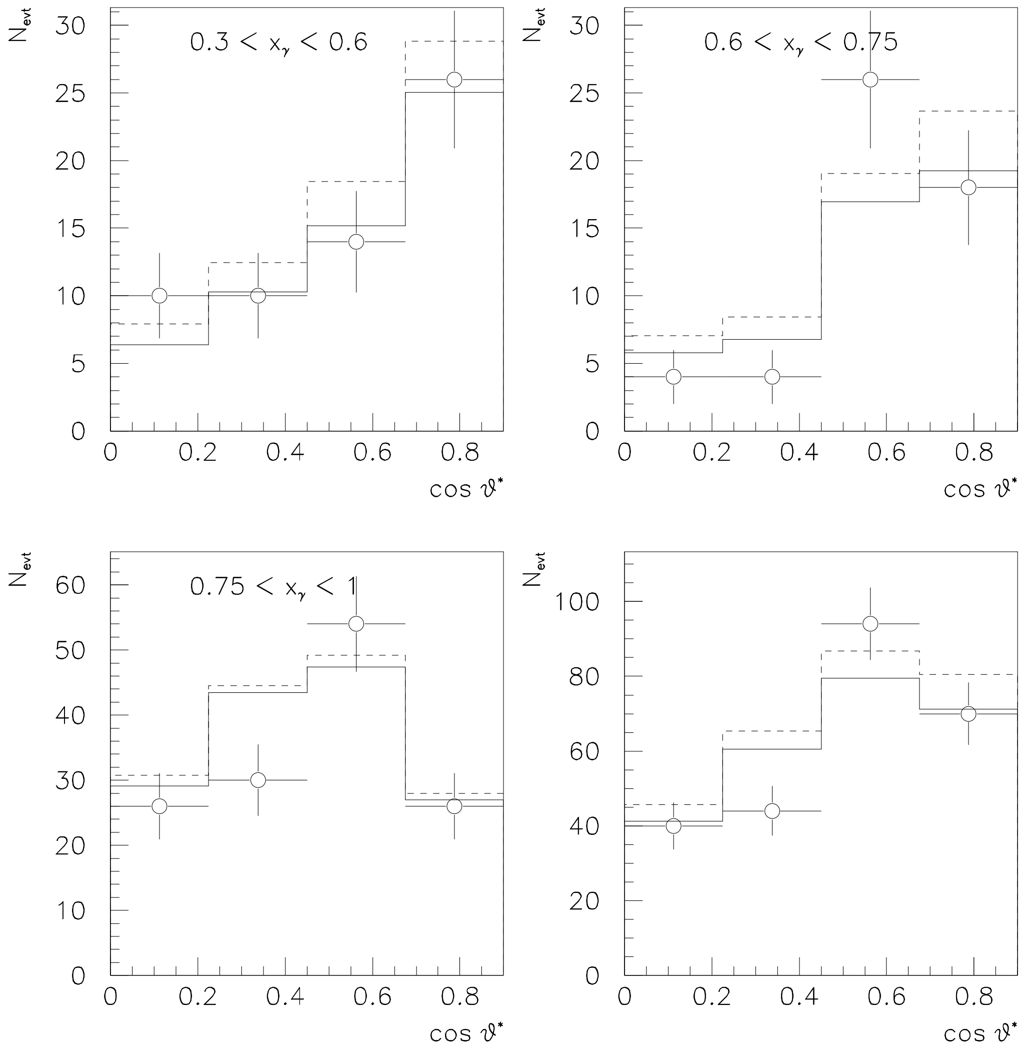


Abb. 7.4: Kontrollplots der Entfaltung in x_γ für den Jetmassenbereich $25 \leq M_{\rm jj} \leq 40$ GeV: die $\cos\theta^*$-Verteilungen in den Daten (*offene Kreise*) wird mit den Monte-Carlo-Verteilungen vor der Entfaltung (*gestrichelte Histogramme*) und mit den dem Entfaltungsergebnis entsprechend umgewichteten Verteilungen (*durchgezogen*) verglichen. Die $\cos\theta^*$-Verteilung ist in 3 Bereichen in x_γ gezeigt: $0.3 < x_\gamma < 0.6$ (*links oben*), $0.6 < x_\gamma < 0.75$ (*rechts oben*) und $0.75 < x_\gamma$ (*links unten*), außerdem für den gesamten x_γ-Bereich (*rechts unten*)

Die auf Partonniveau entfaltete x_γ-Verteilung ist in Abb. 7.5 gezeigt. Sie wird mit dem mit der in Abb. 7.2 gezeigten Funktion gewichteten Monte-Carlo Modell verglichen; die direkten Photonereignisse sind willkürlich in ein Bin bei $x_\gamma > 1$ gesetzt worden.

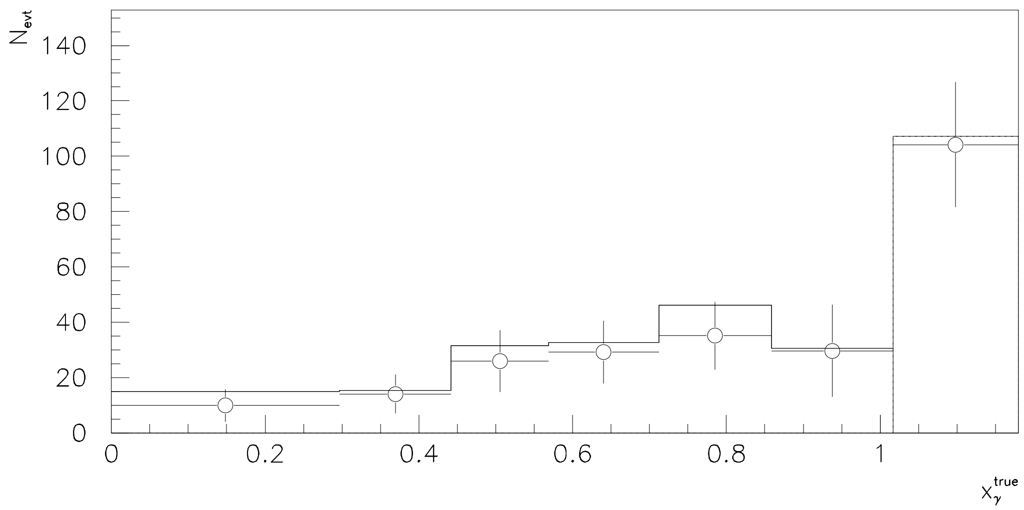


Abb. 7.5: Entfaltete x_γ-Verteilung für den Jetmassenbereich $25 \leq M_{\mathrm{jj}} \leq 40$ GeV: Entfaltete Daten (*offene Kreise*) und umgewichtete Monte-Carlo-Verteilung (*Histogramm*). Die direkten Photonereignisse sind willkürlich in ein Bin bei $x_\gamma > 1$ gesetzt worden

7.3.2 Jetmassenbereich $18 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV

Das gleiche Verfahren, das im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, wird nun auf die Ereignisse im Jetmassenbereich $18 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV angewendet. Als Gewichtungsfunktion für die simulierten aufgelösten Photonereignisse wird die in Abb. 7.6 gezeigte Funktion verwendet. Die Kontrollverteilungen der Entfaltung sind in Abb. 7.7 und Abb. 7.8 gezeigt. Die $\Delta\phi$-Verteilung wird weder vor noch nach dem Entfalten vom Monte-Carlo-Modell beschrieben, ebenso die $\cos\theta^*$-Verteilung für den unteren x_γ-Bereich. Ansonsten wird durch das Entfalten eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo erreicht.

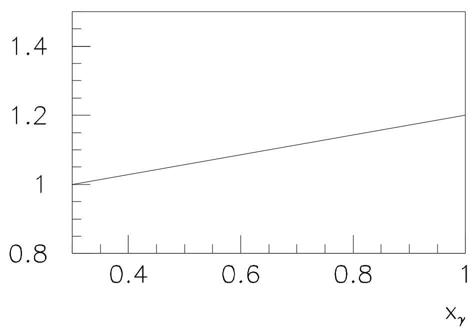


Abb. 7.6: Die im Jetmassenbereich $18 \leq M_{\mathrm{jj}} \leq 25$ GeV zur „Vorgewichtung“ des resolved MC verwendete Funktion

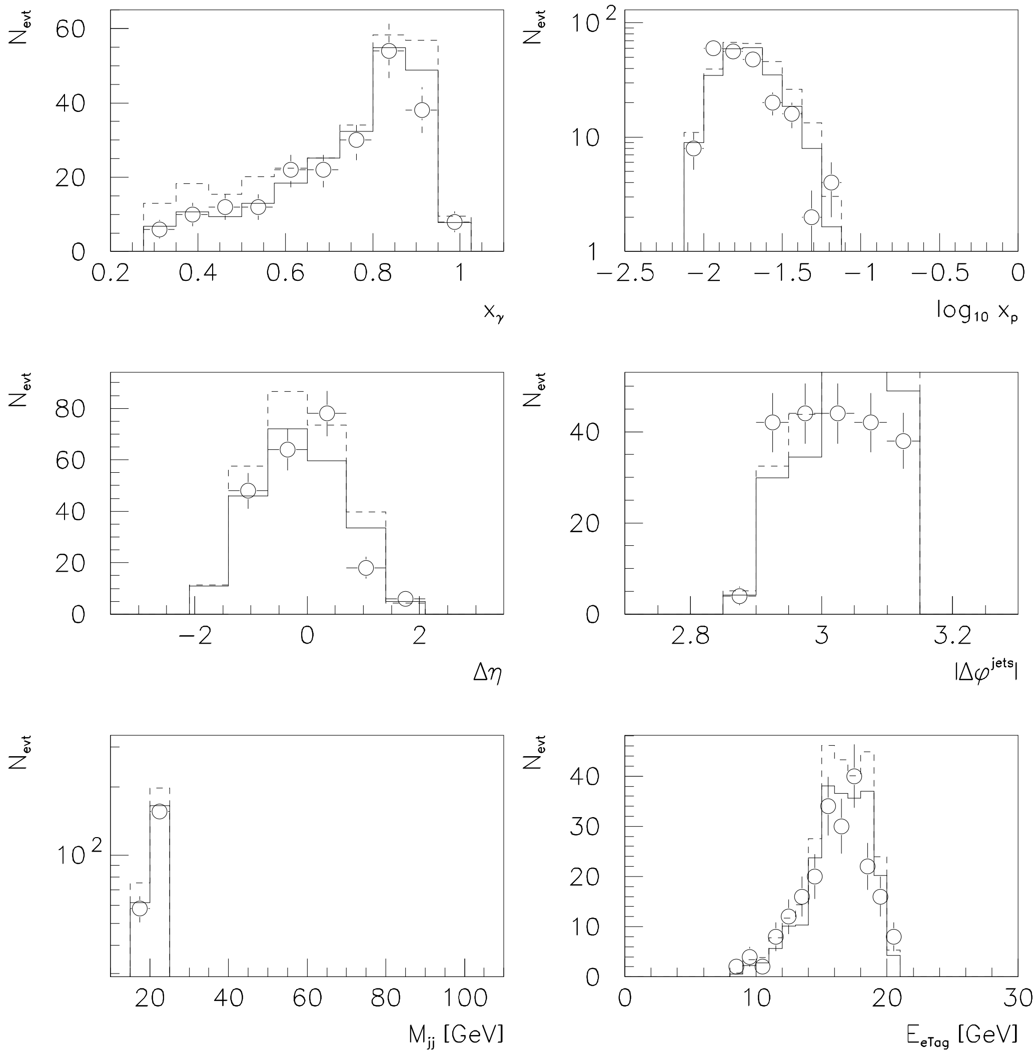


Abb. 7.7: Kontrollplots der Entfaltung in x_γ für $18 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV: die Verteilungen der rekonstruierten Größen in den Daten (*offene Kreise*) wird mit den Monte-Carlo-Verteilungen vor der Entfaltung (*gestrichelte Histogramme*) und mit den dem Entfaltungsergebnis entsprechend umgewichteten Verteilungen (*durchgezogen*) verglichen.

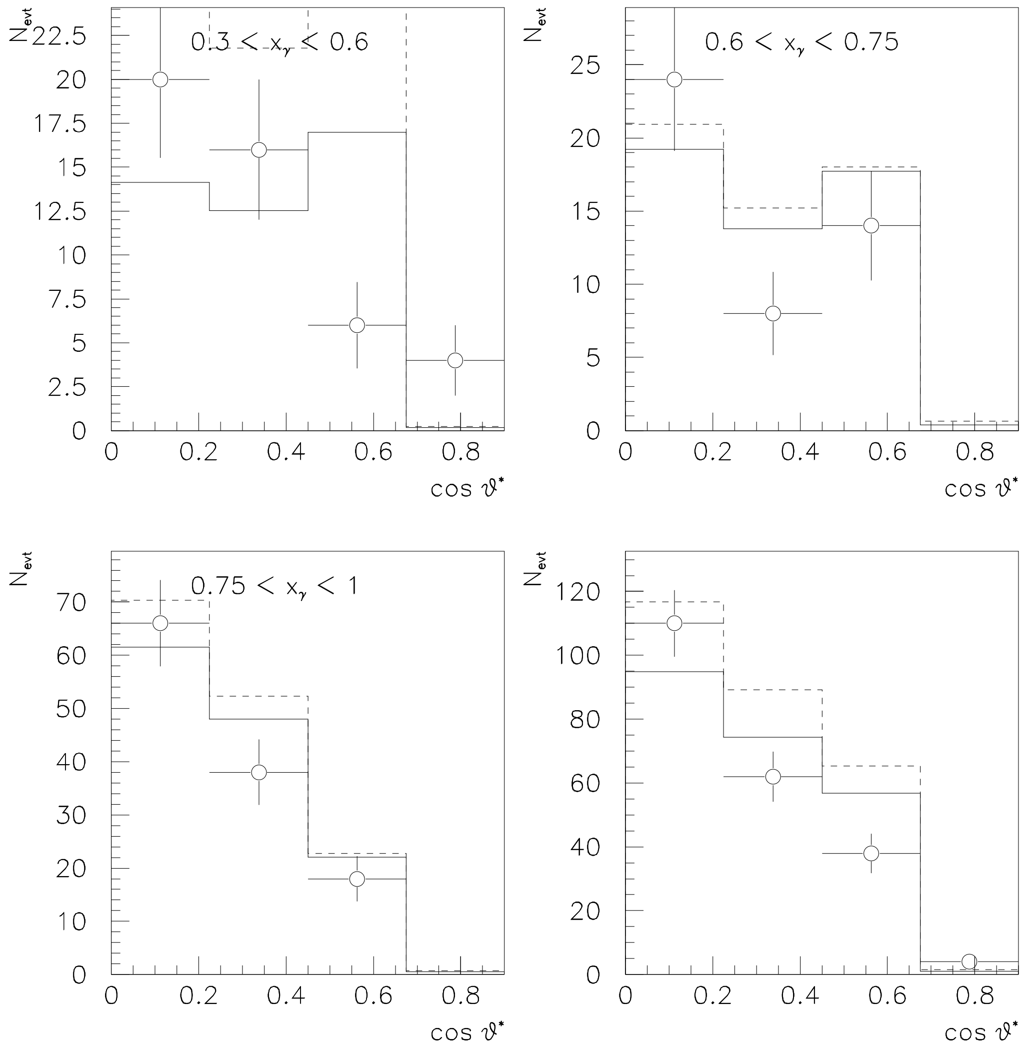


Abb. 7.8: Kontrollplots der Entfaltung in x_γ $18 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV: die $\cos\theta^*$-Verteilungen in den Daten (*offene Kreise*) wird mit den Monte-Carlo-Verteilungen vor der Entfaltung (*gestrichelte Histogramme*) und mit den dem Entfaltungsergebnis entsprechend umgewichteten Verteilungen (*durchgezogen*) verglichen. Die $\cos\theta^*$-Verteilung ist in 3 Bereichen in x_γ gezeigt: $0.3 < x_\gamma < 0.6$ (*links oben*), $0.6 < x_\gamma < 0.75$ (*rechts oben*) und $0.75 < x_\gamma$ (*links unten*), außerdem für den gesamten x_γ-Bereich (*rechts unten*)

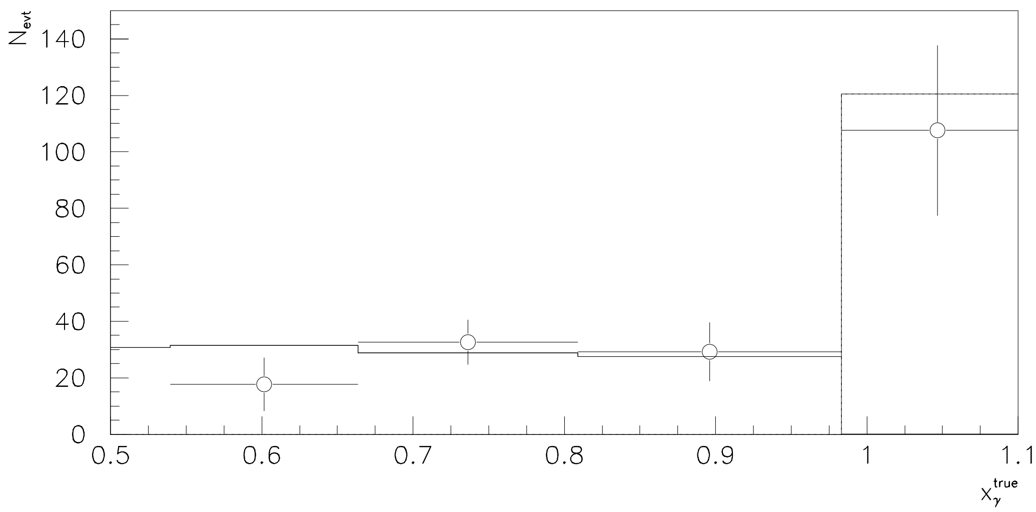


Abb. 7.9: Entfaltete x_γ-Verteilung: Entfaltete Daten (*offene Kreise*) und umgewichtete Monte-Carlo-Verteilung (*Histogramm*) für $18 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV. Die direkten Photonereignisse sind willkürlich in ein Bin bei $x_\gamma > 1$ gesetzt worden

7.4 Differentieller Zweijet-Wirkungsquerschnitt

Aus der Messung der x_γ-Verteilung läßt sich der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_\gamma$ für den Prozeß ep $\to$ 2 Jets + X angeben. Er hängt mit der Rate $\mathrm{d}N\mathrm{d}x_\gamma$ wie folgt zusammen:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x_\gamma} = \frac{1}{\mathcal{L}\,\varepsilon_{L1}\,\varepsilon_{L4/L5}\,\varepsilon_{eTag}\,\delta}\,\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x_\gamma} \tag{7.7}$$

Dabei ist

$\mathcal{L}$	Luminosität des Datensamples
ε_{L1}	Effizienz des L1-Triggers
$\varepsilon_{L4/L5}$	Effizienz der Triggerstufen 4 & 5
ε_{eTag}	Akzeptanz des Elektrontaggers
δ	Breite der Bins in $\lvert\cos\theta^*\rvert$
$\mathrm{d}N/\mathrm{d}x_\gamma$	entfaltete x_γ-Verteilung

Die Triggereffizienzen ε_{L1} und $\varepsilon_{L4/L5}$ sind schon in Abschnitt 4.7 vorgestellt worden. Im verwendeten x_γ-Bereich kann ε_{L1} in guter Näherung durch einen konstanten Faktor abgeschätzt werden. Die Luminosität des verwendeten Datensamples beträgt nach Berücksichtigung des Downscalings

$$\mathcal{L} = 0.97\ \mathrm{pb}^{-1} \tag{7.8}$$

Die geometrische Akzeptanz des Elektrontaggers ist für verschiedene Runbereiche aufgrund unterschiedlicher Strahlbedingungen auch leicht unterschiedlich. Eine dieser Akzeptanzkurven ist in Abb. 7.10 gezeigt. Da sich der Wirkungsquerschnitt nicht wesentlich mit y ändert, wird für die Korrektur eine mittlere Akzeptanz verwendet. Dazu wird die Akzeptanzfunktion über das benutzte Intervall $y_{\mathrm{eTag}} \in [0.25, 0.7]$ gemittelt; es ergibt sich

$$\langle\varepsilon_{eTag}\rangle = 0.48 \tag{7.9}$$

Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 7.11 für die beiden Bereiche in der Jetmasse gezeigt. Er gilt für Zweijetereignisse im kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2$, $0.25 < y < 0.7$, deren Jets eine mittlere transversale Energie von mindestens 9 GeV besitzen, und die die Bedingungen $-0.5 \le \eta_{\mathrm{Jet}} \le 2.5$, $\Delta E_t/\sum E_t < 1/3$, $|\Delta\phi^{\mathrm{Jets}}| > \pi - 0.25$ und $E_{t,rmJet3} < 5$ GeV erfüllen (siehe Abschnitt 4.5).

Eine Interpretation des gemessenen Wirkungsquerschnitts bzw. der gemessenen x_γ-Verteilung in führender Ordnung im Rahmen der QCD-Modelle wird im folgenden Abschnitt gegeben.

7.5 Bestimmung der effektiven Partondichte

Mit der Messung der x_γ-Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}x_\gamma$ kann nun die effektive Partondichte bestimmt werden. Sie wird nach Gl. (7.3) aus dem Vergleich der gemessenen korrigierten Rate $\mathrm{d}N^{\mathrm{Data}}/\mathrm{d}x_\gamma$ mit der von PYTHIA vorhergesagten Rate $\mathrm{d}N^{\mathrm{Pythia,GRV}}/\mathrm{d}x_\gamma$ bestimmt. Das

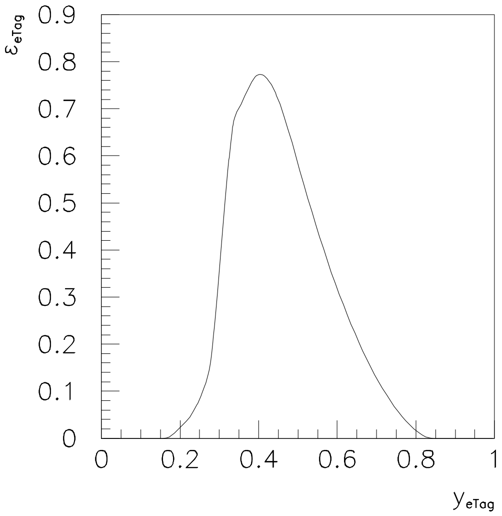


Abb. 7.10: Die geometrische Akzeptanz des Elektrontaggers als Funktion von y_{eTag} für den Runbereich 125826–126441

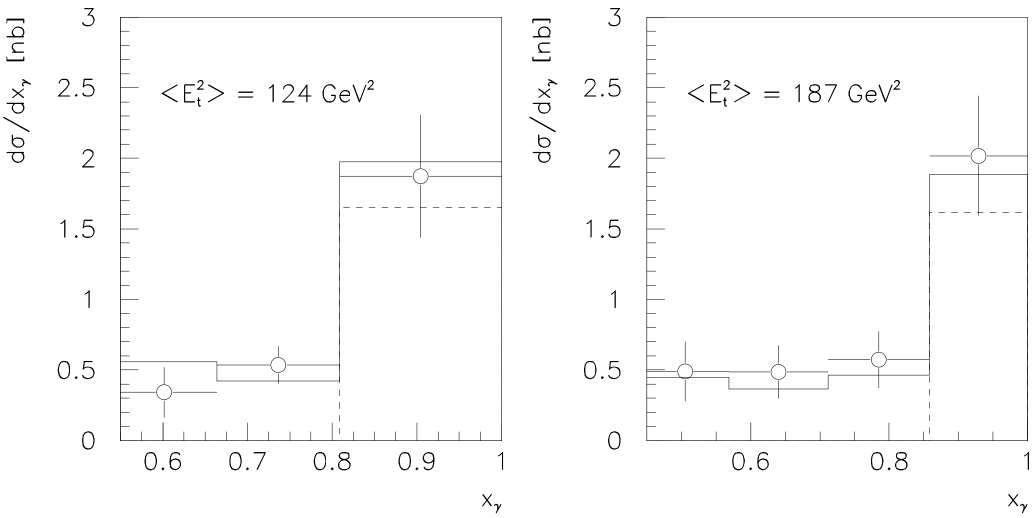


Abb. 7.11: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_\gamma$ als Funktion von $x_\gamma$für zwei mittlere Skalen $\langle E_t^2 \rangle$: die *offenen Punkte* stellen den gemessenen Wirkungsquerschnitt dar; das *durchgezogene Histogramm* die Vorhersage von PYTHIA mit GRV-LO, das *gestrichelte Histogramm* den Anteil direkter Photonereignisse. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. Der Wirkungsquerschnitt gilt für Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung mit $Q^2 < 0.01$ GeV^2, $0.25 < y < 0.7$, bei denen ein Konus-Algorithmus zwei Jets mit $\bar{E}_{t,\mathrm{Jets}} \geq 9$ GeV findet, die die Schnitte (4.5)–(4.7) erfüllen.

Verhältnis dieser beiden Raten gibt bin-für-bin den Korrekturfaktor für die effektive Partondichte, die aus der GRV-Parametrisierung berechnet wurde. Das Ergebnis für die effektive Partondichte in niedrigster Ordnung Störungstheorie ist in Abb. 7.12 zu sehen. Die durchgezogene Linie ist die GRV-Parametrisierung der effektiven Partondichte, gepunktet ist die Gluondichte $f_{g/\gamma}$ nach GRV eingezeichnet.

Bei großen x_γ kann man den Gluon-Anteil im Photon in guter Näherung vernachlässigen (siehe [Huf94] für eine erste Messung; die Gluondichte $f_{g/\gamma}$ ist demnach für $x_\gamma > 0.2$ mit 0 verträglich); die hier vorgestellte Messung der effektiven Partondichte bei großen x_γ gibt daher eine gute Näherung an $f_{q/\gamma}$.

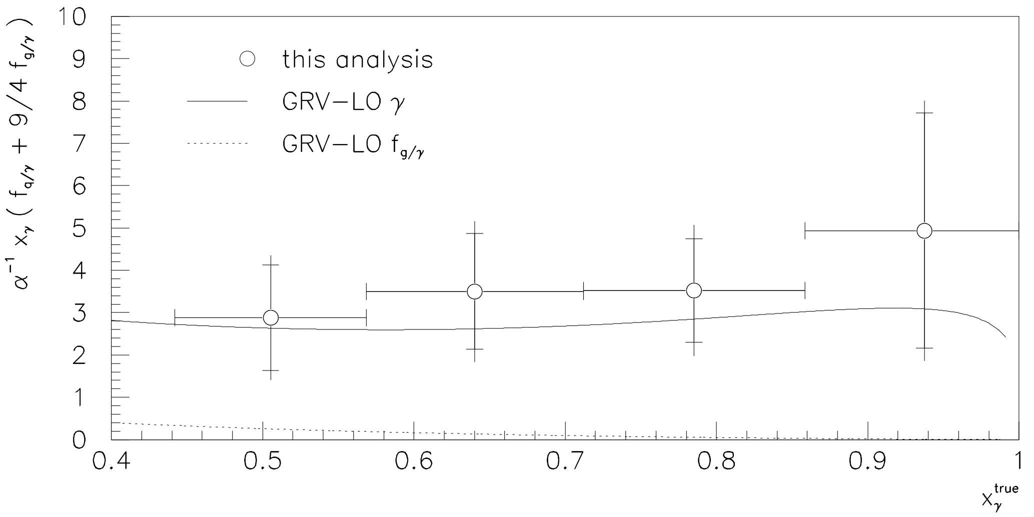


Abb. 7.12: Die effektive Partondichte im Photon bei einer mittleren Skala von $\langle p_t^2 \rangle = 187$ GeV^2 (entsprechend dem Jetmassenbereich $25 < M_{jj} < 40$ GeV). Die inneren Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler. Die Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters wurde um 4% variiert, der daraus resultierende systematische Fehler wurde quadratisch zum statistischen Fehler addiert (äußere Fehlerbalken)

7.6 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse stellen die erste Messung der Partondichte im Photon bei großen x_γ bei HERA dar. Bereits in den unkorrigierten Verteilungen (Abb. 5.15) ist zu erkennen, daß die Partondichte bei großen Partonimpulsen x_γ und hohen invarianten Dijetmassen von Rechnungen, die die GRV-LO-Parametrisierung der Partondichte im Photon verwenden, unterschätzt wird. Hier wurde nun die gemessenen x_γ-Verteilung über ein Entfaltungsverfahren korrigiert. Um für diese Korrektur eine gute Korrelation zwischen x_γ^{rec} und x_γ^{true} zu erhalten, muß ein sehr starker Schnitt auf die mittlere Transversalenergie der Jets eingeführt werden.

Die Ergebnisse in den beiden Jetmassenbereichen $18 < M_{jj} < 25$ bzw. $25 < M_{jj} < 40$ GeV sind im Rahmen der Fehler kompatibel mit der GRV-LO Parametrisierung der Partondichte [GRV92]; bei großen x_γ ist ein Trend zu einer höheren Partondichte zu erkennen. Durch die Korrektur und die Verwendung eines kleinen Datensamples sind die

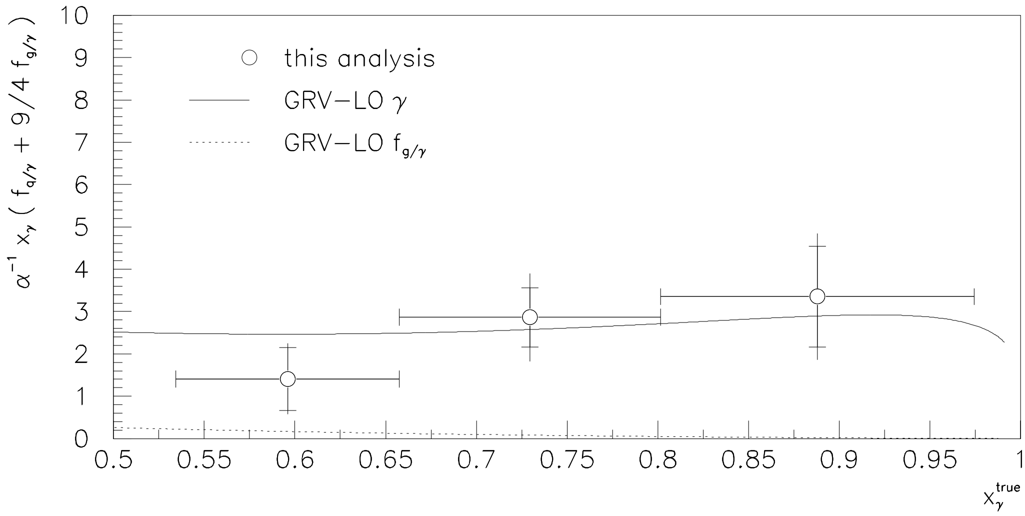


Abb. 7.13: Die effektive Partondichte im Photon bei einer mittleren Skala von $\langle p_t^2 \rangle = 124$ GeV^2 (entsprechend dem Jetmassenbereich $18 < M_{\rm jj} < 25$ GeV). Die inneren Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler. Die Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters wurde um 4% variiert, der daraus resultierende systematische Fehler wurde quadratisch zum statistischen Fehler addiert (äußere Fehlerbalken)

Fehler allerdings groß. Eine Wiederholung dieser Messung mit einer erhöhten Datenstatistik sollte ein signifikanteres Ergebnis liefern.

Kapitel 8

Formfit an die $\cos\theta^*$-Verteilung

Wie schon in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, erwartet man für direkte und aufgelöste Photonen aufgrund der unterschiedlichen zugrundeliegenden Matrixelemente einen Formunterschied in der $|\cos\theta^*|$-Verteilung: bei großen x_γ überwiegen direkte Photonereignisse, die $\cos\theta^*$-Verteilung sollte also deutlich flacher verlaufen als für kleine x_γ.

Die unterschiedliche Form kann dazu verwendet werden, in fest gewählten Bereichen in x_γ die relativen Anteile von direkten und aufgelösten Photonereignissen zu bestimmen [Wal94]. Dazu werden die aus dem Monte-Carlo-Modell entnommenen Verteilungen mit veränderlichen Anteilen an die in den Daten gefundene Verteilung angepaßt. Als Ergebnis erhält man eine unabhängige Bestimmung der Anteile direkter und aufgelöster Photonen.

8.1 Formen der $\cos\theta^*$-Verteilungen

Die Formen der $\cos\theta^*$-Verteilungen für Daten und direkte und aufgelöste Photonereignisse sind in Abb. 8.1 in zwei Bereichen in der Jetmasse für $0.75 < x_\gamma^{\mathrm{rec}} \leq 1.0$ zu sehen. Der Schnitt auf die mittlere transversale Energie der Jets wurde wieder auf 6 GeV gesetzt. In beiden Jetmassenbereichen unterscheidet sich die in den Daten gefundene $\cos\theta^*$-Verteilung von den Verteilungen der einzelnen Komponenten „direct“ und „resolved“.

8.2 Methode des Fits

Zur Durchführung des Formfits werden Routinen des Programmpakets Minuit [Jam94] verwendet. Mit dem Fit werden Faktoren A für direkte und B für aufgelöste Photonereignisse bestimmt, mit denen die beiden Komponenten der Simulation skaliert werden müssen, um die Daten optimal zu reproduzieren. Als Maß für den Abstand der gefitteten Funktion von den Datenpunkten wird folgende Fitfunktion verwendet:

$$\chi^2(A,B) = \sum_{i=1}^{n_{\mathrm{bin}}} \frac{(N_i^{\mathrm{Data}} - AN_i^{\mathrm{Dir}} - BN_i^{\mathrm{Res}})^2}{(\sigma_i^{\mathrm{Data}})^2 + (A\sigma_i^{\mathrm{Dir}})^2 + (B\sigma_i^{\mathrm{Res}})^2} \tag{8.1}$$

Dabei bezeichnen N_i^{Data}, N_i^{Dir} und N_i^{Res} die Summe der Gewichte in einem Bin in $\cos\theta^*$ jeweils für Daten und simulierte Ereignisse mit direktem bzw. aufgelöstem Photon. σ_i^{Data} ist der statistische Fehler in einem Bin, der sich aus der Poisson-Verteilung ergibt, $\sigma_i^{\mathrm{Data}} =$

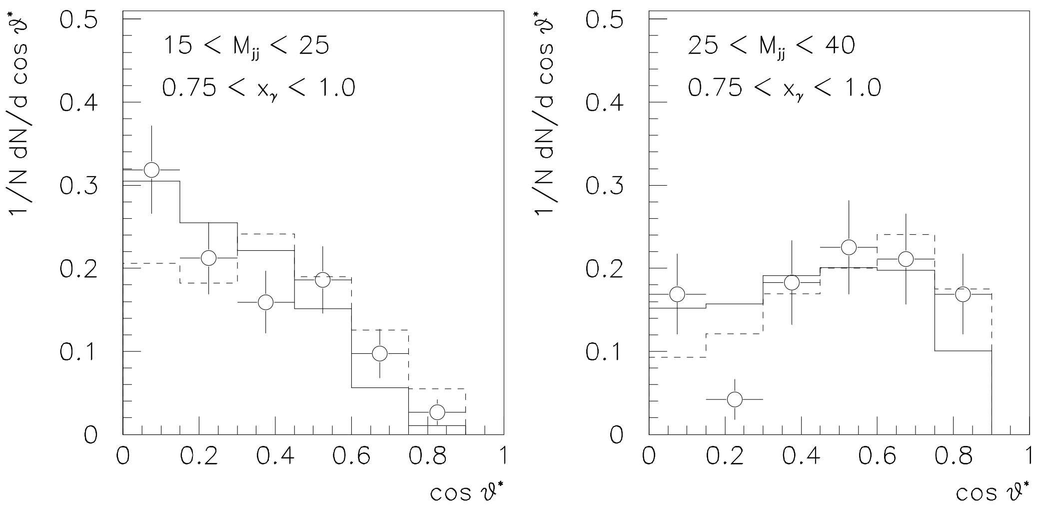


Abb. 8.1: $\cos\theta^*$-Verteilung in zwei M_{jj}-Bereichen für $0.75 < x_\gamma^{\mathrm{rec}} <\leq 1.0$: die Verteilung aus den Daten (*offene Kreise*) wird mit den auf die gleiche Fläche normierten Verteilungen für direkte (*durchgezogenes Histogramm*) und aufgelöste (*gestrichelt*) Photonereignisse verglichen. Alle Ereignisse mit einer mittleren transversale Energie der Jets größer 6 GeV wurden berücksichtigt. Die Verteilungen sind auf die gleiche Fläche normiert

$\sqrt{N_i^{\mathrm{Data}}}$, und $\sigma_i^{\mathrm{Dir,Res}}$ steht für den jeweiligen statistischen Fehler der simulierten direkten und aufgelösten Photonereignisse. Für eine Monte-Carlo-Simulation mit Ereignisgewichten, wie sie in dieser Analyse verwendet wird, ist der Fehler in einem Bin i gegeben durch

$$\sigma_i = \sqrt{\sum_j w_{ij}^2}$$

wobei die Summe über j über alle Ereignisse läuft, die im i-ten Bin liegen. w_{ij} ist das Gewicht eines Ereignisses.

Diese Funktion modifiziert das χ^2, das aus der Methode der kleinsten quadratischen Abstände bekannt ist, um die endliche Statistik und damit nichtverschwindende statistische Fehler der Monte-Carlo-Verteilungen zu berücksichtigen.

Für den Fit wird angenommen, daß das Modell die totale Rate gut beschreibt; über die Beziehung

$$\sum N_i^{\mathrm{Data}} = A \sum N_i^{\mathrm{Dir}} + B \sum N_i^{\mathrm{Res}} \tag{8.2}$$

kann der Parameter B somit als Funktion von A geschrieben werden. Die Anzahl der freien Parameter wird dadurch auf einen reduziert. Der Fit besteht dann darin, das Minimum der Fitfunktion $\chi^2(A)$ zu finden.

Durch diese Normierung ist die Fitfunktion aus Gl. (8.1) äquivalent zu folgender Fitfunktion, die die Wahrscheinlichkeitsverteilungen $n_i^{\mathrm{Data}} = N_i^{\mathrm{Data}}/\sum N_i^{\mathrm{Data}}$, $n_i^{\mathrm{Dir}} = N_i^{\mathrm{Dir}}/\sum N_i^{\mathrm{Dir}}$, die beispielsweise in Abb. 8.1 für einen Bereich in $x_\gamma$und zwei M_{jj}-Bereiche gezeigt sind, verwendet:

$$\bar{\chi}^2(a) = \sum_{i=1}^{n_{\rm bin}} \frac{(n_i^{\rm Data} - a n_i^{\rm Dir} - (1-a) n_i^{\rm Res})^2}{(\bar{\sigma}_i^{\rm Data})^2 + (a\bar{\sigma}_i^{\rm Dir})^2 + ((1-a)\bar{\sigma}_i^{\rm Res})^2} \tag{8.3}$$

Die Fehler $\bar{\sigma}_i$ werden entsprechend angepaßt.

Der Fehler σ_A des Fitparameters A wird dadurch bestimmt, daß nach dem Auffinden des Minimums $A_{\rm min}$ der Parameter solange variiert wird, bis $\chi^2(A_\pm) = \chi^2(A_{min}) + 1$ ist, für den Fehler σ_A (entsprechend einer Standardabweichung) wird dann $\sigma_A = A_+ - A_{\rm min}$ angenommen.

8.2.1 Toy-Model

Um den bestenfalls erreichbaren Fehler σ_a/a abzuschätzen, wird ein „Spielzeugmodell" benutzt. Dabei werden direkte Photonereignisse gemäß dem Matrixelement für Boson-Gluon-Fusion simuliert, aufgelöste gemäß dem Matrixelement für den Prozeß qg $\rightarrow$ qg. Diese beiden Verteilungen stellen das QCD-Modell dar.

Für die „Daten" wird angenommen, daß beide Komponenten mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten. Alle drei Verteilungen werden mit einfachen Monte-Carlo-Methoden „gewürfelt". Die Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse wird dabei so groß gewählt, daß ihr statistische Fehler gegenüber dem der „Daten" vernachlässigbar klein ist. Die Zahl der Datenereignisse wird variiert und der sich aus dem Fit mit der Definition aus Gl. (8.3) ergebende Parameter a und der relative Fehler σ_a/a als Funktion der Ereignisse in den Daten aufgetragen. Abb. 8.2.1 zeigt das Ergebnis der Simulation für 1000 bis 100 000 Ereignisse im „Daten"-Sample.

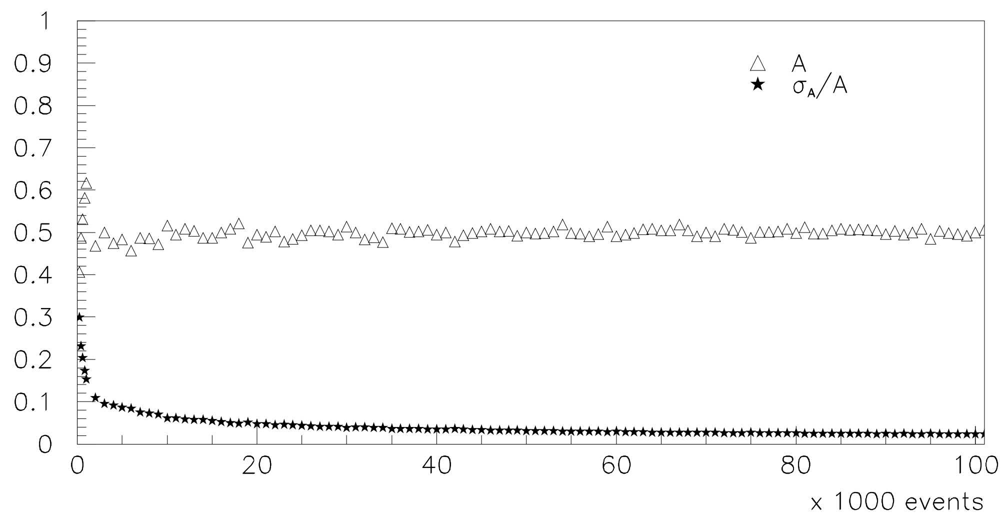


Abb. 8.2: Fitparameter a (*offene Dreiecke*) und relativer Fehler σ_a/a (*Sterne*) für das Spielzeugmodell bei variabler Datenstatistik, aber sehr großer Monte-Carlo-Statistik

Der Fitparameter a zeigt eine mit steigender Ereigniszahl N in den „Daten“ abnehmende Streuung; der relative Fehler σ_a/a nimmt wie $1/\sqrt{N}$ ab.

Abb. 8.3 zeigt den „experimentell zugänglichen“ Bereich. Eingezeichnet sind neben dem relativen Fehler des Fitparameters eine angepaßte Kurve mit dem Verlauf $\propto N^{-1/2}$ und (als ungefüllte Kreise) die Erwartungen für die Datenstatistik von 1995 und 1996 ($\approx 6\ \mathrm{pb}^{-1}$).

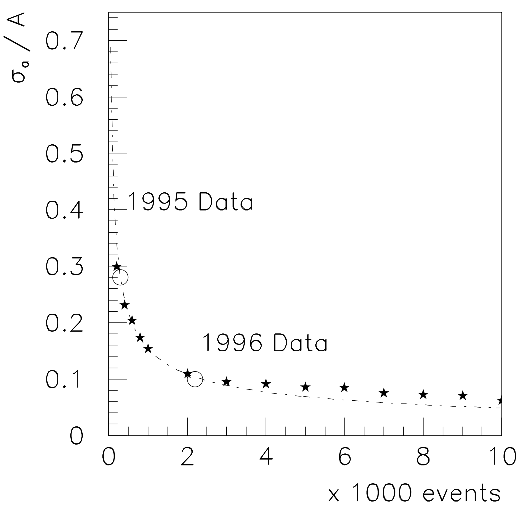


Abb. 8.3: Relativer Fehler σ_a/a des Fitparameters (*Sterne*) mit an die Punkte angepaßter Kurve mit einer $N^{-1/2}$-Abhängigkeit. Ebenso sind die Erwartungen für σ_a/a mit der Statistik der Daten von 1995 und 1996 eingetragen (*ungefüllte Kreise*)

Der aus dem Toy-Model ermittelte Fehler für den Fitparameter ist sicher kleiner als der Fehler, der bei einem realistischen Fit an die $\cos\theta^*$-Verteilung erreichbar ist. Dies liegt zum einen daran, daß für die vorliegende Analyse keineswegs ein Monte-Carlo-Sample mit einem gegen die Daten vernachlässigbaren statistischen Fehler vorhanden ist. Die simulierte Luminosität des benutzten Monte-Carlo-Modells ist um den Faktor 10 größer als die der Daten, allerdings wird ein gewichtetes Monte-Carlo verwendet, wodurch die statistischen Fehler noch etwas größer werden. Zum anderen wird im Toy-Model von $\cos\theta^*$-Verteilungen ausgegangen, die nicht durch Akzeptanzschnitte und Schnitte in kinematischen Variablen verändert werden (siehe Kapitel 6).

Mit der aus der Datennahmeperiode 1995 stammenden Statistik, die in dieser Arbeit untersucht wird, ist also mit dieser Methode nur ein wenig signifikantes Ergebnis zu erwarten. Wenn man in einer zukünftigen Analyse die seit kurzem zur Verfügung stehenden Daten von 1996 hinzunimmt, bzw. auch die derzeit genommen Daten von 1997, ist der erreichbare statistische Fehler deutlich unterhalb von 20%. Damit ist eine interessante Messung möglich.

8.3 Fit

Um die Funktionsweise der eben beschriebenen Methode zu zeigen, wird beispielhaft im Bereich $15 < M_{\rm jj} < 25$ GeV, $0.75 < x_\gamma \leq 1.0$ ein Fit auf die $\cos\theta^*$-Verteilungen gezeigt.

In Abb. 8.4 sind Kontrollverteilungen für diesen kinematischen Bereich vor dem Fit zu sehen. Der Fit auf die $\cos\theta^*$-Verteilung liefert, daß der Anteil direkter Photonereignisse um ein Drittel reduziert und der Anteil aufgelöster Photonereignisse verdoppelt werden muss, mit jeweils einem Fehler von 60% In Abb. 8.5 werden die nach dem Fitergebnis umgewichteten Monte-Carlo-Verteilungen mit den Daten verglichen. Durch den Fit ist die Übereinstimmung in den Verteilungen von $\cos\theta^*$(wie erwartet) und η besser geworden, die Beschreibung der anderen Kontrollverteilungen durch das Monte-Carlo-Modell ändert sich nicht wesentlich.

8.4 Zusammenfassung

Die Methode eines Formfits an die $\cos\theta^*$-Verteilung zur Messung des Wirkungsquerschnitts direkter Photonereignisse und zur Bestimmung der Partondichte im Photon ist systematisch untersucht worden. Die Methode erfordert eine relativ große Anzahl an Einträgen in den Histogrammen, damit die statistischen Fehler und damit der Fehler des Fitparameters klein bleiben. Mit der aus den Datennahmeperioden von 1996 und 1997 zu erwartenden integrierten Luminosität kommt man mit dieser Methode in einen Bereich, der einen kleinen statistischen Fehler hat und damit eine interessante Messung ermöglicht. Voraussetzung ist dafür allerdings, daß die von einem Monte-Carlo-Modell zur Verfügung gestellte Luminosität deutlich größer ist als die der Daten und somit den statistischen Fehler nicht weiter beeinflußt. Für eine zukünftige Analyse muß daher eine große Menge Ereignisse simuliert werden. Damit diese Ereignisse nicht die rechenzeitintensive Detektorsimulation durchlaufen müssen, sollte die Analyse auf Hadron- oder Partonniveau stattfinden. Der Formfit wird dann auf die korrigierte gemessene Verteilung und die simulierten Hadron- oder Partonverteilungen angewendet.

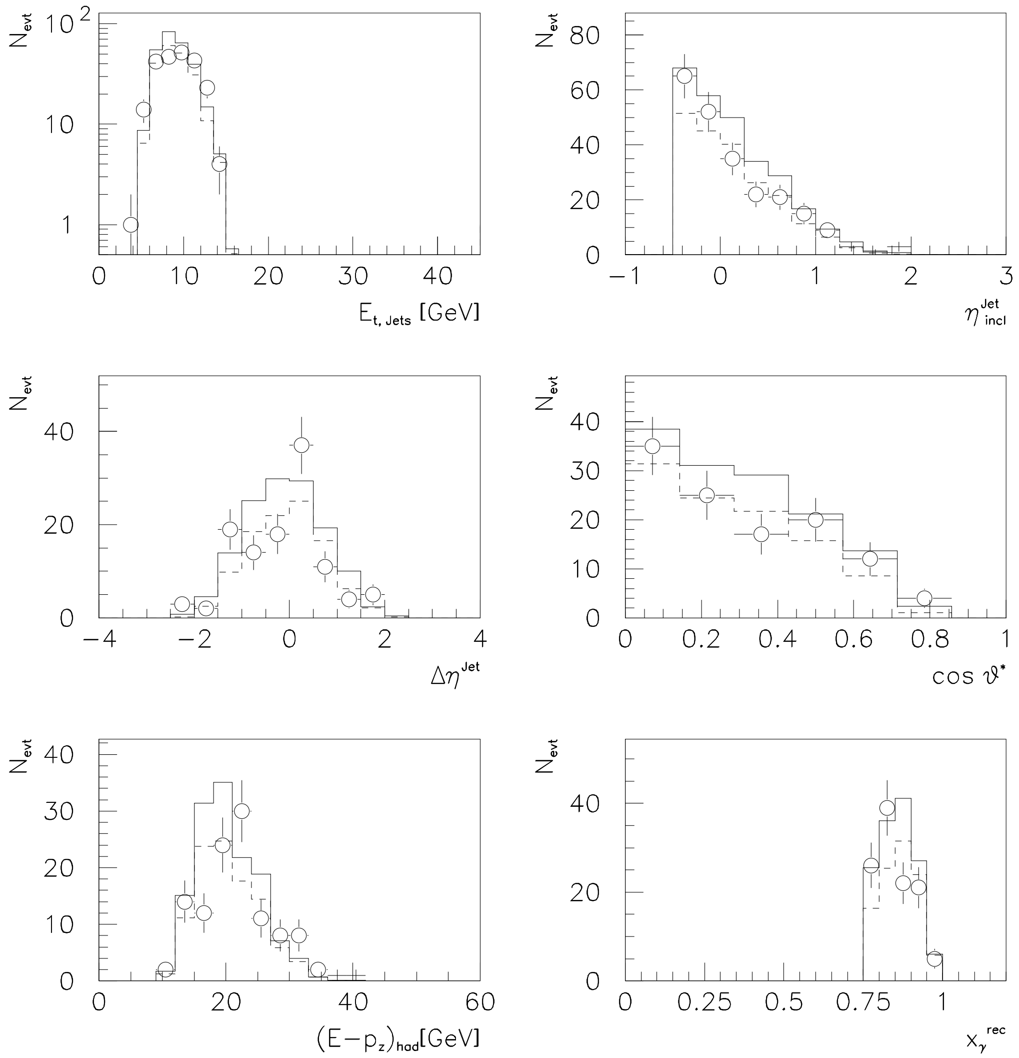


Abb. 8.4: Kontrollverteilungen des $\cos\theta^*$-Fits im kinematischen Bereich $15 < M_{jj} < 25$ GeV, $0.75 < x_\gamma \leq 1.0$: vor dem Fit. Die *offenen Kreise* zeigen die Daten, das *gestrichelte Histogramm* die simulierten direkten Photonereignisse und das *durchgezogene Histogramm* die Summe aus direkten und aufgelösten Ereignissen aus der Simulation

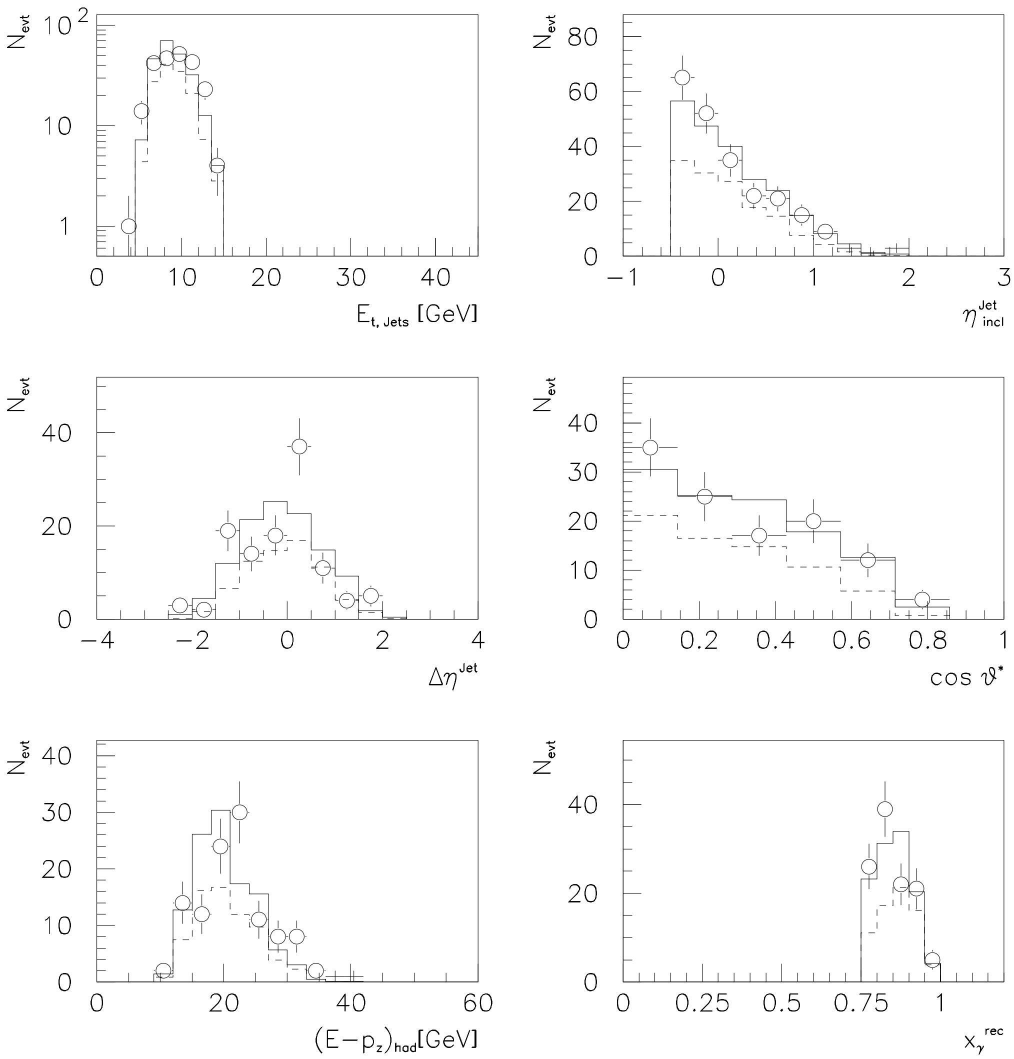


Abb. 8.5: Kontrollverteilungen des $\cos\theta^*$-Fits im kinematischen Bereich $15 < M_{\mathrm{jj}} < 25$ GeV, $0.75 < x_\gamma \leq 1.0$: nach dem Fit. Die *offenen Kreise* zeigen die Daten, das *gestrichelte Histogramm* die simulierten direkten Photonereignisse und das *durchgezogene Histogramm* die Summe aus direkten und aufgelösten Ereignissen aus der Simulation. Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden dem Fitresultat entsprechend umgewichtet

Kapitel 9

Zusammenfassung und Diskussion

Diese Arbeit stellt eine Analyse von „harten“ Photon–Proton-Wechselwirkungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\text{ep}}} \approx 300$ GeV vor. Ereignisse mit mindestens zwei Jets mit hoher Transversalenergie ($\bar{E}_{t,\,\text{Jets}} \geq 6$ GeV) im Endzustand erlauben es, die von der QCD vorhergesagten harten Parton–Parton-Streuprozesse zu untersuchen. Die analysierten Daten wurden im Jahr 1995 mit dem H1-Detekor am Lepton-Proton-Speicherring HERA bei DESY aufgenommen.

Ziel dieser Arbeit ist die Messung der Partondichte im Photon bei hohen Impulsbruchteilen x_γ der Partonen. Zwei Methoden zur Messung der Partondichte wurden untersucht.

Zunächst wurde für $x_\gamma > 0.6$ eine effektive Partondichte f_{SES} bestimmt, die sowohl den Quark- als auch den Gluonanteil des Photons umfaßt. Die effektive Partondichte ist in führender Ordnung QCD definiert. Diese Partondichte wurde durch den Vergleich des gemessenen Dijet-Wirkungsquerschnitts mit einer QCD-Monte-Carlo Rechnung gemessen. Dabei wurde der Anteil direkter Photonereignisse durch die QCD-Rechnung festgelegt und nur der Anteil aufgelöster Photonereignisse anhand der gemessenen Dijet-Rate angepaßt. Da der Gluonanteil in dem betrachteten kinematischen Bereich vernachlässigbar klein ist [Huf94, Ric97b], stimmt die effektive Partondichte in guter Näherung mit der Quarkdichte im Photon überein. Die Quarkdichte ist für mittlere $x_\gamma \approx 0.5$ bereits in Zwei-Photon-Ereignissen an e^+e^--Collidern über Strukturfunktionsmessungen bestimmt worden. Parametrisierungen dieser Messungen, wie sie z. B. von Glück, Reya und Vogt [GRV92] angegeben wurden, extrapolieren die Quarkdichte zu großen x_γ in den Meßbereich der Dijet-Ereignisse. Im Vergleich mit den aus der GRV-LO Parametrisierung extrapolierten Werten liegen die in dieser Arbeit aus dem Dijet-Wirkungsquerschnitt extrahierten Werte für die Quarkdichte bei großen x_γ und großen invarianten Dijetmassen tendenziell höher.

Die zweite Methode, die Partondichte im Photon zu messen, erschließt sich über die verschiedenen Formen der Verteilungen des Parton-Streuwinkels θ^* von direkten und aufgelösten Photonereignissen. Die QCD sagt voraus, daß die $\cos\theta^*$-Verteilung der direkten Photonereignisse deutlich flacher verläuft als die der aufgelösten. Dieser Formunterschied kann genutzt werden, um den Anteil direkter und aufgelöster Photonereignisse bei festem x_γ unabhängig voneinander zu bestimmen. Die Methode des Formfits an die $\cos\theta^*$-Verteilung wurde systematisch untersucht. Ebenso wurden die Einflüsse verschiedener Schnitte in kinematischen Variablen wie $E_{t,\text{Jet}}$ und M_{jj} auf die $\cos\theta^*$-Verteilung untersucht. Ein einfaches Spielzeugmodell wurde benutzt, um den bestenfalls erreichbaren statistischen Fehler des Fitverfahrens abzuschätzen. Mit der aus der Datennahmeperiode von 1995 stammenden Statistik läßt sich mit dieser Methode nur ein mit einem großen Fehler behaftetes Resultat erzielen. Es wird aber erwartet, daß sich der statistische Fehler drastisch reduzieren läßt, wenn die Daten von 1996 (und sogar 1997) mit hinzugenommen werden.

Für eine zukünftige Analyse ergeben sich damit folgende Möglichkeiten:

- Durch die um eine Größenordnung höhere integrierte Luminosität läßt sich der Fehler der gemessenen Partondichte drastisch reduzieren.
- Mit einem verbesserten Entfaltungsverfahren können Ereignisse mit einer kleineren mittleren Transversalenergie mit berücksichtigt werden, wodurch sich eine deutlich großere Statistik ergibt.
- Mit der Verfügbarkeit von Monte-Carlo-Modellen, die die Photon–Proton-Streuung in nächsthöherer Ordnung Störungstheorie behandeln, läßt sich aus den Daten eine Photonstrukturfunktion in nächsthöherer Ordnung extrahieren.

Anhang A

Fehler der Triggereffizienz

Der Fehler der Triggereffizienz kann wie folgt bestimmt werden: Ist die Effizienz ε bekannt, so beträgt nach der Poissonstatistik die Wahrscheinlichkeit, von N Ereignissen N' zu triggern,

$$p(N') = \binom{N}{N'} \varepsilon^{N'} (1-\varepsilon)^{N-N'} \ . \tag{A.1}$$

Die Triggereffizienz ε ist dabei gegeben durch

$$\varepsilon = \frac{N'}{N} \tag{A.2}$$

Für $\varepsilon \neq 0, 1$ ist der Fehler der so bestimmten Triggereffizienz näherungsweise gegeben durch

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}} \tag{A.3}$$

Für die beiden Sonderfälle $\varepsilon = 0, 1$ kann man den Fehler nicht auf diese Art bestimmen. Für den ersten Fall wird hier die Fehlerberechnung explizit angegeben: Die Wahrscheinlichkeit, von N Ereignissen keines zu triggern, ist $p(0) = (1-\varepsilon)^N$. Man sucht nun nach der maximalen Effizienz $\varepsilon_{\max}$, so daß die Wahrscheinlichkeit, mit einer Effizienz von $\varepsilon_{\max}$ gerade 0 Ereignisse zu triggern, dem geforderten Konfidenzintervall CL entspricht:

$$CL = \frac{\int_0^{\varepsilon_{\max}} (1-\varepsilon)^N \, \mathrm{d}\varepsilon}{\int_0^1 (1-\varepsilon)^N \, \mathrm{d}\varepsilon} = 1 - (1-\varepsilon_{\max})^{N+1} \tag{A.4}$$

Nach $\varepsilon_{\max}$ aufgelöst ergibt sich also für den Fehler der Triggereffizienz im Falle $\varepsilon = 0$ für ein Konfidenzintervall von 68% (entsprechend einer Standardabweichung)

$$\sigma_{\varepsilon=0} = 1 - (1-CL)^{1/(N+1)} = 1 - 0.32^{1/(N+1)} \tag{A.5}$$

Der Fehler im Falle $\varepsilon = 1$ wird analog ermittelt, es ergibt sich dasselbe Ergebnis wie in Gl. (A.5).

Literaturverzeichnis

[Abt93] I. Abt. *Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce ep events for H1*, 1993. H1-05/93-290.

[B+78] T. H. Bauer et al. *Rev. Mod. Phys.* **50** (1978) 261.

[BH34] H. Bethe und W. Heitler. *Proc. Roy. Soc.* **A146** (1934) 83.

[BI91] W. Buchmüller und G. Ingelmann, Hrsg. *Proceedings of the Workshop Physics at HERA*, 1991.

[Blo84] V. Blobel. Unfolding Methods in high-energy physics (1984). DESY 84-118.

[Blo96] V. Blobel. *The RUN Manual: Regularized Unfolding for High-Energy Physics Experiments*, 1996. OPAL Technical Note TN361.

[CER] CERN Program Library. *GEANT, Detector Description and Simulation Tool.* http://wwwcn.cern.ch/asdoc/psdir/geant/geantall.ps.gz.

[CM84] B. L. Combridge und C. J. Maxwell. *Nucl. Phys.* **B239** (1984) 429.

[Egl96] Stephan Egli. *Userguide for Program RUNSELECT*, 1996.

[Erd97] Martin Erdmann. *The Partonic Structure of the Photon.* Number 138 in Springer Tracts in Modern Physics. Springer, Heidelberg, 1997.

[FR97] Stefano Frixione und Giovanni Ridolfi. Jet Photoproduction at HERA (1997). Preprint ETH-TH/97-21, hep-ph/9707345.

[GRV92] M. Glück, E. Reya und A. Vogt. *Phys. Rev.* **D46** (1992) 1973.

[H1 96] H1 SpaCal Group. The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter. DESY 96-171, 1996. to be submitted to Nucl. Instr. Meth.

[H1 97] H1 Collaboration. The H1-Detector at HERA. *Nucl. Instr. and Meth.* **A386** (1997) 310.

[H+90] J. Huth et al. In *Proc. Summer Study on High Energy Physics.* Snowmass, 1990.

[HO97] B. W. Harris und J. F. Owens. Photoproduction of Jets at HERA in next-to-leading order QCD. Preprint hep-ph/9704324, 1997.

[Huf94] Helmut Hufnagel. *Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA.* Dissertation, Universität Heidelberg, 1994.

[Jam94] F. James. MINUIT*: Function Minimization and Error Analysis.* CERN Program Library D506, 1994. http://wwwcn.cern.ch/asdoc/psdir/minuit.ps.gz.

[JB79] F. Jacquet und A. Blondel. In U. Amaldi, Hrsg., *Proc. of the Study for an ep Facility for Europe*, DESY 79/48 391, 1979.

[KK96] M. Klasen und G. Kramer. Inclusive Two Jet Production at HERA: Direct And Resolved Cross-Sections in Next-To-Leading Order QCD. DESY 96-246, November 1996. Preprint hep-ph/9611450.

[Kla96] M. Klasen. *Photoproduction of Jets at HERA in Next-To-Leading Order QCD.* Dissertation, Universität Hamburg, September 1996. DESY 96-204.

[LP96] Elliot Leader und Enrico Predazzi. *An Introduction To Gauge Theories And Modern Particle Physics.* Number 2. Cambridge University Press, 1996.

[Ric97a] H. Rick, 1997. private Mitteilung.

[Ric97b] Hartmut Rick. *Messung der effektiven Partonverteilung im Photon.* Dissertation, Universität Dortmund, 1997.

[SB94] John R. Smith und Burkhard D. Burow. Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarizations. Internal H1 Note H1-01/94-338, 1994.

[Sjö94] T. Sjöstrand. High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74. Long Writeup CERN-TH.7112/93, http://wwwcn.cern.ch/asdoc/psdir/jetset74.ps.gz.

[vW34] C. F. von Weizsäcker. *Z. Phys.* **88** (1934) 612.

[W$^+$92] Th. Wolff et al. A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment. *Nucl. Instr. Meth.* **A323** (1992) 537.

[Wal94] Wolfgang Walkowiak. *Bestimmung des Streuquerschnitts für Photon–Proton-Prozesse mit quasireellen, direkten Photonen bei HERA.* Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1994.

[Weron] Marco Werner. Dissertation, Universität Heidelberg, in preparation.

[Wil35] E. J. Williams. *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fiz. Medd.* **13 N4** (1935).

[Wit70] E. Witten. *Nucl. Phys.* **B120** (1970) 189.

[ZEU95] ZEUS Collaboration. Stuy of the Photon Remnant in Resolved Photoproduction at HERA. *Phys. Lett.* **B354** (1995) 163. DESY 95-083, hep-ex/9505001.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich bei allen danken, die mich im Laufe dieser Diplomarbeit unterstützt haben.

Insbesondere möchte ich mich bedanken bei

- Herrn Prof. Franz Eisele für die Stellung des Themas, seine ständige Diskussionsbereitschaft und die optimale Betreuung.
- Frau Prof. Johanna Stachel für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- Martin Erdmann für die vielen lehrreichen Diskussionen, die wichtigen Tips und Tricks der Analysetechnik und die hervorragende Zusammenarbeit, aber auch für das motivierende Wort zur richtigen Zeit und die immer konstruktive Kritik.
- Jörg Marks und allen anderen Mitgliedern der Heidelberger H1-Gruppe für das angenehme Arbeitsklima.
- Hartmut Rick, der nicht nur bei Fragen über gewichtete Monte-Carlo-Simulationen immer eine Antwort wußte.
- Sonja Wunderlich für ihre Geduld, und die langen Telephonate zu später Stunde kurz vor Abgabe der Arbeit.
- Boris Glass, der auch in schwierigen Fahrwassern die gute Laune selten verliert, und bei Thomas Berndt, Peter Ernst, Wolfgang Römer und Steffen Sammet, mit die das Studium enorm bereichert haben.
- meinen Eltern für ihr Interesse, das sie meinem Studium und der Diplomarbeit entgegengebracht haben, und für die finanzielle Unterstützung.