Inaugural - Dissertation

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Oliver Kaufmann
aus Köln

Tag der mündlichen Prüfung: 9.2.1999

Messung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts in Photon-Proton-Kollisionen und Bestimmung der Gluondichte im Photon

Gutachter: Prof. Dr. Franz Eisele
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden der Zweijet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{ep}/dx_{\gamma,Jets}$ für Photoproduktionsereignisse und die Parton-Impulsverteilungen im Photon gemessen. Die Messungen basieren auf den im Jahre 1996 mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von $7.2pb^{-1}$. Der Wirkungsquerschnitt wird bis zu Impulsbruchteilen $x_{\gamma,Jets}$ des Photons von $x_{\gamma,Jets} \geq 0.04$ gemessen. Die effektiven Parton-Impulsverteilungen und die Gluon-Impulsverteilungen des Photons werden in führender Ordnung der Theorie im kinematischen Bereich $0.04 < x_\gamma < 1$ und für eine mittlere P_T^2-Skala von $74GeV^2$ bestimmt. Im Vergleich zu früheren Messungen des H1-Experimentes wird der kinematische Bereich der bestimmten Parton-Impulsverteilungen im Photon erweitert.

Abstract

Dijets cross sections $d\sigma^{ep}/dx_{\gamma,Jets}$ and the parton densities in the photon have been measured in photoproduction events in positron-proton scattering. The measurement is based on data representing an integrated luminosity of 7.2 pb^{-1} taken with the H1 detector at HERA during the 1996 running period. The cross section is measured as a function of the fractional photon momentum $x_{\gamma,Jets}$. For the first time values as low as $x_{\gamma,Jets} \geq 0.04$ are reached. The effective parton density and the gluon density are determined in leading order perturbation theory in the kinematic range $0.04 < x_\gamma < 1$ with an average value of the P_T^2-scale of 74 GeV^2.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am HERA-Speicherring werden Elektronen und Protonen mit Schwerpunktsenergien von $300 GeV$ zur Kollision gebracht. Der totale Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung wird von Photoproduktionsereignissen dominiert, bei denen ein fast reelles Photon zwischen Elektron und Proton ausgetauscht wird. Bei einem kleinen Teil dieser Ereignisse werden Jets mit hoher transversaler Energie im Endzustand beobachtet, die als harte Streuung von Partonen aus dem Proton mit dem Photon interpretiert werden. Dabei kann das Photon entweder direkt an der harten Streuung teilnehmen oder aber zunächst in einen hadronischen Zustand fluktuieren, so daß anschließend eine harte Parton-Parton-Streuung stattfindet („resolved" Photon-Wechselwirkungen). In den Abbildungen1.1 und 1.2 sind die Feynman-Graphen dieser Prozesse dargestellt.

Innerhalb der perturbativen QCD ist nur das Matrixelement der harten Streuung berechenbar. Die oben angesprochene partonische Struktur des Photons ist jedoch störungstheoretisch nicht zugänglich und muß experimentell bestimmt werden.

Für den Quark-Anteil im Photon eignen sich hierfür besonders Zwei-Photon-Prozesse an e^+e^--Bechleunigern, bei denen die tiefinelastische Streuung eines virtuellen Photons an Quarks eines reellen Photons beobachtet wird. Gluonen im Photon sind so nicht zugänglich.

Im Gegensatz dazu streuen Gluonen aus dem Photon direkt an Partonen aus dem Proton, und es ist Ziel dieser Arbeit aus diesen Streuprozessen den Gluonanteil im Photon zu bestimmen. Dabei wird ausgenutzt, daß die Parton-Impulsverteilungen im Proton bereits gut bekannt sind.

Im ersten und zweiten Kapitel werden das H1-Experiment und die theoretischen Grundlagen der harten Photoproduktion vorgestellt, soweit sie für diese Analyse benötigt werden. Anschließend wird in Kapitel 3 die Selektion der Daten beschrieben und in Kapitel 4 die Messung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts vorgestellt. Die Messung der Partondichten und insbesondere der Gluondichte im reellen Photon wird im letzten Kapitel beschrieben.

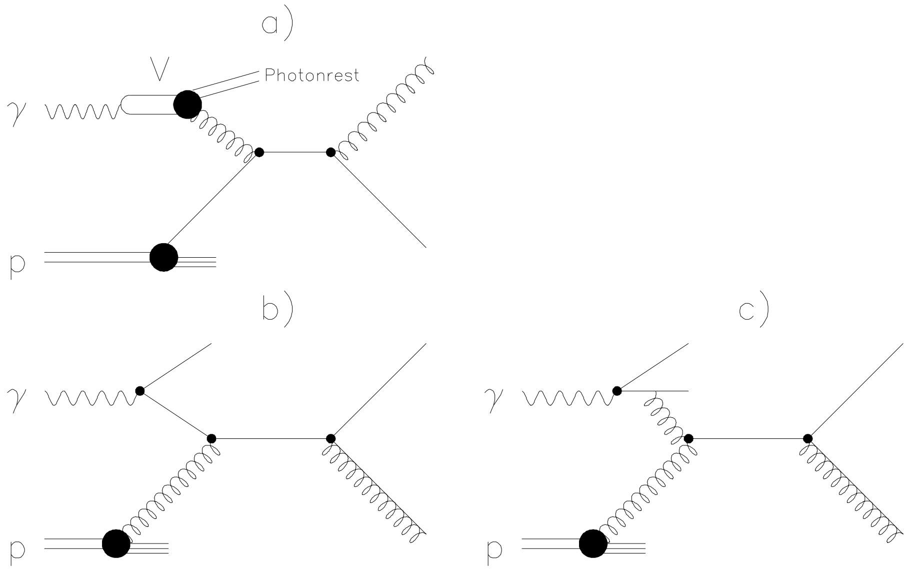

Abbildung 1.1: „Resolved"-γp-Prozesse : a) Fluktuation des Photons in ein gebundenes hadronisches System (Vektormesonen), b)+c) punktförmige („anomale") Kopplung des Photons an ein Quark-Antiquark-Paar.

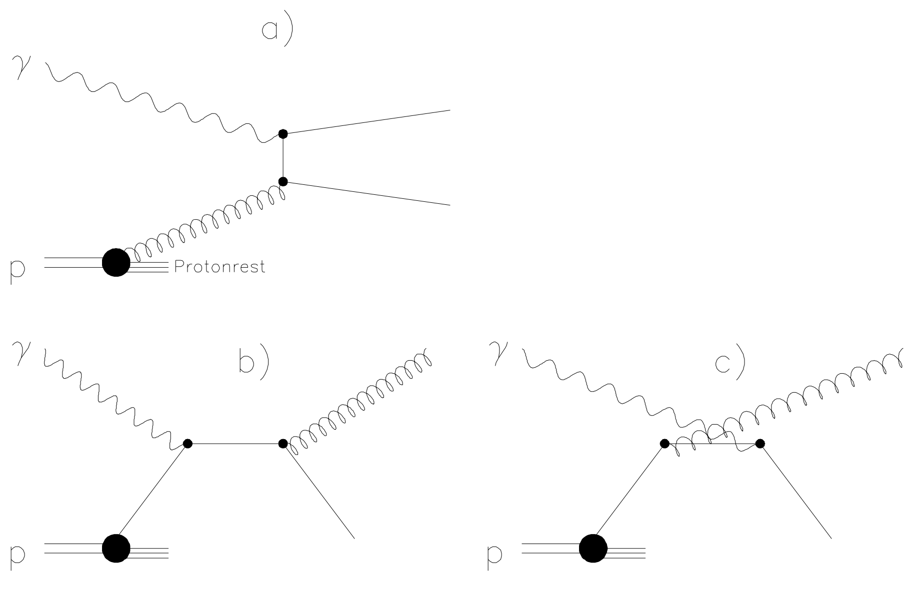

Abbildung 1.2: Direkte γp-Prozesse : a) Photon-Gluon Fusion, b)+c) QCD-„Compton"-Prozeß.

Kapitel 2

H1-Experiment

Die für diese Analyse verwendeten experimentellen Daten wurden mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA im Jahre 1996 aufgezeichnet. Der Beschleuniger HERA bringt Elektronen einer Energie von $27.5 GeV$ und Protonen mit einer Energie von $820 GeV$ im Innern des Detektors zur Kollision[1]. Die Schwerpuntsenergie für die Elektron-Proton-Streuung bei HERA beträgt damit maximal $\sqrt{s_{ep}} = 300 GeV$.

Die Kinematik der $ep \to e'X$-Streuung kann bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_e p}$ durch die zwei unabhängigen Variablen Q^2 und y beschrieben werden, wobei Q^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrags und y der relative „Energieverlust" des Elektrons im Ruhesystem des Protons ist. Es sei E_e bzw. E'_e die Energie des ein- bzw. auslaufenden Elektrons und θ der Winkel zwischen der Richtung des ein- und auslaufenden Elektrons, dann gilt:

$$Q^2 = 4 E_e E'_e sin^2(\theta/2) \tag{2.1}$$

und

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} cos^2(\theta/2) \tag{2.2}$$

Bei den HERA-Experimenten können Elektron-Proton-Streuprozesse über einen Q^2-bereich von $Q^2 \sim 0$ bis $Q^2 \sim 10^5 GeV^2$ beobachtet werden. Prozesse mit großen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \gg 1 GeV^2$) werden als „tiefinelastische" Streuung" bezeichnet. Im folgenden wird der Bereich kleiner Q^2-Werte betrachtet („Photoproduktionsereignisse").

Für das H1-Experiment wird ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem benutzt, in dem sich das einlaufende Proton in positive z-Richtung bewegt. Das Elektron bewegt sich entgegengesetzt in negative z-Richtung. Der Nullpunkt

[1] Im Jahre 1996 wurde HERA mit Positronen anstelle von Elektronen betrieben. Für harte Photoproduktionsprozesse spielt jedoch die Ladung des Leptons keine Rolle, so daß im weiteren vereinfachend mit dem Begriff „Elektron" auch das Positron bezeichnet wird.

des Koordinatensystems ist der nominelle Kollisionspunkt von Elektron und Proton. Zur Bezeichnung der Richtungen der auslaufenden Teilchen wird der Azimutwinkel ϕ und der Polarwinkel θ verwendet, wobei letzterer häufig durch die Pseudorapidität $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$ ersetzt wird.

2.1 H1-Detektor

Da bei HERA das Elektron-Proton-Schwerpunktsystem nicht mit dem Laborsystem übereinstimmt, sondern einen Lorentz-„Boost" entlang der Protonrichtung besitzt, wurde für den H1-Detektor ein asymmetrischer Aufbau gewählt, der im Vorwärtsbereich[2] eine bessere Messung des hadronischen Energieflusses (im Vergleich zum Rückwärtsbereich) ermöglicht.

In Abbildung2.1 wird ein Überblick vom H1-Detektor, der in [4] ausführlich beschrieben ist, gezeigt. Die für diese Analyse verwendeten Komponenten des Detektors sind:

- Die zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ dienen zum Nachweis und zur Impulsmessung geladener Teilchen im Winkelbereich $20^o < \theta < 160^o$, dies entspricht dem Pseudorapiditätsbereich von $-1.7 < \eta < 1.7$. Die Genauigkeit der Impulsmessung ist winkelabhängig, aber im gesamten angegebenen Bereich besser als $\sigma_p/p = 0.01 \cdot p/GeV$.

- Das Flüssigargonkalorimeter $\boxed{4}$ und $\boxed{5}$ dient zur Messung der Energien der Teilchen des Endzustandes im Bereich von $4^o < \theta < 151^o$ ($-1.35 < \eta < 3.3$). Im Bereich $4^o < \theta < 127^o$ ($-0.7 < \eta < 3.3$) entspricht die Dicke des Kalorimeters zwischen 4 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen. Die Energieauflösung für Hadronen beträgt in diesem Bereich $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E/GeV}$. Die Energieauflösung für Elektronen und Photonen beträgt $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E/GeV}$. Das Flüssigargonkalorimeter ist nichtkompensierend, das heißt hadronisch wechselwirkende Teilchen hinterlassen in diesem Kalorimeter ein um etwa 30% niedrigeres Signal als Elektronen gleicher Energie. Zum Ausgleich wird bei der Rekonstruktion die Energie hadronischer Schauer durch einen von der räumlichen Dichte der deponierten Energie abhängigen Gewichtsfaktor korrigiert.

- Neben der Luminositätsmessung dient der Kleinwinkel-Elektrondetektor des Luminositätssystems (nicht im H1-Detektor-Bild eingezeichnet) zum Nachweis des gestreuten Elektrons bei Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 < 0.01 GeV^2$. Der Detektor befindet sich in der Nähe des auslaufenden Elektrons $33m$ vom Wechselwirkungspunkt entfernt und bietet eine Akzeptanz für unter kleinem Winkel gestreute Elektronen mit Energien zwischen 8 und $20 GeV$.

[2] Als Vorwärtsrichtung wird die Richtung des Protonstrahls bezeichnet.

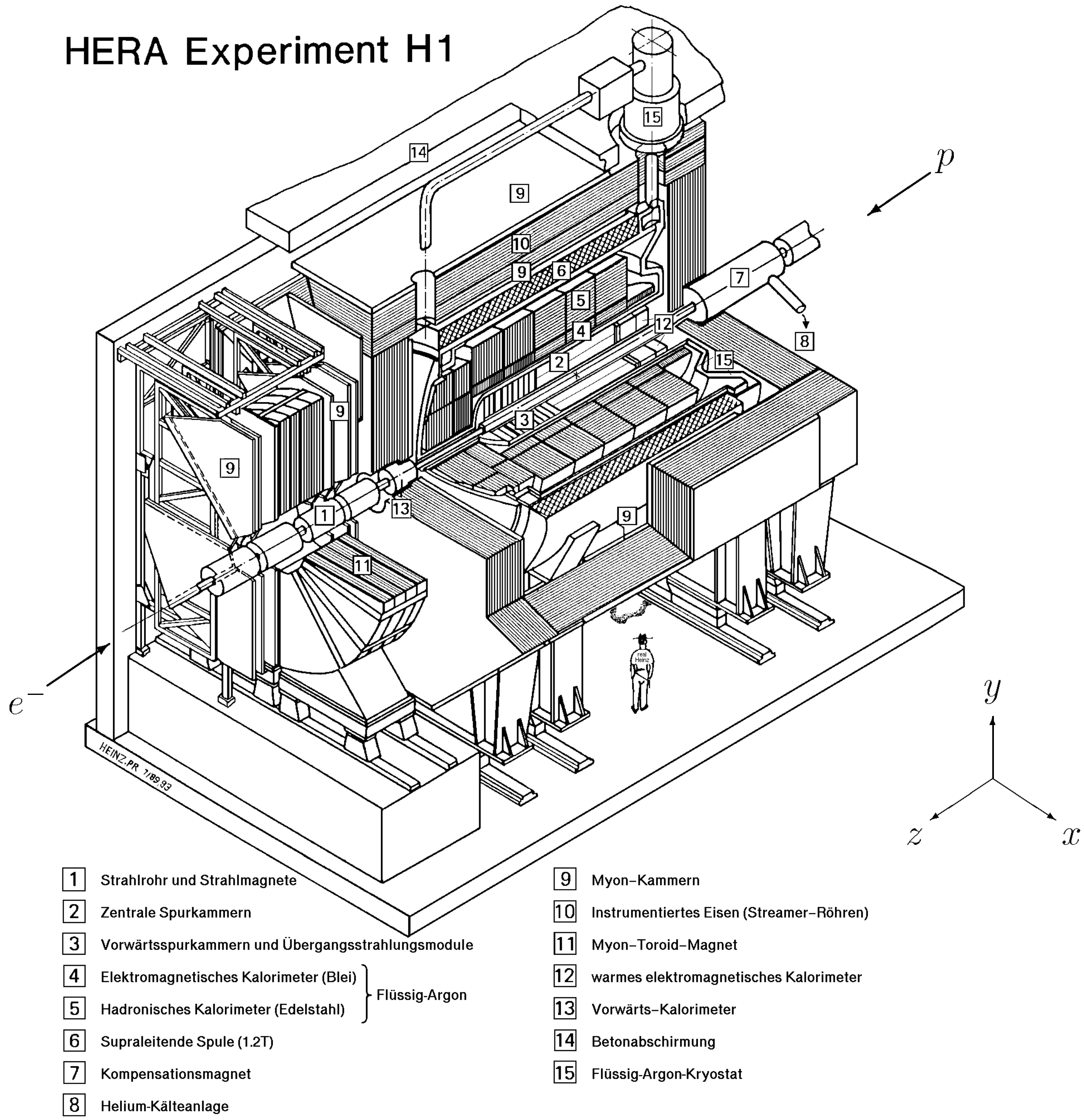

Abbildung 2.1: Die Komponenten des H1-Detektors

Abbildung2.1 zeigt den Detektoraufbau für das Jahr 1993. Inzwischen wurde der rückwärtige Bereich des Detektors neu ausgerüstet und anstelle des BEMC ($\boxed{12}$) ein sogenanntes „Spaghetti"-Kalorimeter (SPACAL) eingebaut, das aus szintillierenden Fasern besteht. Es wird in dieser Analyse nicht weiter genutzt.

2.2 H1-Triggersystem

Im Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors begegnen sich die Elektron- und Protonpakete mit einer Rate von etwa 10 MHz. Das Triggersystem muß diese Rate von möglichen Wechselwirkungen auf die Größenordnung von 5 Hz reduzieren, um sie auf Bändern speichern zu können. Für diese Aufgabe ist ein fünfstufiges Triggersystem vorgesehen, bei dem auf jeder Stufe die Triggerrate weiter reduziert wird.

L1-Triggersystem

Die erste Triggerstufe (L1) ist ein totzeitfreier „Hardware"-Trigger, der auf der Basis relativ einfacher Meßgrößen der einzelnen Detektorkomponenten innerhalb von $2.4\mu s$ eine Entscheidung trifft, ob das Ereignis verwiesen wird oder erstmal akzeptiert wird. Die für diese Analyse wichtigsten Komponenten des L1-Triggersystems sind:

- Der z-Vertex-Trigger basiert auf den Signalen von drei schnellen Proportionalkammern, die in Richtung des Polarwinkels zur Strahlachse segmentiert sind, so daß eine Koinzidenz von Signalen in mindestens zwei dieser Kammern eine grobe Richtung einer möglichen Spur eines geladenen Teilchens festlegt. Diese Spurkandidaten werden zur Strahlachse extrapoliert und entsprechend der z-Koordinate in ein Histogramm mit 16 Bins gefüllt. Der z-Vertex-Trigger stellt mehere Signale zur Verfügung, die auf die Gesamtzahl der Einträge im Histogramm oder auf bestimmte Verteilungen der Histogrammeinträge diskriminiert. Insbesondere liefert die Logik auch eine Entscheidung darüber, ob eine signifikante Anhäufung von extrpolierten Spuren in einem schmalen Bereich vorliegt, wie sie beim Hauptvertex eines Ereignisses erwartet wird. Spurkandidaten innerhalb einer solchen Anhäufungsregion werden als „Bigrays" bezeichnet, falls sie mit einer Energiedeposition im entsprechenden Bereich des Kalorimeters koinzidieren.

- Der Driftkammer-Trigger bildet aus Signalen in ausgewählten Bereichen der Driftkammer Spurkandidaten. Es gibt Masken für mögliche Spurkandidaten, die in der (r,ϕ)-Ebene so angeordnet sind, daß auf Impulshöhe und Ladungsvorzeichen der Spurkandidaten diskriminiert werden kann. Die zur Verfügung gestellten Signale entsprechen Schwellen auf Anzahl, Impuls und Ladungsvorzeichen der gefundenen Spurkandidaten.

- Der sogenannte Etag-Trigger basiert auf einem Signal des Kleinwinkel-Elektrondetektor des Luminositätssystem, daß gebildet wird, wenn ein Elektron oberhalb einer Energieschwelle nachgewiesen wird.
- Der Flüssigargonkalorimeter-Trigger stellt Signale zur Verfügung, die auf die Gesamtenergie in jeder der Partitionen des Kalorimeters oder auf die summierte Energie des gesamten KAlorimeters diskriminieren. Die im Kalorimeter deponierte Energie werden zu einem Gitter von 14×16 sogenannten „Bigtowern„ kombiniert, deren Signale mit den erwähnten Bigrays des z-Vertex-Triggers lokal kombiniert werden können.

Die Signale dieser und anderer Triggerkomponenten bilden sogenannte Triggerelemente, aus denen in der zentralen Triggerlogik durch logische Verknüpfung bis zu 128 Subtrigger gebildet werden. Ein Ereignis wird vom L1-Triggersystem getriggert und ausgelesen, falls das Ereignis die Bedingungen von mindestens einem der 128 Subtrigger erfüllt.

L2-L5- Triggersystem

Für diese Analayse wurde die zweite Triggerstufe nicht benutzt. Die dritte Triggerstufe war für die Datennahme in 1996 noch nicht einsatzfähig, so daß die Ausgangsrate der ersten Triggerstufe von etwa 40 Hz auf der vierten Stufe (L4) weiterverarbeitet werden mußte. Beim L4-Triggersystem handelt es sich um eine „Farm“ von 30 Prozessoren, die parallel mit einer Rate von je etwa 1 Hz die Ereignisse teilweise rekonstruiren. Auf der Basis dieser Rekonstruktion werden dann einfache Schnitte zur Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen angewandt und die Triggerentscheidung der ersten Stufe überprüft. Wenn das Ereignis alle Kriterien auf der L4-TriggerStufe erfüllt wird es auf Magnetbändern gespeichert.

Auf der letzten Triggerstufe (L5) werden die Ereignisse voll rekonstruiert und in Ereignisklassen eingeteilt, die auf die zu untersuchende Physik ausgerichtet sind. Die klassifizierten Ereignisse werden zur schnelleren Analyse auf DST-Dateien („Data Summary Tapes“) gespeichert, während die anderen Ereignisse weiterhin auf Magnetbändern gespeichert werden.

2.3 H1-Simulation und Rekonstruktion

Zur Korrektur der gemessenen Ereignisrate in den Daten durch die begrenzte Akzeptanz und begrenzte Genauigkeit der Energiemessung des Detektors werden generierte Monte-Carlo-Ereignisse (siehe Abschnitt3.3) einer vollen Detektorsimulation unterworfen. Dazu dient das Programm H1SIM, das auf der GEANT-Bibliothek [26] beruht. Die so simulierten MC-Ereignisse sollten mit echten Ereignissen vergleichbar sein und werden wie die gemessenen Daten mit dem Programmpaket H1REC rekonstruiert.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen für die Beschreibung von harten Photoproduktionsereignissen am ep-Beschleuniger HERA. Als erstes werden die grundlegenden kinematischen Variablen vorgestellt, die zur Beschreibung dieser Prozesse nötig sind.

3.1 Partonkinematik

In Abbildung3.1 ist der elastische Streuprozeß zwischen zwei Partonen in ihrem Schwerpunktsystem dargestellt. Die einlaufenden Viererimpulsvektoren sind durch E_1 und E_2 gegeben. Die Schwerpunktenergie $\sqrt{\hat{s}}$, der Streuwinkel $\hat{\theta}$ und die transversale Energie der gestreuten Partonen $\hat{p}_t$ sind folgendermaßen miteinander verknüpft[1]:

$$\hat{p}_t = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \cdot sin(\hat{\theta}), \tag{3.1}$$

wobei $\hat{\theta}$ der Winkel ist, den die gestreuten Partonen mit der Achse der einlaufenden Partonen einschließen.

Zur weiteren Beschreibung der Partonkinematik werden die Pseudorapiditäten η und die transversalen Energien P_T der Partonen im Laborsystem benutzt. Die Pseudorapidität ist definiert als

$$\hat{\eta} = -ln(tan(\hat{\theta}/2)). \tag{3.2}$$

Der Übergang vom Schwerpunktsystem der Partonen (PCMS) zum Laborsystem ist durch folgende Transformation gegeben:

$$P_T = \hat{p}_t \tag{3.3}$$

$$\eta = \hat{\eta} + \eta_{pcms}, \tag{3.4}$$

[1] Im folgenden werden alle Massen vernachlässigt und ein Einheitssystem benutzt, in dem $h/2\pi = c = 1$ gilt.

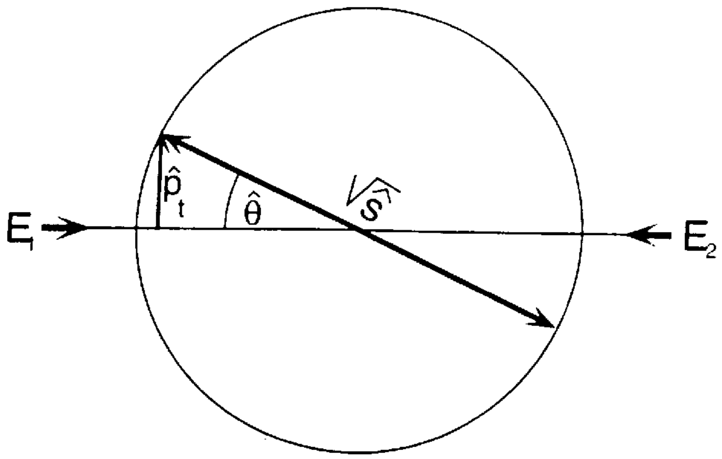

Abbildung 3.1: Elastischer Parton-Parton Streuprozeß im Schwerpunktsystem der Partonen.

wobei P_T die Impulskomponente des Partons senkrecht zur z-Achse ist.

Da die Partonen in ihrem Schwerpunktsystem entgegengesetzt gleiche Pseudorapiditäten besitzen ($\hat{\eta_1} = -\hat{\eta_2}$), ist der Lorentz-Boost des Parton-Schwerpunktsystem η_{pcms} gegenüber dem Laborsystem durch

$$\eta_{pcms} = \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \tag{3.5}$$

gegeben.

Die Differenz der Pseudorapiditäten der Partonen

$$\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 = \hat{\eta_1} - \hat{\eta_2} = -2ln(tan(\hat{\theta}/2)) \tag{3.6}$$

ist lorentzinvariant für Lorentz-Boosts entlang der Achse der einlaufenden Partonen. Aus dieser Gleichung kann $\cos(\hat{\theta})$ berechnet werden:

$$cos(\hat{\theta}) = tanh(\frac{\Delta\eta}{2}). \tag{3.7}$$

Für kleine Pseudorapiditäts-Differenzen $|\Delta\eta| < 1$ gilt näherungsweise $cos(\hat{\theta}) \sim \frac{\Delta\eta}{2}$.

Die Photonenergie ist für Photonen ohne transversalen Impuls durch die Differenz der Energien des einlaufenden und gestreuten Elektrons gegeben ($E_\gamma = E_e - E_{e'}$). Der Energiebruchteil y den das abgestrahlte quasireelle Photon vom Elektron trägt, läßt sich dann aus den Energien des einlaufenden und gestreuten Elektrons berechnen:

$$0 < y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} < 1 \tag{3.8}$$

Durch Anwendung von Energie- und Impulserhaltung können die Impulsbruchteile der Partonen aus dem Photon und Proton berechnet werden:

$$x_\gamma = \frac{P_{T,Parton1} \cdot e^{-\eta_1} + P_{T,Parton2} \cdot e^{-\eta_2}}{2E_\gamma} \tag{3.9}$$

$$x_p = \frac{P_{T,Parton1} \cdot e^{\eta_1} + P_{T,Parton2} \cdot e^{\eta_2}}{2E_p}, \tag{3.10}$$

wobei E_p die Energie des einlaufenden Protons ist.

Mit Hilfe der Variablen x_γ und x_p kann die Schwerpunktenergie der Partonen auch folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{s_{ep} y x_\gamma x_p}, \tag{3.11}$$

wobei s_{ep} die bei HERA verfügbare Schwerpunktenergie von $300 GeV$ ist. Die Schwerpunktenergie des harten Subprozesses entspricht der invarianten Masse der beiden gestreuten Partonen mit Viererimpuls P_i:

$$M_{1,2} = (P_1 + P_2)^2 = 2P_{T,1}P_{T,2}(cosh(\Delta\eta) - cos(\Delta\phi)). \tag{3.12}$$

Für die Analyse in Kapitel6 ist es entscheidend Partonstreuungen mit hohen $\hat{p}_t$ zu analysieren. Die Formel3.9 läßt sich folgendermaßen umformen:

$$\eta_{Parton1} + \eta_{Parton2} = ln(\frac{\hat{p}_t}{2E_\gamma x_\gamma}) \tag{3.13}$$

für $\hat{p}_t = P_{T,Parton1} = P_{T,Parton2}$. Daraus läßt sich folgende kinematische Bedingung ableiten, falls beispielsweise $\hat{p}_t > 8GeV$ und eine mittlere Photonenergie von $E_\gamma = 17GeV$ verlangt wird:

$$\eta_{Parton1} + \eta_{Parton2} \geq -1.45 - ln(x_\gamma). \tag{3.14}$$

Diese Bedingung ist in Abbildung3.2 in der (η_1, η_2)-Ebene für $x_\gamma = 0.1$ dargestellt. Der erlaubte kinematische Bereich liegt zu höheren Pseudorapiditätswerten hin. Die kinematische Grenze in der (η_1, η_2)-Ebene für Partonstreuungen mit einem $\hat{p}_t > 4GeV$ und mit $x_\gamma = 0.1$ ist als gestrichelte Linie gezeigt. Zusätzlich sind in der Abbildung noch die Einschränkungen in der (η_1, η_2)-Ebene für den Schnitt $|\Delta\eta_{Partonen}| < 1$ eingezeichnet. Die Pfeile deuten den in Kapitel6 tatsächlich durchgeführten Analyseschnitt an.

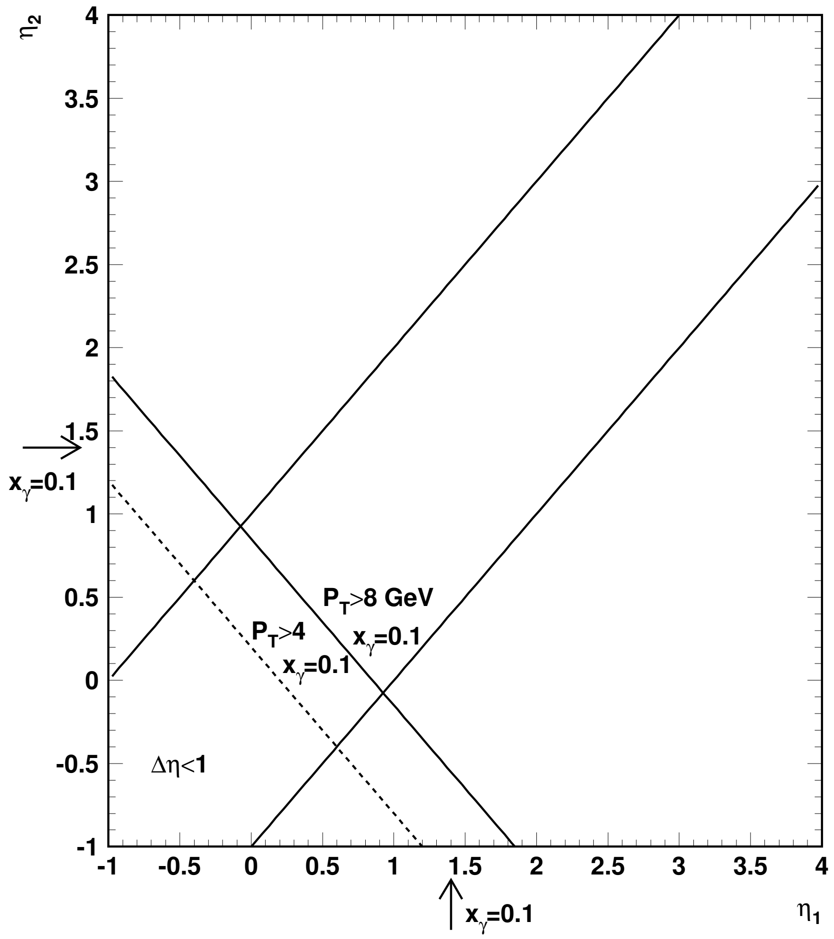

Abbildung 3.2: Darstellung der kinematischen Bedingung3.14 in der (η_1, η_2)-Ebene für $x_\gamma = 0.1$, falls Parton-Streuungen mit mindestens $\hat{p}_t > 8GeV$ und einer mittleren Photonenergie von $E_\gamma = 17GeV$ verlangt werden. (Durchgezogene Linie von links oben nach rechts unten.) Die gestrichelte Linie zeigt die kinematische Grenze für Partonstreuungen mit einem $\hat{p}_t > 4GeV$ und mit $x_\gamma = 0.1$. Die Einschränkungen für den Schnitt $|\Delta\eta_{Partonen}| < 1$ sind als durchgezogene Linien (parallel) eingezeichnet. Die Pfeile deuten den in Kapitel6 tatsächlich durchgeführten Analyseschnitt an, der für $x_\gamma = 0.1$ gültig ist.

3.2 Harte Photoproduktion

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für zwei Partonen im Endzustand in Photoproduktionsereignissen bei HERA kann innerhalb der QCD in erster Ordnung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\frac{d^4\sigma^{ep}}{dydx_\gamma dx_p dcos(\hat{\theta})} = \frac{1}{32\pi s_{ep}} \frac{f_{\gamma/e}(y)}{y} \sum_{i,j} \frac{f_{i/\gamma}(x_\gamma, \hat{p_T}^2) f_{j/p}(x_p, \hat{p_T}^2)}{x_\gamma x_p} |M_{ij}(cos(\hat{\theta}))|^2 , \tag{3.15}$$

wobei s_{ep} die bei HERA verfügbare Schwerpunktenergie von $300GeV$ ist. Der Wirkungsquerschnitt besteht aus mehreren voneinander unabhängigen Komponenten:

- Fluß der Photonen $f_{\gamma,e}$, die vom einlaufenden Elektron abgestrahlt werden.
- Partondichten $f_{i,\gamma}$ und $f_{j,p}$, in denen die Partonstruktur des Photons und des Protons parametrisiert sind.
- QCD-Matrixelemente $|M_{ij}|^2$, die die Winkelabhängigkeit und Stärke der Streuung von zwei stark wechselwirkenden Partonen festlegen.

Da Partonen im Experiment grundsätzlich nicht nachweisbar sind, müssen für die spätere Messung der Photonstruktur noch folgende Prozesse verstanden sein:

- Fragmentation der Partonen zu im Experiment beobachtbaren Hadronen
- Ausbildung von kollimierten Teilchenbündeln („Jets") durch die hart gestreuten Partonen, mit deren Hilfe die Viererimpulse der Partonen näherungsweise im Experiment rekonstruiert werden.

Die theoretischen Grundlagen der einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten kurz skizziert.

3.2.1 Photonfluß

Der Photonfluß des Elektrons wird durch die Weizsäcker-Williams-Näherung [13, 14] gegeben. Innerhalb dieser Näherung ist der Fluß der Photonen $f_{\gamma,e}$ durch

$$f_{\gamma,e} = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y} ln \frac{Q^2_{max}(y)}{Q^2_{min}(y)} - 2\frac{1-y}{y}(1 - \frac{Q^2_{min}}{Q^2_{max}})\right) \tag{3.16}$$

gegeben. Die Abweichungen von dieser Näherung sind für Ereignisse mit ausgetauschten Photonen von $Q^2 < 0.01 GeV^2$ kleiner als 0.3%.

3.2.2 Partondichten

Das einlaufende Photon kann in gebundene („Vector Dominance Model") oder ungebundene Quark-Antiquark-Paare (sogenannte anomale Anteil der Photonstruktur) fluktuieren und somit partonische Struktur erlangen. Diese partonische Struktur wurde bisher hauptsächlich mittels Zwei-Photon-Streuungen an e^+e^--Beschleunigern gemessen. Dort wird analog zur der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen mit Hilfe der Streuung eines virtuellen Photons an einem reellen Photon die Photon-Strukturfunktion F_2^γ gemessen. Die Photon-Strukturfunktion F_2^γ wird folgendermaßen dargestellt:

$$F_2^\gamma(x_\gamma, \mu^2) = x_\gamma \sum_q e_q^2 f_{q/\gamma}(x_\gamma, \mu^2). \tag{3.17}$$

Das μ^2 bezeichnet die charakteristische Skala des harten Streuprozesses, in diesem Fall das negative Quadrat des Viererimpulses Q^2 des virtuellen Photons in Zwei-Photon-Prozessen. Die Partonimpulsfunktion $f_{q/\gamma}(x_\gamma, \mu^2)$ stellt die Wahrscheinlichkeit dar, mit der ein Quark der Sorte q mit Impulsbruchteil x_γ im Photon auftritt. Infolge der elektromagnetischen Kopplung des virtuellen Photons an den Partoninhalt des reellen Photons sind die Beiträge der einzelnen Quarksorten mit dem Quadrat ihrer elektromagnetischen Ladung e_q gewichtet. Da Gluonen keine elektromagnetische Ladung besitzen, können sie nicht über diesen Zwei-Photon-Prozeß an e^+e^--Beschleunigern gemessen werden. Für das Photon existiert erst seit kurzem eine Impulssummenregel [27], mit der es möglich ist die Gluonen mit Hilfe der gemessenen Photon-Strukturfunktion F_2^γ einzuschränken.

Die Photon-Strukturfunktion F_2^γ kann für die Fluktuationen in ungebundene Quark-Antiquark-Paare (anomaler Anteil) innerhalb des Quark-Parton-Modells (QPM) berechnet werden:

$$F_2^\gamma(x_\gamma, \mu^2)[QPM] = 3 \sum_q e_q^4 \frac{\alpha}{\pi} x_\gamma (x_\gamma^2 + (1 - x_\gamma)^2) ln \frac{\mu^2}{m_q^2}. \tag{3.18}$$

Diese Photon-Strukturfunktion innerhalb des QPM-Modells unterscheidet sich von hadronischen Strukturfunktionen auf drei Weisen:

- Die Quarkladungen tragen mit der vierten Potenz zur Strukturfunktion bei, während sie bei hadronischen Strukturfunktionen mit der zweiten Potenz beitragen.
- Die Photon-Strukturfunktion steigt mit zunehmenden Impulsbruchteil x_γ des Quarks vom Photon an im Gegensatz zu hadronischen Strukturfunktionen.
- Die Photon-Strukturfunktion hängt direkt von der Skala μ^2 ab, bei der das reelle Photon untersucht wird. Bei hadronischen Strukturfunktionen

kommt die Skalenabhängigkeit erst durch Effekte höherer Ordnung (QCD-Abstrahlungen) zustande.

Korrekturen zur Photon-Strukturfunktion durch QCD-Abstrahlungen werden durch inhomogene Entwicklungsgleichungen berücksichtigt. Der inhomogene Term kommt durch die Möglichkeit der punktförmigen Kopplung des Photons an ein Quark zustande.

Aus den F_2^γ-Messungen wurden verschiedene Partonverteilungen des reellen Photons extrahiert. Für diese Analyse werden Parametrisierungen benutzt, die den anomalen Anteil und VDM-Anteil der Photon-Strukturfunktion zusammen parametrisiert haben:

- Eine „Leading Order"-Parametrisierung von Glück,Reya und Vogt (GRV), die bei einer sehr kleinen Skala von $Q_0^2 = 0.25 GeV^2$ im Photon eine ähnliche Valenzquarkdichte angenommen haben wie im Pion [12]. Die Quark- und Gluondichten werden dann entsprechend den QCD-Entwicklungsgleichungen zur gewünschten Skala entwickelt.

- Levy, Abramowicz und Charcula (LAC) benutzen bei ihrer Parametrisierung gemessene Datenpunkte und versuchen die Quarkdichten entsprechend zu parametrisieren [11]. Für den Gluoninhalt des Photons setzen sie nahezu willkürliche Parametrisierungen an, da die bisherigen Messungen der Photon-Strukturfunktion die Gluonverteilung kaum einschränken können. Zum Vergleich der Daten wird für diese Analyse die LAC1-Parametrisierung benutzt.

- Levy, Abramowicz und Gurvich extrahierten neue Partondichteverteilungen (hier im weiteren LAG genannt) für das Photon aus F_2^γ-Daten und aus Messungen der Proton-Strukturfunktion bei kleinen x, wobei x der Impulsbruchteil des Partons aus dem Proton bei der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen ist [30]. Die extrahierten Partonverteilungen sind konsistent mit der Frankfurt-Gurvich-Summenregel für das Photon [27].

In Abbildung3.3 wird eine neuere Messung von F_2^γ mit Hilfe von Zwei-Photon-Prozessen gezeigt. Die Messung wurde von der OPAL-Kollaboration am e^+e^--Beschleuniger am CERN durchgeführt [18]. Die Photon-Strukturfunktion wurde in Abhängigkeit der Skala Q^2 des virtuellen Photons und vom Impulsbruchteil des gestreuten Partons aus dem reellen Photon x gemessen. Die Meßpunkte werden mit der aus Quarkdichten-Parametrisierungen von GRV erhaltenen Photon-Strukturfunktion verglichen. Für $x > 0.1$ kann die von GRV erhaltene Photon-Strukturfunktion die Daten in jedem Q^2-Bereich innerhalb der experimentellen Fehler beschreiben. Im $x < 0.1$-Bereich wird die Beschreibung der Daten vor allem im niedrigen Q^2-Bereich durch die GRV-Parametrisierung schlechter.

Experimentell wurde die Gluondichte des Photons bisher nur von der H1-Kollaboration am HERA-Beschleuniger gemessen. Inzwischen gibt es zwei miteinander konsistente Messungen [15] und [16], die mit verschiedenen experimentellen Methoden durchgeführt worden sind (siehe Abschnitt6.5). Beide Messungen zeigen, daß die Gluondichte des Photons bei großen x_γ-Werten nahezu Null ist, während sie zu kleinen x_γ-Werten hin ansteigt. Die Messungen werden von der GRV-LO Gluondichten-Parametrisierung beschrieben, besitzen aber noch recht große experimentelle Unsicherheiten vor allem im kleinen x_γ-Bereich ($x_\gamma < 0.1$).

3.2.3 Wirkungsquerschnitte

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die harte Streuung von Partonen aus dem Photon und dem Proton, werden die durch die QCD-Theorie berechenbaren Matrixelemente benötigt. Zum gesamten Wirkungsquerschnitt tragen verschiedene Streuprozesse bei, bei denen entweder Quarks oder Gluonen aus dem Photon (bei direkten Photon-Wechselwirkungen auch das ganze Photon) mit Partonen aus dem Proton wechselwirken.

In Abbildung3.4 wird die Abhängigkeit dieser harten Subprozesse in Abhängigkeit vom Streuwinkel $\cos(\hat{\theta})$ der Partonen in ihrem Schwerpunktsystem dargestellt. Für die Streuung eines Gluons aus dem Photon mit einem Gluon aus dem Proton erhält man das grösste Matrixelement.

Der Beitrag von Streuprozessen zum gesamten harten Photoproduktions- Wirkungsquerschnitt, bei denen ein Gluon aus dem Photon beteiligt ist, nimmt zu grösseren x_γ-Werten hin immer weiter ab, da die Gluondichte im Proton und im Photon bei großen x_γ-Werten nahezu Null ist. Zu kleinen x_γ-Werten hin nimmt der Beitrag von Prozessen, bei denen ein Gluon vom Photon teilnimmt, immer weiter zu, wie erste Messungen der Gluondichte im Photon gezeigt haben, und dominiert über die Beiträge der Prozesse, bei denen ein Quark aus dem Photon teilnimmt. Somit ist eine Messung der Gluondichte des Photons besonders im kleinen x_γ-Bereich möglich.

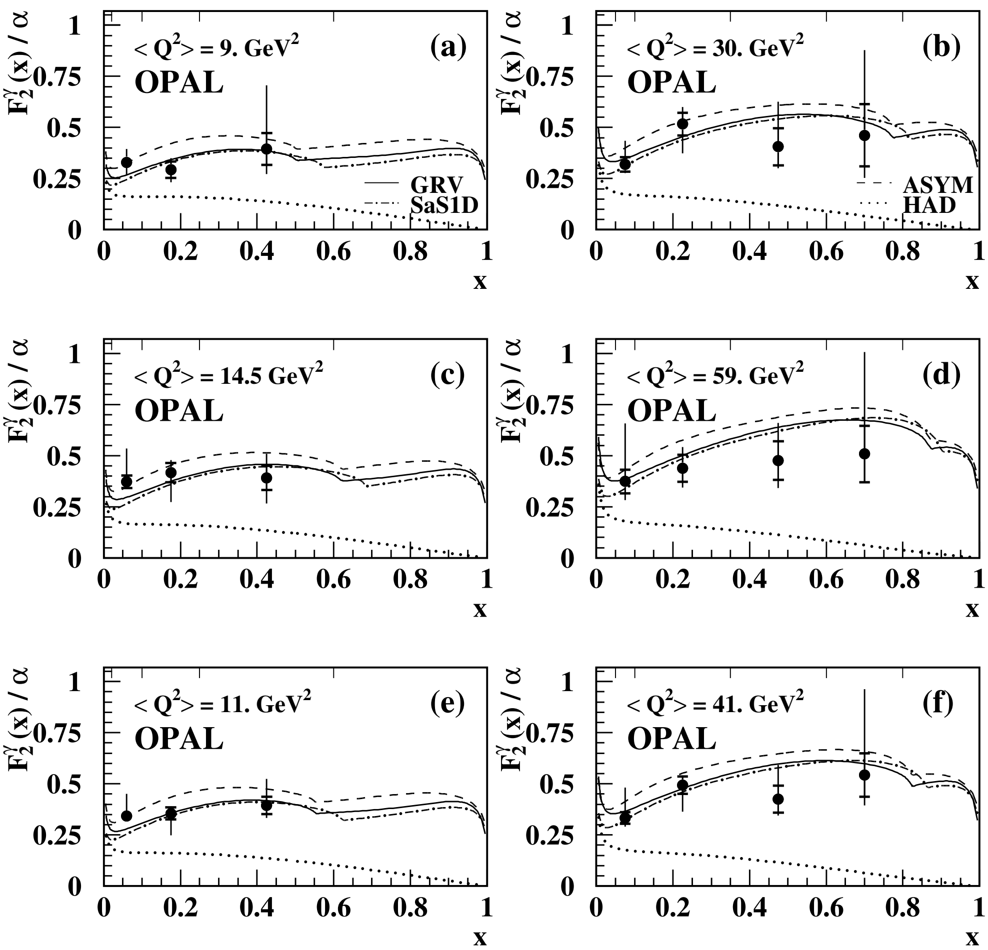

Abbildung 3.3: Messung der Photon-Strukturfunktion F_2^γ vom OPAL-Experiment am e^+e^--Beschleuniger LEP. Die Daten (Punkte) wurden in Abhängigkeit des Impulsbruchteils x des gestreuten Quarks vom Photon in verschiedenen Q^2-Bereichen gemessen. Die Daten werden mit LO-GRV- (durchgezogene Linie) und SaS1D-Partondichtenparametrisierungen (gestrichelte Linie) verglichen (aus [18]).

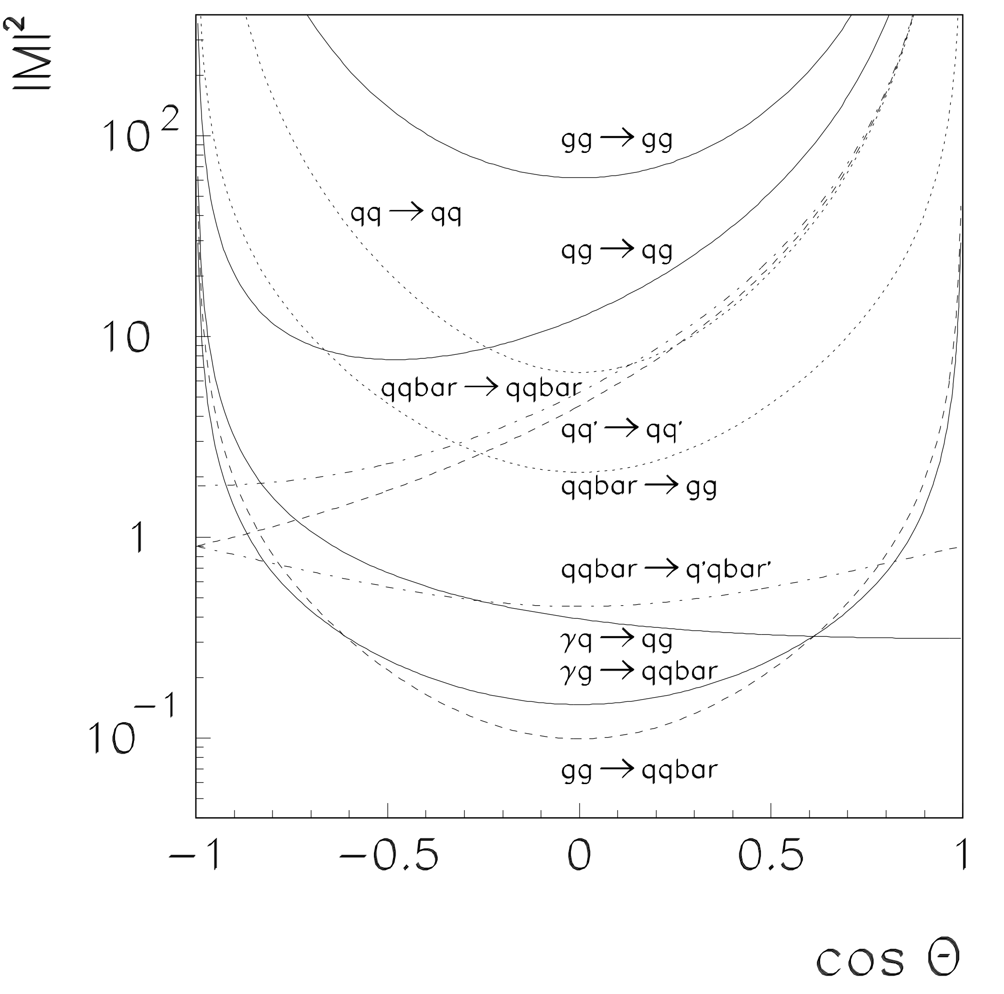

Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Matrixelemente für verschiedene harte Streuprozesse vom Cosinus des Streuwinkels $\hat{\theta}$ zwischen den Partonen des Photons und Protons im Schwerpunktsystem der gestreuten Partonen (aus [24]).

3.2.4 „Single Effective Subprocess“-Näherung

Da es experimentell nicht möglich ist, die einzelnen Subprozesse zu trennen, haben Combridge und Maxwell [17] 1983 vorgeschlagen, den Zweijet-Wirkungsquerschnitt näherungsweise durch einen einzigen Subprozeß zu beschreiben. Dieser Ansatz wird im folgenden als SES-Näherung bezeichnet. In dieser Näherung wird ausgenutzt, daß die Form der verschiedenen Matrixelemente für die dominanten Subprozesse der Partonen (durch den Austausch eines Gluons im t-Kanal) sehr ähnlich ist und somit diese Subprozesse durch einen „effektiven“ Subprozeß ersetzt werden können. Die Raten zwischen den einzelnen Matrixelementen sind durch das Verhältnis der Farbfaktoren C_A/C_F gegeben und betragen:

$$|M_{qq}|^2 : |M_{qg}|^2 : |M_{gg}|^2 = 1 : 9/4 : (9/4)^2, \tag{3.19}$$

wobei das q für Quarks und das g für Gluonen steht.

Mit Hilfe der Definition der effektiven Partondichten,

$$f_{eff,\gamma} = \sum_q (q_\gamma + \bar{q_\gamma}) + (9/4) g_\gamma \tag{3.20}$$

$$f_{eff,p} = \sum_q (q_p + \bar{q_p}) + (9/4) g_p \tag{3.21}$$

und den vorgestellten Näherungen läßt sich der Zweijet-Wirkungsquerschnitt folgendermaßen schreiben:

$$\frac{d^4\sigma^{ep}}{dy dx_\gamma dx_p dcos(\theta^\star)} = \frac{1}{32\pi s_{ep}} \frac{f_{\gamma/e}(y)}{y} \frac{f_{eff,\gamma}(x_\gamma, \hat{p_T}^2) f_{eff,p}(x_p, \hat{p_T}^2)}{x_\gamma x_p} |M_{SES}(cos\theta^\star)|^2 \tag{3.22}$$

Dies vereinfacht die Extrahierung der Partondichten im Photon und wird in dieser Analyse ausgenutzt. In [25] wurde gezeigt, daß die Unsicherheit dieser Näherung nicht mehr als 5% für den kinematischen Bereich der folgenden Analyse beträgt.

3.2.5 Fragmentation und Jets

Nach der harten Streuung fragmentieren die gestreuten Partonen zu farbneutralen Hadronen. Dieser Fragmentationsprozeß, der innerhalb der QCD-Theorie durch die sogenannte „Confinement“-Eigenschaft der starken Wechselwirkung zustande kommt, läßt sich rein phänomenologisch beschreiben. Um einen Zusammenhang der im Experiment beobachtbaren Hadronen des Endzustandes mit den ursprünglich gestreuten Partonen herzustellen, werden Jetalgorithmen verwendet, die Bündel von Teilchen zu Jets zusammenfassen, und den Jets eine Energie und einen Winkel zuordnen. Für diese Arbeit wird der CDFCONE-Algorithmus [5, 6, 7] benutzt.

Beim CDFCONE-Algorithmus wird jedes erzeugte Hadron als sogenannter Jet-Initiator betrachtet. Um diese Jet-Initiatoren wird innerhalb eines Kegels mit Radius $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} < 0.7$ die gesamte transversale Energie der innerhalb des Kegels liegenden Hadronen berechnet. Die Berechnung dieser transversalen Jetenergie sowie der Jetachse in η und ϕ folgt der Snowmass-Konvention [5]. Falls die Jetachse eines Jetkandidaten nicht mit der Richtung des Jet-Initiator übereinstimmt, wird die Jetachse als neuer Jet-Initiator genommen und ein neuer Jetkandidat bestimmt. Dieses Verfahren wird solange wiederholt bis die Richtung der Jetachse und des Jet-Initiators identisch sind. Zusätzlich werden alle Punkte in der Mitte zwischen je zwei Hadronen als Jet-Initiator betrachtet und das vorherige Iterationsverfahren durchgeführt. Damit wird erreicht, daß der Jet-Algorithmus invariant gegen die Abstrahlung weicher Gluonen zwischen den Jets ist. Diese Eigenschaft wird Infrarotstabilität genannt.

Falls Hadronen mehreren Jetkandidaten zugeordnet wurden, wird der Jetkandidat, der einen bestimmten Prozentsatz (hier 75%) seiner Energie mit einem höherenergetischen Jetkandidaten teilt, verworfen, andernfalls werden die Objekte dem jeweils in der (η, ϕ)-Ebene nächsten Jetkandidaten zugeordnet und die Jetparameter neu berechnet. Die Objekte des verworfenen Jetkandidaten werden auch dem in der (η, ϕ)-Ebene nächsten Jetkandidaten zugeordnet und deren Jetparameter neu berechnet.

Für die weitere Analyse werden nur Jets akzeptiert, die einen Transversalimpuls von mindestens $P_{T,Jet} > 4GeV$ besitzen.

3.3 Phänomenologische Modelle

Um Zweijet-Wirkungsquerschnitte auf Ebene der stabilen Hadronen messen und um Partondichten im Photon messen zu können, müssen die gemessenen Daten auf Detektoreffekte korrigiert werden. Dazu werden Monte-Carlo-Generatoren benutzt, deren generierten Ereignisse einer detaillierten Detektorsimulation und Rekonstruktion unterzogen werden. Für diese Analyse wurden die MC-Generatoren PYTHIA 5.7 [9] und PHOJET 1.06c [8] benutzt, die beide zur Beschreibung von γp- und pp-Wechselwirkungen optimiert wurden.

3.3.1 Pythia-Generator

Der PYTHIA-Generator basiert auf LO-QCD-Matrixelementen für Parton-Parton Streuungen. Die Wahrscheinlichkeit ein Parton im Photon oder Proton zu finden, wird durch die GRV-Parametrisierungen der Partondichten gegeben [12]. Prozesse höherer Ordnung werden durch Partonschauermodelle vor und nach der harten Parton-Parton Streuung angenähert. Als Renormierungsskala und Faktorisierungsskala wurde die transversale Energie $\hat{p}_t$ der beiden harten Partonen genommen.

Für kleine $\hat{p}_t$ der gestreuten Partonen wird der LO-QCD Partonwirkungsquerschnitt divergent und wird größer als der in γp-Kollisionen gemessene nichtdiffraktive Wirkungsquerschnitt. Für den harten Parton-Wirkungsquerschnitt wurde eine Option des PYTHIA-Modells benutzt, bei der die LO-QCD- Wirkungsquerschnitte für die harte Streuung bei kleinen Skalen $\hat{p}_t$ gedämpft werden ([9]). Es wird zugelassen, daß in einem Ereignis mehr als ein Partonstreuprozeß erlaubt wird. Diese Vielfach-Wechselwirkungen werden als LO-QCD-Streuungen zwischen Partonen des Photonrestes und Protonrestes berechnet. Der $\hat{p}_t$- Abschneideparameter wurde auf $1.2 GeV$ gesetzt um die beste Beschreibung des Energieflusses in den Daten durch das MC zu erreichen [2].

Für die Generierung von Partonschauern im Endzustand, die Fragmentierung der Partonen in Hadronen, und den Zerfall kurzlebiger Hadronen wird das Programm JETSET [9] verwendet. In der vorliegenden Version wird das PYTHIA-Modell als Generator für Photon-Proton-Streuungen benutzt. Der Fluß der Photonen, die vom Positron abgestrahlt werden, wird vom Programm IJRAY [28] berechnet.

3.3.2 Phojet-Generator

Der PHOJET-Generator wurde zur Beschreibung aller Streuprozeßkomponenten die zum totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt beitragen, entwickelt. Es basiert auf dem Dual-Parton-Modell, das bereits in der Proton-Proton-Streuung erfolgreich verwendet wurde. Im Gegensatz zum PYTHIA-Modell beinhaltet PHOJET sowohl weiche (nicht-perturbative) als auch harte (perturbative) Mehrfachwechselwirkungen. Die harten Wechselwirkungen werden durch die LO-QCD-Matrixelemente berechnet. Als Renormierungsskala und Faktorisierungsskala wurde die transversale Energie $\hat{p}_t$ der beiden harten Partonen genommen. Der $\hat{p}_t$-Abschneideparameter wird vom Generator auf $2.5 GeV$ für harte Streuungen gesetzt. Für die Partondichten im Photon und Proton wurden die gleichen GRV-Parametrisierungen benutzt wie beim PYTHIA-Generator. Effekte höherer Ordnung werden in diesem Modell auch durch Partonschauer vor und nach der harten Streuung angenähert. Für die Partonschauer im Endzustand, Fragmentation und Teilchenzerfall wird das JETSET-Programm benutzt.

3.3.3 Wirkungsquerschnitte der Modelle

Bei der Generierung von harten Photoproduktionsprozessen wurde eine Vorselektion für das PHOJET-Modell und das PYTHIA-Modell auf dem Niveau der stabilen Hadronen durchgeführt um Ereignisse, die nicht für die spätere Analyse interessant sind, zu unterdrücken. Mit Hilfe des CDFCONE-Algorithmus (Konusradius $R = 0.7$) wurden mindestens zwei Jets auf dem Niveau der stabilen Hadronen verlangt, die folgende Bedingungen erfüllen:

- $P_{T,Jet1} > 3.5GeV$ und $P_{T,Jet2} > 2.5GeV$
- $-3.0 < \eta_{Jet1,2} < 3.0$

Außer dieser Jetselektion wurde verlangt, daß der Energiebruchteil y des Photons vom Elektron zwischen $0.5 < y < 0.7$ beträgt. Durch diesen Schnitt wird eine Photonenergie von mindestens $13.75GeV$ verlangt. Das verbessert die Akzeptanz für harte Photoproduktionsereignisse. Der obere Schnitt wird durch die Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors (siehe Abschnitt2.1) vorgegeben. Dieser y-Bereich ist für alle folgenden Untersuchungen der Monte-Carlo-Modelle oder der Daten verlangt worden.

Es wurde überprüft, daß durch diese Vorauswahl auf Generatorniveau weniger als 1% der simulierten Monte Carlo Ereignisse, die die spätere Analyseauswahl erfüllen, ausselektiert werden.

In Tabelle 3.1 sind die Anzahl der generierten Ereignisse, die entsprechende integrierte Luminosität sowie die Anzahl der simulierten Ereignisse für die in dieser Arbeit hauptsächlich benutzten Monte Carlo Modelle aufgeführt.

In Abbildung3.5 wird der Zweijet-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom generierten $\hat{p}_t$ für beide MC-Modelle PHOJET und PYTHIA auf dem Niveau der stabilen Hadronen für Jets gezeigt, die folgende kinematischen Bedingungen erfüllen:

- $P_{T,Jet1,2} > 5GeV$
- $-0.5 < \eta_{Jet1,2} < 2.5$
- $0.5 < y < 0.7$

Für Zweijet-Ereignisse mit einem generierten $\hat{p}_t < 7GeV$ erzeugt der PYTHIA-Generator einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt als der PHOJET Generator. Dieser Effekt ist auch für den Parton-Wirkungsquerschnitt, der nur durch Schnitte auf die harten Partonen definiert ist, sichtbar. Dies ist nicht verwunderlich, da weder theoretisch noch experimentell festgelegt ist, ab welcher Skala (hier $\hat{p}_t$) perturbative QCD anwendbar ist und ab welcher Skala nicht-perturbative

MC-Modell	generierte Ereignisse	Luminosität	selektierte Ereignisse
PHOJET1.06	$15 \cdot 10^6$	$13.3pb^{-1}$	266955
PYTHIA57	$9.8 \cdot 10^6$	$13.0pb^{-1}$	718470

Tabelle 3.1: Anzahl der generierten Ereignisse, die entsprechende integrierte Luminosität sowie die Anzahl der simulierten Ereignisse für die in dieser Arbeit hauptsächlich benutzten Monte Carlo Modelle.

Wechselwirkungen zur Berechnung des gesamten Zweijet-Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden müssen.

Ab einer Skala von $\hat{p}_t > 7 GeV$ dominieren perturbative QCD Partonwechselwirkungen den Zweijet-Wirkungsquerschnitt, da sich die unterschiedliche Berücksichtigung der nicht-perturbativen Wechselwirkungen innerhalb der beiden Modelle auf den gesamten Zweijet-Wirkungsquerschnitt nicht mehr auswirkt.

Somit ergibt sich für relativ kleine Skalen $\hat{p}_t < 7 GeV$ der Parton-Wechselwirkung eine große Modellabhängigkeit in der Vorhersage des Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Es bleibt abzuwarten, ob sich für diesen Bereich Unterschiede in der Beschreibung der Energieflüsse in den Daten durch die unterschiedliche Beschreibung der nicht-perturbativen Effekte der beiden Monte-Carlo-Modelle ergeben.

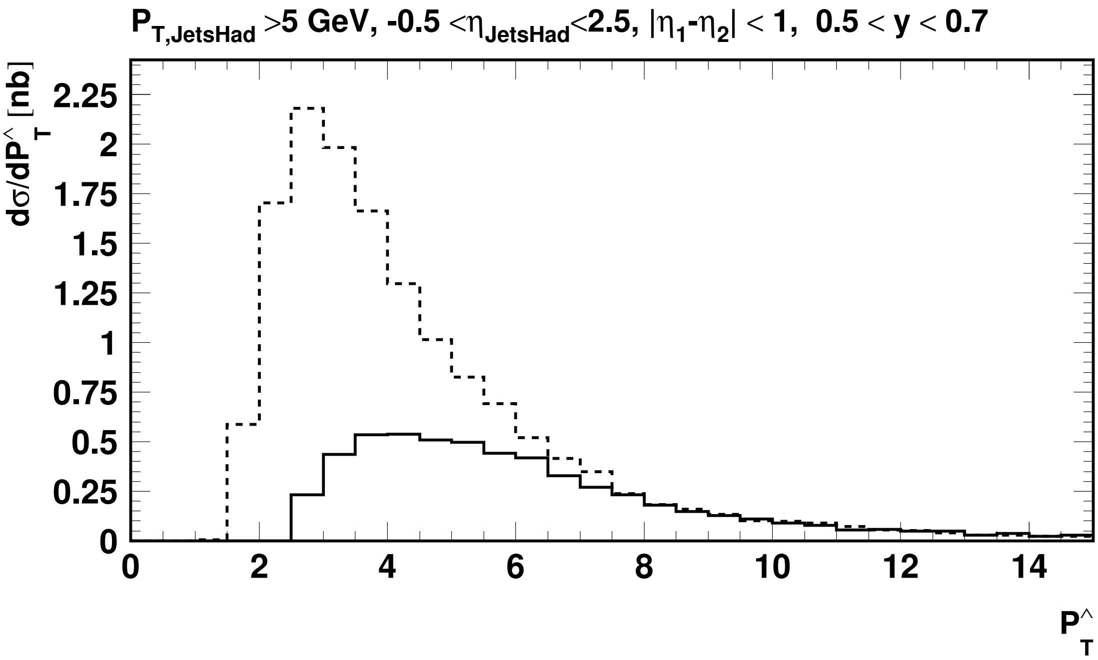

Abbildung 3.5: Zweijet-Wirkungsquerschnitt auf Hadronniveau in Abhängigkeit vom $\hat{p}_t$ der gestreuten harten Partonen für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) für die angegebene Zweijet-Auswahl.

3.3.4 Energieflüsse der Modelle und Jet-Parton-Korrelationen

Entscheidend für die Messung der Partondichten im Photon ist die Rekonstruktion der Viererimpulse der harten Partonen. Dazu werden Jets als „Abbilder" der Partonen benutzt. Während die Richtungen der Partonen mit Hilfe der Jets gut bestimmt werden können, wird die Messung der transversalen Energie der Partonen durch verschiedene Effekte erschwert. Die Benutzung eines Konus-Algorithmus zur Jetmessung erlaubt die Untersuchung dieser Effekte. Im Idealfall sollte genau die transversale Energie des Partons im Konusradius des gefundenen Jets enthalten sein.

Effekte, die dazu beitragen, daß Energie des harten Partons nicht mehr innerhalb des Jetkonus gefunden wird, sind:

- QCD-Abstrahlungen im Endzustand der Partonen (Partonschauer).
- Fragmentation der Partonen zu Hadronen, wobei die Hadronen einen Winkel mit der Partonrichtung einschließen können.

Folgende Effekte tragen dazu bei, daß mehr als nur die ursprüngliche Energie des harten Partons innerhalb des Jetkonus gefunden wird:

- Vielfach-Wechselwirkungen, die unkorreliert zum harten Subprozeß einen Energiefluß erzeugen.
- QCD-Abstrahlungen im Anfangszustand der Partonen (Partonschauer).
- Fragmentation des Photon- und Proton-Restes unter großen Winkeln gegenüber der Strahlrichtung.

Analysen der H1-Daten [2] haben gezeigt, daß eine Beschreibung des Energieflußes in Jet-Ereignissen bisher nur mit Hilfe der Vielfach-Wechselwirkungen gelingt. Besonders bei kleinen x_γ-Werten zeigt sich in den Daten ein Ansteigen der Energie, die außerhalb der Jets liegt [2] und [19]. Innerhalb des Vielfach-Wechselwirkungs Modell läßt sich dieser Effekt zwanglos erklären, denn die Anzahl der zusätzlichen Wechselwirkungen hängt von der Energie des Photon-Restes ab. Somit ist die Bestimmung der Partonenergie bei kleinen x_γ-Werten besonders erschwert, da der Anteil der Energie aus Vielfach-Wechselwirkungen an der gemessenen Jetenergie immer größer wird.

In Abbildung3.6 ist die Korrelation der harten Partonen mit den auf dem Niveau der stabilen Hadronen gefundenen Jets für das PHOJET-Modell gezeigt. Es wurden generierte Ereignisse benutzt bei denen mindestens zwei Jets mit einer Transversalenergie von $5 GeV$ und im Pseudorapiditätsbereich von $-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$ gefunden wurden. Die Zuordnung der harten Partonen zu den Jets auf Hadronniveau wird dabei so vorgenommen, daß die Summe der Parton-Jet-Abstände in der (η,ϕ)-Ebene minimal wird :

$$R_1 + R_2 = \sqrt{(\eta_{Jet1} - \eta_{Parton})^2 + (\phi_{Jet1} - \phi_{Parton})^2} + \sqrt{(\eta_{Jet2} - \eta_{Parton})^2 + (\phi_{Jet2} - \phi_{Parton})^2} = minimal \quad (3.23)$$

Für die Bestimmung der Pseudorapidität η und des Azimuthalwinkels ϕ der harten Partonen ergibt sich eine gute Korrelation in den meisten Ereignissen. Allerdings sieht man auch, daß bei einem Teil der Ereignisse die gefundenen Jets offensichtlich nicht die harten Partonen widerspiegeln, sondern Jets aufgrund der Hadronen aus Vielfach-Wechselwirkungen, Partonabstrahlungen oder Photon-Rest-Fragmentation unter großen Winkeln gebildet wurden.

Die Messung der transversalen Energie der Partonen ist wie erwartet recht schlecht. Selbst die Jets, die den Partonen zugeordnet werden können, zeigen eine schlechte Korrelation zur ursprünglichen Partonenergie, da die oben genannten Effekte die Messung der Energie der harten Partonen durch Jets verfälschen.

Die Bestimmung des wahren Impulsbruchteils des Partons vom Photon $x_{\gamma,wahr}$ mit Hilfe des aus den beiden Jets gebildeten $x_{\gamma,Jets}$ ist durch die oben genannten Effekte auch beschränkt. Die Korrelation verschlechtert sich zu kleineren x_γ hin, da die Effekte der Vielfach-Wechselwirkungen dort immer größer werden.

Die Abbildung3.7 zeigt die Korrelationen der Partonen mit den gefundenen Jets für das PYTHIA-Modell. Die Korrelationen sind deutlich verschlechtert gegenüber dem PHOJET-Modell. In diesem Modell werden mehr Jets gefunden, die nicht mit den harten Partonen korreliert sind. Bei der P_T-Korrelation sieht man für kleine Transversalenergien der Partonen sehr viele Ereignisse, bei denen zwei Jets mit mehr als $5GeV$ Transversalenergie gefunden wurden. Innerhalb des PYTHIA-Modells gibt es also mehr Jet-Ereignisse, die durch zusätzlichen Energiefluß außerhalb der harten Streuung die $P_{T,Jet}$-Schwelle für die Suche nach Jets erfüllen, als im PHOJET-Modell. Eine Erklärung ist die unterschiedliche Anzahl der Parton-Streuungen mit kleinem $\hat{p}_t$ für beide Modelle (siehe Abschnitt 3.3.3). Außerdem behandeln die beiden Modelle gerade die Vielfach-Wechselwirkungen unterschiedlich, die für diesen kinematischen Bereich immer wichtiger werden.

In der Abbildung3.8 wird demonstriert, daß vor allem Ereignisse mit relativ kleinem $\hat{p}_t$ schwer mit Hilfe von Jets rekonstruiert werden können. Die beiden oberen Abbildungen in 3.8 zeigen die η- und x_γ-Korrelation für Jetereignisse innerhalb des PYTHIA-Modells, die mit einem $\hat{p}_t < 7GeV$ generiert wurden. Die beiden unteren Abbildungen zeigen die generierten Jetereignisse mit einem $\hat{p}_t > 7GeV$. Die Korrelationen für kleine $\hat{p}_t$ sind deutlich schlechter als für Jetereignisse, die mit einem höheren $\hat{p}_t$ generiert wurden.

Aus der x_γ-Berechnung (siehe Gleichung 3.9) ist ersichtlich, daß der kleine x_γ-Bereich vor allem von Ereignissen mit relativ kleinem $\hat{p}_t$ dominiert wird und somit die Bestimmung des wahren x_γ für die Messung der Partondichten im Photon erschwert.

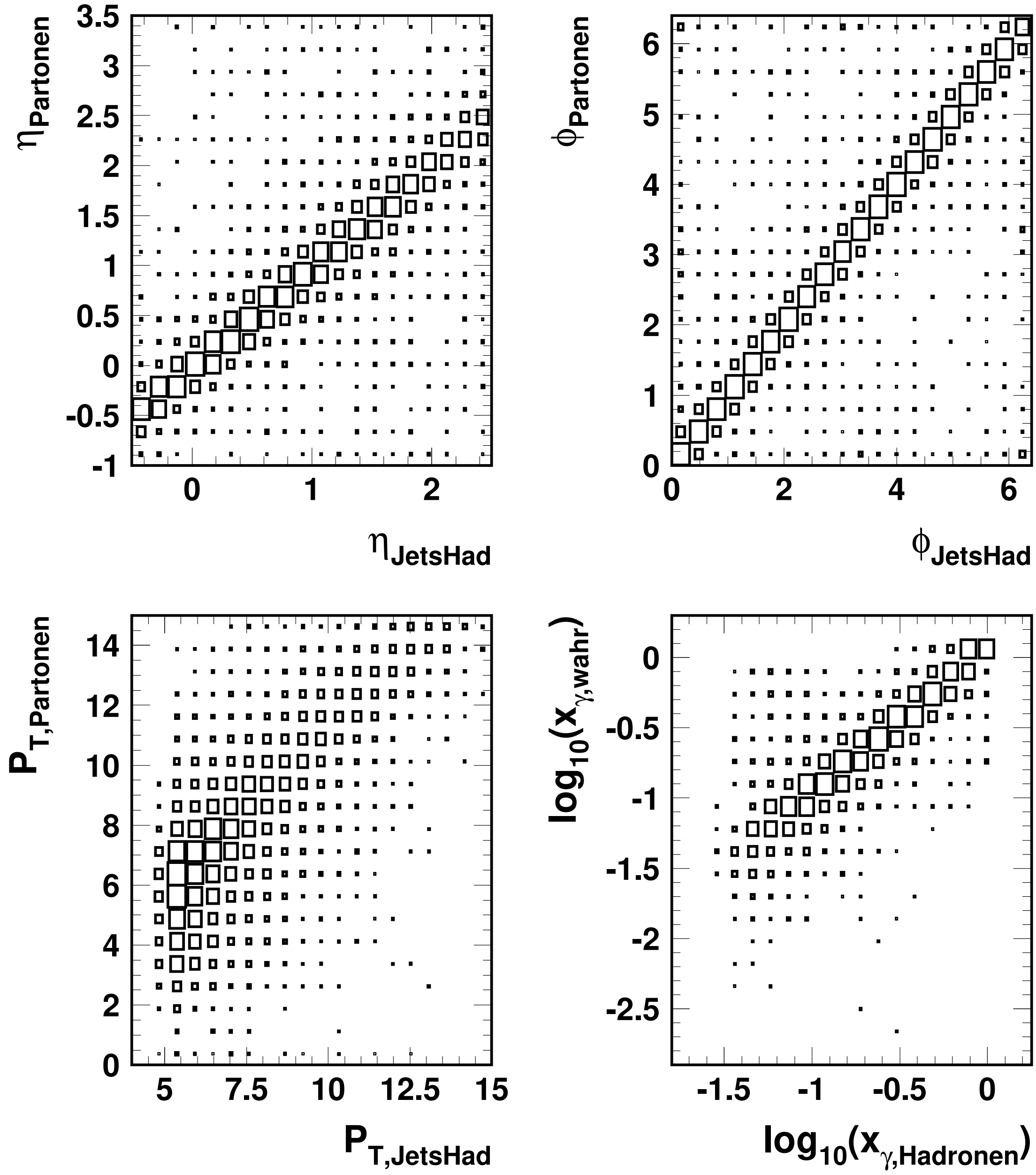

Abbildung 3.6: Jet-Parton-Korrelationen für Zweijet-Ereignisse auf Hadronniveau mit $P_{T,Jet1,2} > 5 GeV, -0.5 < \eta_{Jet1,2} < 2.5$ und $0.5 < y < 0.7$ für das PHOJET-Modell.

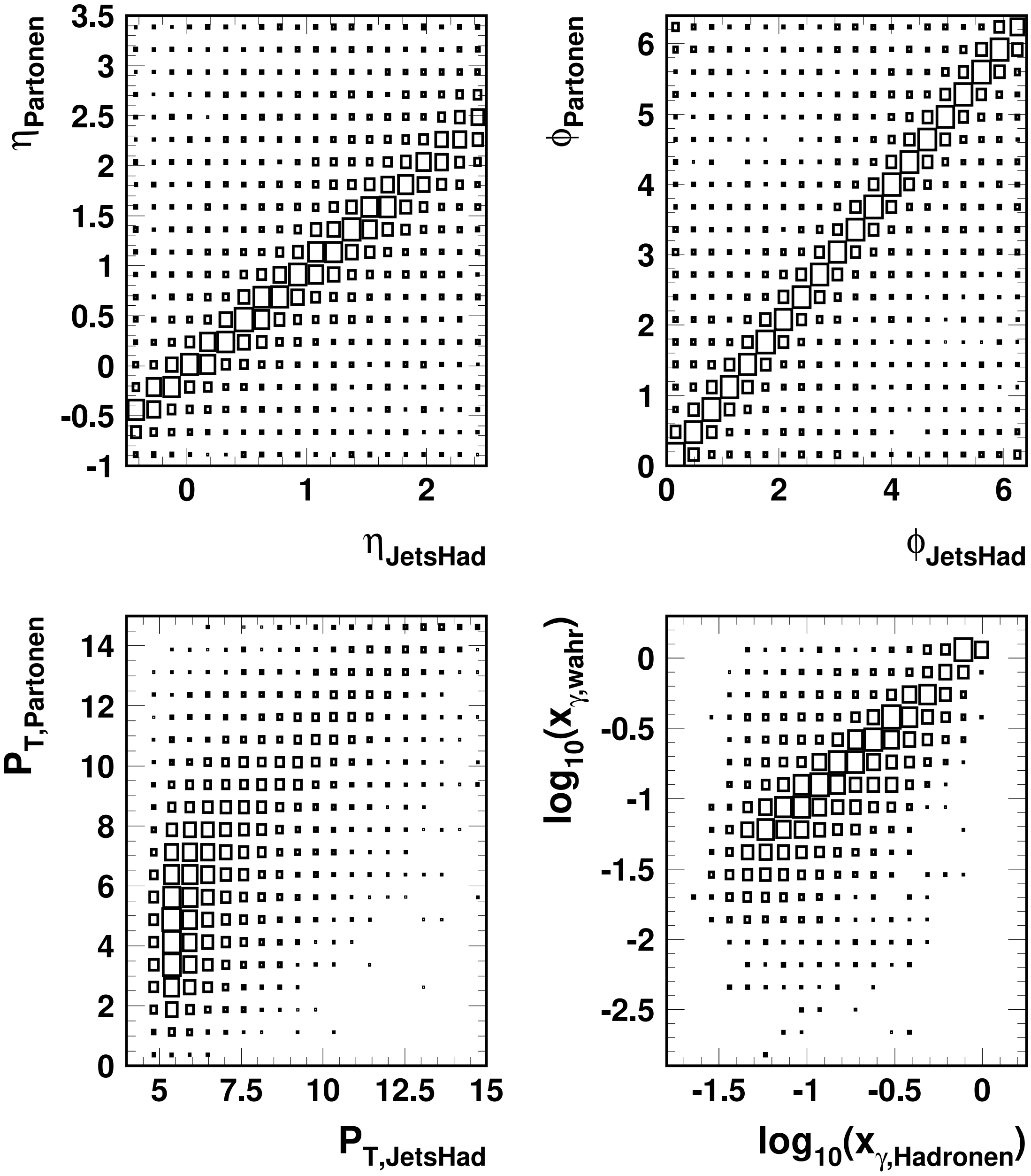

Abbildung 3.7: Jet-Parton-Korrelationen für Zweijet-Ereignisse auf Hadronniveau mit $P_{T,Jet1,2} > 5GeV$,$-0.5 < \eta_{Jet1,2} < 2.5$ und $0.5 < y < 0.7$ für das PYTHIA-Modell.

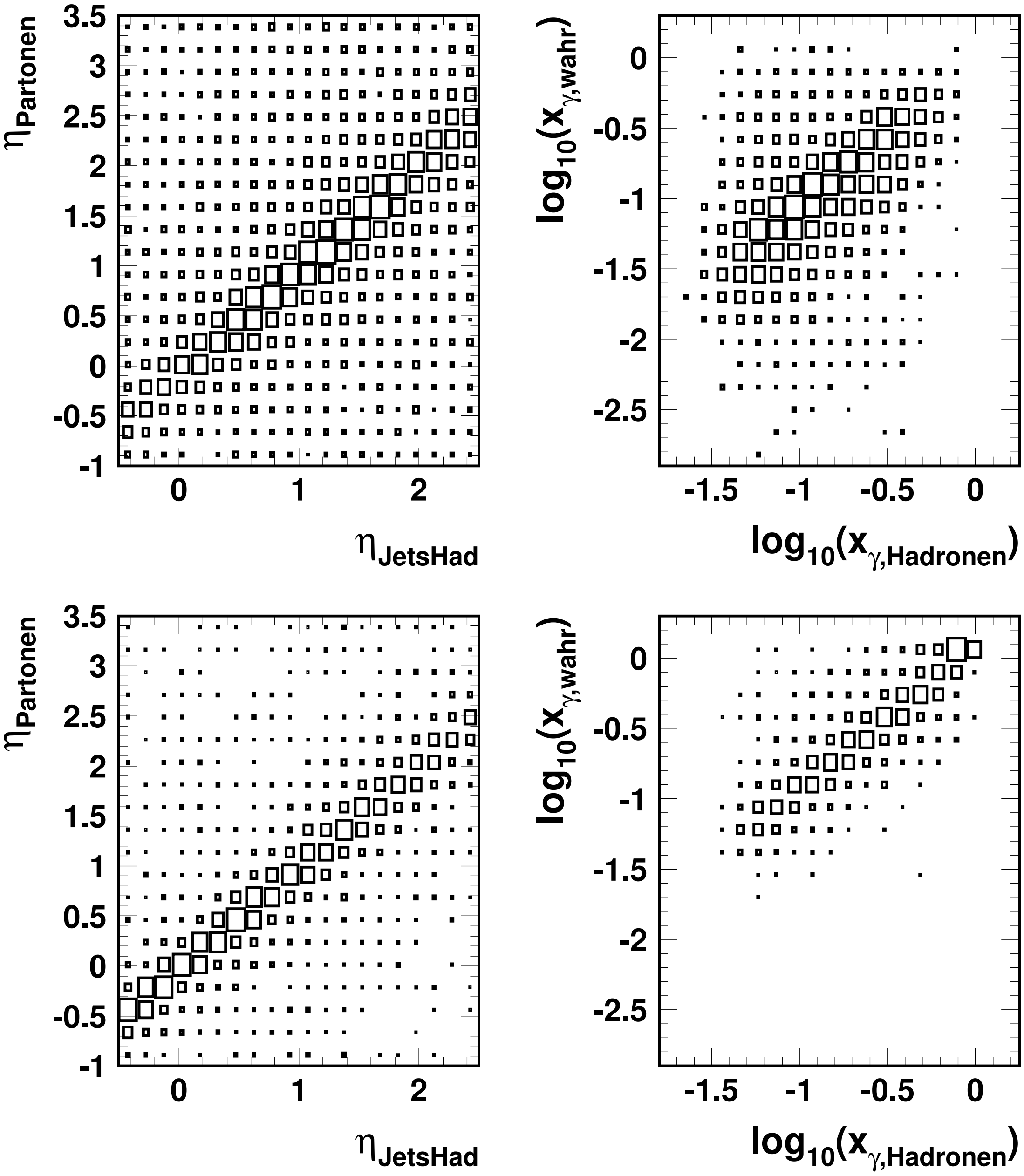

Abbildung 3.8: Jet-Parton-Korrelationen für Zweijet-Ereignisse auf Hadronniveau mit $P_{T,Jet1,2} > 5GeV$, $-0.5 < \eta_{Jet1,2} < 2.5$ und $0.5 < y < 0.7$ für das PYTHIA-Modell. Oben: $\hat{p}_t < 7GeV$. Unten: $\hat{p}_t > 7GeV$.

3.3.5 Effekte höherer Ordnung

Abschließend für die Untersuchung der MC-Modelle wird in Abbildung3.9 die P_T-Balance $P_{T,Parton1} - P_{T,Parton2}$ sowie die Verteilung $\phi_{Parton1} - \phi_{Parton2}$ der harten Partonen nach der Jetauswahl von Abschnitt3.3.3 betrachtet. Beide Verteilungen sind sensitiv auf den Transversalimpuls des harten Subsystems, der durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand und den intrinsischen Transversalimpuls der Partonen aus den einlaufenden Hadronen zustande kommt. Eine Transversalbewegung des harten Subsystems führt zu einer Verschmierung der $\phi_{Parton1} - \phi_{Parton2}$-Verteilung um $\phi_{Parton1} - \phi_{Parton2} = \pi$ und zu einer nicht ausgeglichenen P_T-Balance der beiden Partonen im Endzustand.

Als intrinsischer Transversalimpuls k_T der einlaufenden Partonen im Photon wurde im PYTHIA-Modell eine Verteilung von der Form $dN/dk_T \sim 1/(k_T^2 + k_0^2)$ mit $k_0 = 0.6GeV$ und $k_T < min(\hat{p}_t, 5GeV)$ gewählt. Für das PHOJET-Modell wurde eine ähnliche Verteilung angenommen [21]. Für beide MC-Modelle ist der gleiche Partonschauer-Mechanismus im Anfangszustand angewandt worden.

Die PHOJET-Verteilungen zeigen eine deutlichere P_T-Balance und kleinere $\phi_{Parton1} - \phi_{Parton2}$-Verschmierung der Partonen als das PYTHIA-Modell.

In Abbildung3.9 zeigt sich der gleiche Effekt für die P_T-Balance und $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verschmierung der selektierten Jets auf Niveau der stabilen Hadronen. Die P_T-Balance der beiden MC-Modelle hat sich angeglichen, während die $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verschmierung des PYTHIA-Modells immer noch deutlich größer als für das PHOJET-Modell ist. Dies liegt an der schlechteren P_T-Messung der Partonenergie durch Jets.

Der Unterschied zwischen den beiden MC-Modellen besonders in der $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung konnte nicht durch eine Variation der Parameter für den intrinsischen Transversalimpuls und den Partonschauer-Mechanismus behoben werden. Die Veränderung des Zweijet-Wirkungsquerschnitt für beide Modelle durch diese Parametervariation liegt unter 10%.

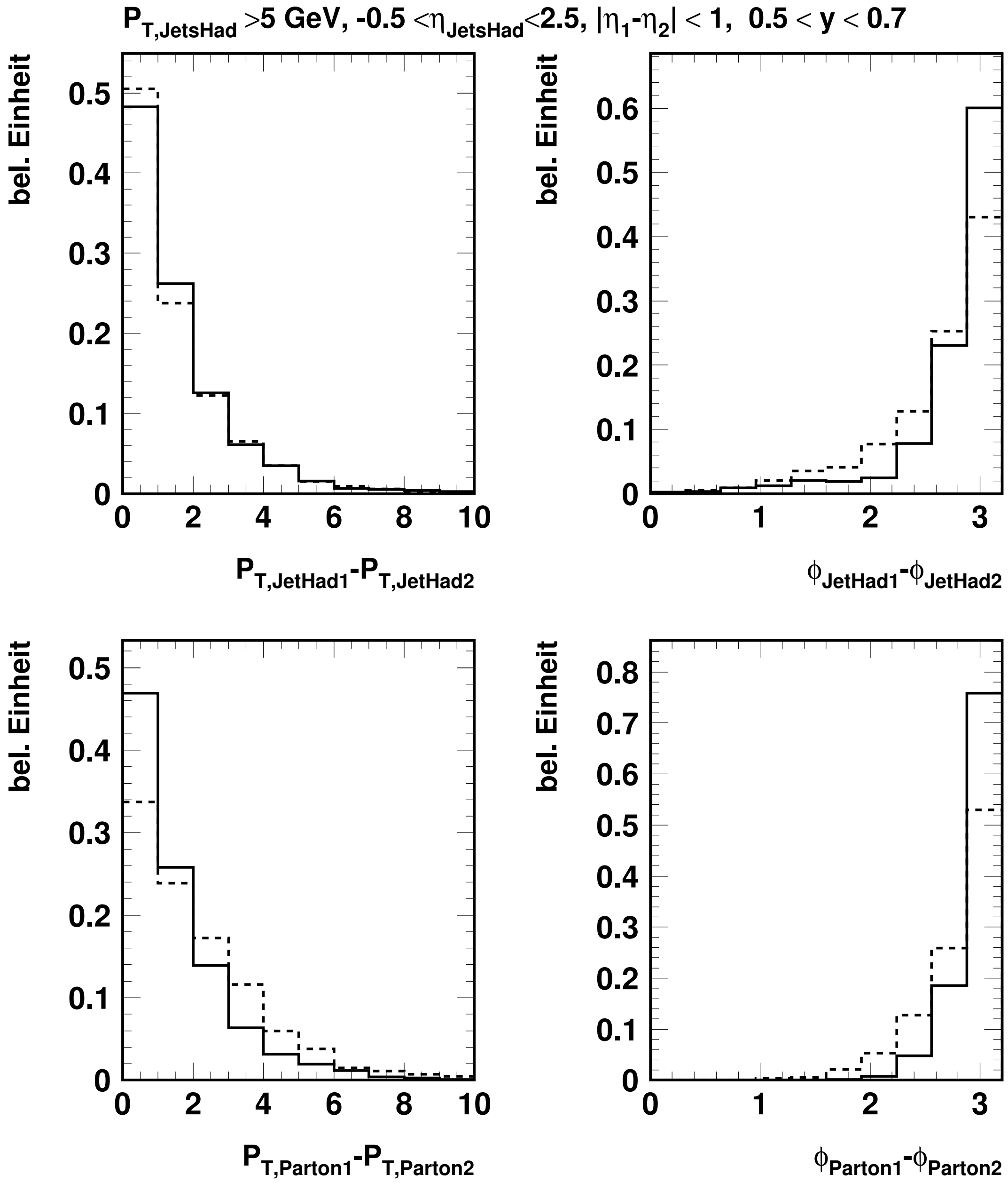

Abbildung 3.9: Oben: P_T-Balance und $\phi_{Jet1}-\phi_{Jet2}$-Verschmierung der Jets auf Niveau der stabilen Jets für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und für das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie). Unten: P_T-Balance und $\phi_{Parton1} - \phi_{Parton2}$-Verschmierung der harten Partonen für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und für das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie). Alle Verteilungen sind auf die Fläche 1 normiert und gelten für die oben genannten Schnitte.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen der harten Photoproduktion skizziert. Die grundlegenden Unterschiede der für die diese Analyse benutzten Monte-Carlo-Modelle PHOJET und PYTHIA wurden aufgezeigt. Bei kleinen Skalen $\hat{p}_t$ für die harte Streuung der Partonen sagen beide Monte-Carlo-Modelle sehr unterschiedliche Zweijet-Wirkungsquerschnitte voraus. Dies hängt auch mit dem unterschiedlichen Konzept der beiden Modelle für Vielfach-Wechselwirkungen zusammen, die zur Beschreibung der Daten benötigt werden. Diese Effekte haben folgende Bedeutung für die nachfolgenden Datenanalysen:

- Für die Messung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitt haben diese Effekte keine große Auswirkung, solange die Modelle den Energiefluß in den Daten zufriedenstellend beschreiben können. Bei dieser Messung muß der Übergang vom Detektorniveau zum Niveau der Hadronen für die Jet-Selektion in den Daten verstanden werden, der unabhängig von Problemen auf dem Generatorniveau sein sollte.

- Für die Messung der Partondichten im Photon vor allem bei kleinen x_γ-Werten wird es wichtig sein, den Bereich der nicht-perturbativen Wechselwirkungen zu unterdrücken, da die Partondichten nur innerhalb des perturbativen QCD-Modells eine Bedeutung besitzen.

Kapitel 4

Datenanalyse

Für diese Analyse wurden Daten aus der Datennahmeperiode 1996 benutzt. Die verwendete Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $7.2pb^{-1}$. Die Selektion der Ereignisse beruht auf dem Nachweis des gestreuten Positrons im Kleinwinkeldetektor und der Rekonstruktion von zwei Jets, wobei die Energie der Jets durch eine Kombination von Spuren aus der zentralen Driftkammer und Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter bestimmt wird. Der Nachweis des gestreuten Positrons im Kleinwinkeldetektor stellt sicher, daß Photoproduktionsereignisse ausgewählt werden (siehe Abschnitt2.1). Durch die Jetauswahl sollen Ereignisse ausgewählt werden, denen ein harter Parton-Parton-Streuprozeß zugrunde liegt um Vergleiche mit QCD-Modellen zu ermöglichen. In diesem Abschnitt wird die grundlegende Datenauswahl beschrieben, die zusammen mit im nächsten Kapitel beschriebenen weiterführenden Selektionsschnitten, eine gute Rekonstruktion und Auflösung von kleinen x_γ-Werten ermöglichen soll. Im kleinen x_γ-Bereich sind die bisherigen Messungen der Partondichten im Photon mit relativ großen Fehlern behaftet.

4.1 Rekonstruktion von Jetenergien

Um den Zweijet-Wirkungsquerschnitt genau bestimmen zu können, ist eine sehr genaue Kalibration der hadronischen Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter und eine gute Auflösung der Jetenergien im Detektor erforderlich. Die Genauigkeit der Kalibration wird in Abschnitt5.3.3 vorgestellt. Die Auflösung der Jetenergie wird verbessert, wenn die in den Kalorimetern gemessenen Energien mit den Spurinformationen der zentralen Spurkammer kombiniert werden.

4.1.1 Kombinierte Objekte

Die einfachste Rekonstruktionsmethode ist die ausschließliche Verwendung der Kalorimeterinformationen. Die Kalorimeter decken einen großen Winkelbereich ab und können alle im Endzustand auftretenden Hadronen nachweisen. Ohne Berücksichtigung der Spurinformationen treten keine Probleme mit möglichen Doppeltzählungen von Energien auf. Allerdings werden Energieverluste durch Rauschunterdrückung, totes Material und Leckverluste in der Rekonstruktion nicht ausgeglichen, so daß die Hadronenergien meist zu klein rekonstruiert werden.

Energieverluste bei der kalorimetrischen Energiemessung treten vor allem bei der Messung von niederenergetischen Teilchen auf. So können geladene Teilchen mit Impulsen unterhalb von $200 MeV$ die Oberfläche des Flüssigargonkalorimeters aufgrund des anliegenden Magnetfeldes nicht erreichen. Teilchen mit etwas höheren Energien werden oft auch nicht im Kalorimeter nachgewiesen. So hinterläßt ein geladenes Pion mit einem Impuls von $500 MeV$ nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% ein Signal im Flüssigargonkalorimeter, das über der Rauschschwelle liegt und somit ausgelesen werden kann.

Diese Verluste können teilweise durch die Berücksichtigung von Spuren geladener Teilchen in der zentralen Spurkammer kompensiert werden. Für die Kombination der Kalorimeter- und Spur- Informationen wurde der sogenannte FSCOMB-Algorithmus benutzt[20, 31]. Dabei wird die im Kalorimeter gemessene Energie im Bereich der gemessenen Spuren bis zur Höhe des Spurimpulses maskiert, um Doppeltzählungen von Energien zu vermeiden. Es werden nur zentrale, zum Ereignisvertex gefittete Spuren mit einem maximalen Impuls von $1.5 GeV$ genommen, um die Bildung von Jets zu vermeiden, die aus einzelnen schlecht gemessenen Spuren bestehen. Bei höheren Energien wird der Fehler der Impulsmessung der Spurkammer immer grösser ($\frac{\sigma_p}{p} \sim p$). In Abbildung4.1 wird die P_t-Auflösung, $\frac{P_{t,gemessen}-P_{t,wahr}}{P_{t,wahr}}$, für Jets mit einer Mindest-Transversalenergie von $5 GeV$ gezeigt in verschiedenen Pseudorapiditäts-Bereichen der Jets. Die Zuordnung der Jets auf Detektorniveau zu den auf Hadronniveau gefundenen Jets wird dabei so vorgenommen, daß die Summe der Jet-Abstände in der (η,ϕ)-Ebene minimal wird (analog zu Gleichung3.23).

In allen drei η_{Jet}-Bereichen ist der Mittelwert der Verteilungen um die Null verteilt und es wird ungefähr die gleiche Auflösung der transversalen Jetenergien erzielt. Das heißt, daß im Vorwärtsbereich die wahre transversale Jetenergie auch ohne Spurinformationen im Mittel richtig rekonstruiert wird. Dies liegt zum einen daran, daß die Jetenergien in Vorwärtsrichtung im Mittel höher sind als in Rückwärtsrichtung und somit die kalorimetrische Energiemessung für diese Ereignisse immer genauer wird ($\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E/GeV}$), zum anderen daß durch Streuungen von Teilchen aus dem Proton-Rest an der Strahlröhre oder am in Vorwärtsrichtung liegenden Kollimator ein zusätzlicher Energiefluß im Vorwärtsbereich des Detektors auftritt, der die bei der kalorimetrischen Energiemessung auftretenden Energieverluste für die Jets zufällig kompensieren kann.

Der relative Anteil der Spuren an der $P_{T,Jet}$-Messung verglichen mit dem Anteil der Kalorimeter-Cluster ist auch in Abbildung4.1 dargestellt. Es ist deutlich die Akzeptanzgrenze der zentralen Spurkammer bei $\eta_{Jet} \sim 1.6$ zu sehen.

4.1.2 Jetrekonstruktion

Zur Suche von Jets wird der CDFCONE-Algorithmus [5, 6, 7] benutzt. Dabei werden alle kombinierten Objekte benutzt, die im η-Bereich des Hauptdetektors von ± 3 liegen. Die kombinierten Objekte werden vom Algorithmus in der (η,ϕ)-Ebene in ein 64×40 großes rechtwinkliges Gitter eingeteilt. Dabei werden nur Objekte betrachtet deren Energie größer als $200 MeV$ ist. Die weitere Bestimmung der Jets ist analog der Beschreibung in Abschnitt3.2.5. Für diese Analyse wurde ein relativ kleiner Kegelradius ($R = 0.7$) gewählt, um den Einfluß der Vielfach-Wechselwirkungen für die Jetauswahl und die Jet-Energiemessung zu minimieren. Der Mindesttransversalimpuls für die Jetkandidaten wurde auf $P_t > 4 GeV$ gesetzt.

4.2 Photonenergie

Zur Rekonstruktion des Impulsanteils $x_\gamma$gemäß Gleichung3.9 muß neben den Energien und Richtungen der Partonen auch die Photonenergie E_γ bekannt sein. Die Photonenergie kann zum einen direkt aus der nachgewiesenen Elektronenergie im Kleinwinkeldetektor berechnet werden, $E_\gamma^{eTagger} = E_e - E_{tagger}$, und zum anderen aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden, $E_\gamma^{Kalo} = \frac{1}{2}\sum E - p_z$, wobei die Summe über alle nach dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Verfahren rekonstruierten Energiebeiträgen aus dem Hauptdetektor läuft. In Abbildung4.2 ist die Korrelation zwischen $E_\gamma^{eTagger}$ (oberen beiden Verteilungen) bzw. E_γ^{Kalo} (untere beiden Verteilungen) und der wahren Photonenergie E_γ aus der Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Die schlechtere Rekonstruktion von E_γ mit Hilfe des hadronischen Endzustandes ist auf zwei Ursachen zurückzuführen :

- Ein Teil des Photon-Restes, der in Rückwärtsrichtung auftritt, kann im Strahlrohr bleiben und ist daher einer Messung nicht zugänglich.
- Die Messung hadronischer Energie im rückwärtigen Bereich mit Hilfe des SPACAL-Kalorimeters ist mit größeren Unsicherheiten behaftet. Diese gemessenen hadronischen Energien im Rückwärtsbereich mit $\theta \sim 180^o$ gehen aber stark in die Bestimmung von E_γ^{calo} ein, da für $\theta \sim 180^o$ gilt: $E_\gamma^{calo} = \frac{1}{2}\sum E - p_z = \frac{1}{2}\sum E(1 - cos\theta) \sim \frac{1}{2}\sum E * 2$. Für den Vorwärtsbereich mit $\theta \sim 0^o$ gilt : $(1 - cos\theta) \sim 0$.

Beide Effekte sind insbesondere bei kleinen x_γ-Werten von Bedeutung, da in diesem Fall ein großer Beitrag zum hadronischen Energiefluß durch den Photon-Rest in Rückwärtsrichtung geliefert wird.

Im folgenden wird daher stets die Energiemessung vom Kleinwinkeldetektor zur Rekonstruktion der Photonenergie genommen. Die Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors für die Strahlposition in der Datennahmeperiode 1996 wurde in der Monte-Carlo-Simulation durch Gewichtung der Ereignisse berücksichtigt. Die Bestimmung der Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors in dem in dieser Analyse betrachteten Energiebereich ist mit einem Fehler von $\pm 5\%$ behaftet [23].

4.3 Datenselektion

Die H1-Kollaboration konnte während des Jahres 1996 etwa $8pb^{-1}$ integrierter Luminosität für Positron-Proton Streuungen aufzeichnen. Für die Analyse der Daten werden nur Ereignisse verwandt, bei deren Aufzeichnung alle für die Messung benötigten Detektorkomponenten betriebsbereit waren. Für diese Analyse waren es die LAr-, SPACAL- Kalorimeter, die zentralen Spurkammern, das Luminositätssystem und die Proportionalkammern. Unter diesen Bedingungen für die Datennahme verbleibt eine integrierte Luminosität von $7.2 \pm 0.14pb^{-1}$.

Zweijet-Ereignisse können auch durch Myonen aus der Höhenstrahlung und durch Myonen aus Wechselwirkungen des Protonstrahl-Halos entstanden sein, die bei zufälliger Koinzidenz mit der Messung eines Elektron im Kleinwinkeldetektor aus Bethe-Heitler-Prozessen ($ep \to ep\gamma$), fälschlicherweise als Photoproduktions-Ereignisse angesehen werden. Eine weitere Untergrundquelle bilden Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Restgasatomen in der Strahlröhre und an der Strahlrohrwand (p-Gas/Wand-Untergrund), die wiederum durch ein nachgewiesenes Elektron im Kleinwinkeldetektor aus Bethe-Heitler-Prozessen überlagert werden.

Um sicherzustellen, daß die Zweijet-Ereignisse aus Positron-Proton-Streuungen stammen, werden folgende Selektionskriterien verlangt :

- Die z-Position des mit den Spurkammern rekonstruierten Wechselwirkungspunktes (Vertex) z_{vertex} muß innerhalb von $\pm 35cm$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen. Dieser Schnitt unterdrückt p-Gas/Wand- Untergrund.

- Die Anzahl N_{vertex} der Spuren, die innerhalb von $\pm 20cm$ in der z-Richtung und innerhalb von $\pm 3cm$ in der (x, y)-Ebene auf den nominellen Vertex zeigen, soll grösser 3 sein. Die Zahl N_{bwd} der Spuren, die über $50cm$ in der negativen z-Richtung am nominellen Vertex vorbeizeigen muß kleiner als 5 oder N_{vertex} sein. Dieser Schnitt unterdrückt wiederum p-Gas/Wand-Untergrund.

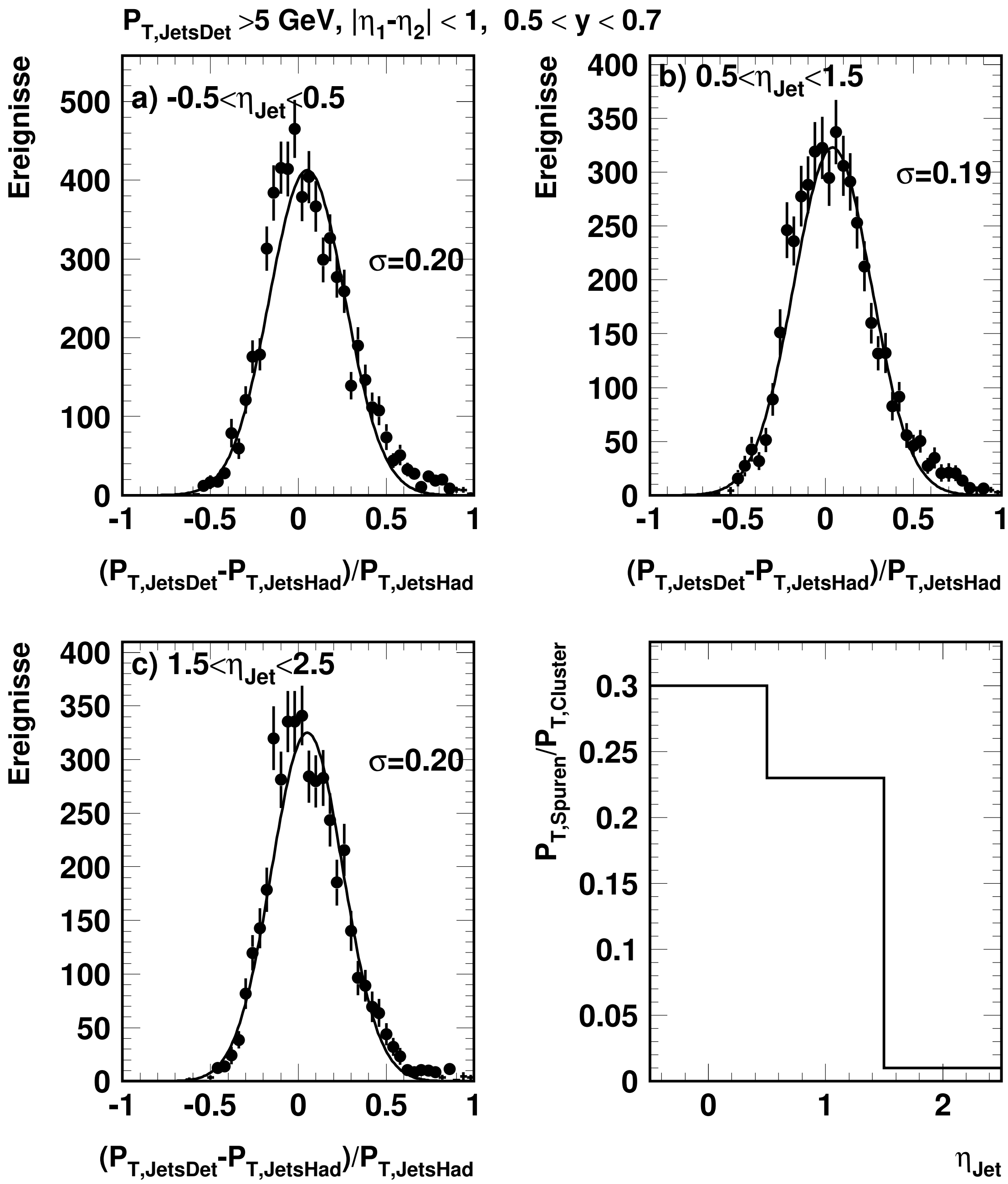

Abbildung 4.1: Relative Auflösung für die Messung der transversalen Jetenergie in verschiedenen η_{Jet}-Bereichen mit den oben angegebenen Schnitten für das PYTHIA-Modell. Die Verteilung rechts unten zeigt den relativen Anteil der Spuren an der $P_{T,Jet}$-Messung verglichen mit dem Anteil der Kalorimeter-Cluster.

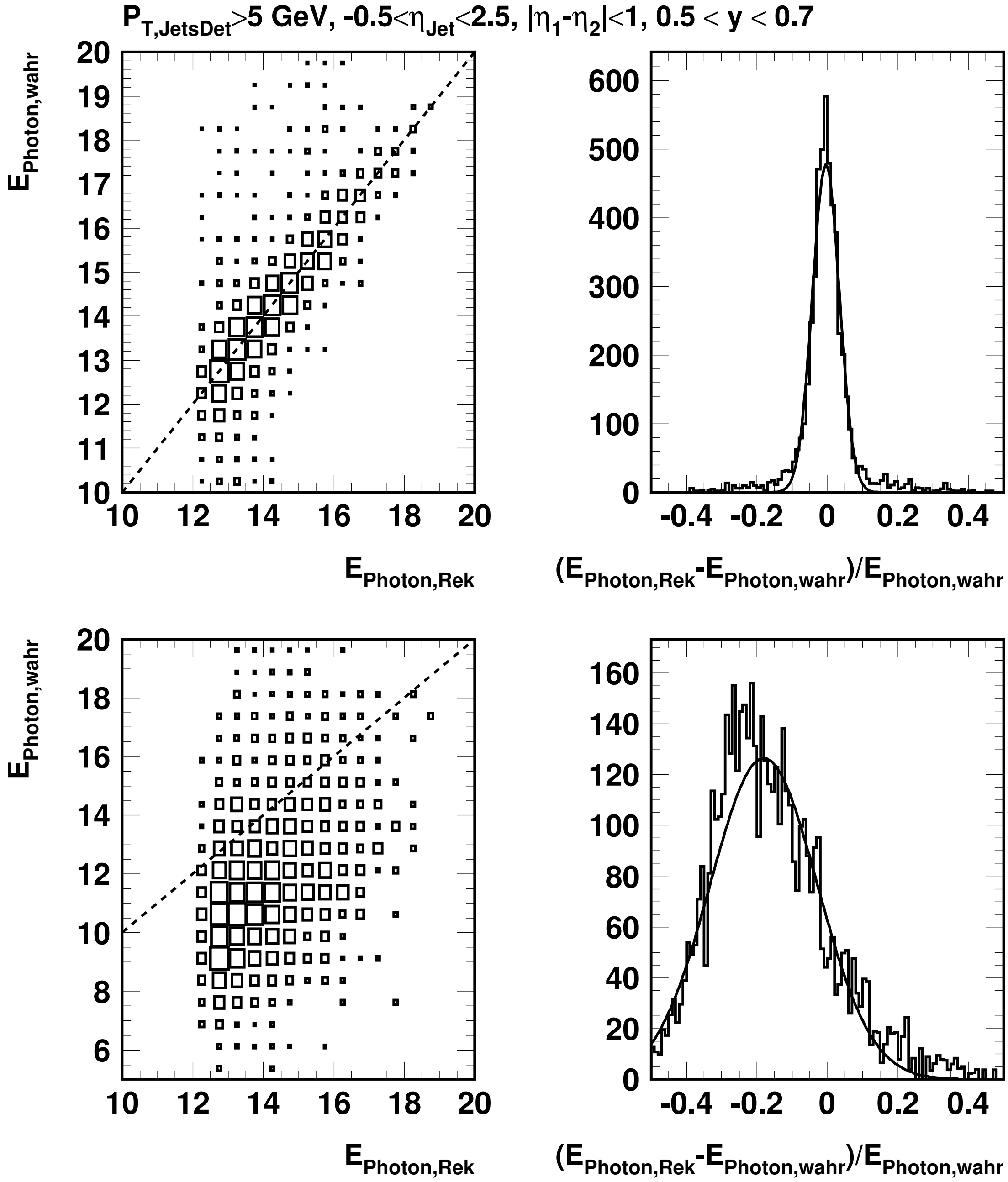

Abbildung 4.2: Rekonstruktion der Photonenergie (PHOJET-Modell) mit der Elektrontagger-Messung (oberen Verteilungen) und mit Hilfe des hadronischen Endzustand (unteren Verteilungen).

- Die Größe $y_{JB} = \frac{1}{2E_e}\sum(E - P_z)$, wobei die Summe über alle ausgewählten kombinierten Objekte läuft, muß größer als 0.15 sein. Dieser Schnitt unterdrückt auch p-Gas/Wand-Untergrund.

- Der aus der Spurkammer bestimmte Wechselwirkungszeitpunkt t_0^{CJC} des Ereignisses relativ zum nominellen Zeitpunkt der Teilchenpaketbegegnung , auf die getriggert wurde, soll nicht weiter als $\pm 10ns$ vom nominellen Zeitpunkt entfernt liegen. Die Zeitauflösung der Spurkammer beträgt $0.5ns$. Dieser Schnitt unterdrückt Untergrundereignisse aufgrund kosmischer Höhenstrahlung.

- Die fehlende transversale Energie im Ereignis $E_T^{miss} = \sqrt{\sum(p_x^2 + p_y^2)}$, summiert über alle Energieeinträge im zentralen Detektor, soll kleiner als $20GeV$ sein. Dieser Schnitt unterdrückt Untergrundereignisse aufgrund kosmischer Höhenstrahlung.

Für die weitere Zweijet-Ereignisauswahl werden folgende Bedingungen verlangt:

- Es werden mindestens zwei Jets mit $P_{T,Jet} > 4GeV$ und $-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$ verlangt.

- Zur Verbesserung der Akzeptanz für Zweijet-Ereignisse wird der Energiebruchteil y des Photons am Positron auf $0.5 < y < 0.7$ eingeschränkt. Die obere Schranke ist durch die Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors gegeben (siehe Abschnitt3.3.3).

- Das Ereignis muß vom Etag-Trigger und mehreren Spurtriggern (Subtrigger 83) ausgelöst worden sein. Die Effizienz wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

- Der Positronschauer soll vollständig im Kleinwinkeldetektor liegen, d.h. der Betrag der horizontalen Koordinate l_x des rekonstruierten Schauers soll kleiner als $6.5cm$ sein. Dadurch ist eine gute Messung der Positronenergie gewährleistet. Um Bremsstrahlungsereignisse zu unterdrücken wird verlangt, daß die nachgewiesene Energie E_{PD} im Photondetektor des Luminositätssystems kleiner als $1.5GeV$ ist.

Nach diesen Schnitten verbleiben 11609 Ereignisse für die weitere Datenanalyse.

Bei einer visuellen Überprüfung von mehreren hundert selektierten Zweijet-Ereignissen aus verschiedenen Datennahmeperioden wurden weniger als 1% der Ereignisse als Untergrund klassifiziert. Damit sind nach der Vorselektion Untergrundereignisse für die weitere Analyse vernachlässigbar.

Für die Bestimmung des Zweijet-Wirkungsquerschnitt (siehe Kapitel5) und alle folgenden Verteilungen in diesem Abschnitt wurden noch folgende kinematische Bedingungen für die zwei Jets verlangt[1] :

- $M_{2Jet} > 12GeV$
- $|\eta_{Jet1} - \eta_{Jet2}| < 1$

Mit diesen weiteren Schnitten werden 1889 Ereignisse für die Datennahmeperiode 1996 selektiert.

4.4 Triggerauswahl

Während der Datennahmeperiode 1996 standen hauptsächlich zwei L1-Subtrigger (ST83 und ST82) zur Verfügung, um Ereignisse mit einem gestreuten Positron im Kleinwinkeldetektor und hadronischer Aktivität im Hauptdetektor zu selektieren. Die wichtigsten Triggerelemente dieser Subtrigger sind :

- eTAG : Dieses Triggerelement wird gesetzt, wenn ein Positron im Kleinwinkeldetektor gemessen wurde mit $E_{etag} > 4GeV$.
- DCRPh_Tc (Tneg) : Diese Triggerelemente werden gesetzt, wenn mindestens eine negativ gekrümmte (Tneg) oder drei positiv oder negativ gekrümmte (T_c) Spurkandidaten von der zentralen Spurkammer gefunden worden sind. Die Impulsschwelle liegt bei $200MeV$.
- zVTX_sig (t0) : Das zVTX_t0 Triggerelement der Proportionalkammern wird gesetzt, wenn mindestens ein Eintrag im zVTX-Histogramm gebildet wird. Falls der Peak im zVTX-Histogramm eine bestimmte Höhe und Breite gegenüber dem gesamten Histogramm besitzt, wird das zVTX_sig Triggerelement gesetzt.
- cip_bwd Veto : Dieses Veto-Triggerelement wird auch von den Proportionalkammern gesetzt, falls im rückwärtigen Viertel der Proportionalkammern in vier gegenüberliegenden Segmenten Signale gefunden worden sind. Es dient zur Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen aus p-Gas/Wand-Streuungen.
- LAr_BR : Dieses Triggerelement wird gesetzt, wenn im LAr-Kalorimeter ein „Bigtower“ gefunden wurde auf den ein Spurkandidat von der zentralen Spurkammer zeigt („Bigray“)(siehe Abschnitt2.1).

[1] Eine Motivation dieser Schnitte erfolgt in Kapitel5

Der Subtrigger 83 besteht aus einer logischen Verknüpfung der Triggerelemente eTAG + DCRPh_Tc + zVTX_sig + cip_bwd Veto, während der Subtrigger 82 aus den Triggerelementen eTAG + LAr_BR + zVTX_t0 + DCRPh_Tneg besteht.

Zusätzlich zu den aufgeführten Bedingungen sind noch weitere Vetobedingungen in den Subtriggern enthalten. Diese zusätzlichen Vetobedingungen erkennen eindeutige Untergrundsignaturen und verwerfen diese Ereignisse. Diese zusätzlichen Bedingungen stellen sehr viel schwächere Anforderungen dar als die aufgeführten Hauptkomponenten der Subtrigger und verursachen keine zusätzlichen Ineffizienzen.

4.4.1 Effizienz der L1-Triggerstufe

Zur Bestimmung einer absoluten Triggereffizienz für die L1-Triggerstufe wird die Datenselektion für zwei verschiedene Subtrigger durchgeführt, wobei die gewählten Subtrigger eine möglichst hohe Rate der gewünschten Ereignisse liefern sollten, aber auch auf möglichst verschiedenen Detektorkomponenten beruhen sollten.

Zur Bestimmung der absoluten Triggereffizienz von Subtrigger 83 für die in Abschnitt4.3 vorgestellte Zweijet-Selektion wurde der Subtrigger 82 benutzt, dessen Triggerelemente teilweise auf anderen Detektorkomponenten beruhen als beim Subtrigger 83. Die Triggereffizienz des eTAG-Triggerelements beträgt für die hier betrachteten Elektronenergien von $E_{Elektron} > 8GeV$ nahezu 100% und wird für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt.

Ein sehr kritisches Triggerelement für diese Zweijet-Selektion stellt das cip_bwd-Veto dar. Dieses Veto verwirft nicht nur Untergrund-Ereignisse aus p-Gas/Wand-Streuungen, sondern auch Zweijet-Photoproduktions-Ereignisse besonders bei kleinen x_γ-Werten, bei denen ein hochenergetischer Photon-Rest dieses cip_bwd-Veto auslösen kann.

In Abbildung4.3 ist die Gesamteffizienz des Subtriggers 83 für die in Abschnitt 4.3 vorgestellte Datenselektion zu sehen, die sich aus dem Verhältnis der mit dem Subtrigger 82 selektierten Zweijet-Ereignissen zu den mit dem Subtrigger 83 selektierten Zweijet-Ereignissen berechnet. Es ist ein deutliches Abfallen der Effizienz zu kleinen x_γ-Werten hin zu sehen. Dies ist zum großen Teil auf das cip_bwd-Veto zurückzuführen, das gerade bei kleinen x_γ-Werten durch den Photon-Rest in „resolved"-Photonprozessen ausgelöst wird. Zur Überprüfung und zum Vergleich der aus den Daten extrahierten Effizienz wurde eine Triggersimulation der Proportionalkammern und der zentralen Spurkammer benutzt. Beide Monte-Carlo-Modelle liefern eine ganz gute Beschreibung der aus den Daten gewonnenen Effizienz.

Zur genaueren Untersuchung sind in Abbildung4.4 die Effizienzen der einzelnen Triggerelemente des Subtriggers 83 für die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Während sowohl beim Triggerelement DCRPh_Tc als auch beim zVTX_sig-Triggerelement die Effizienz für Ereignisse bei kleinen x_γ nur leicht von nahezu 100% auf etwa 90% abfällt, was an der schlechteren Akzeptanz der Spurkammer und der Proportionalkammern für Jets in Vorwärtsrichtung liegt, ist für das cip_bwd-Veto Triggerelement wie erwartet eine relativ starke Abhängigkeit der Effizienz von x_γ zu sehen. In den Daten ist auch eine systematische Abweichung der Triggereffizienz für das cip_bwd-Veto Triggerelement gegenüber den Modellen zu sehen. Dies ist nicht verwunderlich, da diese Triggereffizienz stark vom Verhalten des Photonrestes bei resolved Photoproduktions-Ereignissen abhängt und dieses bisher noch relativ unbekannt ist. Für das Triggerelement DCRPh_Tc sieht man für kleine x_γ-Werte eine unterschiedliche Effizienz der beiden Monte-Carlo-Simulationen. Dies liegt an der unterschiedlichen erzeugten Hadronmultiplizität der beiden Modelle, wie noch in Abbildung5.7 gezeigt wird. Da die Hadronmultiplizität beim PYTHIA-Modell höher liegt als beim PHOJET-Modell ist auch die Wahrscheinlichkeit höher für diese Zweijet-Selektion mindestens drei Spuren in der zentralen Spurkammer zu rekonstruieren, was eine höhere Effizienz für das DCRPh_Tc-Triggerelement ergibt.

Da die im Subtrigger 83 benutzten Triggerelemente zVTX_sig und DCRPh_Tc zwar eine stärkere Bedingung als die im Subtrigger 82 verlangten Triggerelemente zVTX_t0 und DCRPh_Tneg darstellen, aber nicht auf unabhängigen Detektorkomponenten basieren, muß noch die Effizienz dieser beiden Triggerelemente überprüft werden. Diese wurde mit Hilfe der Triggersimulation untersucht. In Abbildung4.5 ist jeweils für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) die Effizienz für das zVTX_t0- und DCRPh_Tneg-Triggerelement gezeigt. Beide besitzen im gesamten x_γ-Bereich eine Effizienz von über 95% für diese Zweijet-Selektion. Die leichten Ineffizienzen sind für die in Abbildung4.3 ermittelte Gesamteffizienz vernachlässigbar.

In Abbildung4.6 ist die Triggereffizienz des Subtriggers 83 in Abhängigkeit der Jetvariablen $P_{T,Jet}$ und η_{Jet} für die Daten und die Monte-Carlo-Modelle gezeigt. Der Abfall der Triggereffizienz in den Daten für Jets in Vorwärtsrichtung liegt wiederum hauptsächlich an der Ineffizienz des cip_bwd-Veto Triggerelements für Ereignisse mit kleinem x_γ.

Insgesamt hängt die Triggereffizienz des Subtriggers 83 durch das cip_bwd-Veto Triggerelement stark vom Verhalten des Photon-Restes in resolved Photoproduktionsereignissen ab. Da dieses noch relativ unbekannt ist und somit nicht vollständig in den Monte-Carlo-Modellen berücksichtigt sein kann, wird die Korrektur der Verluste durch die Triggerauswahl anhand der Daten bestimmt und die Korrektur durch Umgewichtung auf die Daten berücksichtigt.

Für die in Kapitel 5 und 6 vorgestellten Analysen wurde die Triggereffizienz mit Hilfe eines Fits an die aus den Daten extrahierte Effizienz parametrisiert und die selektierten Daten dann mit dieser Parametrisierung korrigiert. Der Korrekturfaktor an die Daten wird folgendermaßen berechnet[2] :

[2]Für beide Analysen in Kapitel 5 und 6 wurde nahezu die gleiche Triggereffizienz und damit Umgewichtung der Daten bestimmt.

$$Korrekturfaktor = 1/(0.92 + (0.19 * x_{\gamma,Jet})) \quad (4.1)$$

Wie in Abbildung4.3 sichtbar ist, weichen die gemessenen Werte der Triggereffizienz, als auch das Resultat der Triggersimulation, im Bereich $-1.2 < log(x_\gamma) < 0$ nicht mehr als 5% von der Parametrisierung ab. Im Bereich $-1.4 < log(x_\gamma) < -1.2$ wird die Unsicherheit der bestimmten Triggereffizienz und der Parametrisierung größer. Sie wird in diesem Bereich zu 10% abgeschätzt. Diese Abweichungen werden für die folgenden Analysen als systematische Unsicherheit der bestimmten Triggereffizienz genommen, wobei der Meßbereich auf $x_\gamma > 0.04$ eingeschränkt wird.

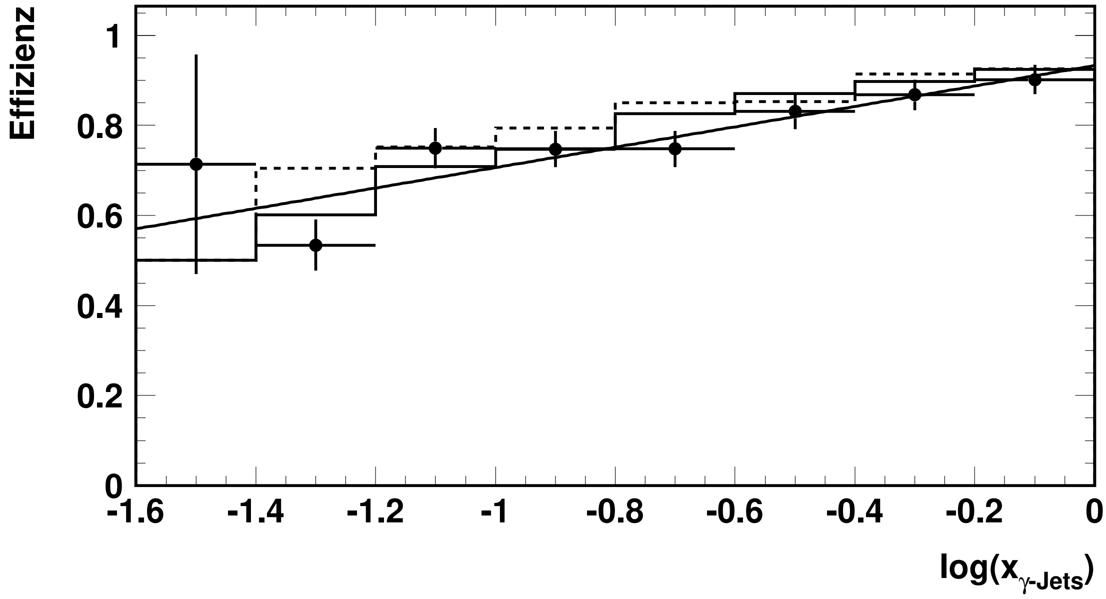

Abbildung 4.3: Effizienz des für die Analyse benutzten Subtriggers (ST83). Die Effizienz der Daten (Punkte) wurde mit Hilfe eines auf LAr-Triggern basierenden Subtriggers bestimmt. Die Kurven zeigen die aus den Triggersimulationen gewonnenen Effizienzen für PHOJET (durchgezogene Linie) und für Pythia (gestrichelte Linie). Die Gerade ist ein Fit an die Triggereffizienz aus den Daten.

4.4.2 Effizienz der L4- und L5-Triggerstufe

Zur Kontrolle der Ereignisse, die möglicherweise auf der vierten Triggerstufe verworfen werden, wird ein Prozent der verworfenen Ereignisse aufgezeichnet. Es zeigt sich, daß keines dieser verworfenen Ereignisse die zuvor beschriebene Ereignisselektion passiert. Daraus kann die Ineffizienz der L4-Triggerstufe für den selektierten Datensatz von 11609 Ereignissen auf unter 2% abgeschätzt werden.

Für die Datennahme 1996 wurden alle Ereignisse mit einem Elektron im Kleinwinkeldetektor auf der fünften Triggerstufe klassifiziert, so daß keine Ineffizienz für diese Triggerstufe vorliegt.

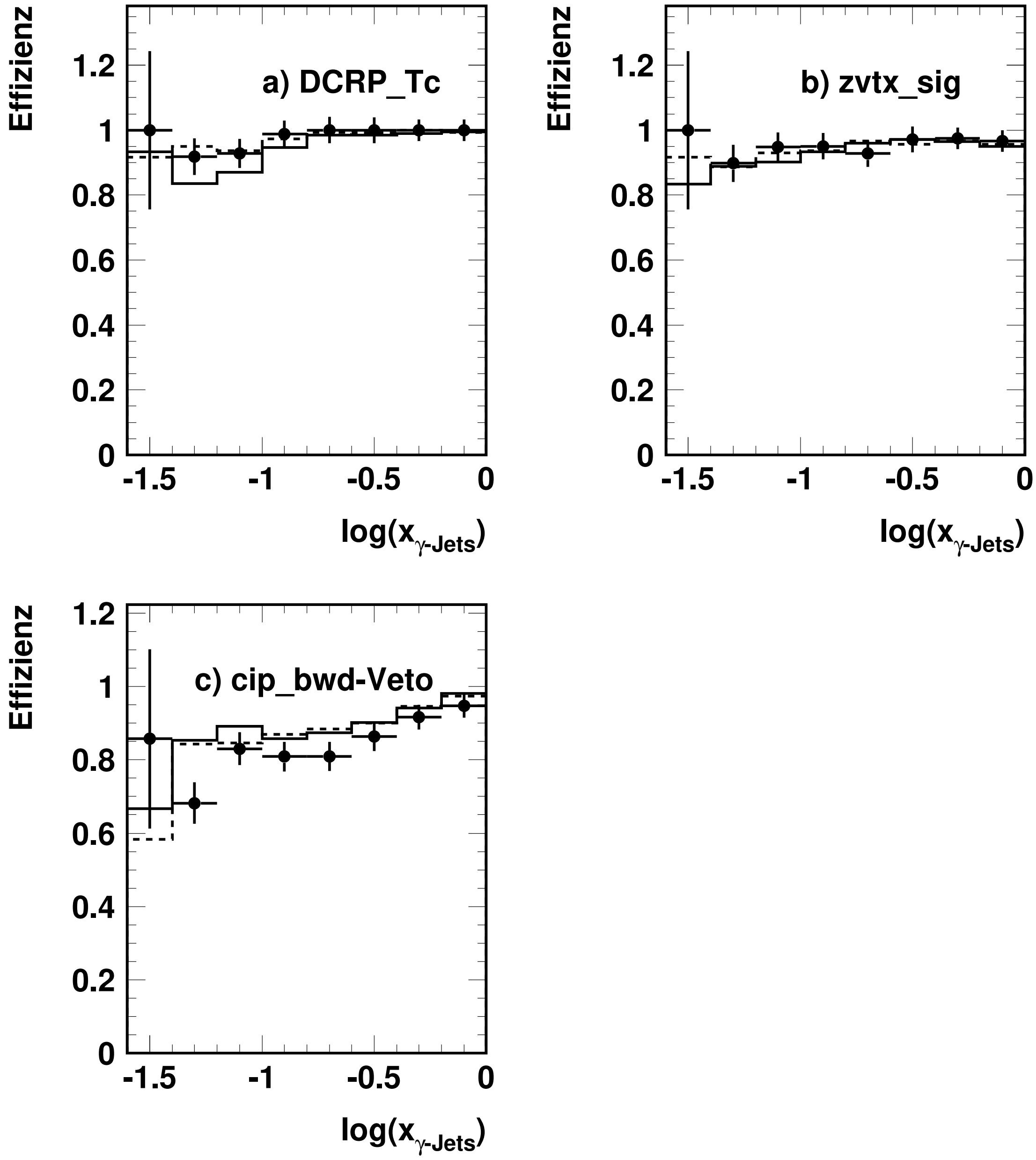

Abbildung 4.4: Effizienzen der einzelnen Triggerelemente des Subtriggers 83 für die Daten (Punkte) und die aus den Triggersimulationen gewonnenen Effizienzen für PHOJET (durchgezogene Linie) und für Pythia (gestrichelte Linie).

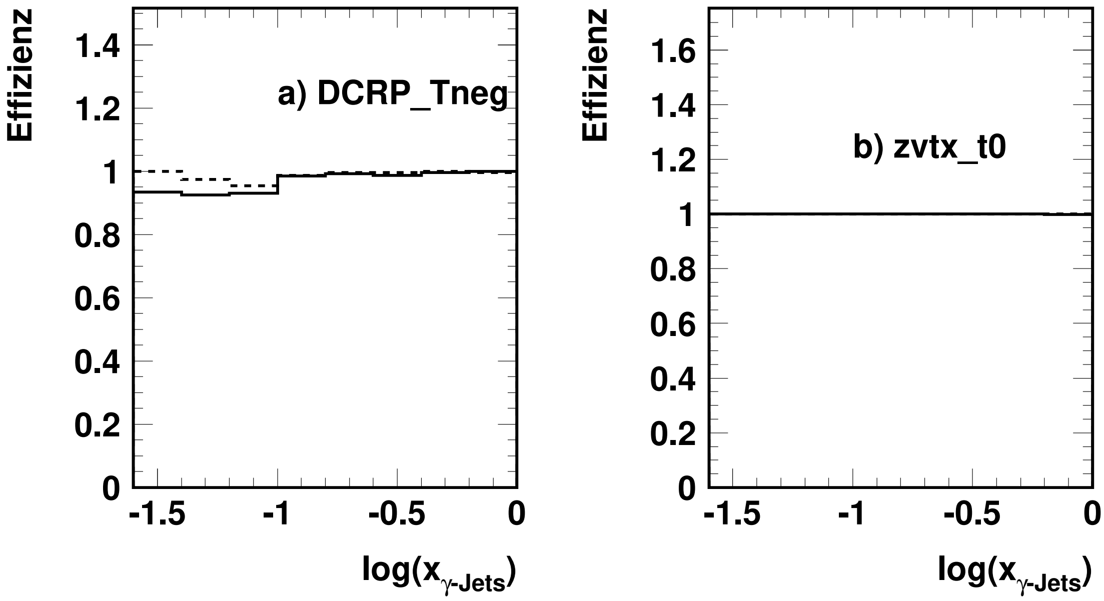

Abbildung 4.5: Effizienzen für das zVTX_t0- und DCRPh_Tneg-Triggerelement aus der Triggersimulation jeweils für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie).

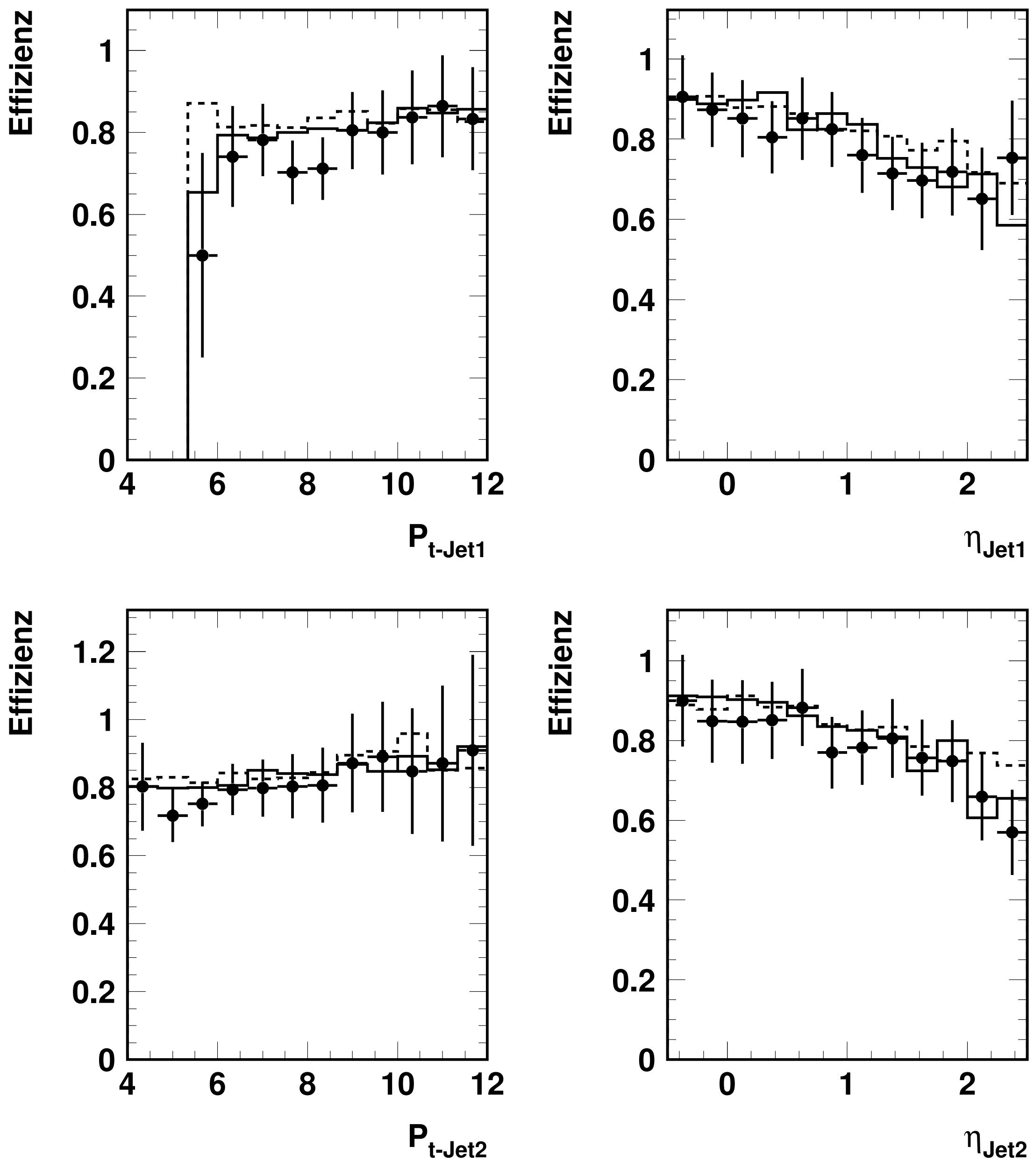

Abbildung 4.6: Effizienzen des für die Analyse benutzten Subtriggers (ST83) als Funktion der Transversalenergien und der Pseudorapidität der beiden Jets. Die Effizienzen der Daten (Punkte) wurde mit Hilfe eines auf LAr-Triggern basierenden Subtriggers bestimmt. Die Kurven zeigen die aus den Triggersimulationen gewonnenen Effizienzen für PHOJET (durchgezogene Linie) und für Pythia (gestrichelte Linie).

Kapitel 5

Zweijet-Wirkungsquerschnitte

Die Messung des differentiellen Zweijet-Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion wird im folgenden Kapitel vorgestellt. Nach der Vorstellung des kinematischen Bereiches für den dieser Wirkungsquerschnitt gültig ist, wird die Beschreibung des Energieflusses in den Daten mit Hilfe der zwei Monte-Carlo-Modelle (siehe Abschnitt3.3) gezeigt. Dabei wird die Güte der Beschreibung der Daten bis zu $x_{\gamma,Jet}$-Werten von 0.04 demonstriert um auch in diesem Bereich erstmals einen Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können.

Nach der Korrektur der Daten auf das Niveau der stabilen Hadronen wird der gemessene Wirkungsquerschnitt gezeigt und diskutiert.

5.1 Definition des hadronischen Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in LO-QCD für die Photoproduktion hängt laut Gleichung3.15 von vier Variablen ab :

- y, der Bruchteil der Energie des einlaufenden Elektrons, den das abgestrahlte quasireelle Photon besitzt.
- x_γ, der Impulsbruchteil des gestreuten Partons im Photon am gesamten Photonimpuls.
- x_{proton}, der Impulsbruchteil des gestreuten Partons im Proton.
- $\hat{\theta}$, der Winkel zwischen den Achsen der auslaufenden und der einlaufenden Partonen in ihrem Schwerpunktsystem.

Diese Variablen wurden in Kapitel3 vorgestellt.

Im folgenden wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_{\gamma,Jets}$, integriert über y, x_p und $\cos(\hat{\theta})$, gemessen. Dieser hängt also nur noch von x_γ ab und damit von der Photon-Strukturfunktion.

Der kinematische Bereich für die Messung wird durch folgende Schnitte festgelegt :

- $Q^2 < 0.01GeV^2$: Diese Einschränkung folgt aus dem Nachweis des Positrons im Kleinwinkeldetektor und führt zu stabilen Triggerbedingungen und einer guten Rekonstruktion der Photonenergie (siehe Abschnitt4.2).
- $0.5 < y_{etag} < 0.7$: Durch die Einschränkung auf relativ hohe Photonenergien und damit auch im Mittel höhere Schwerpunktenergien der harten Streuung, verbessert sich die Akzeptanz der gestreuten Partonen (Jets) im Detektor (Kapitel3).
- $P_{T,Jet1,2} > 4GeV$ und $M_{Jets} > 12GeV$: Durch diese Forderung werden Zweijet-Ereignisse, die aufgrund harter Parton-Subprozesse entstanden sind, ausgewählt, um die Daten mit QCD-Modellen vergleichen zu können.
- $-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$: Die Jets müssen im Bereich guter hadronischer Energiemessung des Detektors liegen.
- $|\Delta\eta| < 1$: Verbesserung der Korrelation zwischen rekonstruierten Jets und den harten Partonen.

Mit diesen Schnitten wird sowohl die Auswahl der Zweijet-Ereignisse auf Detektorniveau als auch die Definition des Zweijet-Wirkungsquerschnitt auf Hadronniveau festgelegt. Zur Korrektur der Detektoreffekte für die Zweijet-Ereignisse werden das PHOJET-Modell und das PYTHIA-Modell benutzt. Bei beiden Modellen wurden zur Simulation und Rekonstruktion von Zweijet-Ereignissen die gleiche Detektorsimulation und Rekonstruktion benutzt.

In Abbildung5.1 ist die erreichte Korrelation für die invariante Masse der beiden Jets (siehe Gleichung3.12) für das PHOJET-Modell (linke Verteilung) und das PYTHIA-Modell (rechte Verteilung) nach der Zweijet-Auswahl zu sehen. Dabei wird die auf Detektorniveau berechnete Größe mit der auf Hadronniveau berechneten Größe verglichen. Die relativ begrenzte Korrelation beim PHOJET-Modell und beim PYTHIA-Modell ist nicht verwunderlich, da die Massenbestimmung direkt von der relativ schlechten $P_{T,Jet}$-Rekonstruktion abhängt, wobei das PHOJET-Modell eine leicht bessere Korrelation zeigt. Bei den Ereignisse bei $M_{2Jet,Had} = 0GeV$ wurden auf Hadronniveau keine zwei Jets gefunden, die die kinematische Auswahl erfüllen.

In Abbildung5.2 wird die erreichte $x_{\gamma,Jet}$-Korrelation für das PHOJET-Modell und das PYTHIA-Modell nach der Zweijet-Auswahl dargestellt. Für PHOJET (linke Verteilung) ist bis zum Bereich von $log(x_{\gamma,Jet}) = -1.4$ eine zufriedenstellende Korrelation sichtbar. Für das PYTHIA-Modell (rechte Verteilung) ist die $x_{\gamma,Jet}$-Korrelation schlechter als beim PHOJET-Modell. Dieser Effekt wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts als systematischer Fehler durch die unterschiedlichen Modelle berücksichtigt.

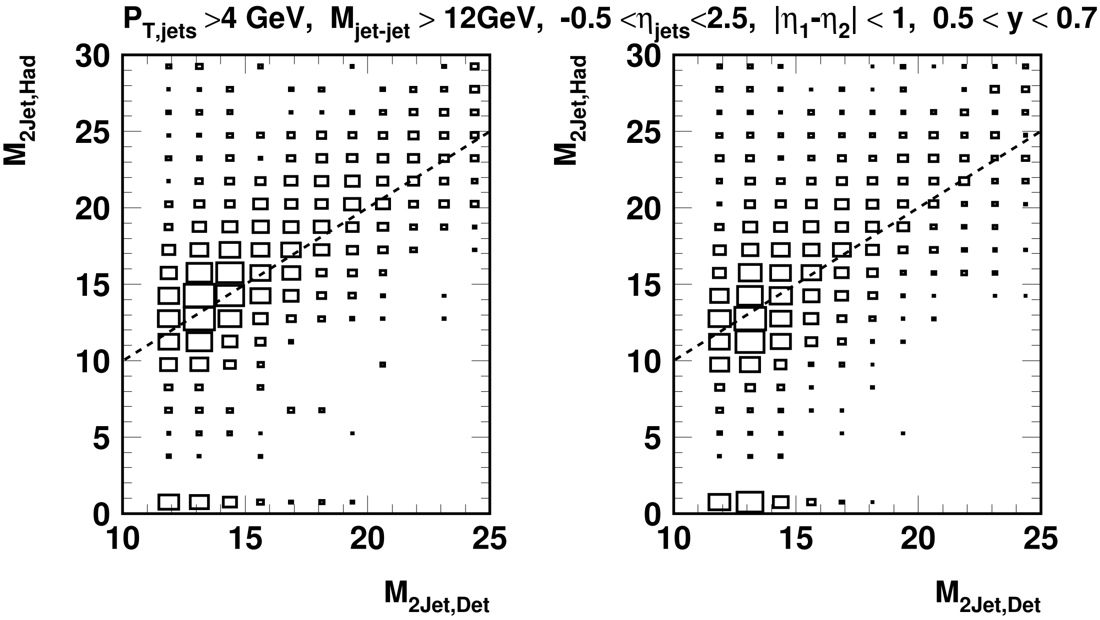

Abbildung 5.1: Massen-Korrelation der beiden selektierten Jets für das PHOJET-Modell (linke Verteilung) und das PYTHIA-Modell (rechte Verteilung). Es wird jeweils die auf Detektorniveau rekonstruierte Größe mit der auf Hadronniveau berechneten Größe verglichen.

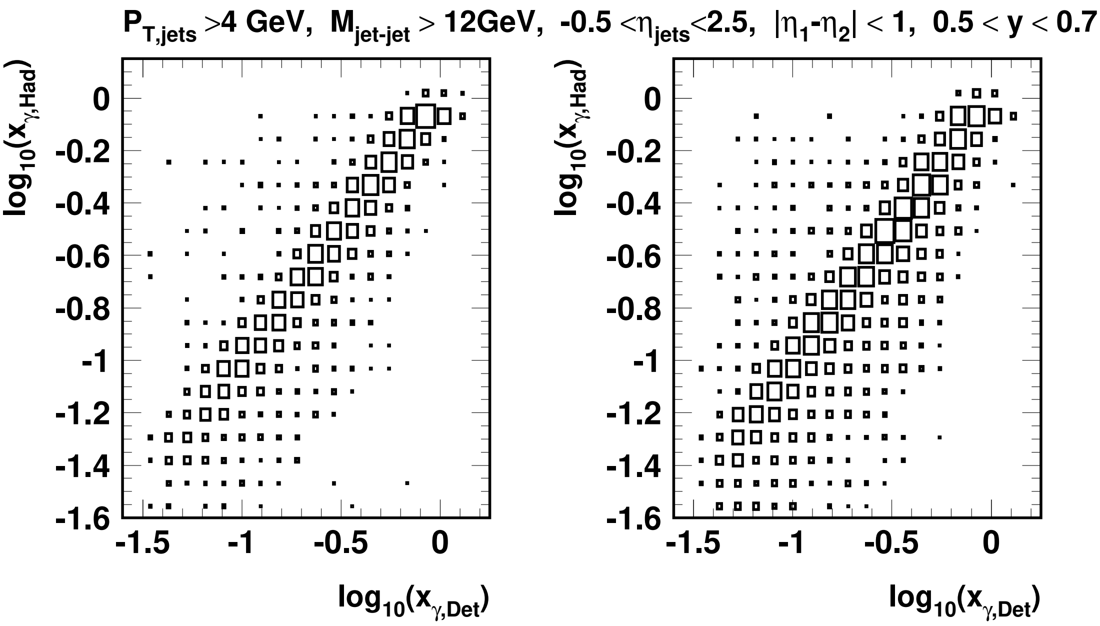

Abbildung 5.2: $x_{\gamma,Jet}$-Korrelation für das PHOJET-Modell (linke Verteilung) und das PYTHIA-Modell (rechte Verteilung). Es wird jeweils die auf Detektorniveau rekonstruierte Größe mit der auf Hadronniveau berechneten Größe verglichen.

Zur Korrektur der Detektorverschmierung in $x_{\gamma,Jet}$ wird ein Entfaltungsverfahren angewandt, um die $x_{\gamma,Jet}$-Verteilung auf Hadronniveau möglichst genau und stabil bestimmen zu können.

5.2 Vergleich von Daten und MC-Modell

Um sicherzustellen, daß die im nächsten Abschnitt verwendete Korrektur der Daten vom Detektorniveau zum Hadronniveau sinnvoll ist, wird in diesem Abschnitt gezeigt, daß die simulierten Monte Carlo Ereignisse die Daten hinreichend gut beschreiben können. Dazu werden als erstes die Energieflüsse um die Jetachsen gezeigt. Danach wird die mittlere Energiedichte außerhalb der Jets im γp-Zentralbereich betrachtet, um ein Maß für die Effekte des Vielfach-Wechselwirkungen zu erhalten. Abschließend werden der totale Energiefluß der selektierten Ereignisse untersucht und anhand der Transversalimpulsbilanz der Jets der Einfluß von „higher order"-Effekten.

Jetprofile

Abbildung5.3 zeigt den mittleren Fluß der transversalen Energie pro Ereignis als Funktion des Azimuthalwinkels $\Delta\phi = \phi - \phi_{Jet}$, aufsummiert im Intervall $-0.7 < \Delta\eta < 0.7$ um die Jetachse („Jet-Profil"). Dieser Energiefluß, der auf den kombinierten Objekten basiert, wird in drei verschiedenen $x_{\gamma,rek}$-Intervallen gezeigt. Die Daten werden mit beiden Monte-Carlo-Modellen verglichen. Die Verteilungen sind jeweils auf einer linearen und logarithmischen Skala dargestellt.

Ganz deutlich ist in diesen Abbildungen der betrachtete Jet mit einem Maximum des Energieflusses bei $\Delta\phi = 0$ zu erkennen. Der Anstieg des Energieflusses zu $\Delta\phi = \pi$ hin kommt durch den zweiten Jet zustande, da die Jets annähernd in $P_{T,Jet}$ balanciert sind und daher in der (R, ϕ)-Ebene einen Winkel von $\sim 180^o$ einschließen. Der Energiefluß des zweiten Jets ist stark verschmiert, da der zweite Jet nur teilweise in dem Pseudorapiditätsintervall $-0.7 < \Delta\eta < 0.7$ enthalten sein kann und bei nicht in $P_{T,Jet}$ balancierten Jets durchaus einen Winkel $\Delta\phi < \pi$ mit dem ersten Jet einschließen kann.

Betrachtet man den Bereich zwischen den beiden Jets, so zeigt sich, daß der Energiefluß außerhalb der Jets nicht auf Null abfällt, sondern ein vom $x_{\gamma,rek}$-Intervall abhängiges Niveau erreicht. Dieser Energiefluß außerhalb der Jets wird als „Pedestal" bezeichnet. Dieses Pedestal entsteht, wie in Abschnitt3.3.4 beschrieben, durch QCD-Abstrahlungen, Fragmentationseffekte und Vielfach- Wechselwirkungen.

Es ist deutlich zu erkennen, daß das Pedestal für kleine $x_{\gamma,rek}$-Werte am größten ist. Dies ist in Übereinstimmung mit den von den Modellen benutzten Vielfach-Wechselwirkungs-Modellen, da bei kleinen $x_{\gamma,rek}$-Werten der Photon-Rest viel Energie besitzt und so mehr Energie durch die Wechselwirkung mit dem Proton-Rest in den Detektor gestreut werden kann.

Beim Vergleich des Jetprofils der Daten mit dem PYTHIA-Modell zeigt sich eine relativ gute Beschreibung des Energieflusses sowohl zwischen den Jets als auch innerhalb der Jets ($\Delta\phi < 0.7$) bis zum kleinen $x_{\gamma,rek}$-Bereich.

Das PHOJET-Modell kann den Energiefluß der Daten innerhalb der Jets auch relativ gut beschreiben, aber zeigt für die Energieflußbeschreibung außerhalb der Jets bei großen $\Delta\phi$-Abständen vom betrachteten Jet deutliche Abweichungen von den Daten. Diese Abweichungen des PHOJET-Modells lassen sich durch die unterschiedliche $\Delta\phi_{Jet}$-Verteilung des Modells verglichen mit der $\Delta\phi_{Jet}$-Verteilung der Daten erklären. Die Separation der beiden Jets ist im PHOJET-Modell stärker, als in den Daten (siehe Abschnitt5.2). In der näheren Umgebung des betrachteten Jets ($0.7 < \Delta\phi \cong 1.2$), wo der zweite Jet keinen Einfluß mehr auf den Energiefluß um den betrachteten Jet haben sollte, wird der Energiefluß der Daten vom PHOJET-Modell wieder zufriedenstellend bis zu kleinen $x_{\gamma,rek}$-Werten beschrieben. Die verbliebenen Unterschiede sind verglichen mit den Jetenergien sehr gering.

Die Beschreibung der Energieflüsse bezüglich des $\Delta\phi$-Profils innerhalb und außerhalb der Jets in den Daten durch das PHOJET-Modell wird daher als ausreichend betrachtet, um auch mit Hilfe dieses Modells einen Zweijet- Wirkungsquerschnitt auf Hadronniveau zu bestimmen.

Energiefluß außerhalb von Jets

In diesem Abschnitt wird der Energiefluß außerhalb der Jets untersucht, um den zusätzlichen Energiefluß durch Mehrfach-Wechselwirkungen unabhängig von der Lage der Jets untersuchen zu können.

Die transversale Energiedichte außerhalb der Jets wird im zentralen Pseudorapiditätsbereich im Schwerpunktsystem des Photon-Proton-Systems bestimmt, da dort das Maximum des Energieflusses aus Vielfach-Wechselwirkungen erwartet wird. Die zentrale Pseudorapidität im Schwerpunktsystem wurde wie folgt berechnet:

$$\eta^* = \frac{1}{2} ln \frac{E_p}{y \cdot E_e} \tag{5.1}$$

Zur Berechnung der transversalen Energiedichte $E_{T,dens}$ wird der transversale Energiefluß in einem Pseudorapiditätsbereich von $\eta^* \pm 1$ Einheiten mit einem Mindestabstand von einer Einheit in der (η, ϕ)-Ebene zur Achse des nächstgelegenen Jets auf die betrachtete Fläche normiert. Eine ähnliche Definition der Energiedichte außerhalb von Jets wurde in [19] und [2] zur Beurteilung der Auswirkungen von Vielfach-Wechselwirkungen benutzt.

In Abbildung5.4 ist die Abhängigkeit dieser Energiedichte von $x_{\gamma,rek}$ zu sehen. Man erkennt eine deutliche Zunahme der mittleren Energiedichte zu kleineren $x_{\gamma,rek}$-Werten in den Daten. Beide Monte-Carlo-Modelle folgen klar dieser Tendenz in den Daten und reproduzieren mit einer Genauigkeit von $\pm 100 MeV/rad$

den Energiefluß außerhalb von Jets in den Daten.

Diese zufriedenstellende Beschreibung des Energieflusses außerhalb der Jets

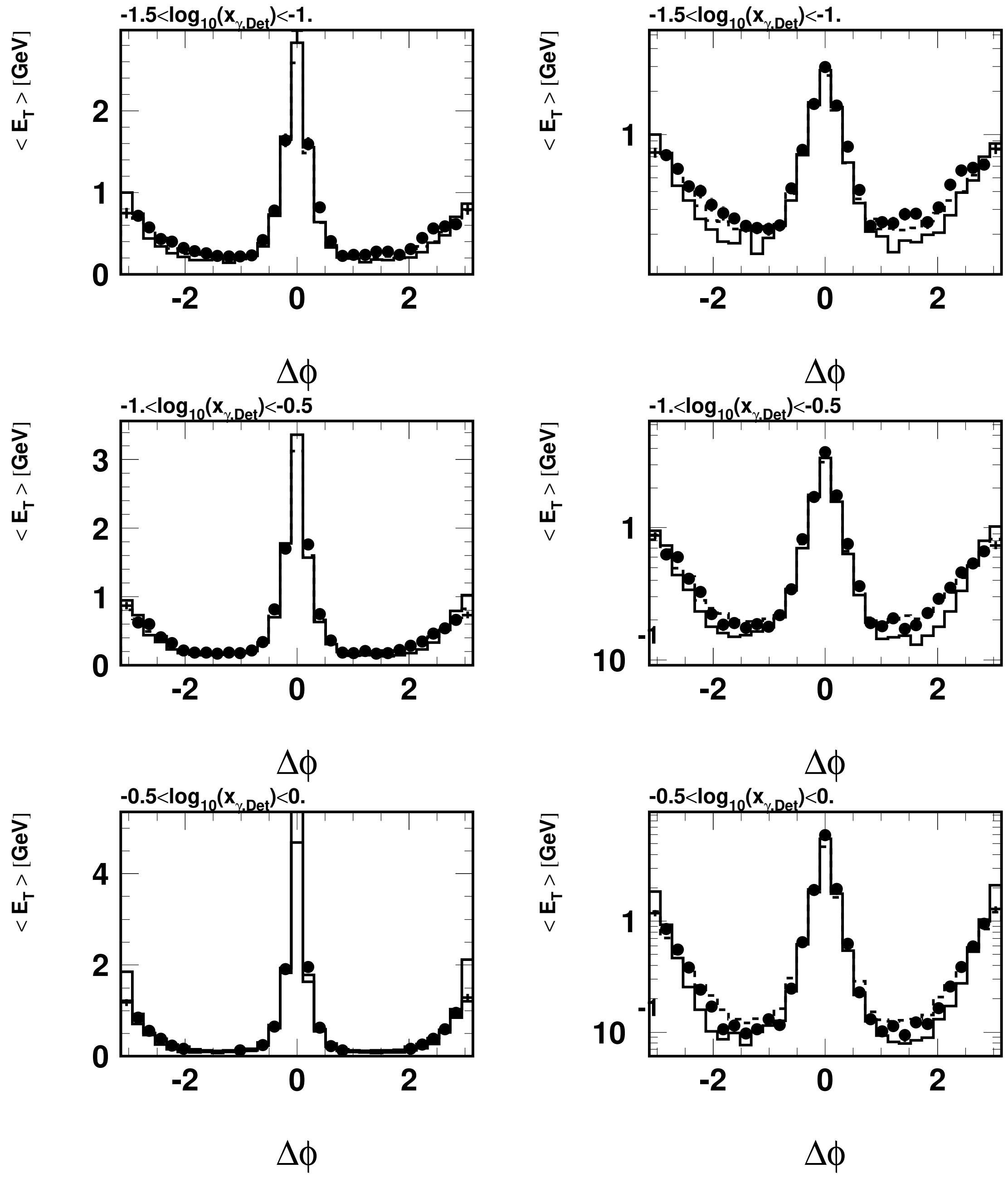

Abbildung 5.3: Mittlerer transversaler Energiefluß pro Ereignis als Funktion des Azimuthalwinkels $\Delta\phi = \phi - \phi_{Jet}$ relativ zur Jetachse in drei verschiedenen Intervallen von $x_{\gamma,rek}$: Daten (Punkte), PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie). Die linke Verteilungen sind auf einer linearen Skala dargestellt, die rechten Verteilungen auf einer logarithmischen Skala.

in den Daten durch die Monte-Carlo-Modelle zusammen mit der im letzten Abschnitt gezeigten relativ guten Beschreibung des Energieflusses innerhalb der Jets ermöglicht es, diese beiden Monte-Carlo-Modelle zur Korrektur von Detektoreffekten für die Messung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitts zu benutzen.

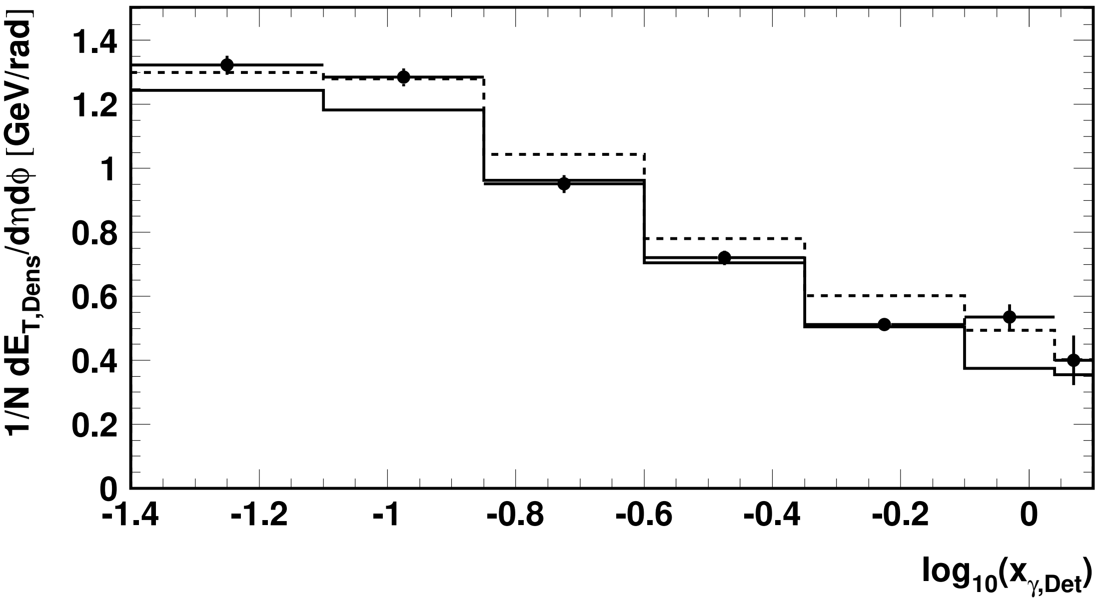

Abbildung 5.4: Mittlere transversale Energiedichte außerhalb von Jets als Funktion von $x_{\gamma,rek}$ in den Daten (Punkte) und im PHOJET-(durchgezogene Linie) und PYTHIA-(gestrichelte Linie)Modell.

Totaler Energiefluß

Abbildung5.5 zeigt den gesamten mittleren Energiefluß der Daten in Abhängigkeit von η unter Einschluß der Jets. Dieser Energiefluß basiert auf den aus Spuren und Clustern kombinierten Objekten, die auch zur Jetsuche verwendet wurden. Das Maximum des Energieflusses liegt hier zwischen $0 < \eta < 1$. In diesem Bereich werden hauptsächlich Jets aus Streuungen bei hohen $x_{\gamma,rek}$-Werten rekonstruiert, die im Mittel höherenergetisch als Jets aus Streuungen bei kleinen $x_{\gamma,rek}$-Werten (siehe Gleichung3.9) sind und für diese Auswahl dominieren.

Zur genaueren Untersuchung des gesamten Energieflusses wurden die Beiträge der Spuren und Cluster voneinander getrennt. Abbildung5.5 zeigt den mittleren Anteil der Spuren am gesamten Energiefluß. Die Akzeptanz der zentralen Spurkammer begrenzt die Energiemessung mit Hilfe von Spuren auf $\eta = 1.5$. Der Energiefluß für die Cluster wird in Abbildung5.6 gezeigt. Die Abbildungen5.6 zeigen die mittleren Multiplizitäten der Spuren und Cluster. Während die Verteilungen der Cluster in den Daten von den Monte-Carlo-Modellen gut wiedergegeben werden, sieht man sowohl in der Energiefluß-Verteilung als auch in der Multiplizitäts-Verteilung der Spuren, daß die Daten nur vom PHOJET-Modell beschrieben werden können. Im PYTHIA-Modell werden anscheinend mehr geladene Hadronen erzeugt, als in den Daten gemessen werden können. Dieser Effekt ist in den Clusterverteilungen nicht mehr sichtbar, da diese Unterschiede durch den FSCOMB-Algorithmus kompensiert werden. Für den gesamten transversalen Energiefluß ist dieser Unterschied in den Spurenergien bzw. Spurmultiplizitäten zwischen Daten und dem PYTHIA-Modell nicht entscheidend, da die Clusterauswahl den dominanten Anteil für den gesamten transversalen Energiefluß darstellt. Dies wird besonders im Vorwärtsbereich sichtbar, da dort die zentrale Spurkammer keine Akzeptanz mehr zur Spurmessung besitzt.

Zur Untersuchung dieses Spureffektes wurde auf Generatorniveau der Fluß der stabilen Hadronen untersucht. In Abbildung5.7 sieht man den mittleren Energiefluß und die mittlere Multiplizität der von den Generatoren PHOJET und PYTHIA erzeugten stabilen Hadronen. Während der Energiefluß beim PYTHIA-Modell nur im vorderen und hinteren η-Bereich um $0.5 - 1GeV$ höher als beim PHOJET-Modell liegt, ist die Spurmultiplizität beim PYTHIA-Modell im gesamten η-Bereich höher als beim PHOJET-Modell. Für den mittleren η-Bereich bedeutet dies, daß im PYTHIA-Modell anscheinend mehr niederenergetische Hadronen als beim PHOJET-Modell erzeugt werden. Für den vorderen und hinteren Bereich scheint das Energiespektrum der Hadronen für die beiden Modelle gleich zu sein. In diesen Bereichen sollten gerade die Effekte der unterschiedlichen Behandlung der Vielfach-Wechselwirkungen in den Modellen zu sehen sein, die für eine Erhöhung der Anzahl der stabilen Teilchen im PYTHIA-Modell relativ zum PHOJET-Modell verantwortlich sein könnten.

Effekte höherer Ordnung

Abschließend für den Vergleich der Daten mit den Monte-Carlo-Modellen wird in Abbildung5.8 die P_T-Balance $P_{T,Jet1} - P_{T,Jet2}$ sowie die Verteilung $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$ der beiden Jets betrachtet. Beide Verteilungen sind sensitiv auf den Transversalimpuls des harten Subsystems, der durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand und den intrinsischen Transversalimpuls der Partonen aus den einlaufenden Hadronen zustande kommt. Eine Transversalbewegung des harten Subsystems führt zu einer Verschmierung der $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung um $|\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}| = \pi$ und zu einer nicht ausgeglichenen P_T-Balance der beiden Jets im Endzustand. Die $P_{T,Jet1} - P_{T,Jet2}$-Verteilung der Daten wird vom PHOJET- und PYTHIA-Modell gut wiedergegeben. Die $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung der Daten wird nur vom PYTHIA-Modell gut wiedergegeben. Beim PHOJET-Modell sind die beiden Jets zu stark um $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2} = \pi$ verteilt. Dieser Unterschied ist aber für die Korrektur der Zweijet-Ereignisse mit dem PHOJET-Modell nicht entscheidend, da die beiden Jets genügend voneinander separiert sind. Der Einfluß dieses Effektes auf das Endergebnis wurde durch Umgewichtung der $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung des PHOJET-

Modells auf die $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Datenverteilung überprüft. Es konnte kein Einfluß auf das Endergebnis festgestellt werden.

Die Parametereinstellungen für die Partonabstrahlungen im Anfangszustand

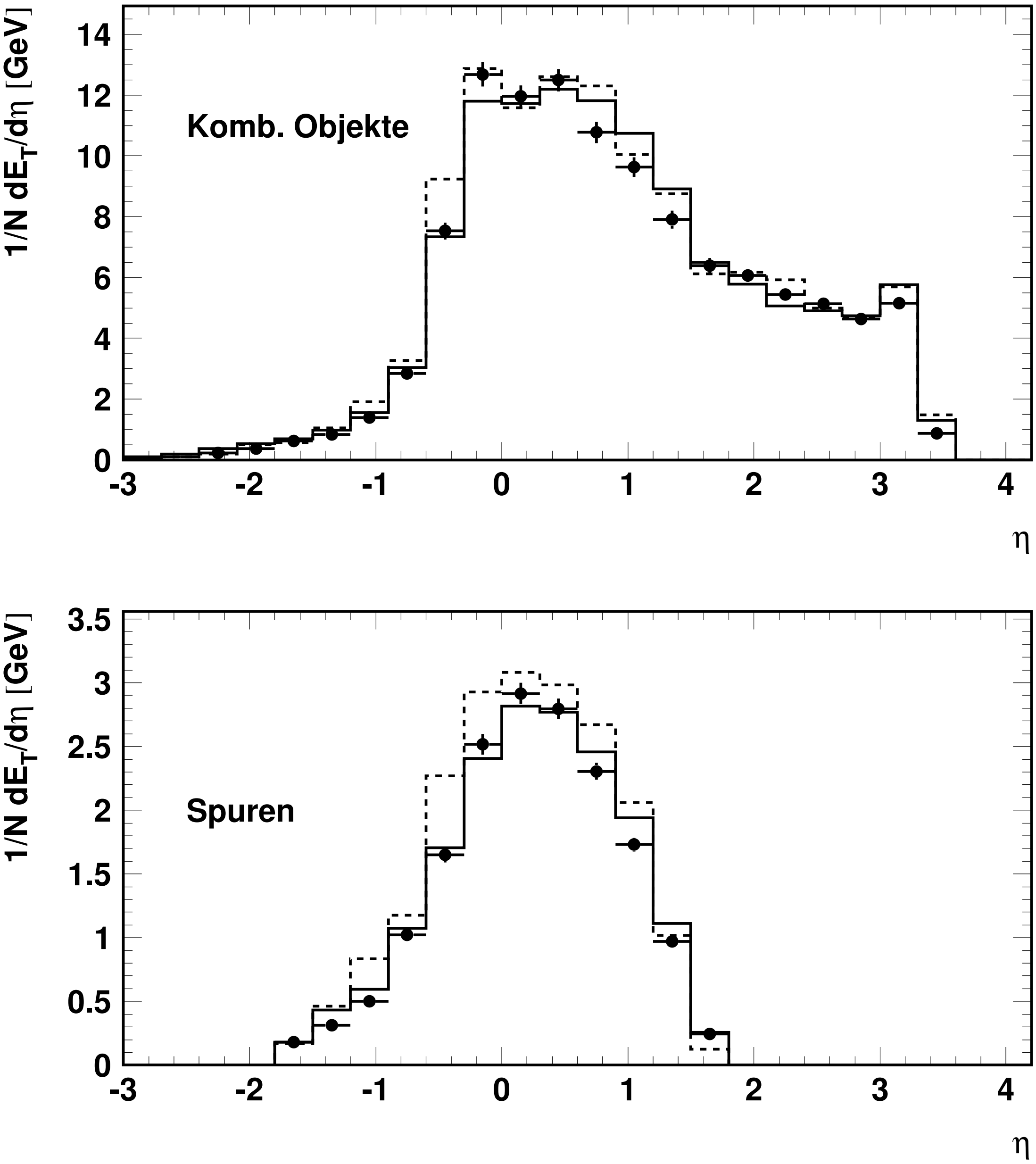

Abbildung 5.5: In der oberen Abbildung ist der mittlere transversale Energiefluß der kombinierten Objekte (Spuren und Cluster) in Abhängigkeit von η für die Daten (Punkte), für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) sowie das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) gezeigt. In der unteren Abbildung ist der Energiefluß nur für Spuren zu sehen.

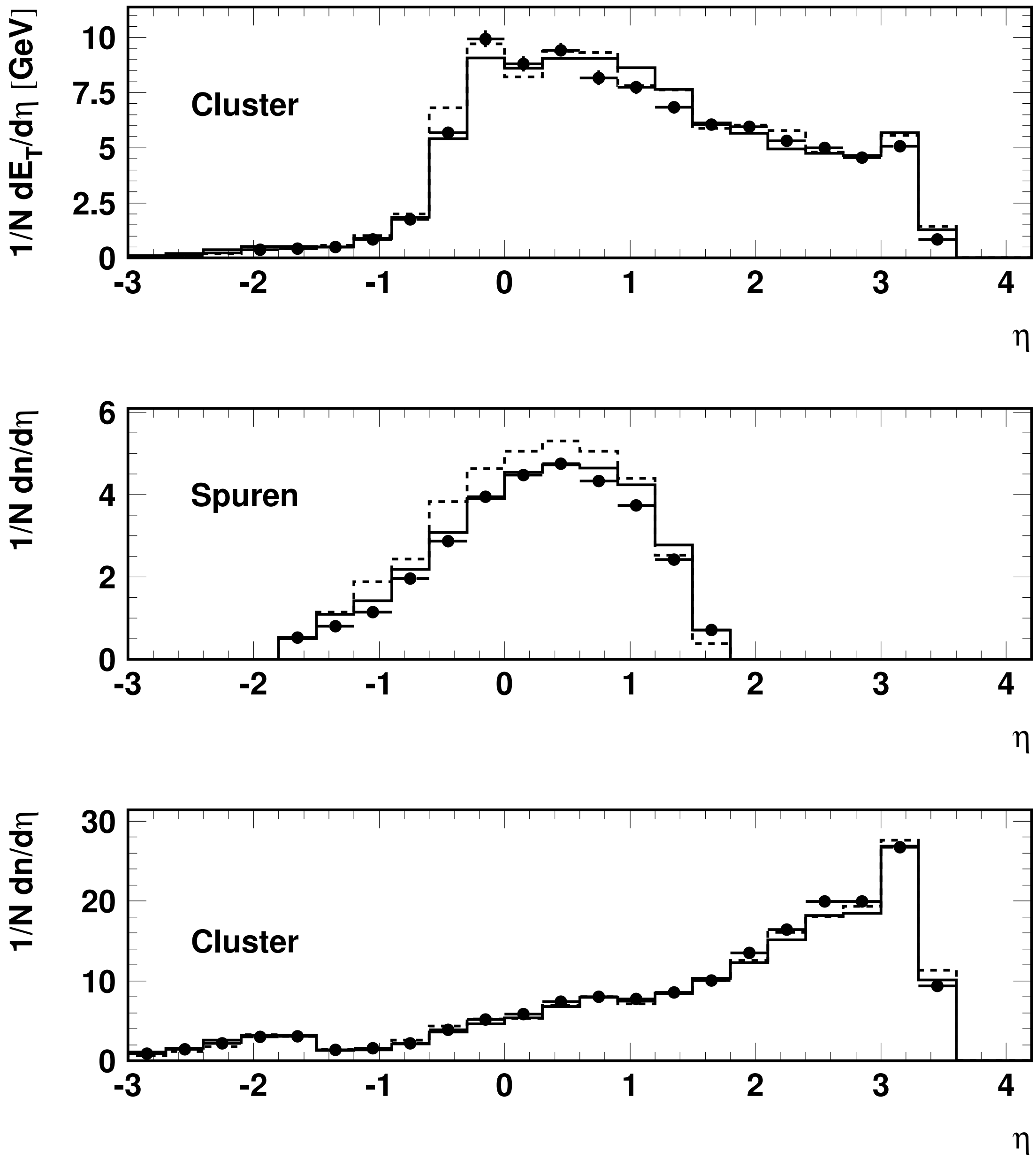

Abbildung 5.6: In der oberen Abbildung ist der mittlere transversale Energiefluß für Cluster in Abhängigkeit von η für die Daten (Punkte), für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) sowie das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) gezeigt. Die unteren beiden Abbildungen zeigen die mittlere Multiplizität der Cluster und Spuren.

und für den intrinsischen Transversalimpuls der Partonen aus den einlaufenden Hadronen (siehe Abschnitt3.3.5) wurden für das PHOJET-Modell soweit wie möglich dem PYTHIA-Modell angepaßt. Innerhalb dieser Analyse war es aber nicht möglich eine bessere Beschreibung der $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung der Daten mit dem PHOJET-Modell zu erreichen.

Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß beide Monte-Carlo-Modelle die Energieflüsse in und um die selektierten Jets ausreichend beschreiben können. Es konnte gezeigt werden, daß verbliebene Probleme in der Beschreibung der transversalen Energieverteilung und Multiplizität der Spuren sowie der $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung der Daten durch beide Monte-Carlo-Modelle nicht für die Korrektur von Detektoreffekten für diese Zweijet-Auswahl entscheidend sind.

Insgesamt konnte also durch diese Vergleiche der Daten mit den Monte-Carlo-Modellen demonstriert werden, daß die QCD in führender Ordnung mit Korrekturen durch Parton-Schauer im Anfangs- und Endzustand in dem hier betrachteten kinematischen Bereich die Zweijet-Daten ausreichend beschreiben kann.

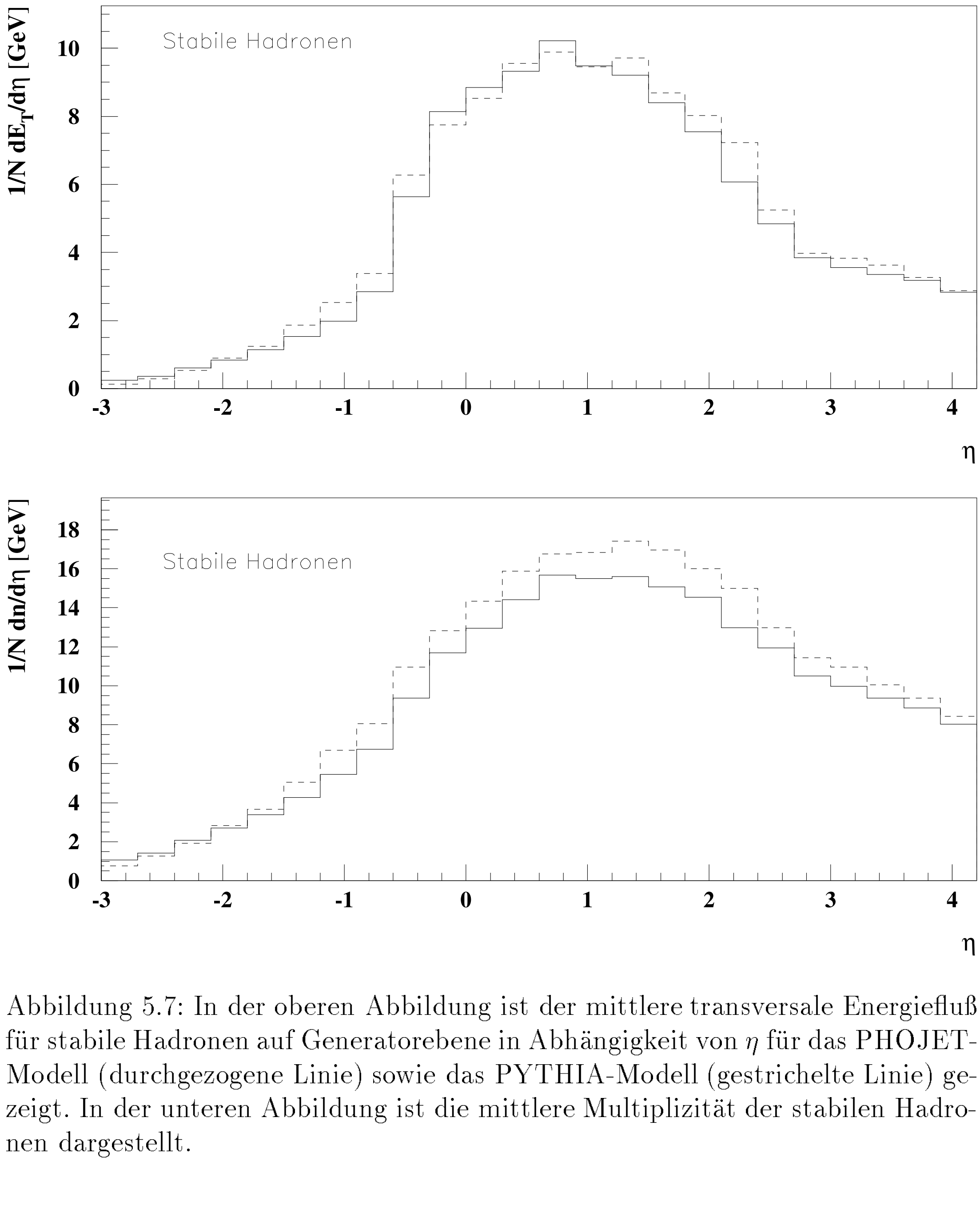

Abbildung 5.7: In der oberen Abbildung ist der mittlere transversale Energiefluß für stabile Hadronen auf Generatorebene in Abhängigkeit von η für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) sowie das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) gezeigt. In der unteren Abbildung ist die mittlere Multiplizität der stabilen Hadronen dargestellt.

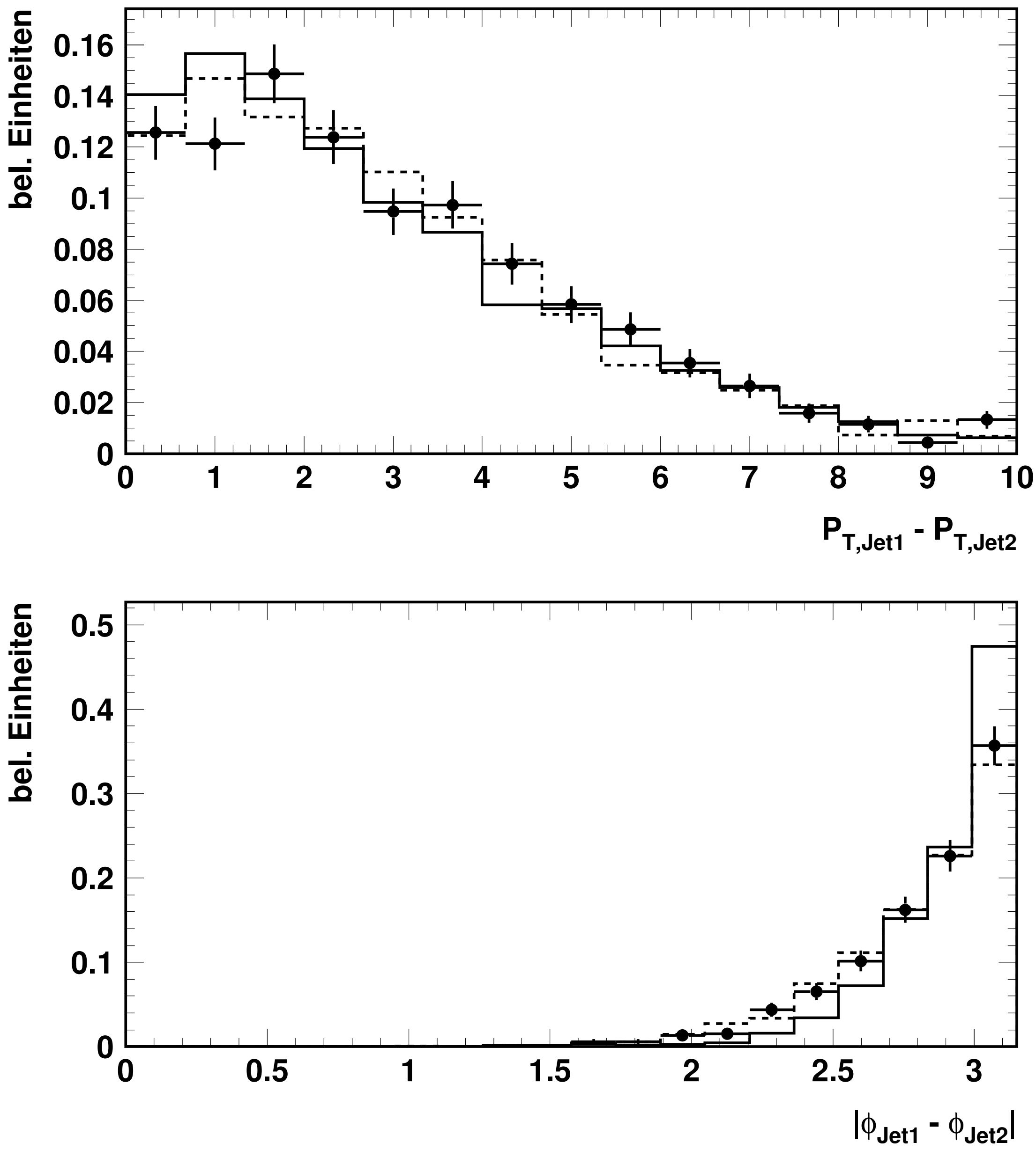

Abbildung 5.8: Die obere Abbildung zeigt die P_T-Balance der beiden Jets. In der unteren Abbildung wird die $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung gezeigt. Beide Verteilungen wurden auf die Fläche 1 normiert. Die Daten werden durch die Punkte wiedergegeben, das PHOJET-Modell durch eine durchgezogene Linie und das PYTHIA-Modell durch eine gestrichelte Linie.

5.3 Messung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts

Nachdem im letzten Abschnitt gezeigt wurde, daß die Monte-Carlo-Modelle PHOJET und PYTHIA den Energiefluß in den Daten ausreichend gut beschreiben, wird in diesem Abschnitt mit Hilfe der Monte-Carlo-Modelle und eines Entfaltungsverfahrens der Zweijet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{ep}/dx_\gamma$ auf Hadronniveau gemessen.

5.3.1 Entfaltungsalgorithmus

Das hier verwendete Entfaltungsverfahren[10] basiert auf dem Bayes-Theorem für bedingte Wahrscheinlichkeiten. Es erlaubt die Bestimmung der Häufigkeit des Auftretens mehrerer möglicher Ursachen C_i, mit $i = 1...n_C$, anhand von beobachteten Wirkungen E_j, mit $j = ...n_E$. Im vorliegenden Anwendungsfall entspricht die „Ursache“ dem Auftreten eines Ereignisses in einem Bin der $x_{\gamma,Jets}$-Verteilung auf Hadronniveau und die „Wirkung“ dem Beobachten eines Ereignisses in einem Bin der auf Detektorniveau rekonstruierten $x_{\gamma,Jets}$-Verteilung.

Das Monte-Carlo-Modell mit Detektorsimulation stellt den Zusammenhang zwischen Ursachen und Wirkungen her. Die simulierten Ereignisse dienen zur Bestimmung der bedingten Wahrscheinlichkeit $P(E_j|C_i)$, mit der ein Ereignis, das der Ursache C_i entspringt, im Detektor die Wirkung E_j hervorruft. Zur Interpretation der Daten wird die umgekehrte bedingte Wahrscheinlichkeit $P(C_i|E_j)$ benötigt, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die beobachtete Wirkung E_j auf die Ursache C_i zurückzuführen ist. Diese letztere Wahrscheinlichkeit wird durch die Bayes-Formel gegeben :

$$P(C_i|E_j) = \frac{P(E_j|C_i) \cdot P(C_i)}{\sum_{l=1}^{n_C} P(E_j|C_l) \cdot P(C_l)} \tag{5.2}$$

Dabei bezeichnet $P(C_i)$ die Anfangswahrscheinlichkeit der Ursache C_i. Im vorliegenden Fall entspricht dies dem Anteil der Zweijet-Ereignisse aus dem jeweiligen Monte-Carlo-Modell in einem $x_{\gamma,JetHad}$-Bin auf Hadron-Niveau am gesamten Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Das heißt, daß der zu messende Wirkungsquerschnitt eigentlich für seine eigene Berechnung bereits benötigt wird. Die Formel kann aber in Form eines Iterationsverfahrens für die Entfaltung verwendet werden. Im ersten Schritt wird eine vernünftige Annahme über die wahre Verteilung, z.B. die des Monte-Carlo-Modells eingesetzt. Um möglichst unabhängig von der Vorkenntnis der wahren Verteilung zu sein, kann auch eine flache Anfangsverteilung für das Entfaltungsverfahren eingesetzt werden. Der Schätzwert für die Rate der Ereignisse $n(C_i)$ im Bin C_i wird aus den Zahlen der in den Bins E_j beobachteten Ereignisse $n(E_j)$ berechnet :

$$n(C_i) = \sum_{j=1}^{n_E} n(E_j) \cdot P(C_i|E_j) \tag{5.3}$$

Beim nächsten Iterationsschritt können dann daraus die korrigierten Wahrscheinlichkeiten $P(C_i)$ berechnet werden.

Das Verfahren berechnet auch die Kovarianzmatrix des Entfaltungsergebnisses. Sie gibt die statistischen Fehler und Korrelationen des gemessenen Wirkungsquerschnitts an.

5.3.2 Entfaltung des Wirkungsquerschnitts auf Hadronebene

In Abbildung5.9 ist der gemessene Zweijet- Wirkungsquerschnitt auf Hadronniveau in Abhängigkeit von $x_{\gamma,Jets}$ zu sehen. Dabei wurde der Zweijet- Wirkungsquerschnitt einmal mit Hilfe des PHOJET-Modells (Punkte) bestimmt und einmal mit dem PYTHIA-Modell (Dreiecke). Der gemessene Zweijet- Wirkungsquerschnitt wird mit der Vorhersage des PHOJET-Modell mit der Renormierungsskala $\hat{p}_t$ verglichen.

Für das PHOJET-Modell konvergierte das Entfaltungsverfahren nach 4 Iterationsschritten, während das Entfaltungsverfahren für das PYTHIA-Modell nach 6 Iterationschritten konvergierte. Für beide Entfaltungen wurde als Anfangsverteilung die $x_{\gamma,Jets}^{rek}$-Verteilung des jeweiligen Modells eingesetzt. Die Korrelationen zwischen den verschiedenen $x_{\gamma,Jets}$-Bins betragen für das PHOJET- und PYTHIA-Modell im kleinsten $x_{\gamma,Jets}^{rek}$-Bereich $50 - 60\%$ und im höheren $x_{\gamma,Jets}^{rek}$-Bereich um die 40%. Das mit Hilfe des PYTHIA-Modell erhaltene Ergebnis besitzt durchweg höhere Korrelationen zwischen den einzelnen Bins als das mit Hilfe des PHOJET-Modells bestimmte Ergebnis. Dies liegt an der schlechteren $x_{\gamma,Jets}$-Korrelation des PYTHIA-Modells. Die Verringerung der Korrelationen mit zunehmender Größe von $x_{\gamma,Jets}$ liegt an der Verbesserung der $x_{\gamma,Jets}$-Korrelation in beiden Monte-Carlo-Modellen. Die Korrelationen werden in Tabelle5.2 nochmal zusammengefaßt.

Zur Überprüfung, ob das Entfaltungsverfahren ein sinnvolles Ergebnis liefert, werden in Abbildung5.10 einige Kontrollverteilungen gezeigt. Das Ergebnis der Entfaltung ist dann sinnvoll, wenn die Ereignisse der Monte-Carlo-Modelle nach entsprechender Umgewichtung die Verteilungen der Daten in den rekonstruierten Detektorvariablen beschreiben. Die Umgewichtungsfaktoren ergeben sich für jedes Bin der $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Verteilung aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der entfalteten Daten und des jeweiligen Monte-Carlo Modells. In Abbildung5.10 werden einige Jet-Verteilungen und Energiefluß-Verteilungen der Daten mit den Verteilungen des PHOJET-Modells vor und nach der Umgewichtung verglichen. Das umgewichtete PHOJET-Modell beschreibt die Daten in allen Verteilungen viel besser als vor der Umgewichtung. Wichtig ist vor allem, daß die $x_{\gamma,Jets}^{rek}$-Verteilung der Daten nach der Umgewichtung durch das PHOJET-Modell sehr gut beschrieben wird, um sicher zu sein, daß die Entfaltung funktioniert hat.

Zur besseren Kontrolle der Entfaltung wurden die Daten noch in $x_{\gamma,Jets}^{rek}$-Bins eingeteilt und mit den umgewichteten Modell-Verteilungen verglichen. In den Abbildungen5.11,5.12 und 5.13 zeigt sich eine deutlich bessere Beschreibung der Daten mit den umgewichteten Modell-Verteilungen. Auch im kleinsten $x_{\gamma,Jets}^{rek}$-Bereich werden die Daten durch das umgewichtete Modell-Verteilungen besser beschrieben.

In den Abbildungen5.14,5.15, 5.16 und 5.17 werden die gleichen Kontrollverteilungen für die Entfaltung mit Hilfe des PYTHIA-Modells gezeigt. Auch hier zeigt sich eine ähnliche Güte der Beschreibung der Daten durch die entsprechend umgewichteten Modell-Verteilungen, wie schon bei der Entfaltung mit Hilfe des PHOJET-Modells.

Somit zeichnet sich keines der beiden Monte-Carlo-Modelle durch eine wesentlich bessere Beschreibung der Daten nach der Umgewichtung aus. Daher wird zur endgültigen Bestimmung des zentralen Meßwertes für den Zweijet- Wirkungsquerschnitt der Mittelwert, der mit Hilfe der beiden Monte-Carlo-Modelle bestimmten Meßergebnissen in Abbildung5.9, genommen. Der Abstand des Mittelwertes zu beiden durch die Monte-Carlo-Modelle ermittelten beiden zentralen Meßergebnissen wird als Unsicherheit des bestimmten Endergebnisses durch die Modellbeschreibung genommen.

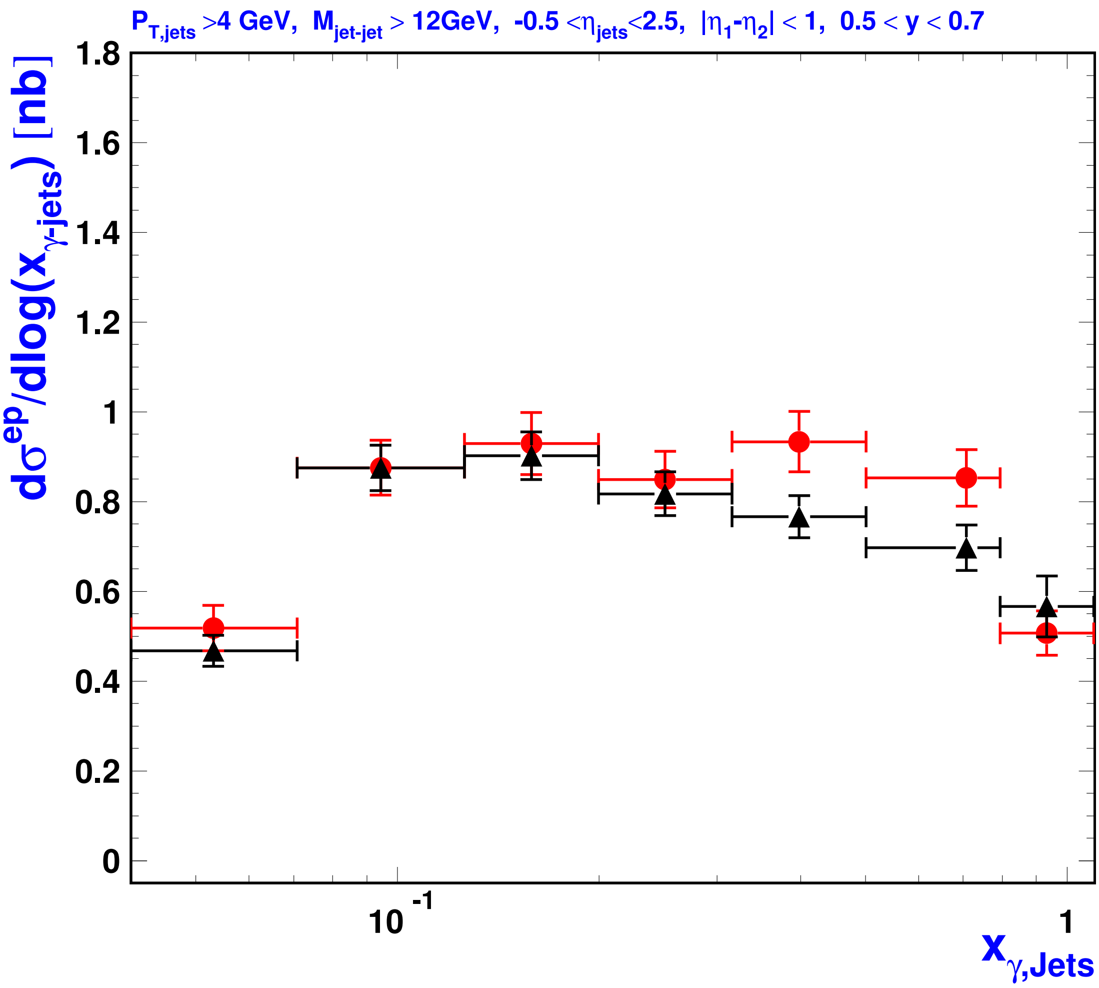

Abbildung 5.9: Gemessener Zweijet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $x_{\gamma,Jets}$. Gezeigt wird das mit Hilfe des PHOJET-Modells gemessene Ergebnis (Punkte) und das mit Hilfe des PYTHIA-Modells gemessene Ergebnis (Dreiecke). Die Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar.

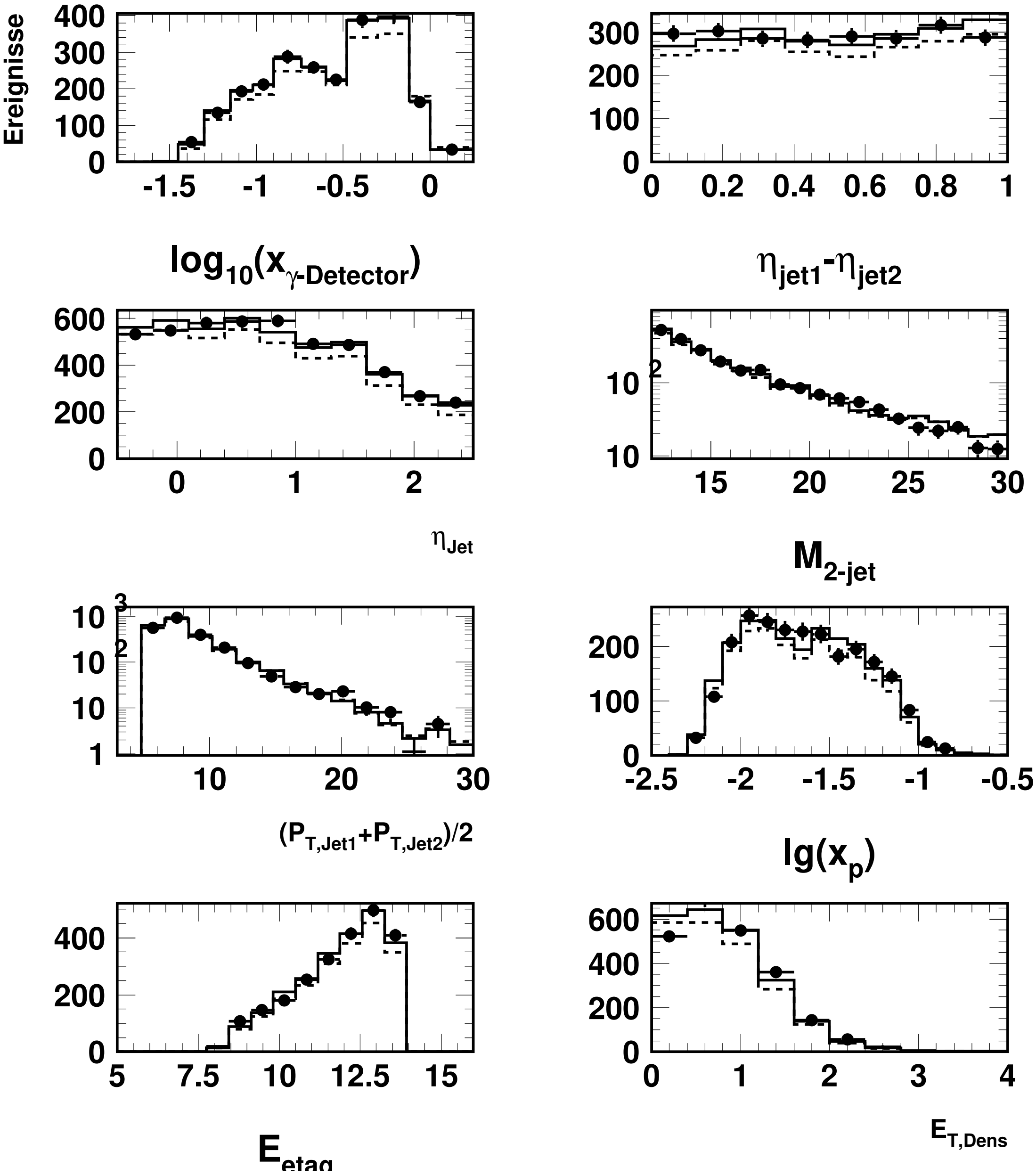

Abbildung 5.10: Kontrollverteilungen zur Entfaltung für den Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-Modell Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten Modell-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die Variablen x_p und E_{etag} entsprechen dem aus den Jets rekonstruiertem Impulsbruchteil des Partons vom Proton und der im Kleinwinkel-Detektor rekonstruierten Energie des gestreuten Elektrons. $E_{T,Dens}$ ist die transversale Energiedichte außerhalb der Jets.

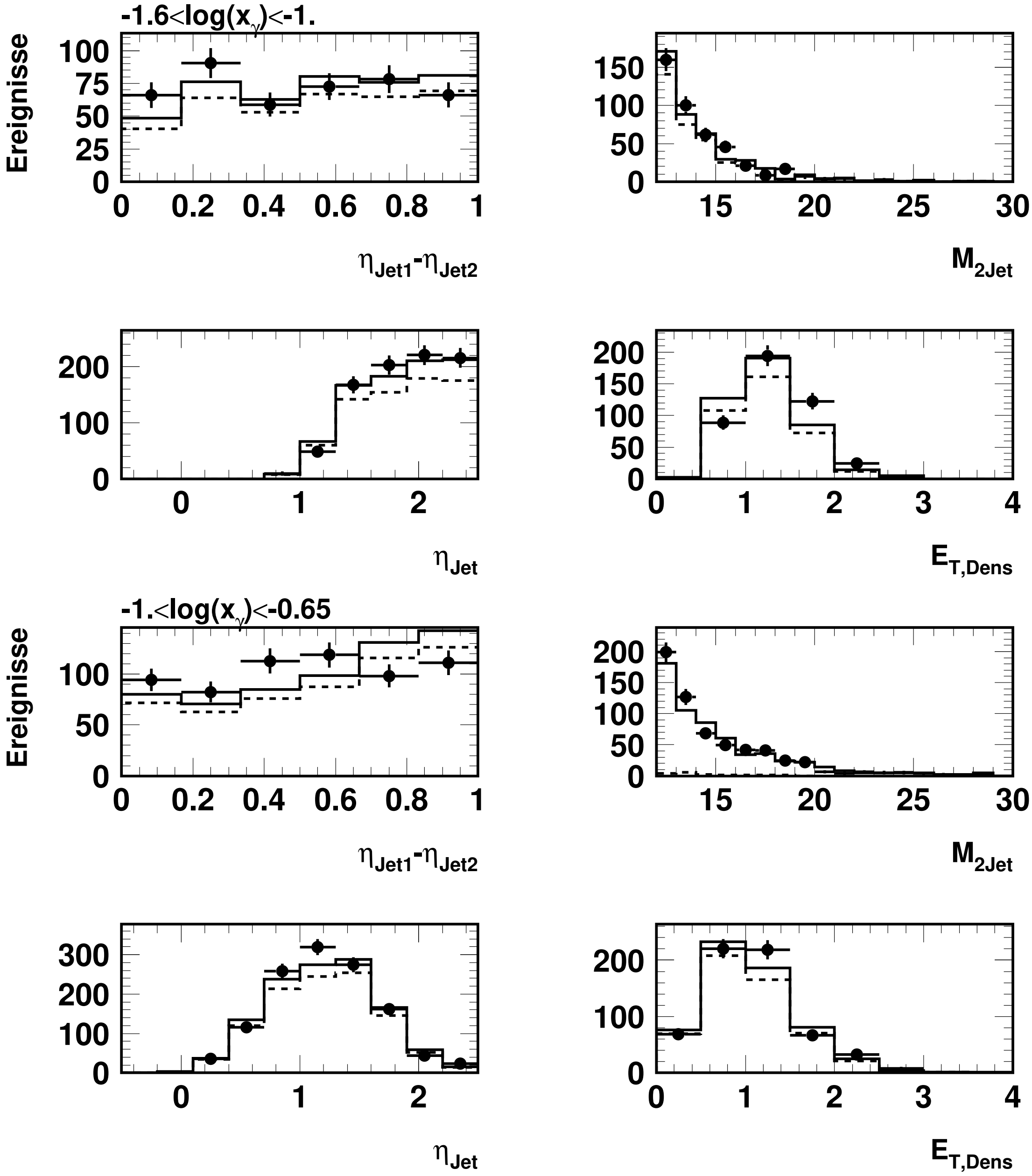

Abbildung 5.11: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die oberen vier Verteilungen gelten für $-1.6 < x_{\gamma,Jets} < -1.$, die unteren vier für $-1. < x_{\gamma,Jets} < -0.65$. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

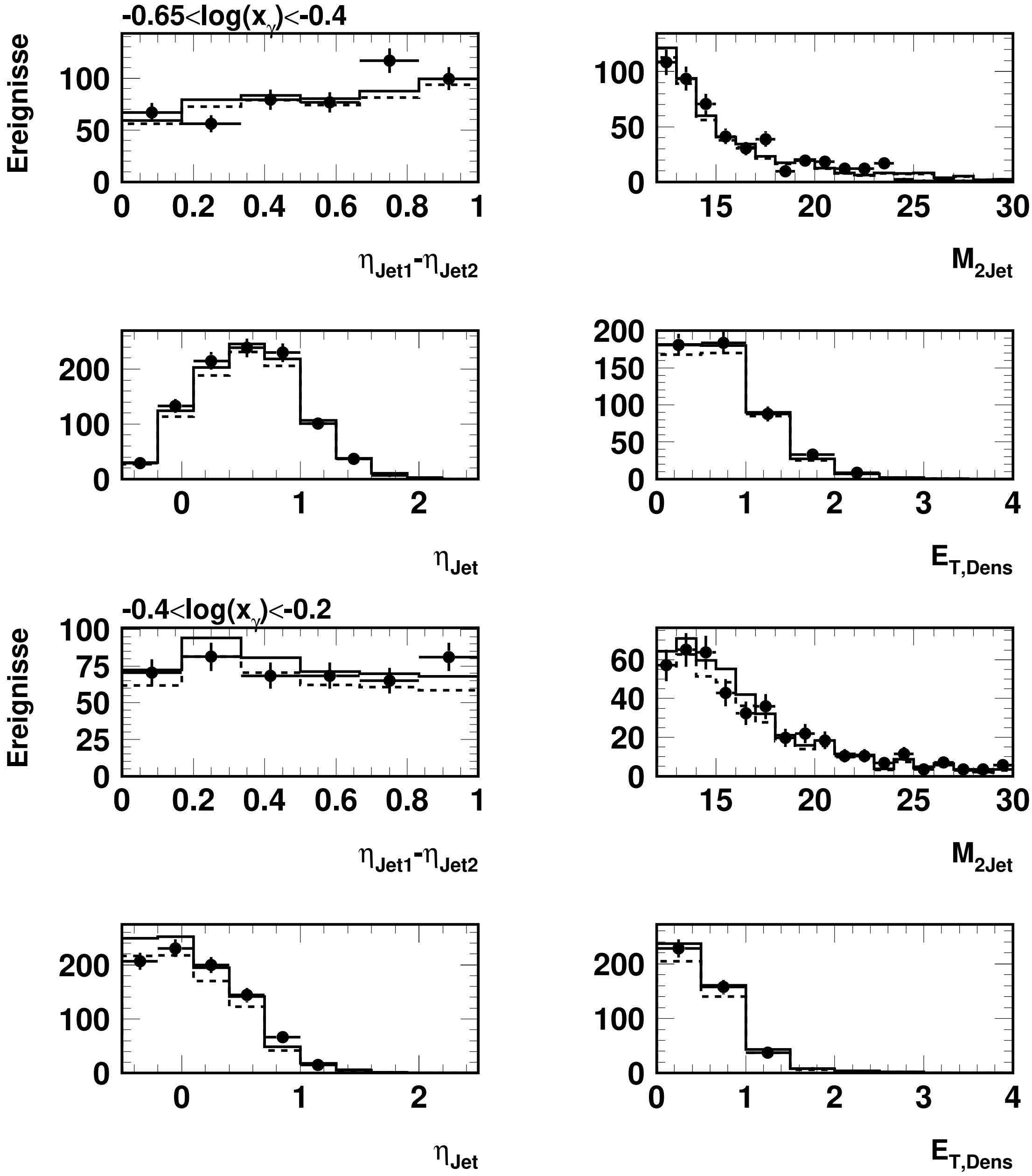

Abbildung 5.12: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die oberen vier Verteilungen gelten für $-0.65 < x_{\gamma,Jets} < -0.4$, die unteren vier für $-0.4 < x_{\gamma,Jets} < -0.2$. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

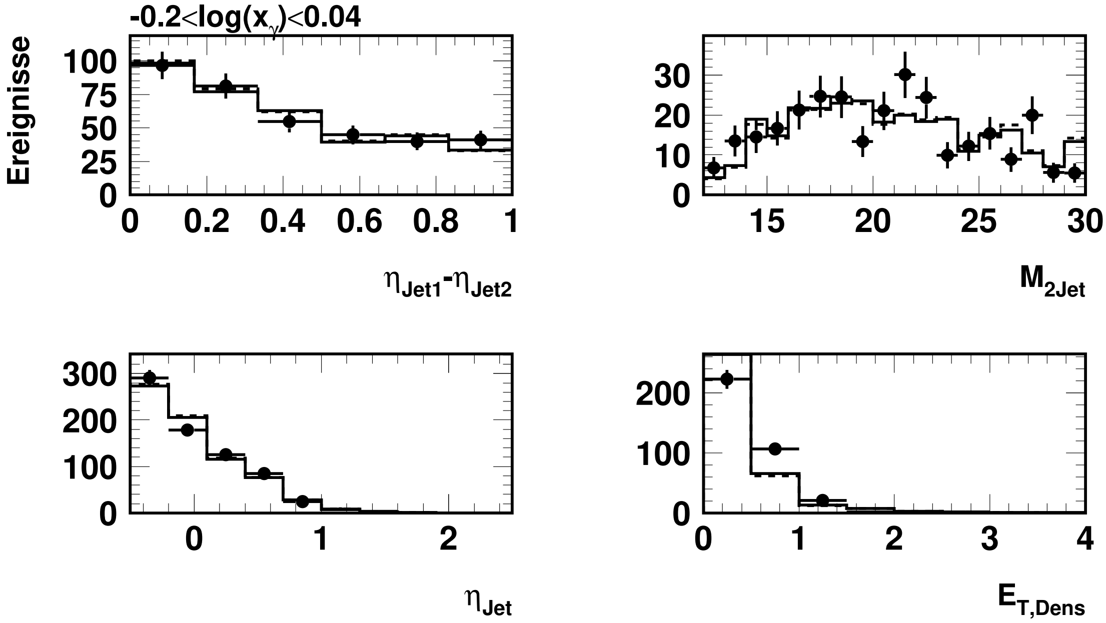

Abbildung 5.13: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die vier Verteilungen gelten für $-0.2 < x_{\gamma,Jets} < 0.04$. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

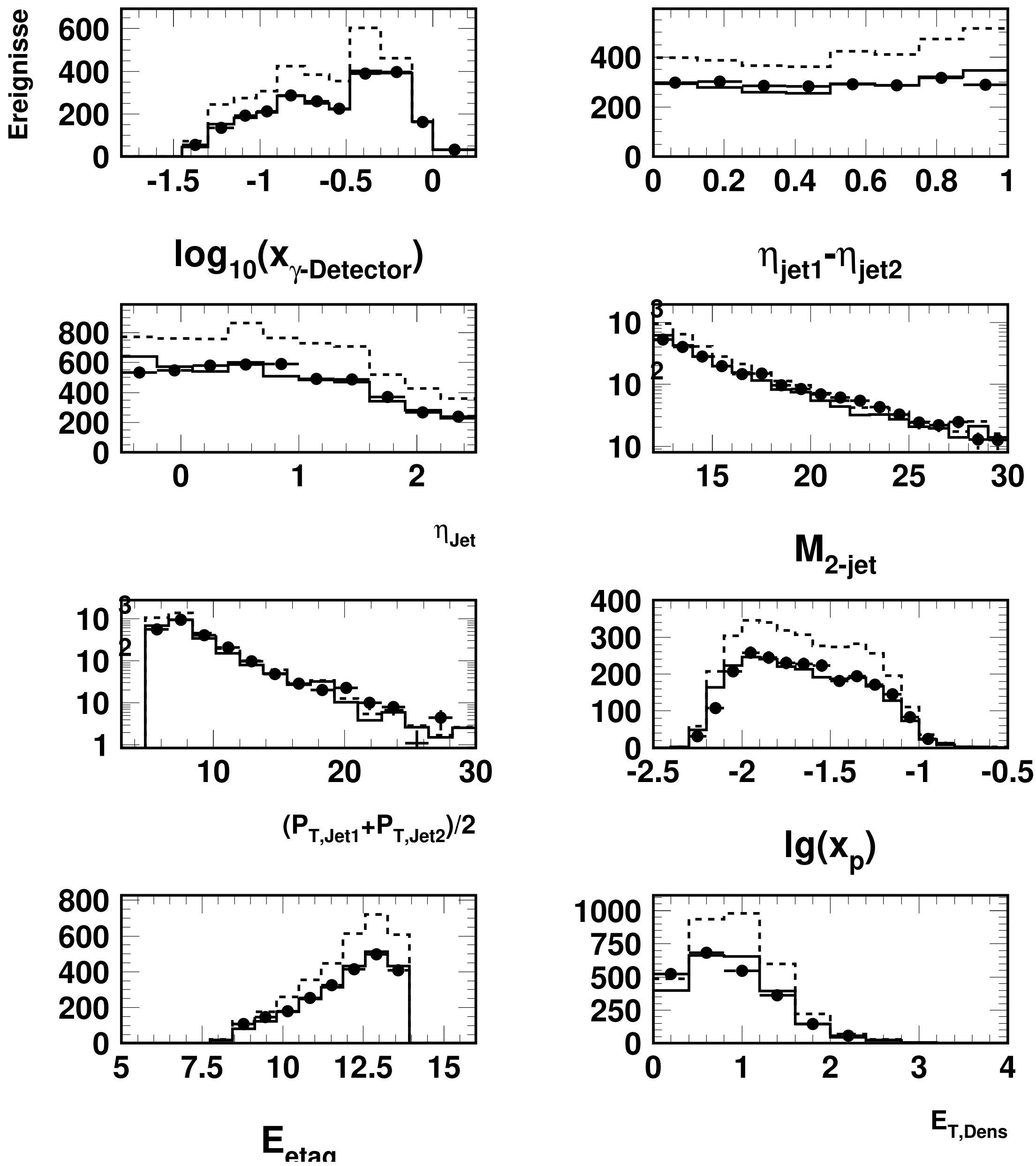

Abbildung 5.14: Kontrollverteilungen zur Entfaltung für den Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-Modell Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten Modell-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die Variablen x_p und E_{etag} entsprechen dem aus den Jets rekonstruiertem Impulsbruchteil des Partons vom Proton und der im Kleinwinkel-Detektor rekonstruierten Energie des gestreuten Elektrons. $E_{T,Dens}$ ist die transversale Energiedichte außerhalb der Jets.

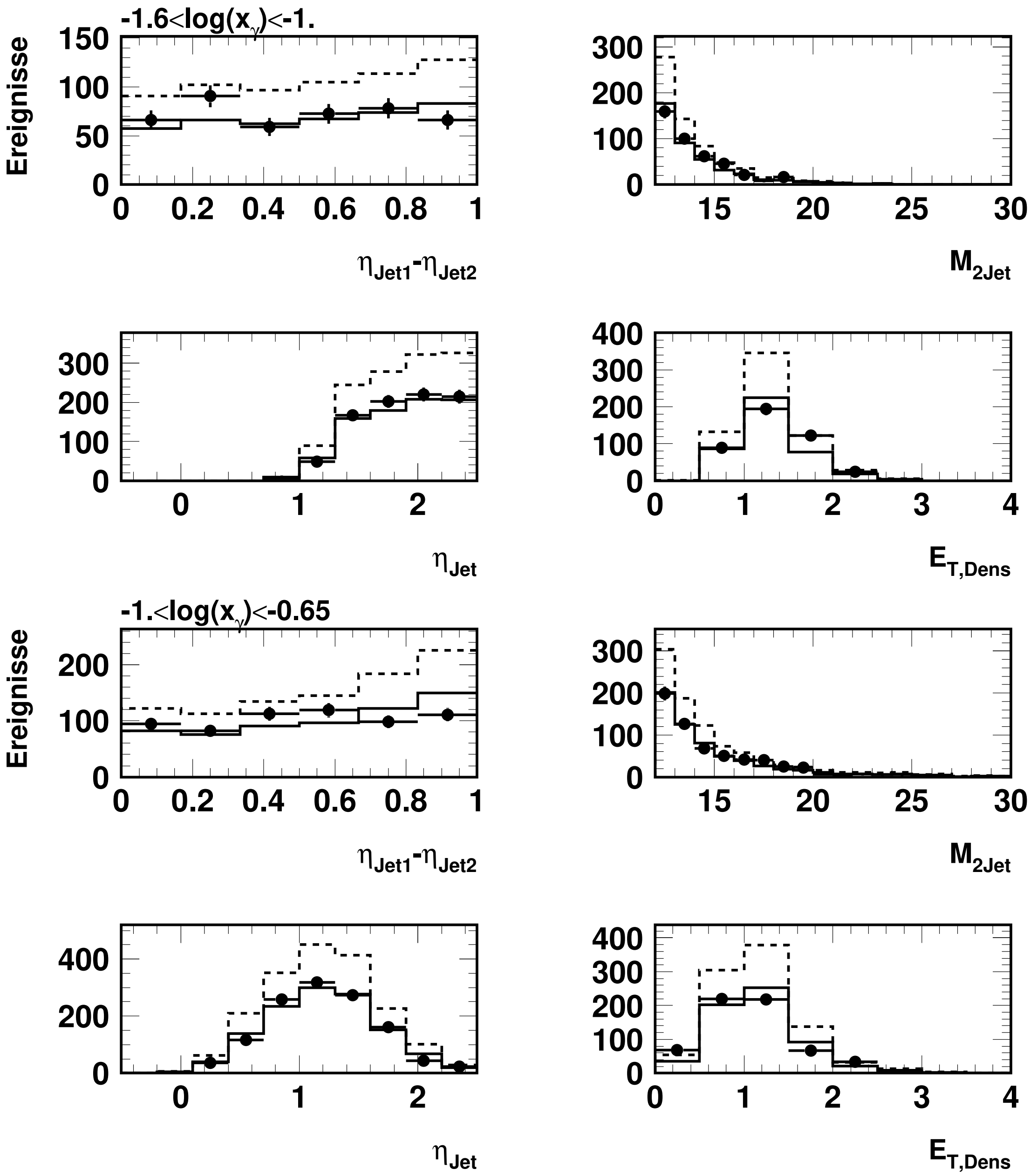

Abbildung 5.15: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die oberen vier Verteilungen gelten für $-1.6 < x_{\gamma,Jets} < -1.$, die unteren vier für $-1. < x_{\gamma,Jets} < -0.65$. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

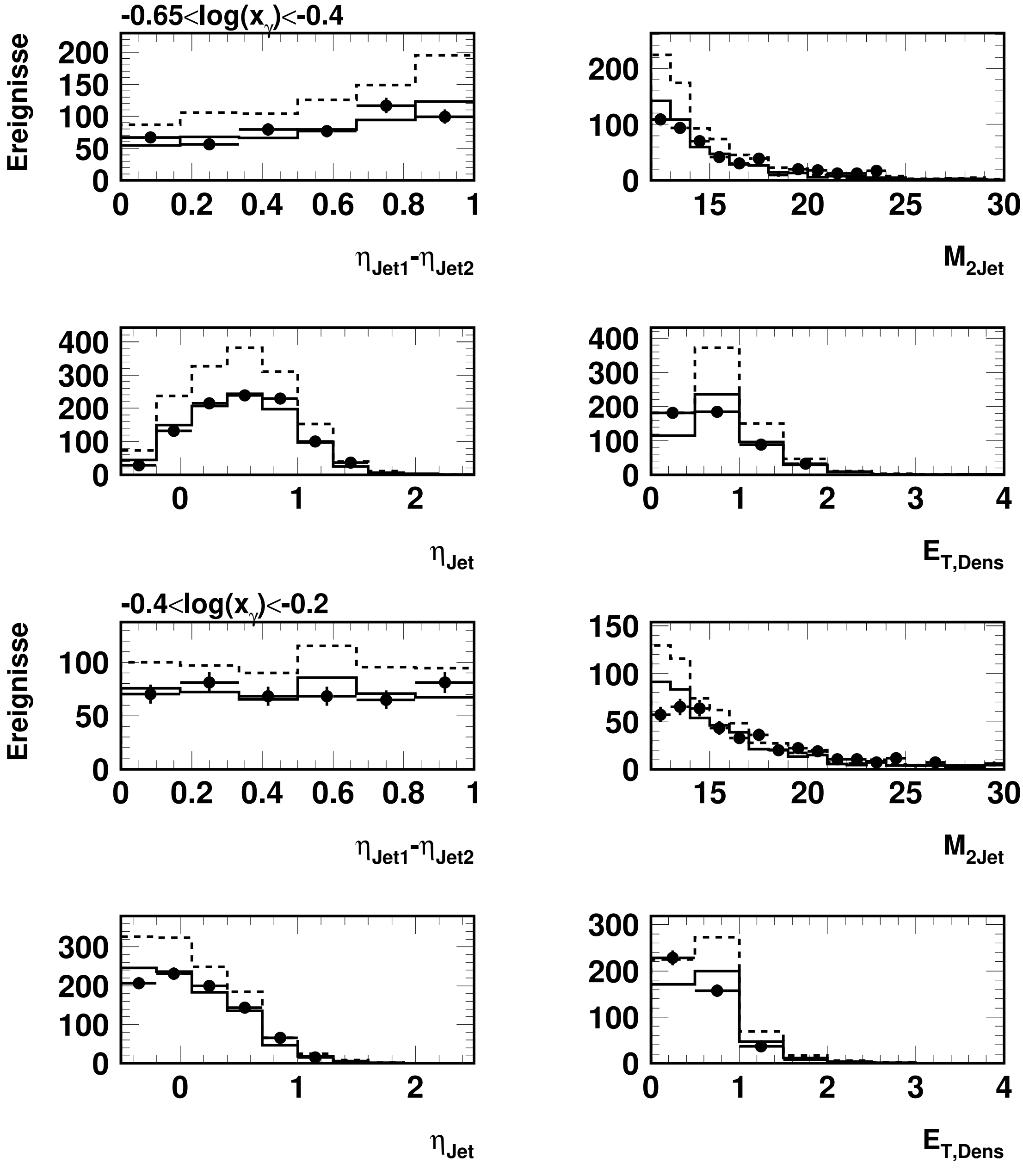

Abbildung 5.16: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die oberen vier Verteilungen gelten für $-0.65 < x_{\gamma,Jets} < -0.4$, die unteren vier für $-0.4 < x_{\gamma,Jets} < -0.2$. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

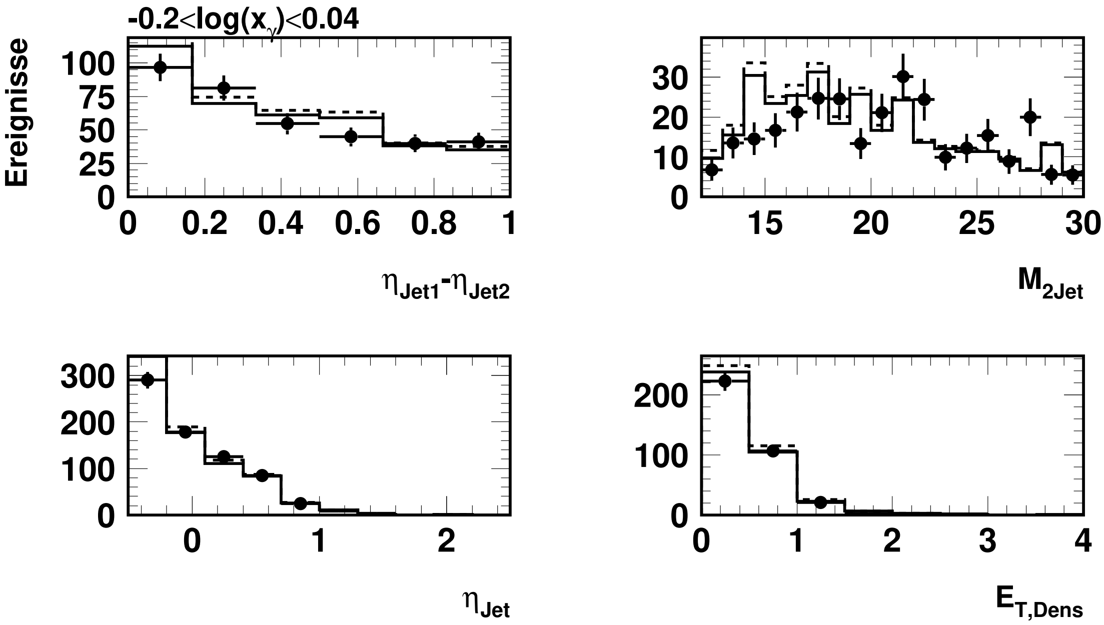

Abbildung 5.17: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die vier Verteilungen gelten für $-0.2 < x_{\gamma,Jets} < 0.04$. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

Effizienz und Reinheit

Zur Überprüfung der entfalteten Detektoreffekte werden die folgendermaßen definierten Größen „Effizienz“ und „Reinheit“ benutzt:

- Effizienz: Die „Effizienz“ gibt pro $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Bin an, wieviele der auf Hadronniveau gefundenen zwei Jets auch die kinematischen Bedingungen (siehe Abschnitt5.1) für die Definition des Wirkungsquerschnitts auf Detektorniveau erfüllen.

- Reinheit: „Die Reinheit“ gibt pro $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Bin an, wieviele der auf Detektorniveau gefundenen zwei Jets auch die kinematischen Bedingungen für die Definition des Wirkungsquerschnitts auf Hadronniveau erfüllen. Diese Ereignisse werden im folgenden auch „Untergrund“-Ereignisse genannt.

Beide Größen geben also an, wie groß die Migrationen der selektierten Zweijet-Ereignisse durch Detektoreffekte (z. B. M_{2Jet}-Auflösung) beim Übergang vom Detektor- zum Hadronniveau sind.

In Abbildung5.18 sind die Effizienz und Reinheit für die Zweijet-Auswahl in dieser Analyse dargestellt. Die Werte wurden sowohl mit dem PHOJET- als auch mit dem PYTHIA-Modell bestimmt.

Die Effizienz der Zweijet-Selektion fällt bei beiden Modellen mit kleineren $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Werten. Während bei großen $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Werten mehr als 80% der auf Hadronniveau gefundenen Jets auch auf Detektorniveau wiedergefunden werden, sinkt dieser Wert bei kleinen $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Werten auf ungefähr 30%. Für die Reinheit der Zweijet-Selektion verhält es sich ähnlich. Dort sinkt der Wert der Reinheit von ungefähr 90% bei großen $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Werten auf knapp 40% bei kleinen $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Werten.

Die schlechtere Effizienz und Reinheit des PYTHIA-Modells gegenüber dem PHOJET-Modell liegt an der schlechteren Korrelation der Jets auf Hadron- und Detektorniveau innerhalb des PYTHIA-Modells.

Das Verhältnis der beiden Größen Reinheit und Effizienz ist der gesamte Korrekturfaktor (Korrekturfaktor=Reinheit/Effizienz), der sich für Zweijet-Ereignisse in einem bestimmten $x_{\gamma,Jets}^{had}$-Bin beim Übergang vom Detektorniveau zum Hadronniveau ergibt[1]. Diese Korrekturfaktoren werden in Abbildung5.18 in der untersten Verteilung gezeigt. Beide Modelle ergeben sehr ähnliche Korrekturfaktoren, was zu erwarten ist, da beide Modelle die gleiche Detektorsimulation benutzen und wie in Abschnitt5.2 gezeigt, ähnliche Energieflüsse innerhalb und außerhalb der Jets auf Detektorniveau zeigen.

[1] Beim Entfaltungsverfahren werden diese Korrekturfaktoren zusammen mit der $x_{\gamma,Jets}$-Korrelation berücksichtigt.

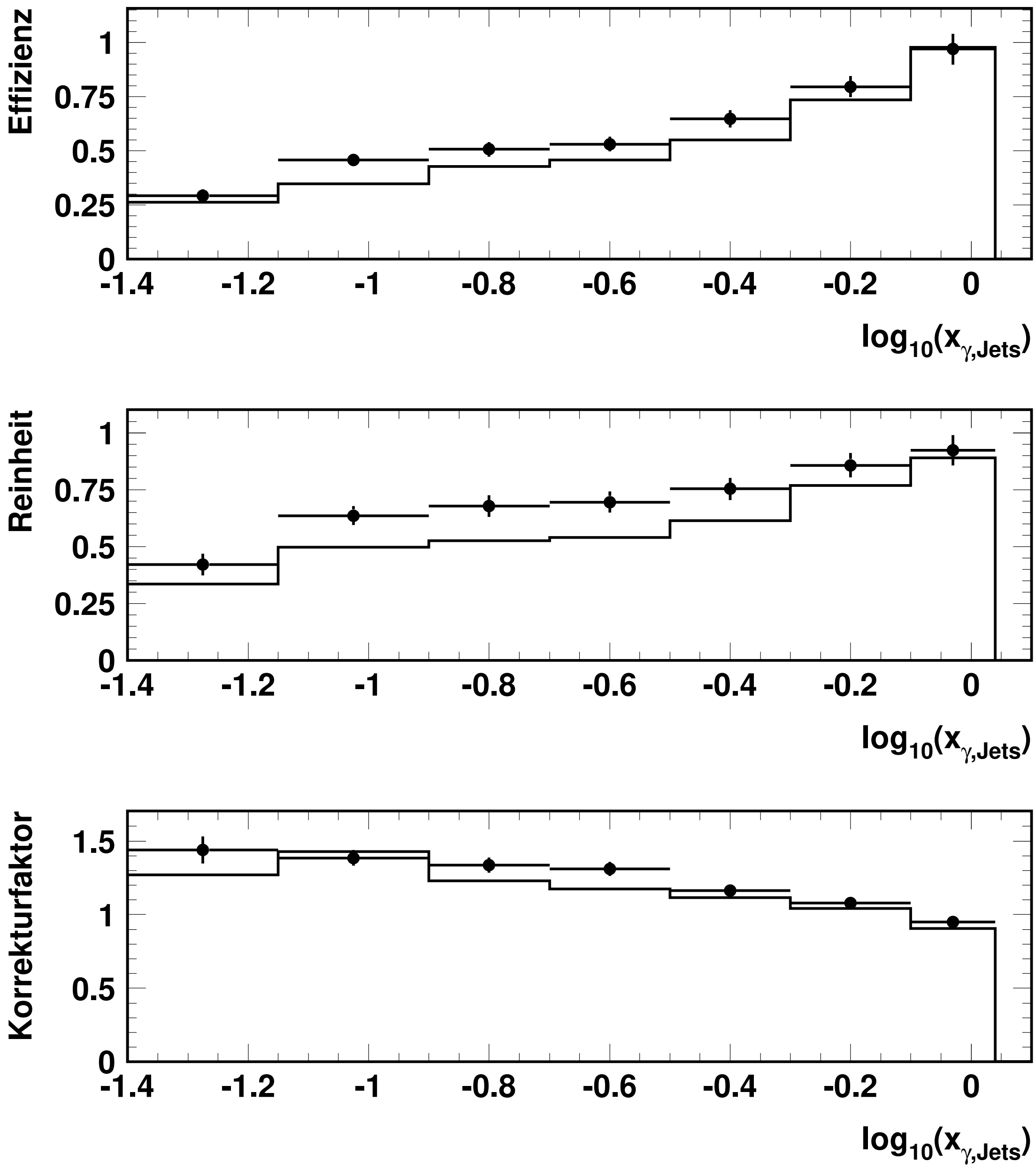

Abbildung 5.18: Oben: Effizienz der Zweijet-Auswahl in Abhängigkeit von $x_{\gamma,Jets}$ auf Hadronniveau für das PHOJET-Modell (Punkte) und das PYTHIA-Modell (durchgezogene Linie). Mitte: Reinheit der Zweijet-Auswahl in Abhängigkeit von $x_{\gamma,Jets}$ auf Hadronniveau für das PHOJET-Modell (Punkte) und das PYTHIA-Modell (durchgezogene Linie). Unten: Der aus dem Verhältnis Effizienz und Reinheit gebildete Korrekturfaktor in Abhängigkeit von $x_{\gamma,Jets}$ auf Hadronniveau für das PHOJET-Modell (Punkte) und das PYTHIA-Modell (durchgezogene Linie).

5.3.3 Systematische Fehler

Zur Beurteilung des gemessenen Zweijet-Wirkungsquerschnitt müssen die systematische Unsicherheiten bei der Messung untersucht werden. Die wichtigsten Quellen solcher Unsicherheiten sind:

- Unsicherheit in der Kenntnis der hadronischen Energieskala des LAr- Kalorimeters
- Unsicherheiten im Entfaltungsverfahren
- Modellabhängigkeit des Endergebnisses
- Unsicherheit in der Bestimmung der Triggereffizienz
- Unsicherheit in der Bestimmung der y-Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors
- Unsicherheit in der Luminositätsmessung

Zur Abschätzung der Unsicherheit in der Kenntnis der hadronischen Energieskala des LAr-Kalorimeters wurde eine erneute Selektion der Daten durchgeführt, nachdem die gemessenen Energien in allen LAr-Kalorimeterzellen um $\pm 4\%$ skaliert wurden. Die Unsicherheit von $\pm 4\%$ entspricht der Genauigkeit, mit der die Kalibration des LAr-Kalorimeters durch Studien des Transversalimpulsgleichgewichts zwischen gestreutem Elektron und hadronischem Endzustand in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bisher überprüft werden konnte [29]. Die gesamte Analyse wurde mit den neuen Energieskalen wiederholt und der maximale Unterschied der beiden neu bestimmten Wirkungsquerschnitte zum ursprünglich bestimmten wird als systematischer Fehler durch die Unsicherheit in der Kenntnis der hadronischen Energieskala des LAr-Kalorimeters genommen.

Die Unsicherheiten für den Zweijet-Wirkungsquerschnitt durch das Entfaltungsverfahren wurden durch Einsetzen von verschiedenen Anfangsverteilungen für den Entfaltungsalgorithmus bestimmt. Es wird eine in $x_{\gamma,Jets}$ völlig flache Anfangsverteilung eingesetzt und eine mit der LAC1-Partondichtenparametrisierung generierte und simulierte $x_{\gamma,Jets}$-Verteilung des PHOJET-Modells. Die maximale Unterschied der neu bestimmten Wirkungsquerschnitte zum ursprünglich bestimmten wird als systematischer Fehler durch das Entfaltungsverfahren genommen. Der Fehler beträgt nicht mehr als 10%. Da das Entfaltungsverfahren für die Bestimmung des Zweijet-Wirkungsquerschnitt schnell konvergiert (4 Iterationen für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell, 6 Iterationen mit dem PYTHIA-Modell), wurde der Fehler durch das Konvergenzverhalten des Entfaltungsverfahren vernachlässigt.

In Abbildung5.9 wird der mit Hilfe der PHOJET- und PYTHIA-Modelle gemessene Zweijet-Wirkungsquerschnitt gezeigt. Beide Verteilungen stimmen bis auf den Bereich $-0.5 < log(x_{\gamma,Jets}) < -0.1$ gut überein. Wie in den Abschnitten5.2

und 5.3.2 gezeigt wurde, können beide Monte-Carlo-Modelle die kinematischen Jet-Verteilungen und die Energieflüsse innerhalb und außerhalb der Jets ausreichend beschreiben. Die Daten-Verteilungen werden von der Beschreibung der beiden Monte-Carlo-Modelle eingeschlossen. Somit wird der Mittelwert beider Messungen als endgültiges Meßergebnis genommen. Der Abstand dieses Mittelwertes zu beiden durch die Monte-Carlo-Modelle ermittelten zentralen Meßergebnissen wird als Unsicherheit des bestimmten Endergebnisses durch die Modellbeschreibung angenommen.

Die Unsicherheit in der Parametrisierung der Triggereffizienz in Abbildung4.3 führt zu einer Variation des Endergebnisses innerhalb von 5% im Bereich $0.065 < x_{\gamma,Jets} < 1$ und zu einer Variation von 10% im Bereich $0.04 < x_{\gamma,Jets} < 0.065$.

Die Unsicherheit in der Bestimmung der Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors in Abhängigkeit von y, wird im gesamten hier betrachteten y-Bereich mit $\pm 5\%$ angegeben [23]. Die Unsicherheit der Luminositätsmessung beträgt $\pm 2\%$.

Alle diese systematischen Fehler werden für das endgültige Endergebnis zusammen mit dem statistischen Fehler quadratisch addiert um den Gesamtfehler angeben zu können.

In Tabelle5.1 ist eine Zusammenfassung der statistischen und aller systematischen Fehler gegeben.

5.3.4 Zweijet-Wirkungsquerschnitt

In Abbildung5.19 ist der gemessene Zweijet-Wirkungsquerschnitt dargestellt. Der statistische Fehler ist durch die inneren Fehlerbalken angedeutet, die vollen Fehlerbalken stellen den aus der quadratischen Addition des statistischen und systematischen Fehler erhaltenen Gesamtfehler dar. Der systematische Fehler dominiert im gesamten kinematischen Bereich. In Tabelle5.1 ist die Messung nochmal zusammengefaßt. Der Zweijet- Wirkungsquerschnitt ist für den in Abschnitt5.1 angegebenen kinematischen Bereich gültig.

Zur Beurteilung des Ergebnisses muß auch die Kovarianzmatrix aus dem Entfaltungsverfahren berücksichtigt werden. In der Tabelle5.2 werden diejenigen Elemente der Kovarianzmatrix angegeben, die einer Korrelation des statistischen Fehlers zwischen zwei Bins vom mehr als 30% entsprechen. Die Korrelationen werden für die beiden Monte Carlo Modelle PHOJET und PYTHIA angegeben. Die Korrelationen bei der Entfaltung mit dem PHOJET-Modell sind kleiner als beim PYTHIA-Modell. Dies ist auf die bessere $x_{\gamma,Jets}$-Korrelation beim PHOJET-Modell gegenüber dem PYTHIA-Modell zurückzuführen.

5.3.5 Interpretation

Dieser gemessene Zweijet-Wirkungsquerschnitt ist aufgrund seiner Konstruktion weitgehend modellunabhängig und kann deshalb auch mit NLO-QCD Vorhersagen verglichen werden. Hier werden nur einige Vergleiche mit den LO-QCD

Modellen PHOJET und PYTHIA gezeigt. Vergleiche mit NLO-QCD Vorhersagen werden zukünftigen Analysen überlassen.

In Abbildung5.20 sind die verschiedenen Anteile der „direct“ und „resolved“ Photon-Prozesse eingezeichnet, die zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt beitragen. Diese Beiträge wurden mit Hilfe des PHOJET-Modell bestimmt. Das Modell benutzt zur Berechnung des Zweijet- Wirkungsquerschnitt GRV-LO Partondichtenparametrisierungen für das Photon und Proton und die Faktorisierungs- und Renormierungsskala $\hat{p}_t$. Wie erwartet dominieren die direkten Photon-Prozesse den Zweijet-Wirkungsquerschnitt bei den höchsten $x_{\gamma,Jets}$-Werten. Der Beitrag der „resolved“ Photon-Prozesse, bei denen ein Quark aus dem Photon an der harten Streuung teilnimmt, nimmt zu kleineren $x_{\gamma,Jets}$-Werten immer weiter ab. Es ist deutlich sichtbar, daß der berechnete Zweijet-Wirkungsquerschnitt mit dem Quarkanteil des Photons alleine nicht ausreicht um den gemessenen Zweijet-Wirkungsquerschnitt bei kleinen $x_{\gamma,Jets}$-Werten zu beschreiben. Zur Beschreibung

$log(x_{\gamma,Jet})$	$\frac{d\sigma}{dx_{\gamma,Jet}}[nb]$	Stat.Feh.	Syst.exp.Feh.	E-Skala	Modell-Uns.	Gesamtfehler
-1.275	0.49	0.03	0.13	0.12	0.03	0.14
-1.025	0.88	0.04	0.21	0.18	0.01	0.22
-0.8	0.92	0.04	0.23	0.20	0.01	0.24
-0.6	0.83	0.04	0.13	0.08	0.02	0.14
-0.4	0.85	0.04	0.14	0.09	0.08	0.17
-0.15	0.78	0.04	0.11	0.06	0.08	0.14
-0.03	0.54	0.04	0.11	0.09	0.03	0.12

Tabelle 5.1: Ergebnistabelle für den gemessenen Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Für jeden Funktionswert sind der statistische Fehler, der gesamte systematisch-experimentelle Fehler, der systematische Fehler nur durch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala und die Unsicherheiten durch die Modelle, sowie der sich durch quadratische Addition aller Fehlerbeiträge ergebende Gesamtfehler angegeben. Die experimentellen Fehler sind im kleinen $x_{\gamma,Jets}$-Bereich hauptsächlich durch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala des Detektors gegeben (im Bereich $-1.4 < log(x_{\gamma,Jets}) < -1.15$ knapp 25%). Zur Bestimmung der Modellabhängigkeit wurden die Modelle PHOJET und PYTHIA benutzt, wobei der angegebene Funktionswert für den Zweijet-Wirkungsquerschnitt durch den Mittelwert der Entfaltungsergebnisse der beiden Modelle gegeben ist. Die Modellabhängigkeit ist durch die Differenz der zentralen Modellwerte und des Mittelwertes gegeben und ist im Bereich $-0.5 < log(x_{\gamma,Jets}) < -0.1$ ungefähr von der gleichen Größe ($\sim 10\%$) wie der Fehler durch die Unsicherheit der Energieskala.

Bin-Nr.	rel. Korrelation	
1 – 2	43	(53)
2 – 3	37	(52)
3 – 4	38	(53)
4 – 5	36	(58)
5 – 6	33	(51)
6 – 7	37	(47)

Tabelle 5.2: Die Tabelle zeigt die relative Stärke der Korrelationen des statistischen Fehlers zwischen benachbarten Bins. Die relative Korrelation aus der Entfaltung für die Bins i,j ist gegeben durch $\mathrm{Cov}(f_i, f_j)/\sqrt{Cov(f_i, f_i)Cov(f_j, f_j)}$. Die genauen Werte sind nur für relative Korrelationen größer als 0.3 angegeben. Die Zahlen gelten für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell, in Klammern sind die Werte für die Entfaltung mit dem PYTHIA-Modell angegeben.

der Daten wird innerhalb dieses Modells ein hoher Anteil von Streuprozessen mit Gluonen aus dem Photon bei kleinen $x_{\gamma,Jets}$-Werten benötigt. Mit der vom PHOJET-Modell benutzten GRV-LO Gluondichteparametrisierung können die Daten gut beschrieben werden.

In Abbildung5.21 wird der gemessene Zweijet-Wirkungsquerschnitt mit Vorhersagen des PHOJET-Modells mit verschiedenen Renormierungsskalen, $\hat{p}_t$ und $1/2\hat{p}_t$, und des PYTHIA-Modells mit der Renormierungsskala $\hat{p}_t$ verglichen.

Für den hohen $x_{\gamma,Jets}$-Bereich ($x_{\gamma,Jets} > 0.5$) ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung des gemessenen Wirkungsquerschnitt mit den Vorhersagen der verschiedenen Modelle. Dies liegt daran, daß die Abhängigkeit der „leading order"-Modelle von der Wahl der Renormierungsskala für größere $x_{\gamma,Jets}$-Werte immer kleiner wird. In diesem hohen $x_{\gamma,Jets}$-Bereich werden auch die Einflüsse der nichtperturbativen Wechselwirkungen immer geringer[2]. Weiterhin dominieren in diesem Bereich Streuprozesse den Wirkungsquerschnitt, bei denen Quarks aus dem Photon und Proton teilnehmen und direkte Photon-Prozesse ($x_{\gamma,Jets} \sim 1$), bei denen es keine Unsicherheiten durch die Partondichten des Photons gibt. Experimentell sind diese Anteile nicht auflösbar, aber die benutzten Quark- Partonverteilungen des Photons und Protons geben zusammen mit der Berechnung der direkten Photon-Prozesse eine gute Beschreibung der Daten innerhalb der experimentellen Fehler wieder.

[2]Für direkte Photon-Streuprozesse gibt es diese Vielfach-Wechselwirkungen nicht und für „resolved" Photon-Streuprozesse bei hohen $x_{\gamma,Jets}$-Werten ist der Einfluß dieser Vielfach-Wechselwirkungen sehr klein[24].

Der Vergleich der LO-QCD Modell-Vorhersagen zeigt vor allem im kleinen $x_{\gamma,Jets}$-Bereich deutliche Unterschiede. In diesem Bereich ist zum einen die Abhängig-

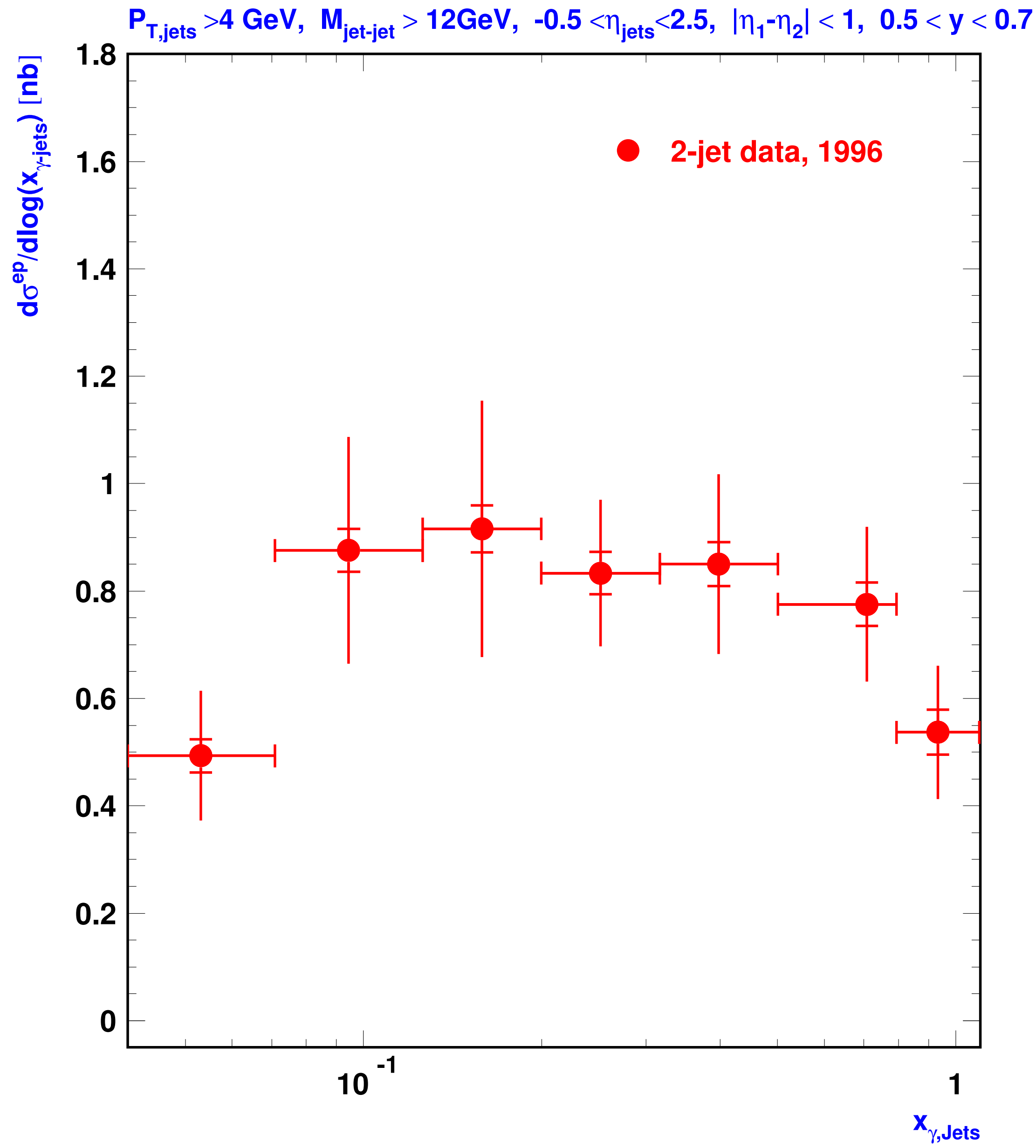

Abbildung 5.19: Gemessener Zweijet-Wirkungsquerschnitt (Punkte) als Funktion von $x_{\gamma,Jets}$. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehler (innerer Fehlerbalken) und der quadratisch addierten Summe aus statistischen und systematischen Fehler (gesamter Fehlerbalken) angegeben. Diese Messung wurde mit 1889 selektierten Zweijet-Ereignissen durchgeführt.

keit der „leading order“-Modelle von der Wahl der Renormierungsskala groß[3], zum anderen ist der Zweijet-Wirkungsquerschnitt der Modelle stark von der Behandlung der nicht-perturbativen Wechselwirkungen abhängig (siehe Abschnitt 3.3.3).

Die Messung der Partondichten im Photon hängt im Gegensatz zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt auf Hadronniveau direkt von diesen theoretischen Unsicherheiten ab. Im nächsten Kapitel wird daher eine restriktivere Datenauswahl durchgeführt, um zu gewährleisten, daß die Partondichten in einem kinematischen Bereich (große Transversalimpulse der harten Partonen) gemessen werden, in dem die Gültigkeit perturbativer QCD-Vorhersagen sichergestellt ist und nicht-perturbative Effekte stark unterdrückt sind.

[3] Durch Vergleiche mit NLO-QCD-Vorhersagen kann diese Skalenabhängigkeit reduziert werden.

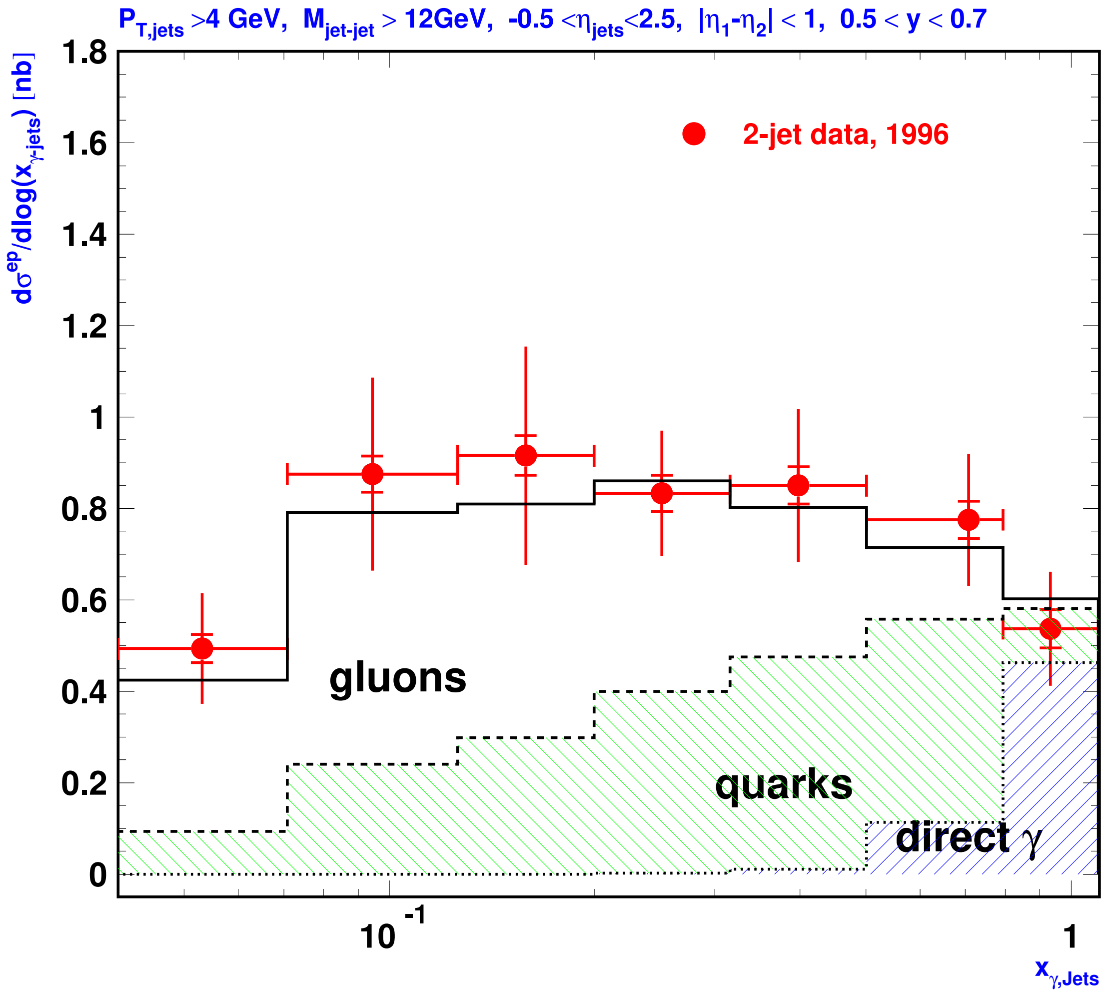

Abbildung 5.20: Gemessener Zweijet-Wirkungsquerschnitt (Punkte) als Funktion von $x_{\gamma,Jets}$. Die Datenpunkte werden mit einer LO-QCD-Vorhersage des PHOJET-Generator (durchgezogene Linie) mit GRV-LO Partondichtenparametrisierungen für das Photon und Proton und der Faktorisierungs- und Renormierungsskala $\hat{p}_t$ verglichen. Eingezeichnet sind auch die Anteile der direkten Photonstreuungen und der „resolved“-Photon-Prozesse, bei denen entweder ein Quark oder ein Gluon aus dem Photon an der Streuung teilnimmt.

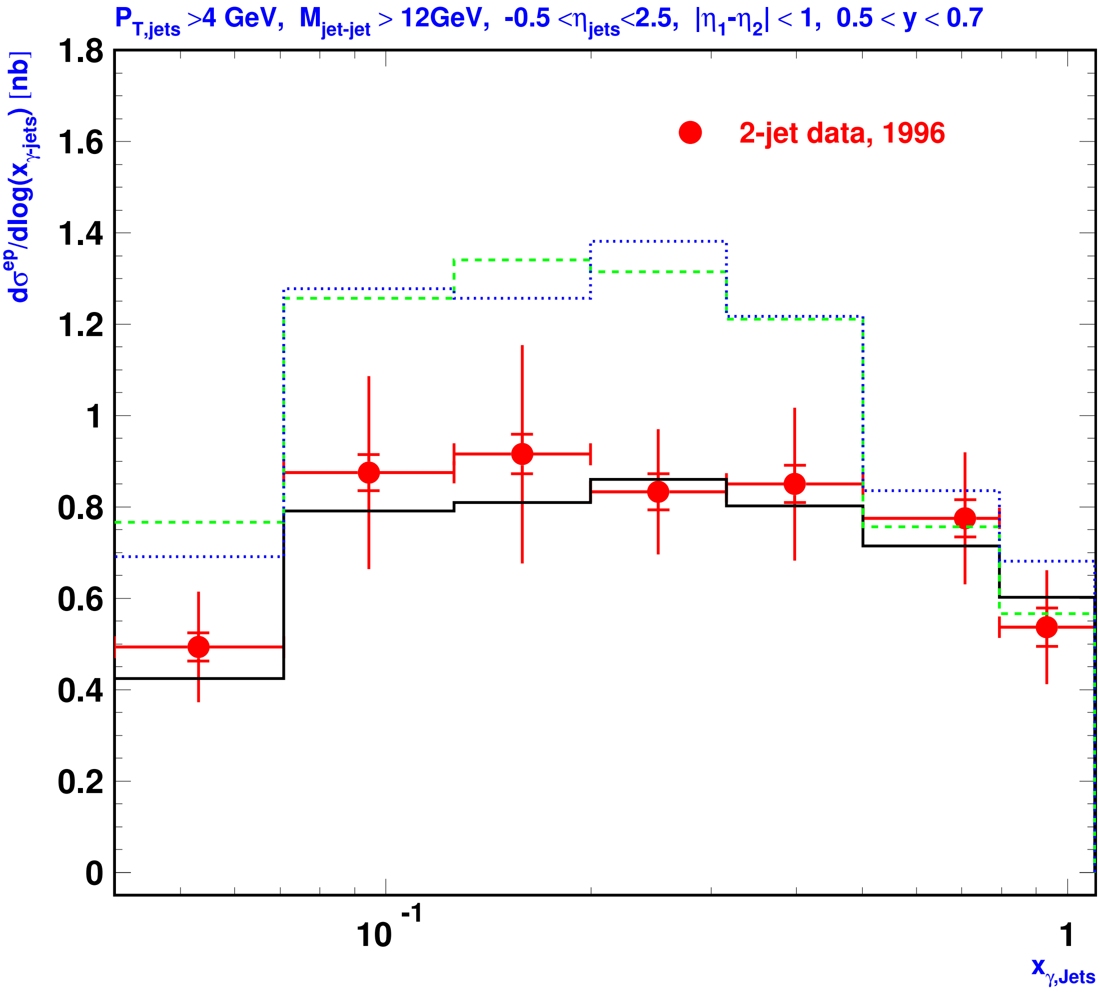

Abbildung 5.21: Vergleich des gemessenen Zweijet-Wirkungsquerschnitt (Punkte) mit verschiedenen Monte Carlo Modellen: Das PHOJET-Modell mit $\hat{p}_t^2$ als Skala für die Renormierungsskala (durchgezogene Linie) und $1/4\hat{p}_t^2$ als Renormierungsskala (gepunktete Linie) und das PYTHIA-Modell mit $\hat{p}_t^2$ als Renormierungsskala (gestrichelte Linie).

Kapitel 6

Messung der effektiven Partondichte und der Gluondichte

Zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion tragen sowohl Quarks als auch Gluonen im Photon und Proton bei. Diese Meßgröße ist somit direkt auf die Gluonimpulsverteilung im Photon sensitiv, die in Zwei-Photon-Experimenten an e^+e^--Beschleunigern bisher kaum eingeschränkt werden konnte. Experimentell ist die Unterscheidung der Zweijet-Ereignisse in von Gluonen oder Quarks initiierte Streuprozesse noch nicht möglich, da sich von Quarks oder Gluonen initiierte Jets experimentell noch nicht ausreichend unterscheiden lassen. Um die Partonimpulsverteilungen im Photon zu messen, wird zunächst die $x_{\gamma,Jets}$-Datenverteilung mit Hilfe der Monte-Carlo-Modelle auf das wahre x_γ entfaltet, da die Partonimpulsverteilungen vom wahren Impulsbruchteil der Photonenergie x_γ abhängen.

Anschließend werden zwei Analyseverfahren verwandt, die sich in der Behandlung der Summe über die verschiedenen Partonzustände im Anfangszustand des Parton-Wirkungsquerschnitts unterscheiden:

$$\frac{d^4\sigma^{ep}}{dy dx_\gamma dx_p dcos(\hat{\theta})} = \frac{1}{32\pi s_{ep}} \frac{f_{\gamma/e}(y)}{y} \sum_{i,j} \frac{f_{i/\gamma}(x_\gamma, \hat{p_T}^2) f_{j/p}(x_p, \hat{p_T}^2)}{x_\gamma x_p} |M_{ij}(cos\hat{\theta})|^2 \tag{6.1}$$

- Die Summe in Gleichung6.1 wird in drei Komponenten aufgeteilt, den Streuprozessen mit direktem Photonanteil $f_{\gamma/\gamma}$, den Streuprozessen mit einem Quark des Photons $f_{q/\gamma}$ und den Streuprozessen mit einem Gluon aus dem Photon $f_{g/\gamma}$:

$$\sum_{ij} f_{i/\gamma} f_{j/p} |M_{ij}|^2 = f_{\gamma/\gamma} \sum_j f_{j/p} |M_{ij}|^2 + f_{q/\gamma} \sum_j f_{j/p} |M_{ij}|^2 + f_{g/\gamma} \sum_j f_{j/p} |M_{ij}|^2 \tag{6.2}$$

Die direkten Photon Prozesse können innerhalb der QCD vorhergesagt werden. Für die resolved Photon Prozesse mit Beteiligung eines Quarks aus dem Photon können Parametrisierungen der gemessenen Quarkverteilungen aus den Zwei-Photon-Experimenten genommen werden und damit ist dieser Anteil des resolved Parton-Wirkungsquerschnittes festgelegt. Somit kann aus der gemessenen Datenverteilung nach Subtraktion der vorhergesagten Komponenten des Parton-Wirkungsquerschnitts direkt die Gluonimpulsverteilung im Photon gemessen werden. Der Unterschied zwischen Daten und Modell wird auf die Gluonen im Photon zurückgeführt. Dieses Analyseverfahren ist nur innerhalb einer „leading order"-Voraussage gültig.

- Die Summe der resolved Photon Prozesse kann innerhalb der SES-Näherung (siehe Abschnitt3.2.4) durch eine effektive Partondichte $f_{eff} = \sum_{n_f}(q + q^-) + (9/4)g$ und ein Matrixelement M_{SES} ersetzt werden. Damit erhält man für die gesamte Summe :

$$\sum_{ij} f_{i/\gamma} f_{j/p} |M_{ij}|^2 = f_{\gamma/\gamma} \sum_j f_{j/p} |M_{ij}|^2 + f_{eff/\gamma} f_{eff/p} |M_{SES}|^2 \tag{6.3}$$

Damit kann aus den auf Partonniveau korrigierten Daten direkt nach Berücksichtigung des bekannten Anteils der direkten Photonprozesse die effektive Partondichte des Photons extrahiert werden. Dieses Analyseverfahren ist ebenfalls nur innerhalb einer "leading order"-Voraussage gültig.

Es gibt einen konzeptionellen Unterschied bei diesen Analyseverfahren verglichen mit dem im vorigen Kapitel gemessenen Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Der Zweijet-Wirkungsquerschnitt ist aufgrund seiner Definition auf stabilem Teilchenniveau eine wohldefinierte Größe, die keine theoretischen Unsicherheiten beinhaltet. Die Unsicherheiten der Messung sind allein experimenteller Natur. Bei der Benutzung von Partonvariablen gilt dieses nicht mehr, da Partonen prinzipiell nicht direkt beobachtbar sind und somit zwangsläufig eine Quelle für theoretische Unsicherheiten (Modellabhängigkeiten) bei der Interpretation der Messung darstellen. Diese Modellabhängigkeit wird durch Benutzung zweier verschiedener Modelle (hier PHOJET und PYTHIA) für die Messung untersucht und bewertet werden.

6.1 Neue Ereignisauswahl

Da das Analyseverfahren und die Interpretation der Partondichtenmessung auf der Anwendung der pertubativen QCD beruht, muß sichergestellt sein, dass die ausgewählten Ereignisse aus Partonstreuungen mit einer genügend hohen (harten) Skala $\hat{p}_t$ stammen. Wie schon in Abschnitt3.3.4 diskutiert, können Zweijet-Ereignisse mit hohen transversalen Jetenergien auch aus Partonstreuungen entstehen, die bei einer relativ kleinen Skala $\hat{p}_t$ stattgefunden haben. Zum einem werden bei einem Teil der Jets nicht die harten Partonen wiedergefunden, sondern Jets aufgrund der Hadronen aus Vielfach-Wechselwirkungen, Partonabstrahlungen oder Photon-Rest-Fragmentation unter großen Winkeln. Zum anderen zeigen die selbst die Jets, die den Partonen zugeordnet werden können, eine schlechte Korrelation zur ursprünglichen Partonenergie, da die oben genannten Effekte die Messung der Energie der harten Partonen durch Jets verfälschen.

Um von diesen Ereignisse bei kleinen $\hat{p}_t$ unabhängig zu werden, wird in diesem Abschnitt eine restriktivere Datenauswahl vorgestellt. Eine Methode zur Verbesserung der tranversalen Energiekorrelation zwischen Partonen und Jets ist die sogenannte Pedestalsubtraktion, bei der versucht wird von der gemessenen transversalen Jetenergie die zusätzliche Energie aus Vielfach-Wechselwirkungen abzuziehen, um eine bessere Messung der transversalen Energie des gestreuten Partons zu bekommen und somit auch falsche Jet-Parton Zuordnungen zu unterdrücken. Zur weiteren Reduzierung der falschen Jet-Parton-Zuordnungen werden kinematische Bedingungen für die Ereignisauswahl verlangt.

6.1.1 Pedestalsubtraktion

Um ein Maß für die „underlying event energy“ zu erhalten, wird die Energie außerhalb des Jetkonus für jeden der beiden Jets aufsummiert, innerhalb des Bereiches $-1 < \eta - \eta_{Jet} < 1$ und $-\pi < \phi - \phi_{Jet} < \pi$ des betrachteten Jet (siehe Abbildung6.1). Das Pedestal-Niveau wird dann folgendermaßen berechnet :

$$E_t^{Ped} = \frac{1}{A} \sum_{-1<\eta-\eta_{Jet}<1, -\pi<\phi-\phi_{Jet}<\pi} E_t, \tag{6.4}$$

wobei A die in Abbildung6.1 schraffierte Fläche ist.

Abb.6.2 zeigt die mittlere transversale Pedestalenergie $< E_T^{Ped} >$ in Abhängigkeit von η_{Jet}. Es ist ein deutlicher Anstieg des Pedestalniveau in den Daten in Vorwärtsrichtung zu sehen, der von beiden Modellen gut wiedergegeben wird. Dies spiegelt die bekannte $x_{\gamma,Jets}$-Abhängigkeit der Vielfach-Wechselwirkungen wieder (siehe Abschnitt3.3.4). In Abb.6.3 werden die Fluktuationen des Pedestals gezeigt. Für jeden der beiden Jets ist die gemessene Pedestalenergie zu sehen, unterteilt in Pseudorapiditätsbereiche der Jets. Auch die Fluktuationen des Pedestals in den Daten werden von den beiden Modellen in jedem Pseudorapiditätsbereich zufriedenstellend wiedergegeben.

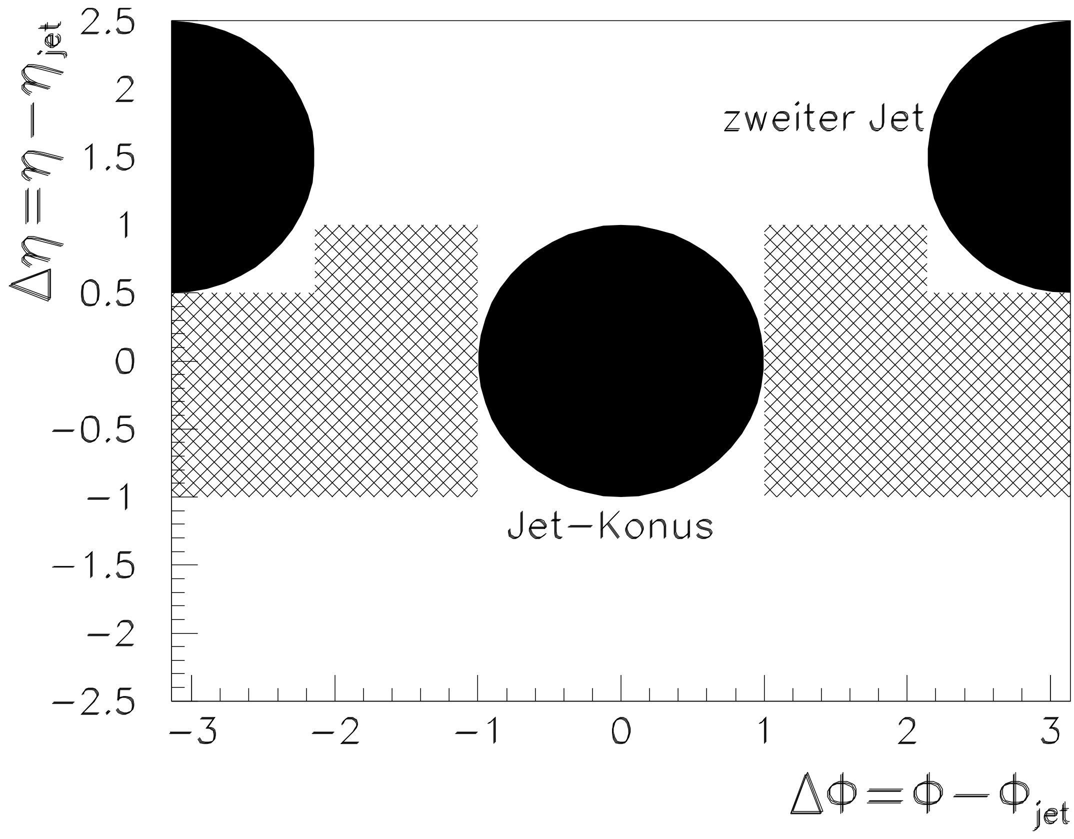

Abbildung 6.1: Messung des Pedestalniveaus in der Umgebung eines Jet-Konus.

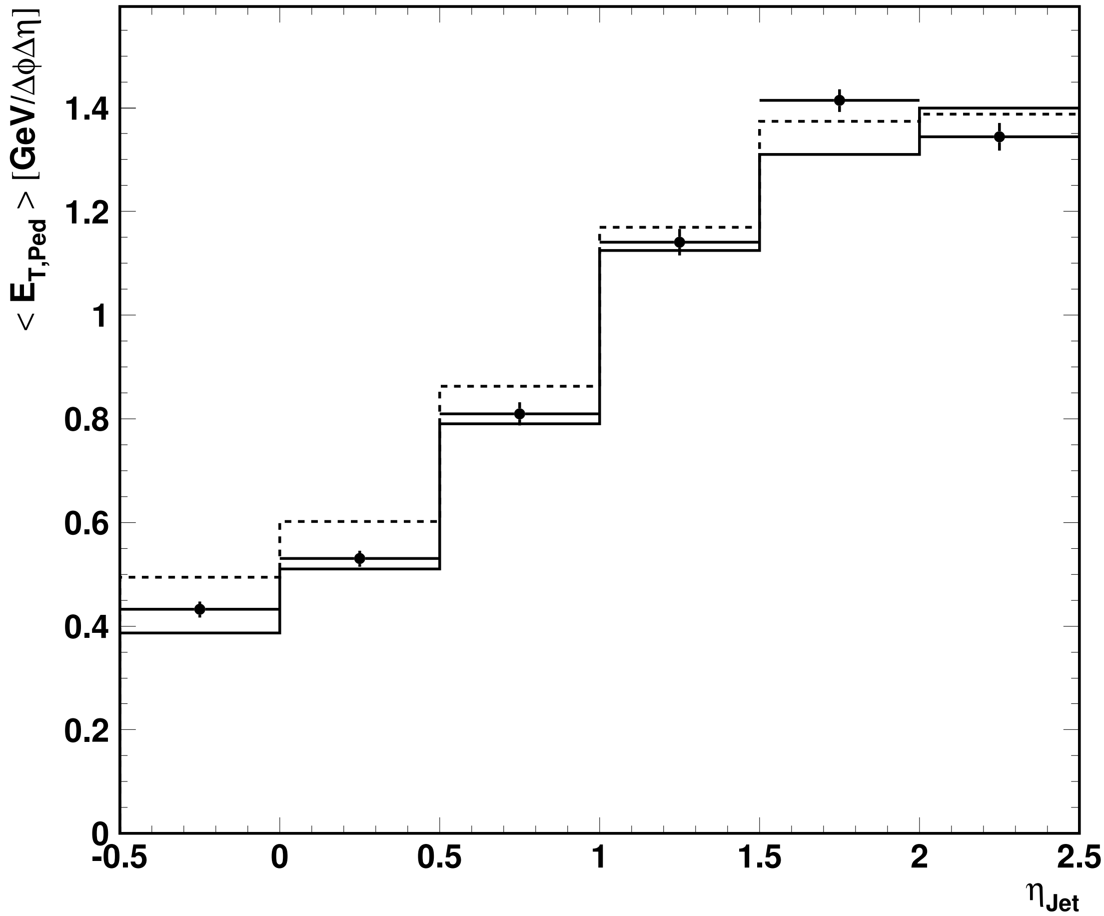

Abbildung 6.2: Mittleres Pedestalniveau in Abhängigkeit von η_{Jet} für die Daten (Punkte) und die Monte Carlo Modelle, PYTHIA (gestrichelt) und PHOJET (durchgezogene Linie).

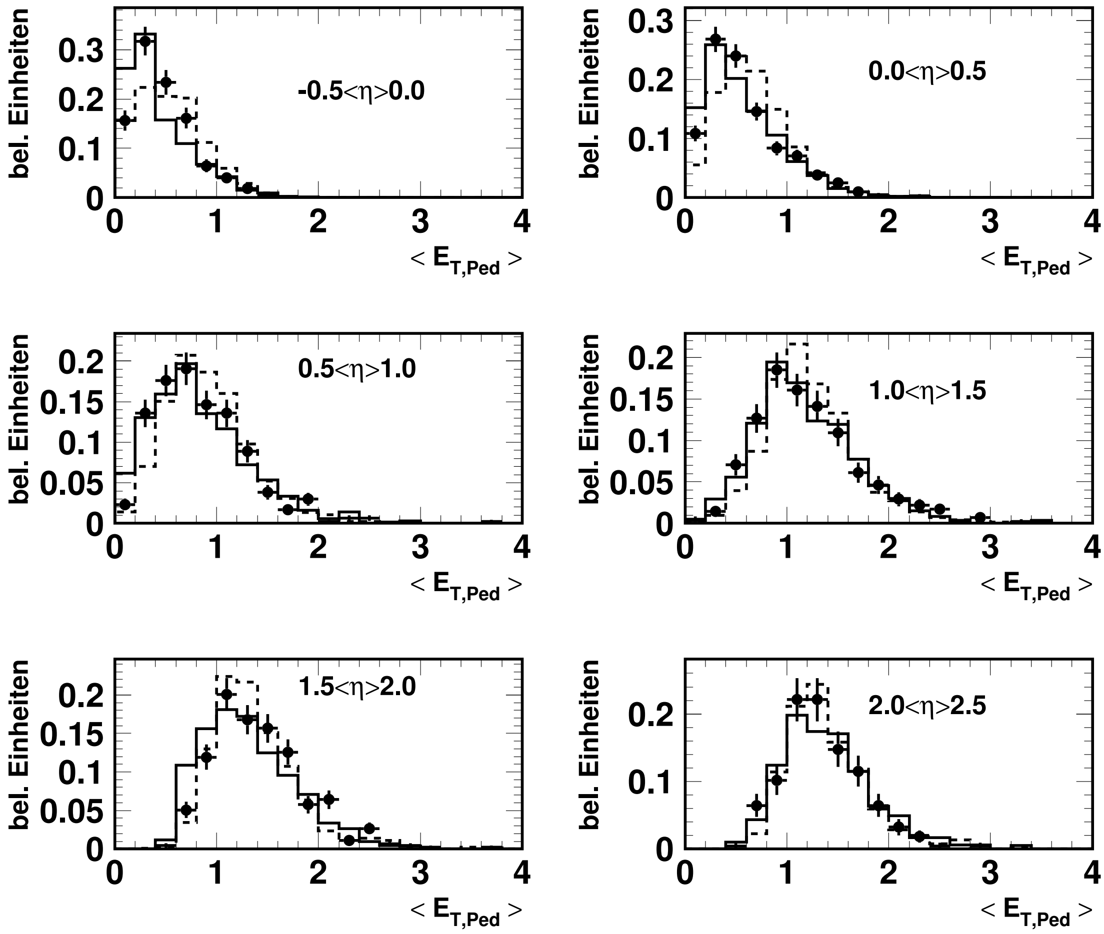

Abbildung 6.3: Verteilung der transversalen Pedestalenergie $E_{T,Ped}$ in Pseudorapiditätsintervallen für die Daten (Punkte) und die Monte Carlo Modelle PYTHIA (gestrichelte Linie) und PHOJET (durchgezogene Linie). Die Histogramme sind auf die Fläche 1 normiert, um die Form vergleichen zu können.

Durch die relativ gute Beschreibung des Pedestals und der in Abschnitt5.2 gezeigten Jetprofile und totalen Energieflüßen ist es gerechtfertigt die mittlere Pedestalenergie in den Daten und Modellen von der Jetenergie abzuziehen. Die Jetraten, die empfindlich von der P_T-Schwelle für die Jets abhängen ($dN/dP_T \sim 1/P_T^5$), werden durch diese Pedestalsubtraktion nicht verändert, da sie auf Daten und Monte-Carlo-Modelle gleich wirkt.

Zur Pedestalsubtraktion wird die mittlere $< E_T^{Ped} >$-Verteilung der Daten in Abb.6.2 parametrisiert und in Abhängigkeit von der Pseudorapidität wird dieses mittlere $< E_T^{Ped} >$ von der ursprünglichen transversalen Jetenergie abgezogen:

$$P_T^{Jet} = P_T^{Jet,Konus} - < E_T^{Ped} > (\eta_{Jet}) \tag{6.5}$$

Nach dieser Korrektur wird dann ein neue P_T^{Jet}-Schwelle für die Daten- bzw. Monte-Carlo-Ereignisse verlangt[1]:

$$P_T^{Jet} > 6GeV \tag{6.6}$$

Dieser Schnitt reduziert die Anzahl der selektierten Ereignisse in den Daten von 1282 vor der Pedestalsubtraktion auf 864 Ereignisse nach der Pedestalsubtraktion. Dafür ist die P_T^{Parton}-Auflösung erheblich besser geworden.

Die Effekte auf die P_T^{Parton}-Auflösung bzw. Korrelation und damit zusammenhängend die Reduzierung der von kleinen $\hat{p}_t$ stammenden Ereignisse in der neuen Ereignisauswahl werden in den Abbildungen6.4,6.5 und 6.6 für das Monte Carlo Modell PYTHIA gezeigt. Die Zuordnung der Jets zu den Partonen wird dabei so vorgenommen, daß die Summe der Parton-Jet-Abstände in der (η,ϕ)-Ebene minimal wird (analog zu Gleichung3.23).

In Abbildung6.4 wird die Auflösung der transversalen Energie der gestreuten harten Partonen für Jets auf Detektorniveau, bei denen vor (gestrichelte Linie) und nach (Punkte) der Pedestalsubtraktion ein $P_{T,Jet}$ von $6GeV$ verlangt wurde, gezeigt. Die Verteilung für die Datenauswahl nach Pedestalsubtraktion ist deutlich schmaler als die Verteilung für die Datenauswahl ohne Pedestalsubtraktion. Die Ereignisse, bei denen die gemessene Jetenergie viel höher liegt als die Partonenergie, werden durch die Datenauswahl mit Pedestalsubtraktion stark unterdrückt. Dies wird auch in der Abbildung6.5 deutlich. Dort sieht man die Korrelation der transversalen Energien der zugeordneten Jets und Partonen für die Datenauswahl mit $P_{T,Jet} > 6GeV$ (linke Verteilung) und für den kinematischen Schnitt $P_{T,Jet} > 6GeV$ nach Pedestalsubtraktion (rechte Verteilung). Die P_T-Korrlation ist auch für die Datenauswahl mit Pedestalsubtraktion immer noch relativ schlecht, aber es ist deutlich zu sehen, daß die Ereignisse mit einem kleinen $P_{T,Parton}$ stark unterdrückt sind verglichen mit der Datenauswahl ohne Pedestalsubtraktion.

[1] Folgende Schnitte gelten im folgenden für alle Verteilungen: $-0.5 < \eta_{Jet1,2} < 2.5, |\eta_{Jet1} - \eta_{Jet2} < 1|, 0.5 < y < 0.7$

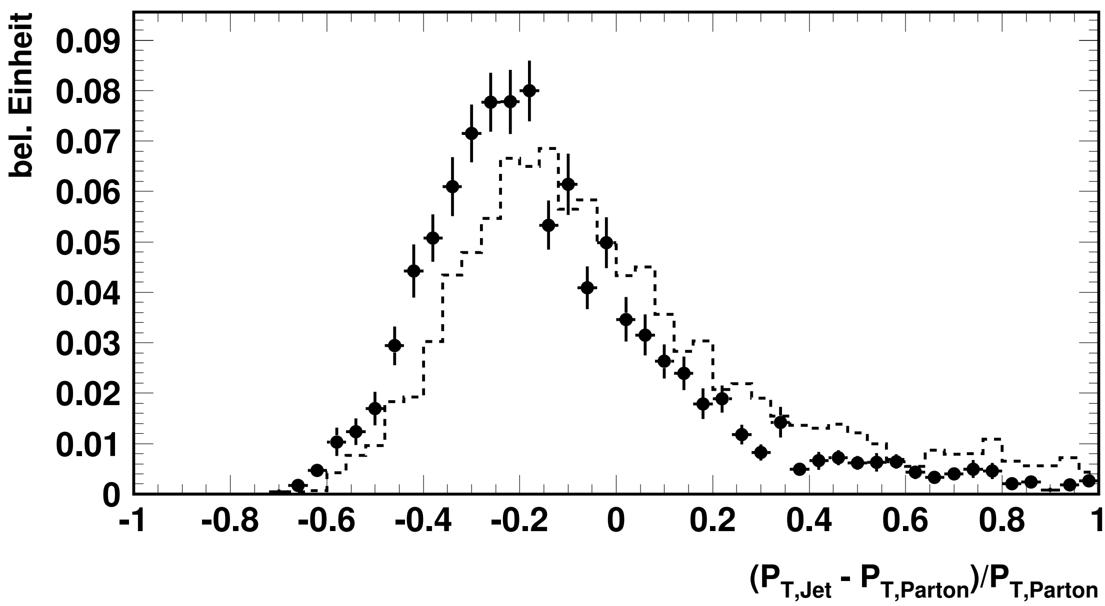

Abbildung 6.4: Auflösung der transversalen Energie der gestreuten harten Partonen für Jets auf Detektorniveau, bei denen vor (gestrichelte Linie) und nach (Punkte) einer Pedestalsubtraktion ein $P_{T,Jet}$ von $6GeV$ verlangt wurde (PYTHIA-Modell). Beide Verteilungen wurden auf die Fläche 1 normiert.

In der Abbildung6.4 sieht man, daß im Mittel die gemessene Jetenergie um $\sim 20\%$ kleiner als die Partonenergie ist. Es wurde überprüft, daß dieser Effekt schon für Jets auf dem Niveau der stabilen Hadronen zu beobachten ist. Dort liegen die Jetenergien im Mittel um $\sim 10\%$ unter der Partonenergie. Dies liegt hauptsächlich am Konusradius $R = 0.7$ des Jetalgorithmus. Dieser Konusradius ist zu klein, um die gesamte Energie des gestreuten Partons aufzusammeln. Beim Übergang vom Hadronniveau zum Detektorniveau geht weitere Energie des Partons durch Detektoreffekte verloren (siehe Abschnitt4.1). Die Wahl eines größeren Konusradius würde eine schlechtere Korrelation zwischen der Jetenergie und der Partonenergie zur Folge haben, da mehr Energie durch Vielfach-Wechselwirkungen aufgesammelt werden kann.

Durch die neue Datenauswahl ist es jetzt möglich durch einen genügend hohen Schnitt auf das P_T der Jets Ereignisse mit einem kleinen $\hat{p}_t$ für die Ereignisauswahl zu unterdrücken. Beim Vergleich der $\hat{p}_t$-Verteilung in Abbildung6.6 für die Datenauswahl des hadronischen Wirkungsquerschnitt und der neuen Datenauswahl mit der Pedestalsubtraktion wird die Verbesserung deutlich.

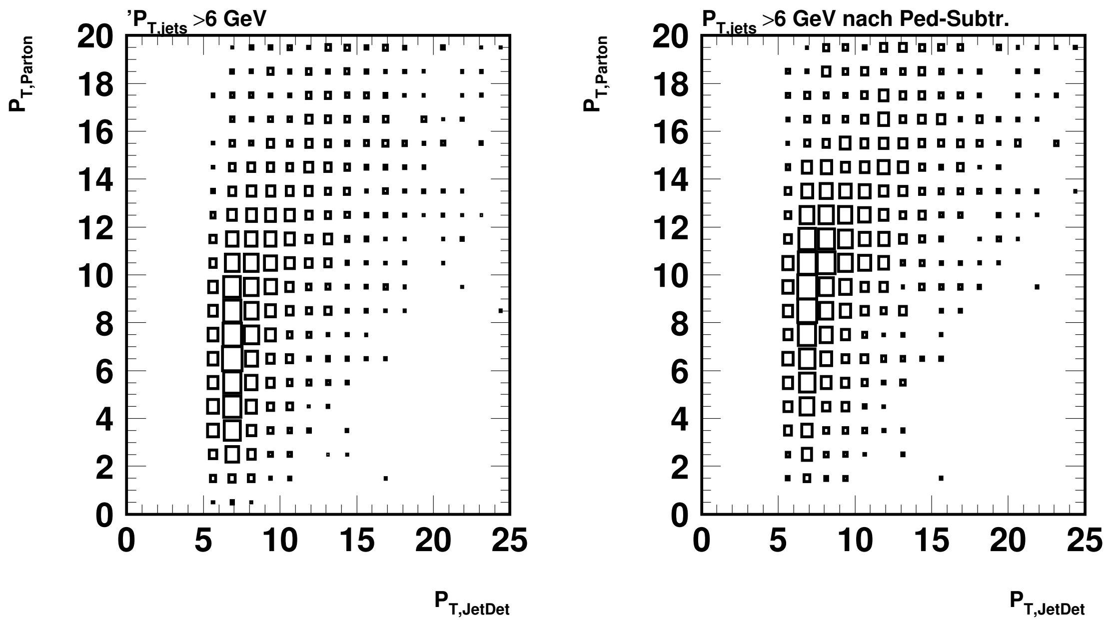

Abbildung 6.5: P_T-Korrelationen zwischen Jets und Partonen. Links oben wird die Korrelation für Ereignisse mit $P_{T,Jet} > 6GeV$ gezeigt, rechts oben für $P_{T,Jet} > 6GeV$ nach einer Pedestalsubtraktion (PYTHIA-Modell).

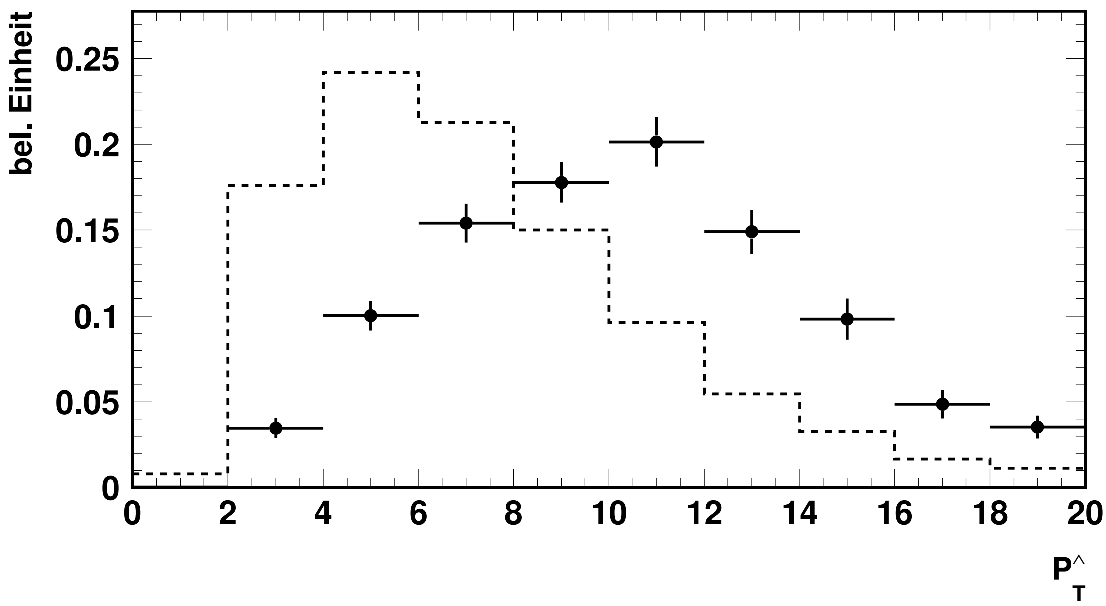

Abbildung 6.6: Vergleich der $\hat{p}_t$-Verteilung für das PYTHIA-Modell, einmal für die Ereignisausahl von $M_{Jets} > 12GeV$ der selektierten Ereignisse (gestrichelte Linie) und einmal für die neue Auswahl von $P_T^{Jets} > 6GeV$ nach der Pedestalsubtraktion (Punkte). Beide Verteilungen wurden auf die Fläche 1 normiert.

Verbesserung der P_T^{Parton}-Auflösung durch kinematische Schnitte

Eine weitere Verbesserung der P_T^{Parton}-Auflösung läßt sich durch folgende kinematische Bedingung erzielen, die falsche Jetzuordnungen bei kleinen x_γ-Werten unterdrückt :

$$\eta_{Jet1,2} > -0.9 - ln(x_{\gamma,Jets}) \tag{6.7}$$

Diese kinematische Bedingung ist motiviert durch die in Kapitel3 aus der x_γ-Berechnung hergeleiteten Formel3.13. Es wurde jedoch festgestellt, daß der in Formel6.7 gezeigte Schnitt weitaus effektiver falsche Jet-Parton-Zuordnungen unterdrückt. In Abbildung3.2 in Kapitel3 ist dieser Schnitt in der (η_1, η_2)-Ebene für ein festes $x_\gamma = 0.1$ veranschaulicht.

Die Verbesserung der P_T^{Parton}-Auflösung läßt sich anhand des Vergleichs der $\hat{p}_t$-Verteilung (Abb.6.7) für die Ereignisauswahl einmal nur mit der $P_{T,Jet} > 6GeV$ Bedingung und einmal nach der neuen kinematischen Bedingung für die Jets erkennen. Durch den zusätzlichen Schnitt auf die Pseudorapiditäten der Jets in Abhängigkeit von $x_{\gamma,Jets}$ für die neue Datenauswahl sind Ereignisse mit kleinem $\hat{p}_t$ noch weiter unterdrückt worden.

Die Auswirkung der neuen kinematischen Bedingung ist in Abbildung6.8 für kleine $x_{\gamma,Jet}$-Werte ($x_{\gamma,Jet} < 0.1$) zu sehen. Auch in diesem Bereich ist die neue Datenauswahl unabhängiger von Ereignissen mit kleinen $\hat{p}_t$-Werten geworden.

In Abbildung6.9 ist die endgültige $\hat{p}_t$-Verteilung nach der neuen Auswahl für das PHOJET-Modell und das PYTHIA-Modell zu sehen. Es sind trotz der neuen Auswahl immer noch Unterschiede zwischen den beiden Modellen zu sehen, die bei kleinen $\hat{p}_t$ auf die unterschiedliche Behandlung der nicht-pertubativen Wechselwirkungen und bei größeren $\hat{p}_t$-Werten auf die etwas unterschiedliche Behandlung der ISR-Abstrahlungseffekte der beiden Modelle zurückzuführen sind.

Diese Unterschiede werden bei der Bestimmung der Partondichten im Photon als systematische Modellabhängigkeiten berücksichtigt.

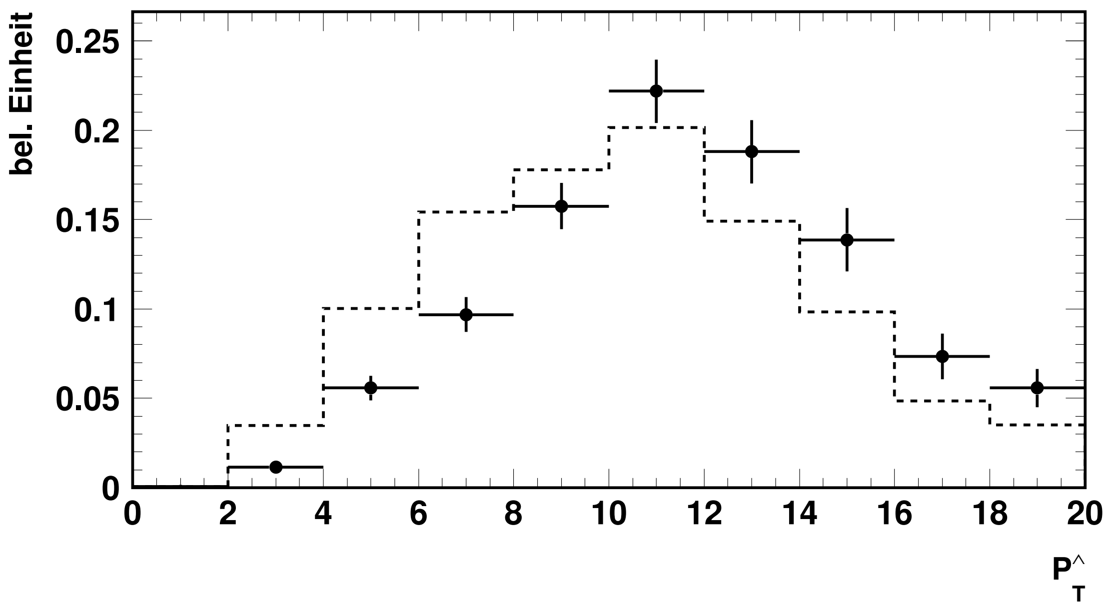

Abbildung 6.7: Vergleich der $\hat{p}_t$-Verteilung für das PYTHIA-Modell, einmal für die Ereignisausahl mit $P_T^{Jets} > 6GeV$ nach der Pedestalsubtraktion und mit dem $\eta_{Jet1,2} > -0.9 - ln(x_{\gamma,Jets})$-Schnitt (Punkte) und einmal ohne diesen zusätzlichen Schnitt (gestrichelte Linie). Beide Verteilungen sind auf die Fläche 1 normiert.

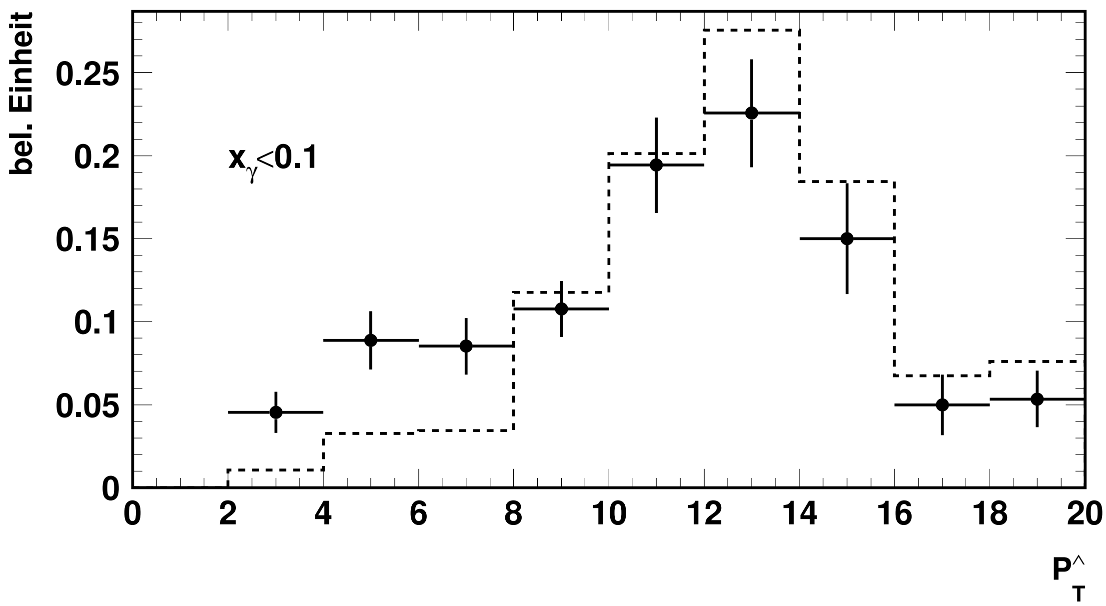

Abbildung 6.8: Vergleich der $\hat{p}_t$-Verteilung für das PYTHIA-Modell, einmal für die Ereignisausahl mit $P_T^{Jets} > 6GeV$ nach der Pedestalsubtraktion und mit dem $\eta_{Jet1,2} > -0.9 - ln(x_{\gamma,Jets})$-Schnitt (gestrichelte Linie) und einmal ohne diesen zusätzlichen Schnitt (Punkte). Diese Verteilung gilt nur für Ereignisse mit einem wahren $x_\gamma < 0.1$. Beide Verteilungen sind auf die Fläche 1 normiert.

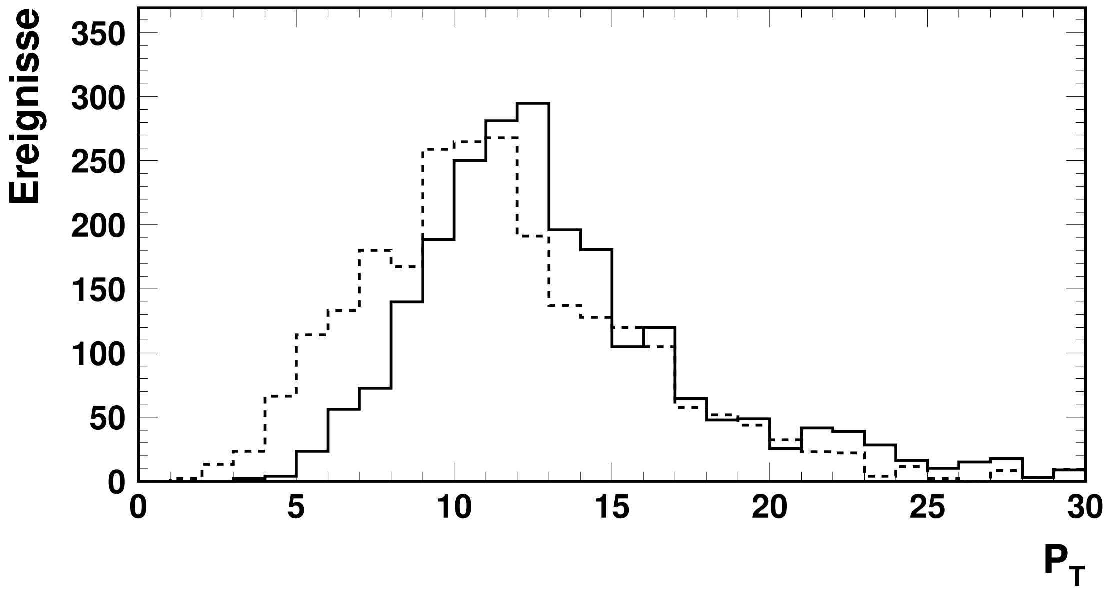

Abbildung 6.9: $\hat{p}_t$-Verteilung für die neue Ereignisauswahl einmal für das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und einmal für das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie).

6.1.2 Jet-Parton Korrelationen und die x_γ-Rekonstruktion

Im folgenden wird die Korrelation der beiden in P_T führenden Jets zu den gestreuten Partonen aus dem harten Streuprozeß im Rahmen der Monte-Carlo-Modelle gezeigt sowie die Korrelation des wahren x_γ mit dem gemessenen $x_{\gamma,Jets}$ aus den selektierten Jetereignissen[2]. Die Zuordnung der Jets zu den Partonen wird dabei so vorgenommen, daß die Summe der Parton-Jet-Abstände in der (η,ϕ)-Ebene minimal wird (analog zu Gleichung3.23).

In den Abbildungen6.10 sind die Korrelationen und Auflösungen zwischen den Jet- und Parton- Richtungen innerhalb des PHOJET-Modells dargestellt, die sich für diese Zuordnung ergeben. Die Richtungen der Partonen können sehr gut aus den Jets nach der Ereignisauswahl rekonstruiert werden. Es gibt nur einzelne Ereignisse bei denen die gestreuten Partonen nicht rekonstruiert werden konnten, sondern aus Energiefehlmessungen oder Energiebeiträgen aus Vielfach-Wechselwirkungen Jets gefunden worden sind und somit willkürlich im Detektor verteilt sind. In Abbildung6.10 ist die Korrelation des rekonstruierten x_γ aus den Jets mit dem wahren x_γ-Wert des generierten Ereignisses zu sehen. Das $x_{\gamma,Jet}$ wurde dabei wie in Gleichung3.9 ausgerechnet. Mit den neuen kinematischen Schnitten ergibt sich der kleinst-mögliche $x_{\gamma,Jet}$-Wert zu :

$$x_{\gamma,Jet} = 0.03 \tag{6.8}$$

In Abbildung6.11 sind die gleichen Verteilungen für das PYTHIA-Modell zu sehen. Die Jet-Parton-Korrelationen sind schlechter als innerhalb des PHOJET-Modells.

[2]Um eine höhere Statistik an simulierten Monte-Carlo-Ereignissen für die x_γ-Korrelation des jeweiligen Modells zu erhalten, die in Abschnitt6.2 entscheidend für ein stabiles Entfaltungsverfahren des jeweiligen Modells ist, wird eine Simulation des PHOJET-Modells mit der Renormierungsskala $1/4\hat{p}_t^2$ und eine PYTHIA-Simulation des Jahres 1995 mit unveränderten Parametern auf Generatorniveau (gegenüber der PYTHIA-Simulation 1996) zusätzlich zu den bisherigen Monte-Carlo-Simulationen benutzt. Für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell entspricht dies einer Erhöhung der Luminosität von $13.2pb^{-1}$ (PHOJET-Simulation mit der Renormierungsskala P_T^2) auf $23.2pb^{-1}$ und für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell einer Erhöhung der Luminosität von $13.0pb^{-1}$ (PYTHIA-Modell mit Simulation für das Jahres 1996) auf knapp $27.0pb^{-1}$. Diese erhöhte Statitik für die simulierten Monte-Carlo-Ereignisse wurde nur für die in der Entfaltungsprozedur benötigten x_γ-Korrelation benutzt. Es wurde überprüft, daß sich die x_γ-Korrelation für die verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen der jeweiligen Modelle nicht ändert.

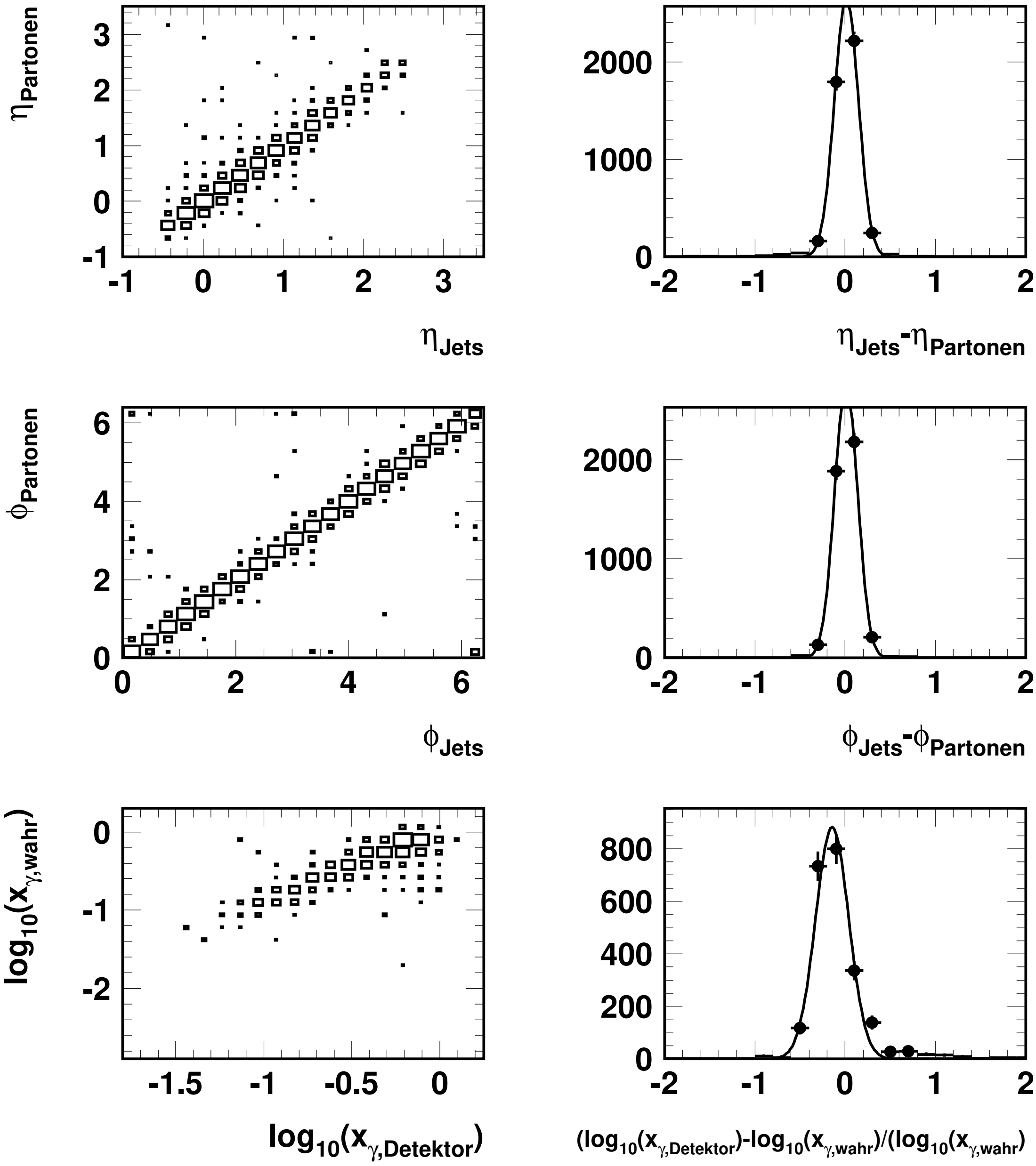

Abbildung 6.10: Jet-Parton Korrelationen nach der neuen Ereignisauswahl nur für resolved Photon Prozesse. In Abb. c) ist die x_γ-Korrelation zu sehen. Die Verteilungen gelten für das PHOJET-Modell.

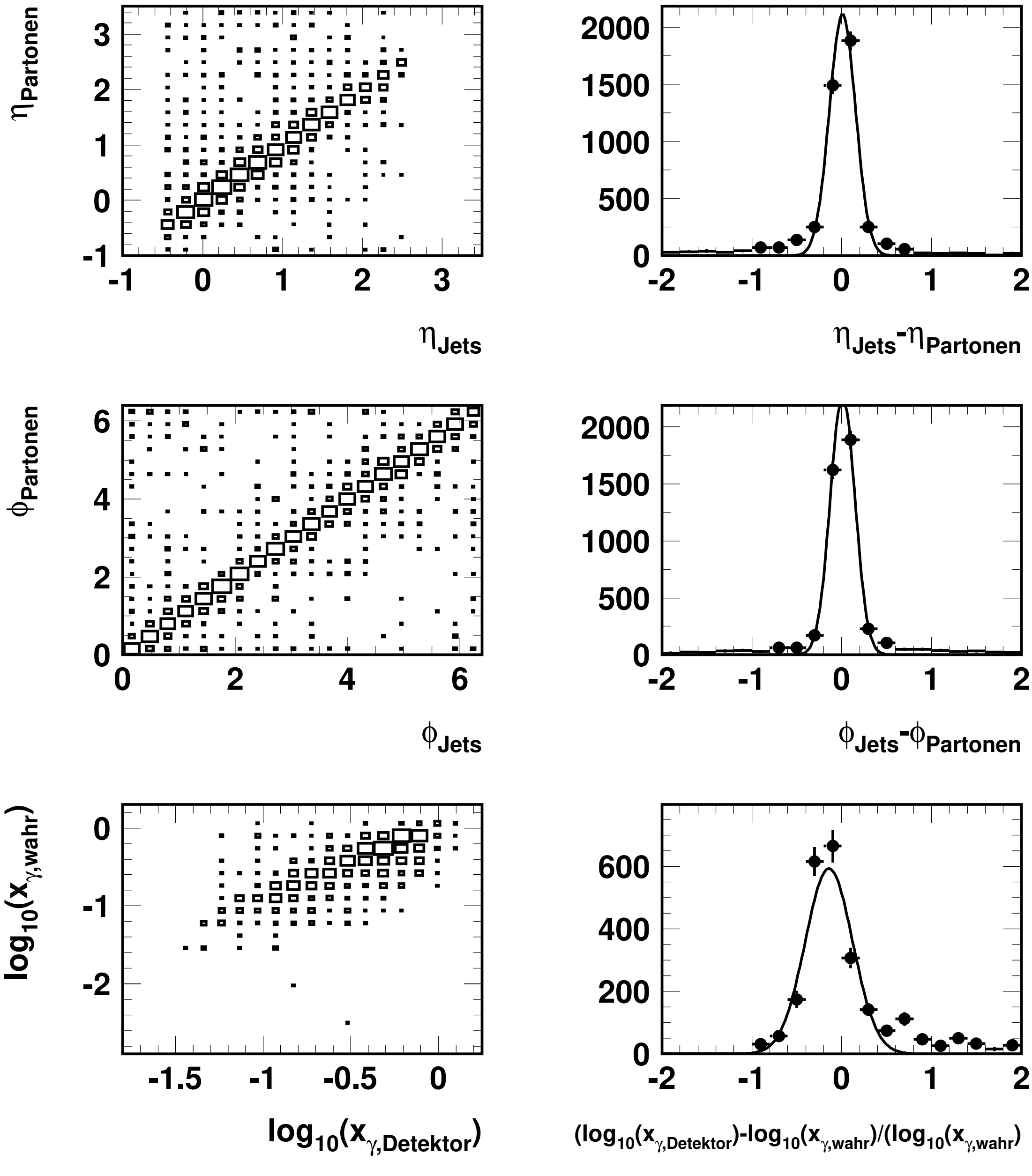

Abbildung 6.11: Jet-Parton Korrelationen nach der neuen Ereignisauswahl nur für resolved Photon Prozesse. In Abb. c) ist die x_γ-Korrelation zu sehen. Die Verteilungen gelten für das PYTHIA-Modell.

6.1.3 Vergleich der Daten mit Monte-Carlo-Simulationen

Eine Messung der Partondichten setzt voraus, daß der Energiefluß in den Daten von den Monte-Carlo-Modellen gut beschrieben wird. Erst dann ist es gerechtfertigt die über die Modelle gewonnenen Jet-Parton-Korrelationen zur Entfaltung der Daten auf das Partonniveau zu benutzen.

Jetprofile

Ein wesentlicher Vergleich zwischen den Monte-Carlo-Modellen und den Daten betrifft den Energiefluß um die Jetachsen. Dazu wird der mittlere transversale Energiefluß pro Ereignis nach der neuen Ereignisauswahl als Funktion von $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ um die Jetachse betrachtet.

Abbildung6.12 zeigt die Beschreibung des Energieflusses um die Jetachse in Abhängigkeit von $\Delta\phi$ für drei verschiedene $x_{\gamma,rec}$-Bereiche. Die Verteilungen zeigen deutlich den kollimierten Energiefluß der Jets und den Energiefluß zwischen den Jets, der auf Fragmentationseffekte, QCD-Abstrahlungen und vor allem auf Vielfach-Wechselwirkungen beruht.

Beim Vergleich des Jetprofils der Daten mit dem PYTHIA-Modell zeigt sich, wie auch in Abschnitt5.2 bei der Selektion für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, eine relativ gute Beschreibung des Energieflusses sowohl zwischen den Jets als auch innerhalb der Jets ($\Delta\phi < 0.7$) bis zum kleinen $x_{\gamma,rek}$-Bereich.

Das PHOJET-Modell kann den Energiefluß der Daten innerhalb der Jets auch relativ gut beschreiben, aber zeigt für die Energieflußbeschreibung außerhalb der Jets bei großen $\Delta\phi$-Abständen vom betrachteten Jet Abweichungen von den Daten. Wie schon in Abschnitt5.2 gezeigt, lassen sich auch hier diese Abweichungen durch die unterschiedliche $\Delta\phi_{Jet}$-Verteilung des Modells verglichen mit der $\Delta\phi_{Jet}$-Verteilung der Daten erklären. Die Separation der beiden Jets ist im PHOJET-Modell stärker als in den Daten (siehe nächsten Abschnitt). In der näheren Umgebung des betrachteten Jets ($0.7 < \Delta\phi < 1.2$), wo der zweite Jet keinen Einfluß mehr auf den Energiefluß um den betrachteten Jet hat, wird der Energiefluß der Daten vom PHOJET-Modell wieder zufriedenstellend bis zu kleinen $x_{\gamma,rek}$-Werten beschrieben. Die verbliebenen Unterschiede in der Umgebung des betrachteten Jets im kleinen $x_{\gamma,rek}$-Bereich sind verglichen mit den Jetenergien sehr gering. Für die Extrahierung der Partondichten sind aber diese Unterschiede kritischer als bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, da eine Veränderung der Jetraten[3] im Monte-Carlo-Modell relativ zu den Daten durch einen unterschiedlichen Energiebeitrag von Hadronen aus Vielfach-Wechselwirkungen, Partonabstrahlungen oder Photon-Rest-Fragmentation unter großen Winkeln, direkt in die Bestimmung der Partondichten des Photons eingeht.

Innerhalb der Diskussion der systematischen Fehler in Abschnitt6.3 wird auf die Beurteilung dieses Effektes für die Messung der Partondichten im Photon

[3] Die Jetraten hängen stark von der transversalen Energie der Jets ab ($dN/dP_T \sim 1/P_T^5$).

weiter eingegangen.

In Abbildung6.13 wird der mittlere transversale Energiefluß pro Ereignis als Funktion der Pseudorapidität $\Delta\phi = \eta - \eta_{Jet}$, aufsummiert im Intervall $-0.7 < \Delta\phi < 0.7$ um die Jetachse („Jet-Profil“) für drei verschiedene $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche gezeigt. Die Monte-Carlo-Modelle können in jedem kinematischen Bereich die Daten vor allem innerhalb und in der näheren Umgebung des betrachteten Jets relativ gut beschreiben. Verbleibende Unterschiede bei kleinen Pseudorapiditäten liegen an der Unsicherheit in der Behandlung des Energieflusses vom Photon-Rest, der vorwiegend in den rückwärtigen Teil des Detektors gestreut wird.

„Higher Order“-Effekte

Abschließend werden die P_T-Balance $\Delta P_{T,Jets}$ und die $\Delta\phi_{Jets}$-Verteilung betrachtet. Beide Verteilungen sind sensitiv auf den Transversalimpuls des harten Subprozesses, der durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand und den intrinsischen Transversalimpuls der Partonen aus dem einlaufenden Photon und Proton zustande kommt. Eine Transversalbewegung des harten Subsystems führt zu einer Verschmierung der $\Delta\phi_{Jets}$-Verteilung um $\Delta\phi Jets = \pi$ und zu einer nicht ausgeglichenen $P_{T,Jets}$-Balance der beiden Jets im Endzustand. Die Datenverteilungen werden in Abbildung6.14 durch das PYTHIA-Modell gut wiedergegeben, während das Phojet-Modell besonders in der $\Delta\phi_{Jets}$-Verteilung eine zu schmale Verteilung erzeugt, die möglicherweise durch einen zu niedrigen intrinsischen Transversalimpuls der Partonen im einlaufenden Photon zustande kommt (siehe Abschnitt3.3.5).

Der Einfluß dieses Effektes auf das Endergebnis wurde durch Umgewichtung der $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Verteilung des PHOJET-Modells auf die $\phi_{Jet1} - \phi_{Jet2}$-Datenverteilung überprüft. Es konnte kein nennenswerter Einfluß auf das Endergebnis festgestellt werden.

6.1.4 Zusammenfassung

Zusammenfassend sieht die neue Datenauswahl für die Extrahierung der Partondichten im Photon folgendermaßen aus:

- $P_{T,Jet1,2} > 6GeV$ nach Pedestalsubtraktion
- $\eta_{Jet1,2} > -0.9 - ln(x_{\gamma,Jets})$
- $-0.5 < \eta_{Jet1,2} < 2.5$
- $|\Delta\eta_{Jet1,2} < 1|$
- $0.5 < y < 0.7$

Nach dieser Datenauswahl verbleiben 750 Ereignisse für diese Analyse.

Die neue Datenauswahl erfüllt zwei wichtige Grundvoraussetzungen zur Bestimmung der Partondichten im Photon:

- Es wurde sichergestellt, daß die selektierten Zweijet-Ereignisse vorwiegend aus Partonstreuungen mit einer hohen Skala $\hat{p}_t$ ($\hat{p}_t > 8 GeV$) stammen. Diese relativ hohe Skala gewährleistet, daß für die Bestimmung der Partondichten im Photon nicht-perturbative Wechselwirkungen stark unterdrückt sind, da Partondichten nur innerhalb der perturbativen QCD definiert sind.

- Durch Vergleiche der Energieflüsse in den Daten mit den Monte-Carlo-Modellen konnte demonstriert werden, daß die QCD-Beschreibung in führender Ordnung mit Korrekturen durch Partonschauer im Anfangs- und Endzustand in dem hier betrachteten kinematischen Bereich eine gute Beschreibung liefert. Dies wird noch im nächsten Abschnitt durch die Beschreibung der $|\eta_{Jet1} - \eta_{Jet2}|$-Verteilung der Daten, die direkt von der QCD-Theorie vorhergesagt wird[4] und unabhängig von den Partondichten im Photon ist, überprüft.

[4]Die $|\eta_{Jet1} - \eta_{Jet2}|$-Verteilung ist direkt gemäß Gleichung3.6 mit dem Streuwinkel $\theta^\star$ der gestreuten Partonen im Schwerpunktsystem verbunden

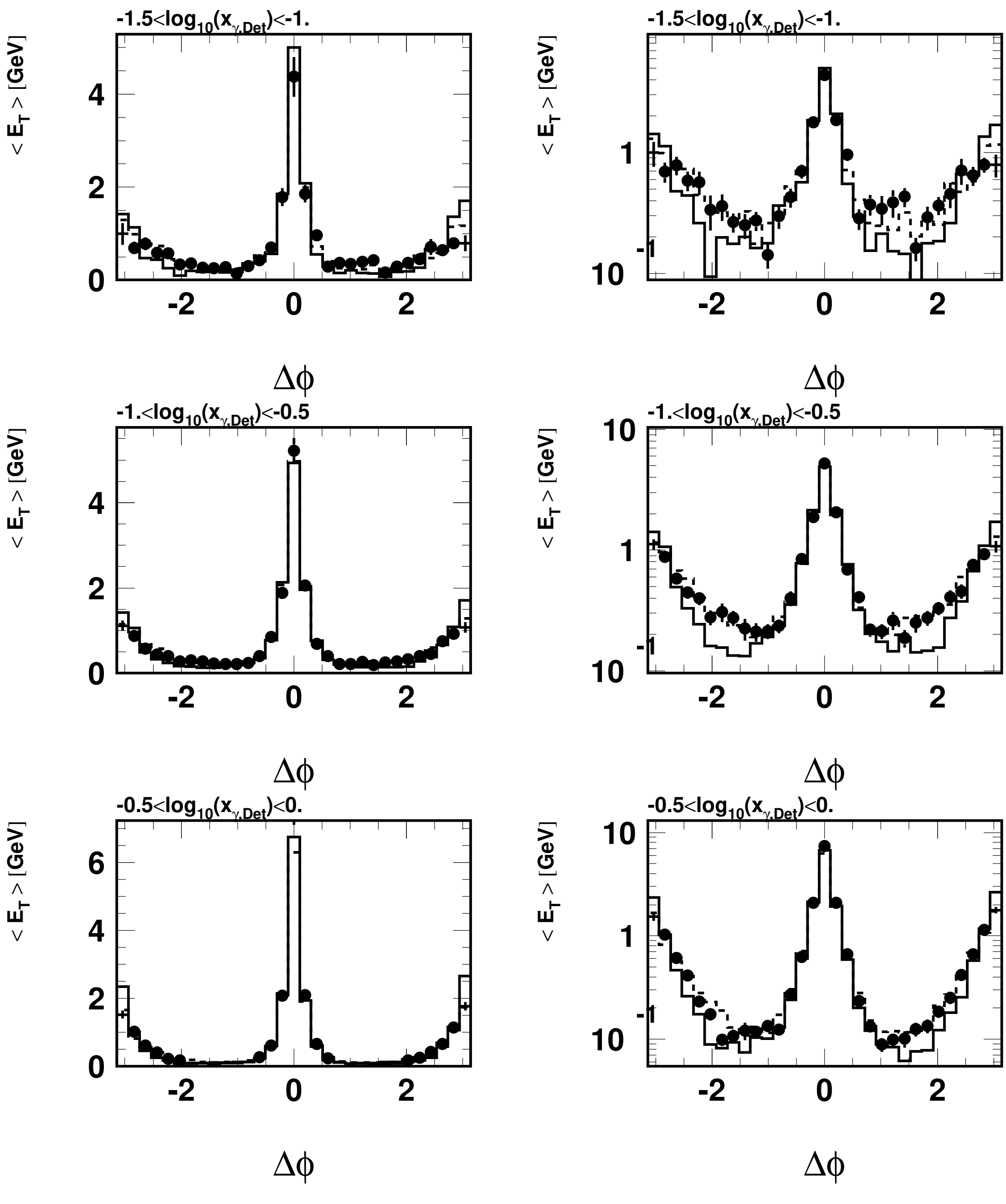

Abbildung 6.12: Mittlerer transversaler Energiefluss pro Ereignis als Funktion des Azimuthalwinkels $\Delta\phi = \phi - \phi_{Jet}$ relativ zur Jetachse in drei verschiedenen Intervallen von $x_{\gamma,rek}$: Daten (Punkte), PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) und das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie). Die linke Verteilungen sind auf einer linearen Skala dargestellt, die rechten Verteilungen auf einer logarithmischen Skala.

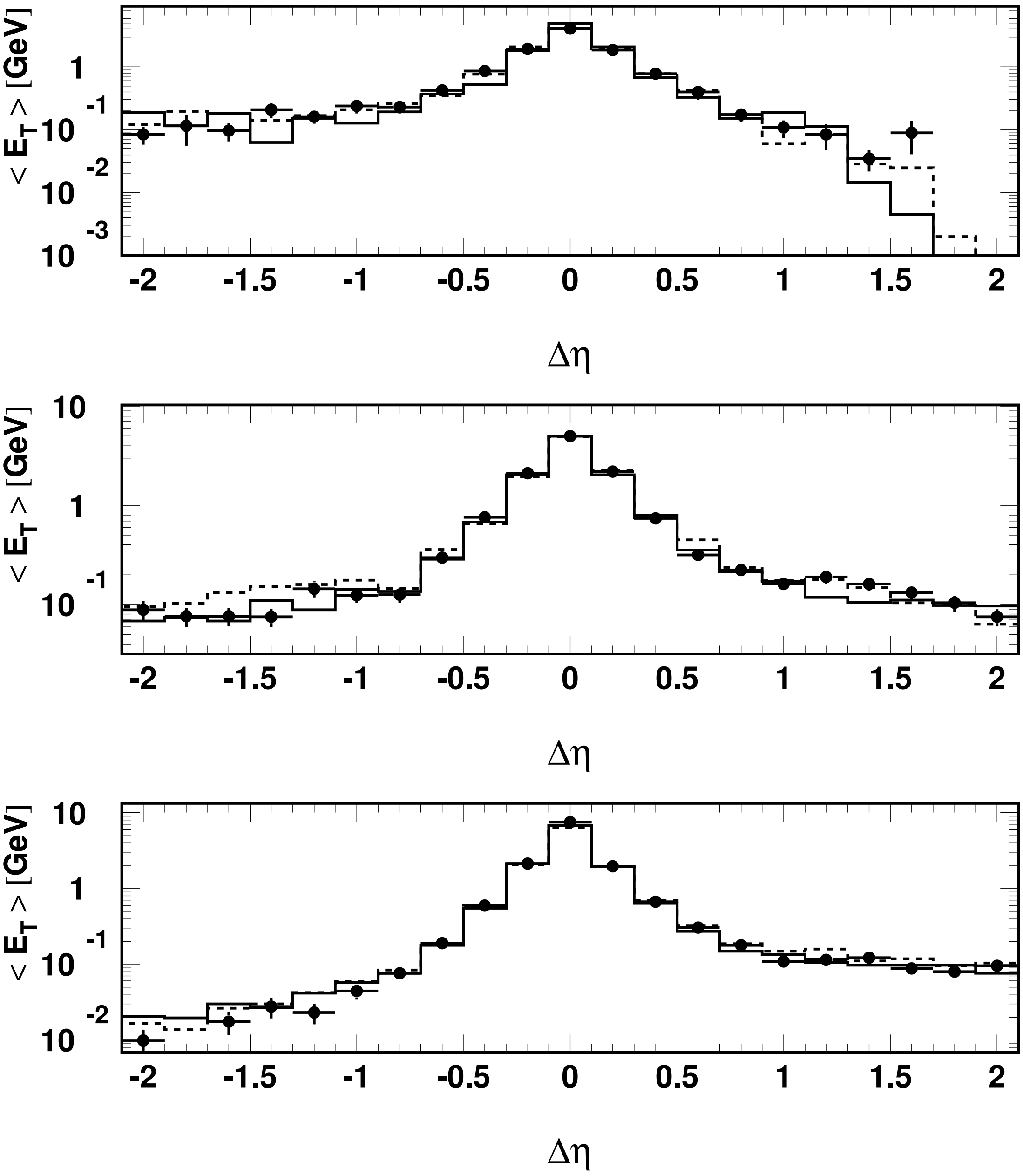

Abbildung 6.13: Mittlerer transversaler Energiefluss pro Ereignis als Funktion von $\Delta\eta$ relativ zur Jetachse in drei verschiedenen $x_{\gamma,Jets}$-Bereichen. Die Daten (Punkte) werden mit dem PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) und dem PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) verglichen.

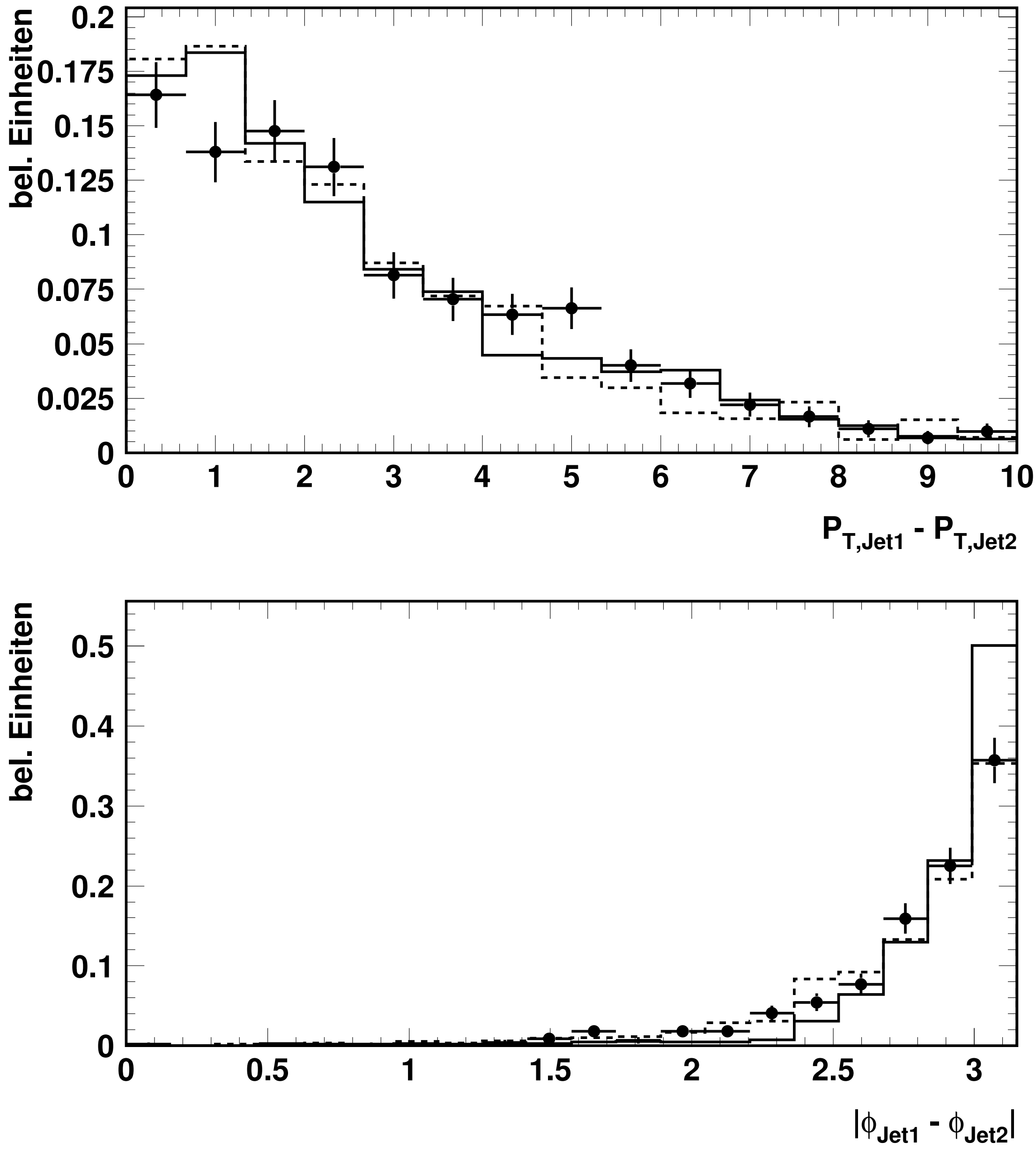

Abbildung 6.14: Obere Abbildung zeigt die $P_{T,Jet}$-Balance der Jets. Die untere Verteilung zeigt die Azimuthalwinkeldifferenz $\Delta\phi$ der Jets. Daten (Punkte) und das PYTHIA-Modell (gestrichelte Linie) bzw. das PHOJET-Modell (durchgezogene Linie) wurden in beiden Verteilungen auf die gleiche Fläche normiert.

6.2 Entfaltung auf Partonebene

Eine Messung der effektiven Partondichte basiert auf den Gleichungen6.1 und 6.3. In dieser Analyse werden drei der vier Komponenten des Wirkungsquerschnitts, nämlich der Fluß quasireeller Photonen, die durch das Matrixelement festgelegte Winkelabhängigkeit der Partonstreuung und die effektive Partondichte im Proton als bekannt angenommen. Die effektive Partondichte im Photon wird als einzige Unbekannte im Wirkungsquerschnitt betrachtet. Unter diesen Annahmen ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier Partonen nur noch abhängig von der gesuchten effektiven Partondichte des Photons.

Die Extrahierung der Partondichten geschieht mit Hilfe der gemessenen $x_{\gamma,Jets}$-Verteilung der Daten. Diese Verteilung, entfaltet auf Partonebene, wird mit der bekannten $x_{\gamma,wahr}$-Verteilung der Monte Carlo Modelle verglichen. Da die MC-Verteilungen mit einer bestimmten Partondichteparametrisierung erzeugt worden sind, ergibt der Vergleich der $x_{\gamma,wahr}$-Datenverteilung mit der MC-Verteilung einen $x_{\gamma,wahr}$-abhängigen Faktor um den die Partondichte des Photons des MC-Modells geändert werden muß, um die Daten zu beschreiben,

$$\frac{d\sigma^{Daten}/dx_{\gamma,wahr}}{d\sigma^{MC}/dx_{\gamma,wahr}} = \frac{dN^{Daten}/dx_{\gamma,wahr}}{dN^{MC}/dx_{\gamma,wahr}} \frac{A(x_{\gamma,wahr})^{korr}/\int L}{A(x_{\gamma,wahr})^{korr}/\int L} = \frac{f^{Daten}_{\gamma,eff}}{f^{MC}_{\gamma,eff}}, \qquad (6.9)$$

wobei $f^{MC}_{\gamma,eff}$ durch die Summe $\sum_i (q^{\gamma}_{i,GRV}(x_\gamma,\hat{p}_t^2) + q^{'\gamma}_{i,GRV}(x_\gamma,\hat{p}_t^2)) + \frac{9}{4} g^{\gamma}_{GRV}(x_\gamma,\hat{p}_t^2)$ gegeben ist.

Der Faktor $A(x_{\gamma,wahr})^{korr}$ gibt den Korrekturfaktor für Akzeptanzverluste durch den Detektor für den Übergang vom Partonniveau zum Detektorniveau an, $\int L$ ist die integrierte Luminosität. Der Akzeptanzfaktor $A(x_{\gamma,wahr})^{korr}$ kürzt sich für die Bestimmung der Partondichten heraus.

Für die Entfaltung der $x_{\gamma,Jets}$-Verteilung der Daten auf das Partonniveau wird das gleiche Entfaltungsverfahren benutzt, wie für die Bestimmung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitts. Das Entfaltungsverfahren benutzt dabei die x_γ-Korrelation der beiden Monte Carlo Modelle PHOJET und PYTHIA (siehe Abb.6.10 und 6.11). Zuerst wird im folgenden das Entfaltungsergebnis unter Benutzung des PHOJET-Modells beschrieben und anschließend dann die Entfaltungsergebnisse für das PYTHIA-Modell.

In Abbildung6.15 wird das Entfaltungsergebnis für das Phojet-Modell gezeigt. Die obere Verteilung stellt die entfaltete x_γ-Verteilung der Daten dar. Diese Verteilung gibt also die gemessene Anzahl von Ereignissen im jeweiligen x_γ-Bin an. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler aus dem Entfaltungsverfahren an. Die Datenverteilung wird nun mit der vom PHOJET-Modell vorhergesagten Ereignisverteilung für diese Ereignisauswahl und Luminosität der Daten entsprechend verglichen. Der aus diesem Vergleich bestimmte Gewichtsfaktor,

$$\frac{\Delta N^{Daten}/\Delta x_{\gamma,wahr}}{\Delta N^{MC}/\Delta x_{\gamma,wahr}} = Gewichtsfaktor, \qquad (6.10)$$

wird später direkt zur Bestimmung der Partondichten im Photon benutzt. Die untere Verteilung in Abbildung6.15 zeigt den bestimmten Gewichtsfaktor. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Die im PHOJET-Modell benutzte GRV-Partondichten-Parametrisierung des Photons multipliziert mit diesen Gewichtsfaktoren in Abhängigkeit von $x_{\gamma,wahr}$ ergibt die gesuchte neue effektive Partondichte des Photons. Die Gewichtungsfaktoren sind nicht sehr groß gegenüber den im MC-Modell benutzten GRV-Partondichten, so daß die neu bestimmten Partondichten nicht stark von der im PHOJET-Modell benutzten GRV-Partondichten des Photons abweichen werden. Dies wird im nächsten Abschnitt gezeigt werden. Doch zunächst muß überprüft werden, ob das Entfaltungsergebnis ein sinnvolles Ergebnis liefert.

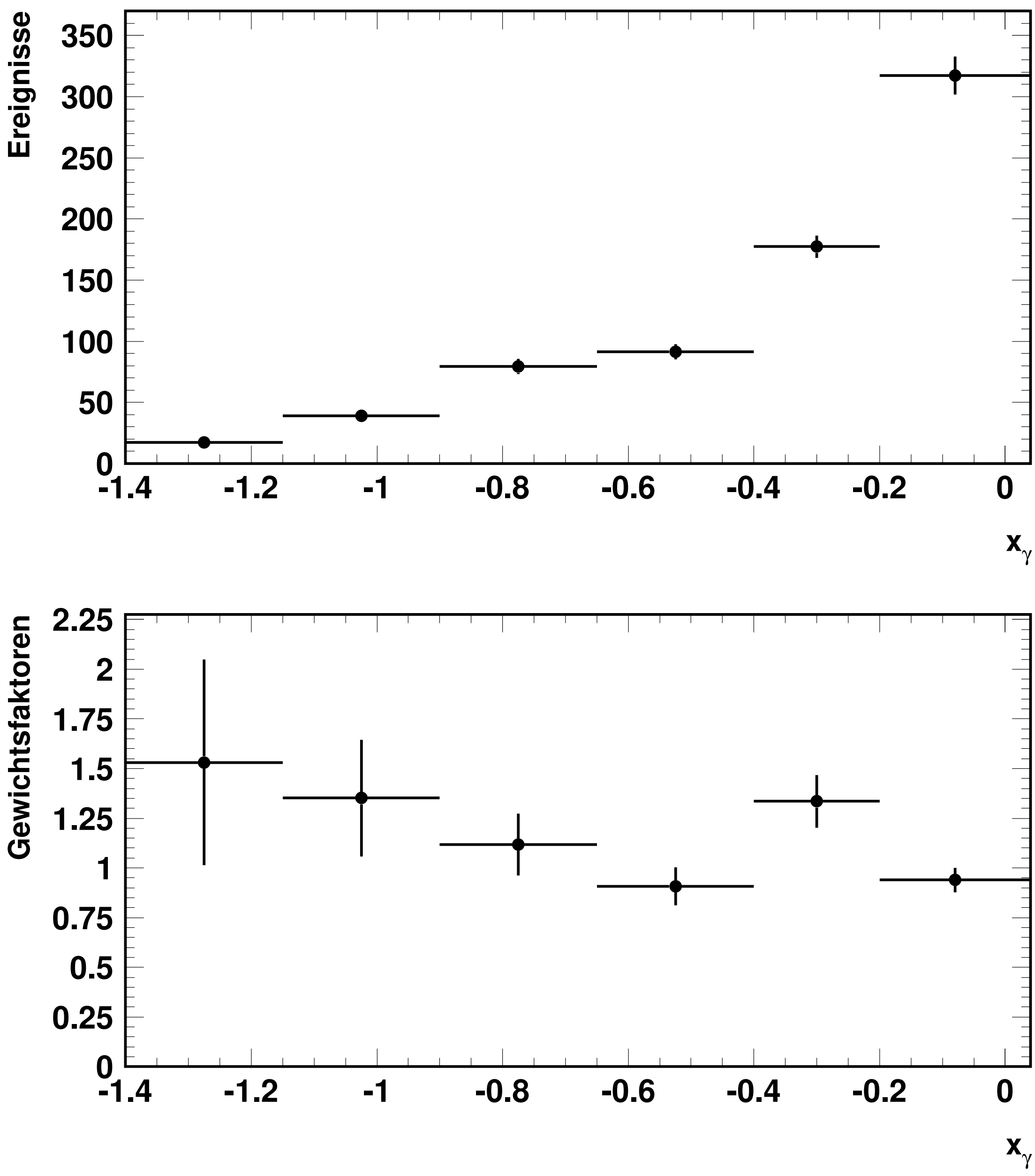

Abbildung 6.15: Die obere Verteilung zeigt die entfaltete x_γ-Verteilung der Daten. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler aus dem Entfaltungsverfahren wieder. Die untere Verteilung zeigt die Umgewichtungsfaktoren für die GRV-Partondichte an (PHOJET-Modell).

Zur Beurteilung, ob dieses Entfaltungsergebnis und damit auch die neu bestimmte Partondichte sinnvoll ist, werden in Abbildung6.16 einige Kontrollverteilungen gezeigt. Dazu werden die Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend den Gewichtsfaktoren aus Abbildung6.15 umgewichtet und die so umgewichteten Monte-Carlo-Verteilungen mit den Daten verglichen. Die MC-Kontrollverteilungen zeigen, daß sie auch ohne Umgewichtung bis auf den kleinen x_γ-Bereich ganz gut die Daten beschreiben können. Im kleinen x_γ-Bereich muß das MC-Modell hochgewichtet werden um die Daten zu beschreiben. Diese Umgewichtung führt auch in den andern Variablen zu einer besseren Beschreibung der Daten, als ohne Umgewichtung. Die gezeigten Verteilungen sind sensitiv auf verschiedene Aspekte der harten Partonwechselwirkung :

- Die Beschreibung der x_γ-Verteilung der Daten durch das umgewichtete Monte Carlo ist Voraussetzung für eine physikalische Interpretation des Entfaltungsergebnisses.

- Die Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta = \eta_{Jet1} - \eta_{Jet2}$ ist gemäß Gleichung3.6 mit dem Streuwinkel $\theta^\star$ der gestreuten Partonen im Schwerpunktsystem verbunden und stellt eine direkte Vorhersage der QCD-Theorie dar, die unabhängig von den Partondichten im Photon ist. Die Daten-Verteilung wird nach der Umgewichtung vom MC-Modell beschrieben.

- Die Verteilung der Pseudorapiditätssumme $\eta_{Jet1}+\eta_{Jet2}$ beschreibt die Lorentz-Transformation zwischen dem Laborsystem und dem Schwerpunktssystem.

- Die $P_{T,Jet}$-Spektren sind sensitiv auf den zur Verfügung stehenden Phasenraum für diese Streuung.

- Die η_{Jet}-Spektren sind sensitiv auf die Partondichten im Proton und Photon.

- Die $E_{T,Dens}$-Verteilung ist sensitiv auf den Einfluß von Vielfach- Wechselwirkungen.

- Die Verteilung der Energie des Kleinwinkeldetektors, E_{etag}, ist sensitiv auf das Photonabstrahlungsspektrum des Positrons.

Da die inklusiven Verteilungen stark von Ereignissen bei hohem x_γ dominiert werden, wurden die Kontrollverteilungen in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche eingeteilt um zu sehen, ob die Datenverteilungen auch bei kleinen $x_{\gamma,Jets}$-Werten gut vom umgewichteten Monte Carlo Modell beschrieben werden. Die Verteilungen zeigen, daß auch im kleinsten $x_{\gamma,Jets}$-Bereich das PHOJET-Modell die Daten gut beschreiben kann. Dies ist die Voraussetzung um eine gemessene Partondichte für kleine x_γ-Werte angeben zu können.

Ein weiterer Punkt zur Beurteilung des Entfaltungsergebnisses ist das Konvergenzverhalten des Entfaltungsverfahrens. Die gezeigten Gewichtsfaktoren resultieren aus der entfalteten Datenverteilung nach dem letzten Iterationsschritt. Das Entfaltungsverfahren selber bricht das Iterationsverfahren nach 7 Iterationen ab, da sich danach die neu bestimmte x_γ-Verteilung der Daten nicht mehr signifikant von der einen Iterationsschritt vorher bestimmten x_γ-Verteilung der Daten unterscheidet. Abbildung6.20 zeigt das Konvergenzverhalten der Gewichtungsfaktoren für 20 Iterationen des Entfaltungsverfahren für die jeweiligen $log(x_{\gamma,wahr})$-Bereiche der entfalteten x_γ-Verteilung. Um zu sehen, wie sich die Gewichtungsfaktoren nach der Abbruchiteration verhalten, wurde eine spezielle Option des Entfaltungsverfahren benutzt, die eine beliebige Anzahl von Iterationen zuläßt[5]. Die Verteilungen zeigen bis auf den $-2.6 < log(x_{\gamma,wahr}) < -1.4$-Bereich, der nicht für das Endergebnis berücksichtigt wird[6], ein sehr schnelles Konvergenzverhalten der Gewichtungsfaktoren, wobei sich die Gewichtungsfaktoren 3 Iterationsschritte vor dem Abbruchschritt und bis zum zwanzigsten Iterationsschritt um nicht mehr als 10% unterscheiden.

Zur Beurteilung der Abhängigkeit der Entfaltung und der bestimmten Gewichtsfaktoren vom Monte-Carlo-Modell wurden die Daten mit Hilfe des PYTHIA-Modells entfaltet. Abbildung6.21 zeigt die entfaltete Datenverteilung und die Gewichtsfaktoren, die analog zum vorherigen Abschnitt bestimmt worden sind. Beim PYTHIA-Modell wurde das Entfaltungsverfahren nach 10 Iterationen abgebrochen. Die Gewichtsfaktoren liegen wiederum nicht weit weg von den im PYTHIA-Modell benutzten GRV-Partondichten des Photons. Die Kontrollverteilungen zur Beurteilung ob das Entfaltungsergebnis sinnvoll ist, werden in Abbildung6.22 und Abbildung6.23,6.24 und 6.25 gezeigt. Die Beschreibung der Daten durch das umgewichtete Monte-Carlo-Modell ist in allen x_γ-Bereichen ausreichend gut.

Das Konvergenzverhalten des Entfaltungsverfahren für das PYTHIA-Modell wird in Abbildung6.26 gezeigt. Es zeigt sich bis auf den Bereich $-0.4 < log(x_\gamma) < -0.2$ ein schnelles Konvergenzverhalten der Gewichtsfaktoren, wobei sich die Gewichtungsfaktoren 3 Iterationsschritte vor dem Abbruchschritt und bis zum zwanzigsten Iterationsschritt um nicht mehr als 10% unterscheiden. Auf die Beurteilung des systematischen Fehlers durch das Entfaltungsverfahren wird in Abschnitt6.3 eingegangen.

Alles in allem kann die QCD-Beschreibung des PHOJET-Modells und des PYTHIA-Modells mit der jeweiligen Modellierung von Vielfach-Wechselwirkungen die Daten nach Umgewichten der Partondichten in allen wichtigen Aspekten gut beschreiben. Somit kann im nächsten Abschnitt eine Messung der effektiven Partondichte bis zu kleinen x_γ-Werten innerhalb des PHOJET- und PYTHIA-Modells durchgeführt werden.

[5]Mehr als 20 Iterationen sind nicht mehr sinnvoll, da das Entfaltungsergebnis anfängt stark zu oszillieren und keine physikalische Datenverteilung ergibt.

[6]Durch dieses Bin werden Migrationen aus diesem $x_{\gamma,wahr}$-Bereich in den Messbereich berücksichtigt und das Entfaltungsverfahren stabilisiert.

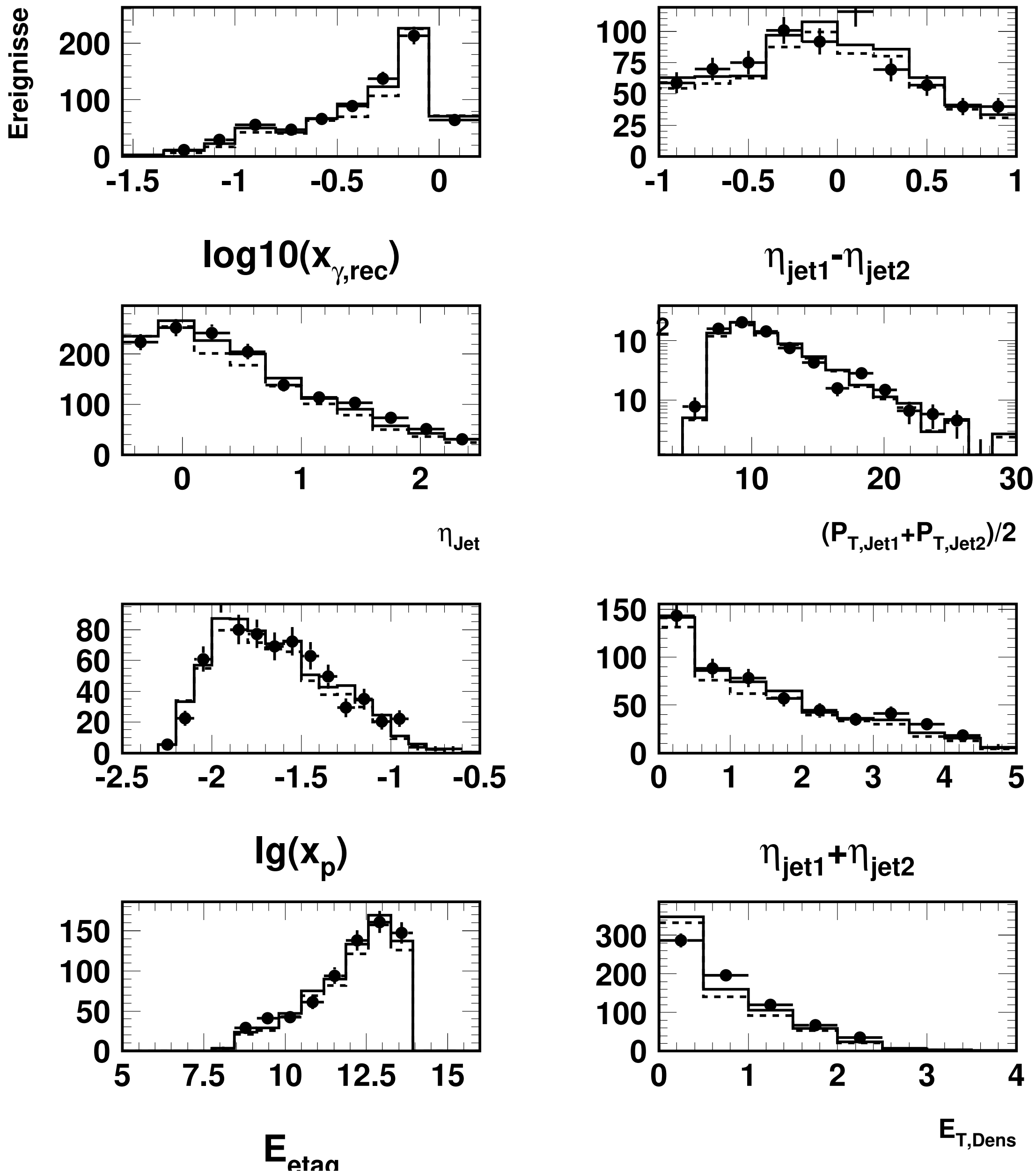

Abbildung 6.16: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

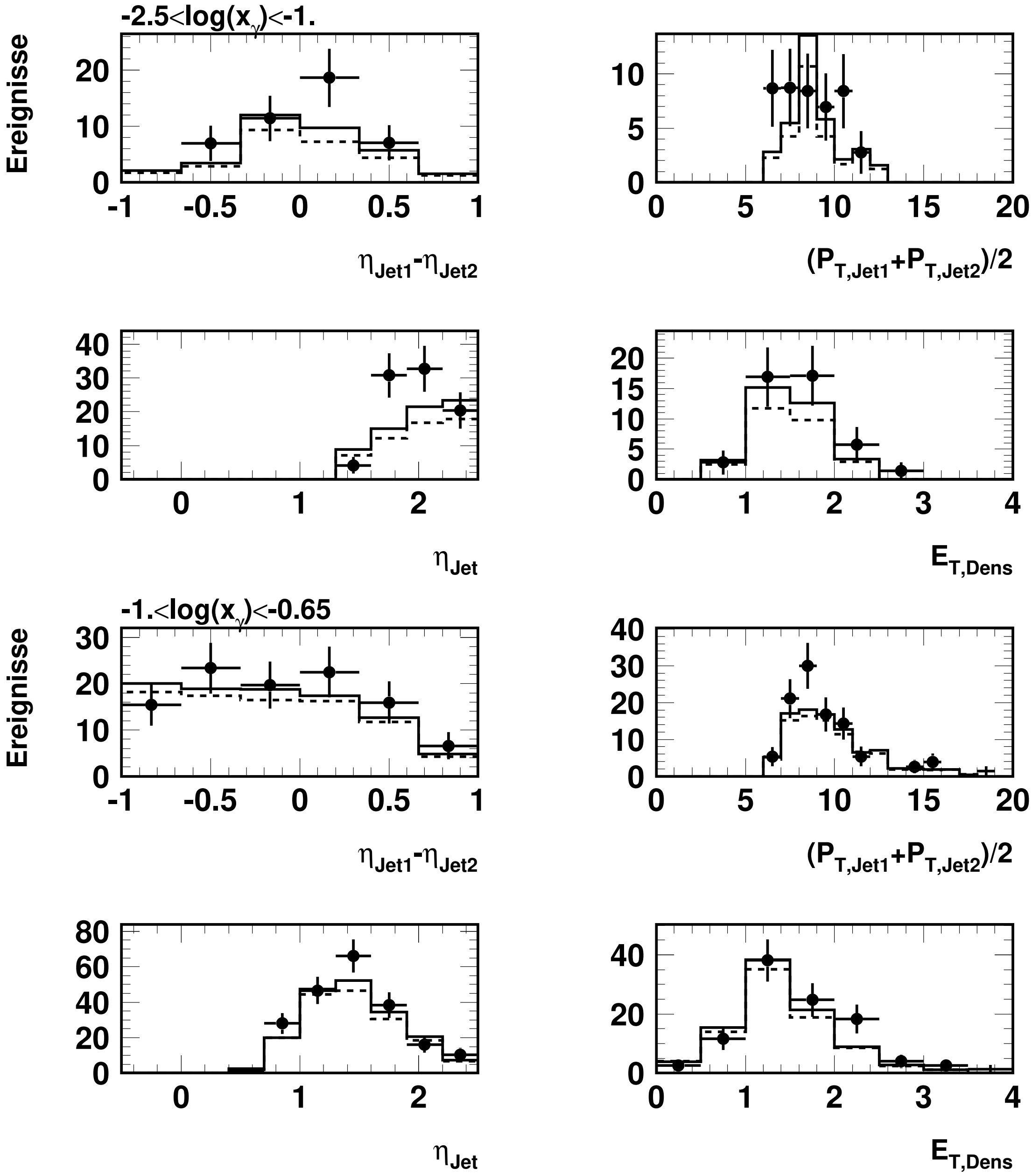

Abbildung 6.17: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die oberen vier Verteilungen gelten für den $-2.5 < x_{\gamma,Jet} < -1.$-Bereich. Die unteren vier Verteilungen gelten für den $-1. < x_{\gamma,Jet} < -0.65$-Bereich.

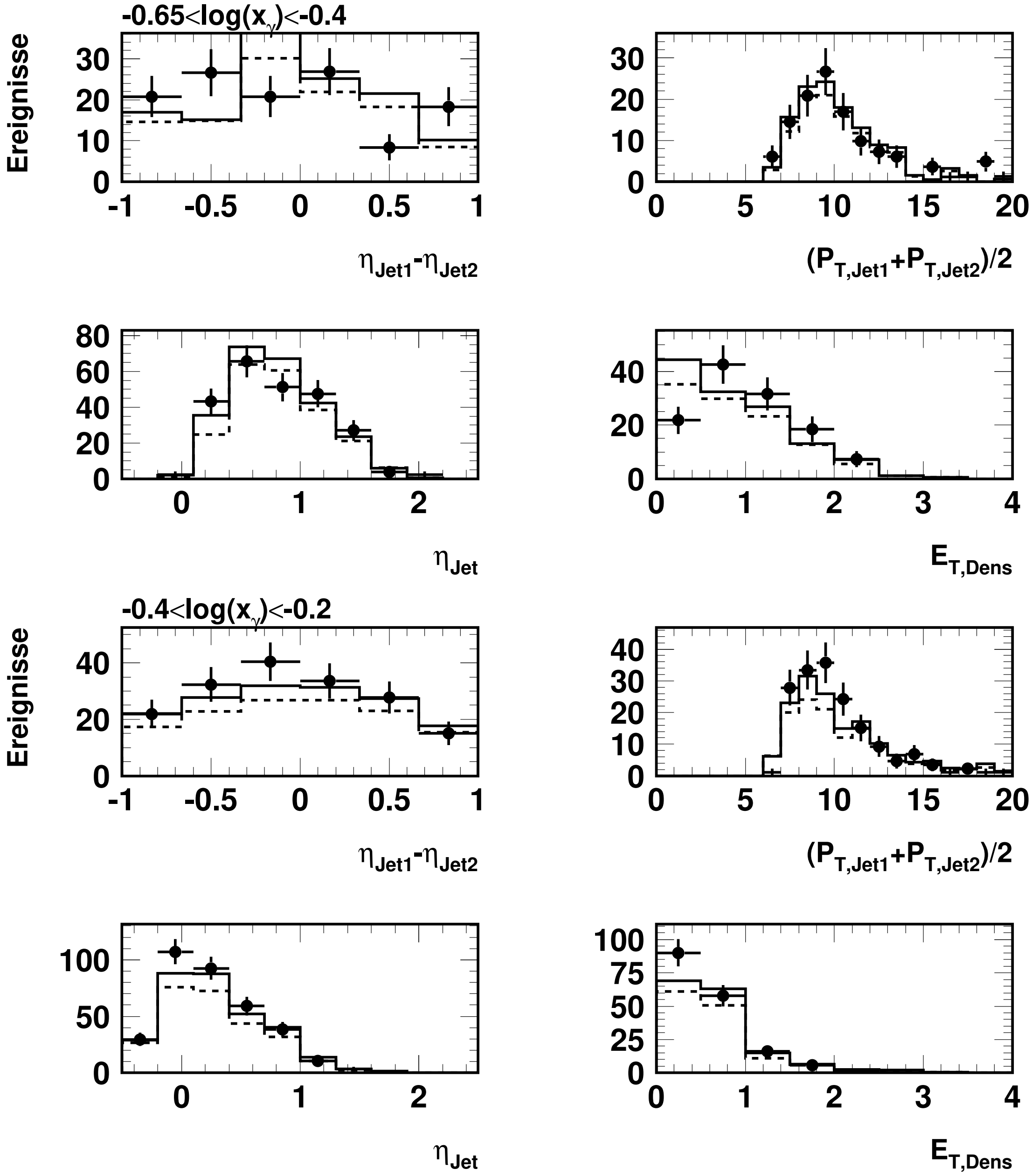

Abbildung 6.18: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die oberen vier Verteilungen gelten für den $-0.65 < x_{\gamma,Jet} < -0.4$-Bereich. Die unteren vier Verteilungen gelten für den $-0.4 < x_{\gamma,Jet} < -0.2$-Bereich.

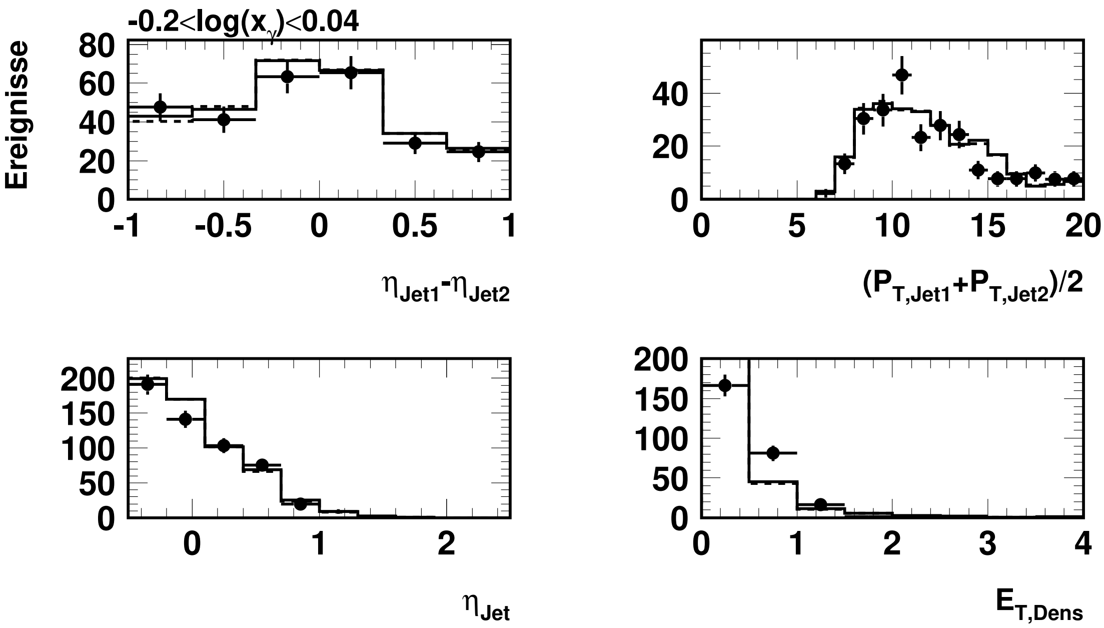

Abbildung 6.19: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PHOJET-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die vier Verteilungen gelten für den $-0.2 < x_{\gamma,Jets} < 0.04$-Bereich.

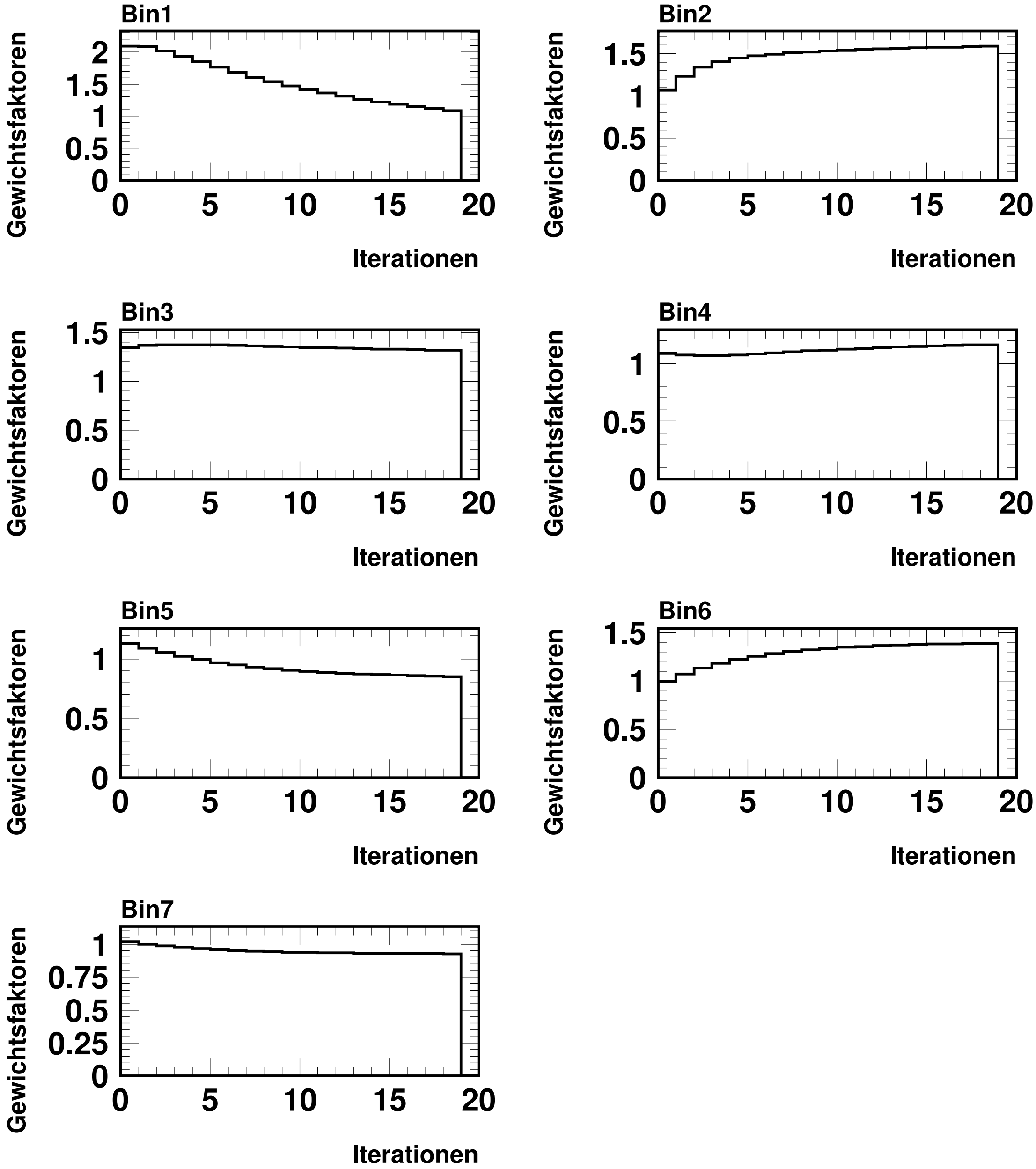

Abbildung 6.20: Die Verteilungen zeigen für jeden Bin in $x_{\gamma,wahr}$ die Umgewichtungsfaktoren in Abhängigkeit vom Iterationschritt des Entfaltungsverfahren (PHOJET-Modell). Das Entfaltungsverfahren selber bricht das Iterationsverfahren nach 7 Iterationen ab. Bin1 entspricht dem Bereich $-2.6 < log(x_{\gamma,wahr}) < -1.4$. Bin1 wird für das Endergebnis nicht berücksichtigt, sondern dient zur Kontrolle der Migrationen aus diesem $x_{\gamma,wahr}$-Bereich in den Messbereich und zur Stabilisierung des Entfaltungsverfahren. Die anderen Bins entsprechen dann der $x_{\gamma,wahr}$-Aufteilung wie sie z.B. in Abbildung6.15 zu sehen ist.

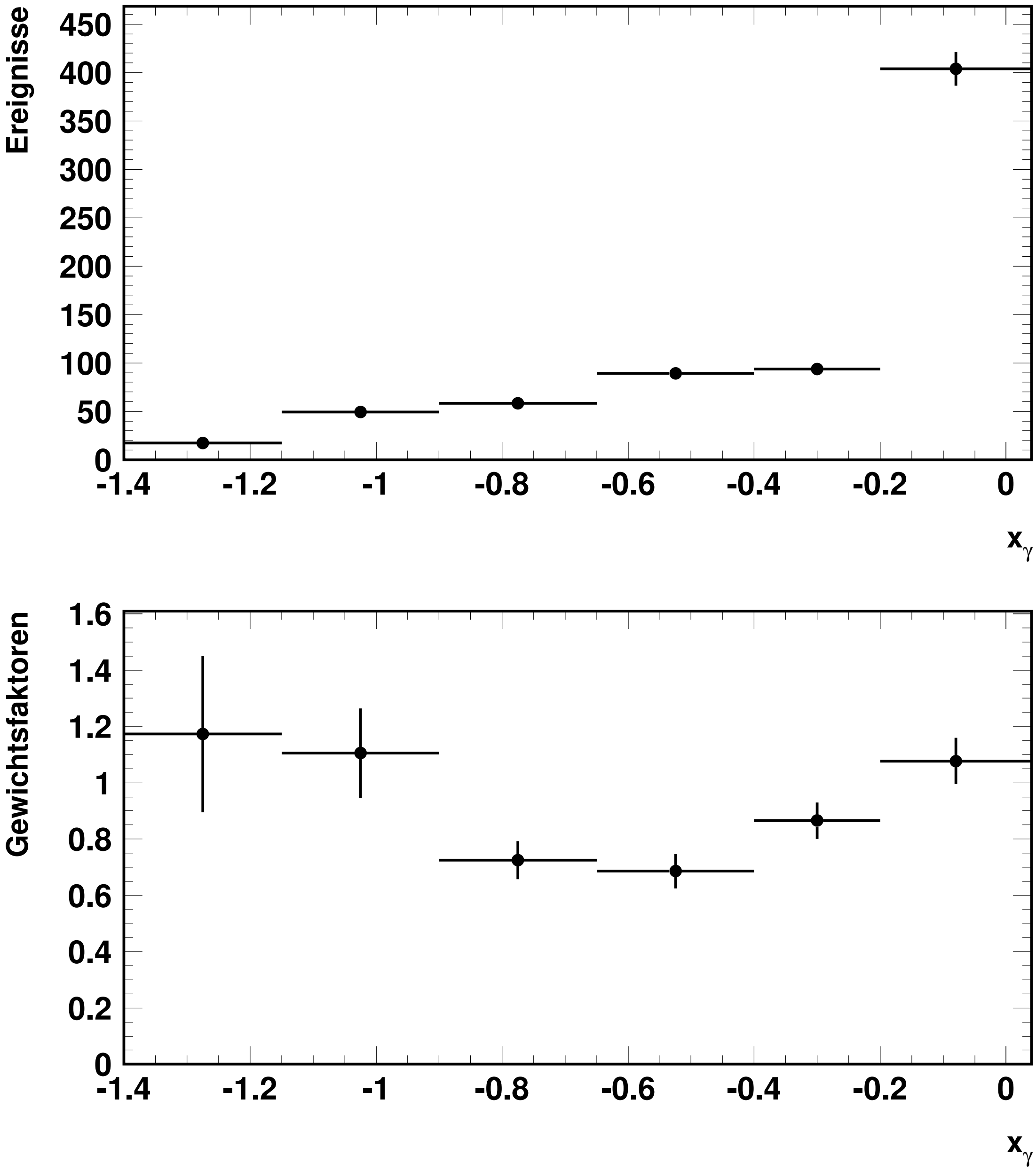

Abbildung 6.21: Die obere Verteilung zeigt die entfaltete x_γ-Verteilung der Daten. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler aus dem Entfaltungsverfahren wieder. Die untere Verteilung zeigt die Umgewichtungsfaktoren für die GRV-Partondichte an (PYTHIA-Modell).

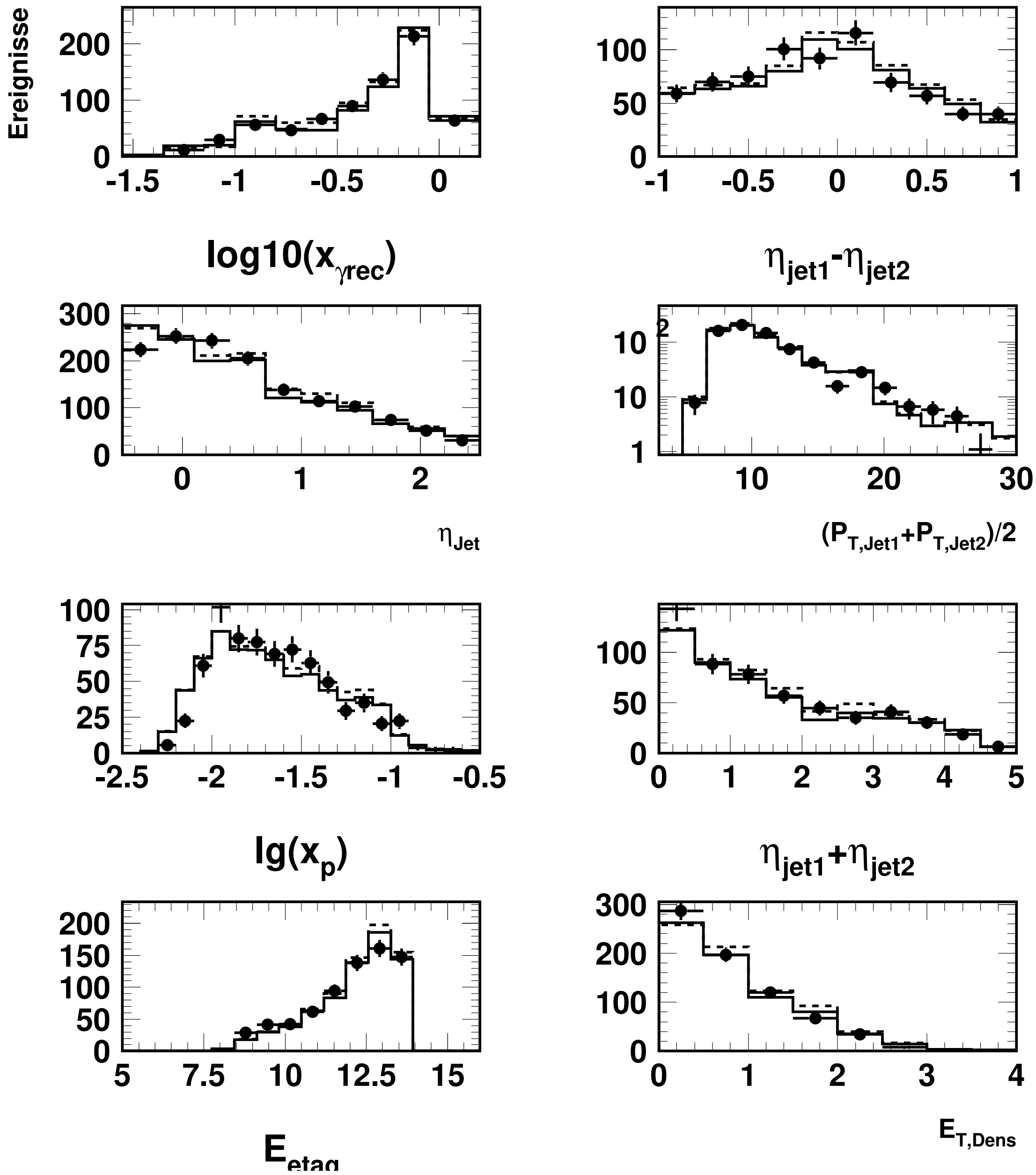

Abbildung 6.22: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen.

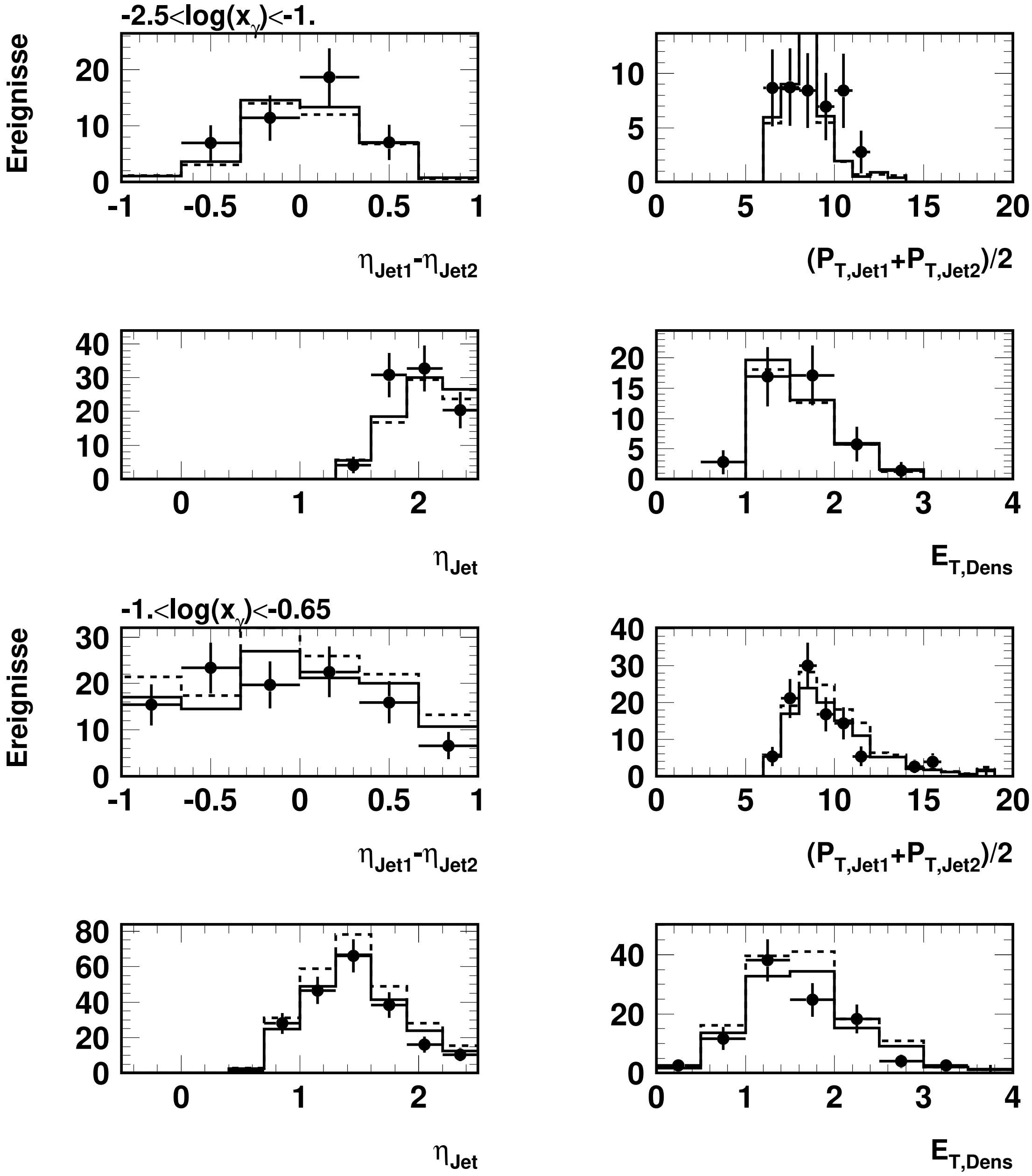

Abbildung 6.23: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die oberen vier Verteilungen gelten für den $-2.5 < x_{\gamma,Jet} < -1.$-Bereich. Die unteren vier Verteilungen gelten für den $-1. < x_{\gamma,Jet} < -0.65$-Bereich.

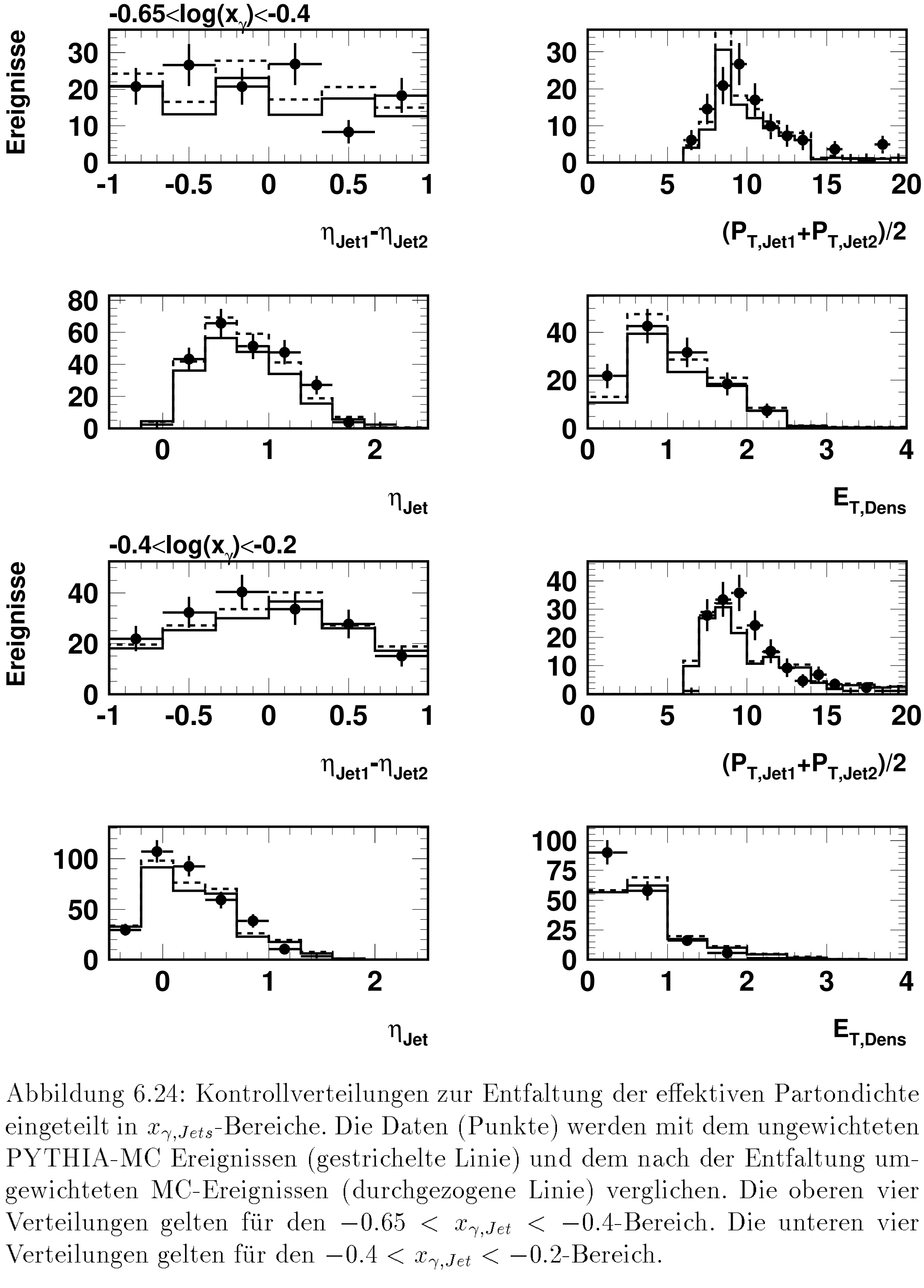

Abbildung 6.24: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die oberen vier Verteilungen gelten für den $-0.65 < x_{\gamma,Jet} < -0.4$-Bereich. Die unteren vier Verteilungen gelten für den $-0.4 < x_{\gamma,Jet} < -0.2$-Bereich.

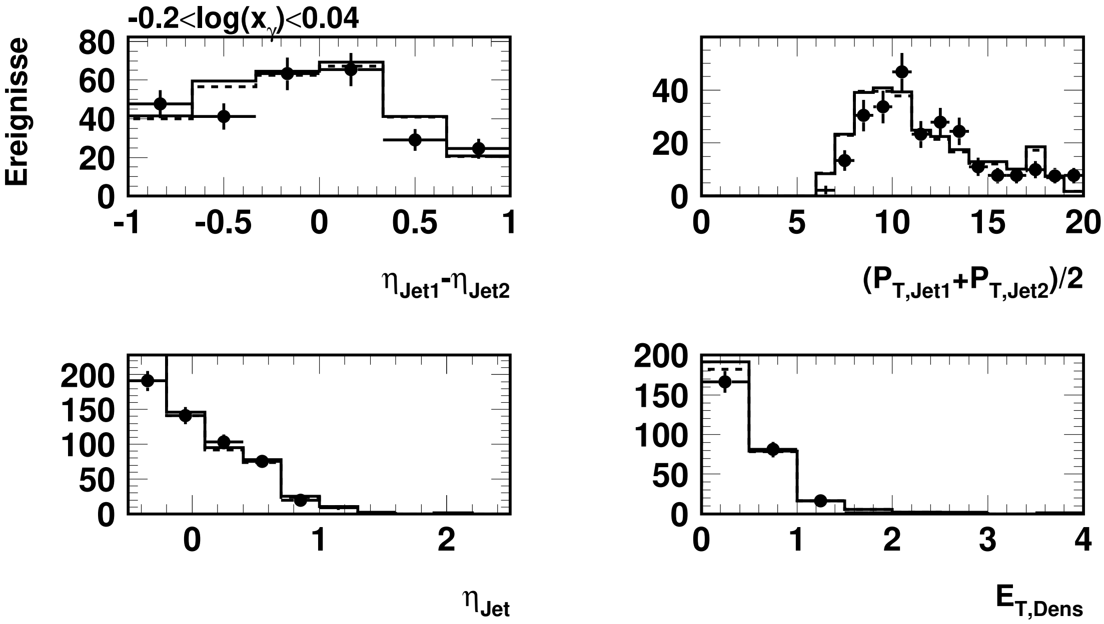

Abbildung 6.25: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte eingeteilt in $x_{\gamma,Jets}$-Bereiche. Die Daten (Punkte) werden mit dem ungewichteten PYTHIA-MC Ereignissen (gestrichelte Linie) und dem nach der Entfaltung umgewichteten MC-Ereignissen (durchgezogene Linie) verglichen. Die vier Verteilungen gelten für den $-0.2 < x_{\gamma,Jets} < 0.04$-Bereich.

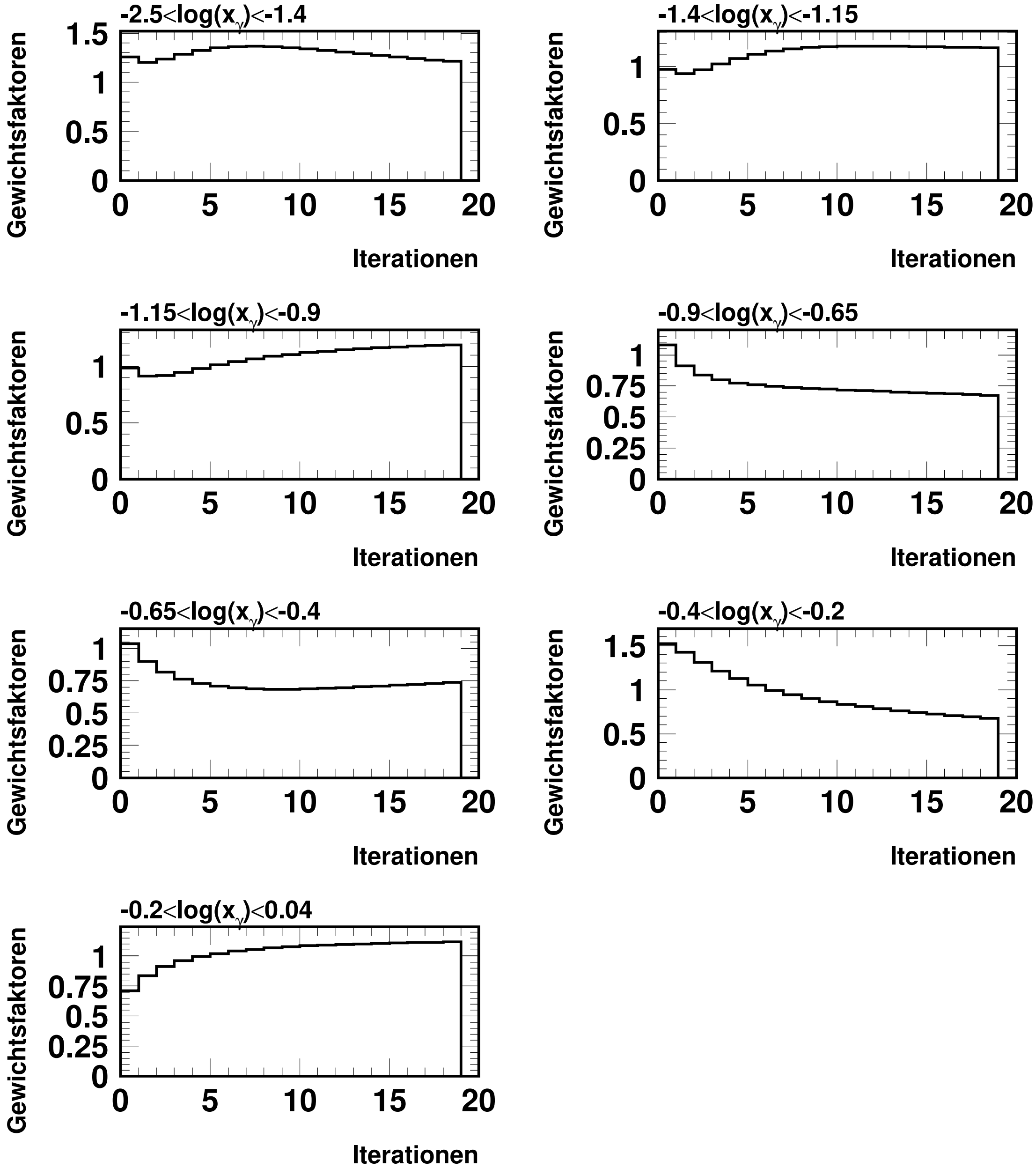

Abbildung 6.26: Die Verteilungen zeigen für jeden Bin in $x_{\gamma,wahr}$ die Umgewichtungsfaktoren in Abhängigkeit vom Iterationschritt des Entfaltungsverfahren (PYTHIA-Modell). Das Entfaltungsverfahren selber bricht das Iterationsverfahren nach 10 Iterationen ab. Bin1 entspricht dem Bereich $-2.6 < log(x_{\gamma,wahr}) < -1.4$. Bin1 wird für das Endergebnis nicht berücksichtigt, sondern dient zur Kontrolle der Migrationen aus diesem $x_{\gamma,wahr}$-Bereich in den Messbereich und zur Stabilisierung des Entfaltungsverfahren. Die anderen Bins entsprechen dann der x_γ-Aufteilung wie z.B. in Abbildung6.21 zu sehen ist.

6.3 Systematische Unsicherheiten

Zum systematischen Fehler der Messung tragen die gleichen experimentellen Unsicherheiten bei, wie schon in Abschnitt5.3.3 diskutiert (im folgenden beziehen sich die Unsicherheiten auf die im vorherigen Abschnitt bestimmten Gewichtsfaktoren (siehe Gleichung6.10)):

- Die Unsicherheit in der hadronischen Energiemessung des LAr-Kalorimeters von $\pm 4\%$ führt zu einer Unsicherheit der Gewichtsfaktoren zwischen 10% und 30%, wobei die größte Unsicherheit den Bereich kleiner x_γ betrifft.
- Unsicherheiten des Entfaltungsverfahren werden durch Variation der Anfangsverteilung für das Entfaltungsverfahren abgeschätzt und führen zu einer Änderung der Gewichtsfaktoren von nicht mehr als $\pm 10\%$.
- Unsicherheit in der Bestimmung der Triggereffizienz von $\pm 5\%$, die für den Bereich $-1.4 < log(x_{\gamma,Jet}) < -1.2$ auf $\pm 10\%$ angehoben werden muß.
- Unsicherheit in der Bestimmung der y-Akzeptanz des Kleinwinkeldetektors von $\pm 5\%$.
- Die Unsicherheit der Luminositätsmessung beträgt $\pm 2\%$.

Eine erhebliche systematische Unsicherheit liegt in der Abhängigkeit des Ergebnisses vom benutzten Monte-Carlo-Modell, wie in den Abbildungen6.15 und 6.21 zu sehen ist. Um diese Abhängigkeit beurteilen zu können, werden die Energiefluß-Verteilungen in Abschnitt6.1.3 und die entfalteten kinematischen Jet-Verteilungen aus Abschnitt6.2 herangezogen. Die Verteilungen der Daten werden von den beiden Modellen nur teilweise gut beschrieben. Es gibt jedoch keine Verteilung der Daten, die nicht von einem der beiden Modelle zufriedenstellend beschrieben wird. Somit ist sichergestellt, daß die Daten-Verteilungen von der Beschreibung der beiden Modelle eingeschlossen werden und die Bestimmung des systematischen Fehlers von theoretischen Unsicherheiten durch die beiden benutzten Monte-Carlo-Modelle ausreichend ist.

Als endgültiges Meßergebnis wird im folgenden der Mittelwert der Gewichtsfaktoren für das PHOJET-Modell und das PYTHIA-Modell genommen, da keines der beiden Modelle eine signifikant bessere Beschreibung der Energieflüsse und der entfalteten kinematischen Jet-Verteilungen der Daten liefert. Der Abstand dieses Mittelwertes zu beiden durch die Monte-Carlo-Modelle ermittelten Meßergebnissen wird als Abschätzung der Modell-Abhängigkeit des endgültigen Meßergebnisses angenommen.

Eine weitere systematische Unsicherheit entsteht durch die Bestimmung des Pedestalbeitrages für die Pedestalsubtraktion. Sie wurde durch verschiedene an den Monte-Carlo-Modellen orientierte Parametrisierungen abgeschätzt. Diese verschiedenen Parametrisierungen führen zu einer Variation der Gewichtsfaktoren von höchstens $\pm 5\%$.

6.4 Messung der effektiven Partondichte und der Gluondichte

Im folgenden werden die Endergebnisse für die in dieser Analyse gemessenen effektiven Partondichte sowie der Gluondichte im Photon vorgestellt und diskutiert.

6.4.1 Effektive Partondichte

Die Bestimmung der effektiven Partondichten im Photon basiert auf der Gleichung 6.9. Die gemessene Ereignisverteilung in Abhängigkeit von x_γ ist in erster Ordnung direkt proportional zur effektiven Partondichte. Die relative Abweichung vom Monte-Carlo-Modell, in dem die GRV-Parametrisierung der Photonstruktur verwendet wurde, legt fest, um welchen Betrag die aus der GRV-Parametrisierung bestimmte effektive Partondichte zu korrigieren ist. Die relativen Abweichungen (Gewichtsfaktoren) sind beispielsweise für das PHOJET-Modell in Abbildung6.15 zu sehen. Diese Faktoren werden benutzt, um die effektive Partondichte im Photon folgendermaßen zu bestimmen :

$$f_{\gamma,eff} = [\sum_i (q^\gamma_{i,GRV}(x_\gamma, \hat{p}_t^2) + \bar{q}^\gamma_{i,GRV}(x_\gamma, \hat{p}_t^2)) + \frac{9}{4} g^\gamma_{GRV}(x_\gamma, \hat{p}_t^2)] * Gewichtsfaktor \tag{6.11}$$

Das auf diese Weise berechnete Endergebnis für die effektive Partondichte des Photons ist in der Abbildung6.27 jeweils für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell (Punkte) und für das PYTHIA-Modell (Dreiecke) zu sehen. Es sind jeweils nur die statistischen Fehler aus der Entfaltung dargestellt.

Das aus beiden Monte-Carlo-Modellen bestimmte endgültige Endergebnis für die effektive Partondichte des Photons ist in Abbildung6.28 zu sehen und in Tabelle6.1 aufgelistet. Es sind alle diskutierten systematischen Fehler und der statistische Fehler für das Meßergebnis berücksichtigt. Diese Messung ist bei einem mittleren $\hat{p}_t^2$ von $74 GeV^2$ durchgeführt worden.

Zur Beurteilung des Ergebnisses muß auch die Kovarianzmatrix aus der Entfaltung berücksichtigt werden. In der Tabelle6.2 werden diejenigen Elemente der Kovarianzmatrix angegeben, die einer Korrelation des statistischen Fehlers zwischen zwei Bins von mehr als 30% entsprechen. Die Korrelationen werden für die beiden Monte-Carlo-Modelle PHOJET und PYTHIA gezeigt. Die Korrelationen bei der Entfaltung mit dem PHOJET-Modell sind deutlich kleiner als beim PYTHIA-Modell. Dies ist auf die bessere Jet-Parton Korrelation beim PHOJET-Modell gegenüber dem PYTHIA-Modell zurückzuführen.

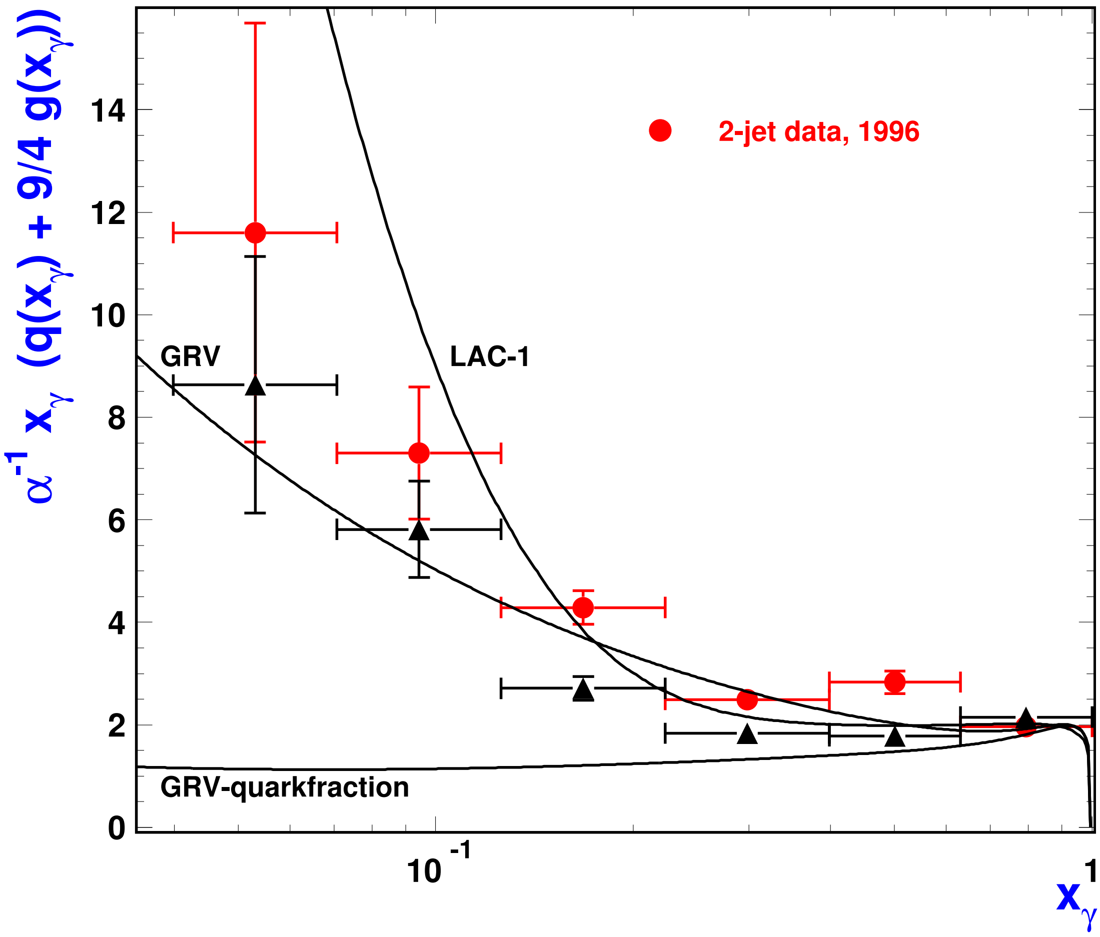

Abbildung 6.27: Effektive Partonverteilung im Photon als Funktion von x_γ für ein mittleres $\hat{p}_t^2 = 74GeV^2$ der Jets für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell (Punkte) und für das PYTHIA-Modell (Dreiecke). Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Eingezeichnet sind noch Vorhersagen für die effektive Partondichte von LO-GRV-Partonparametrisierungen und von LO-LAC1-Partonparametrisierungen.

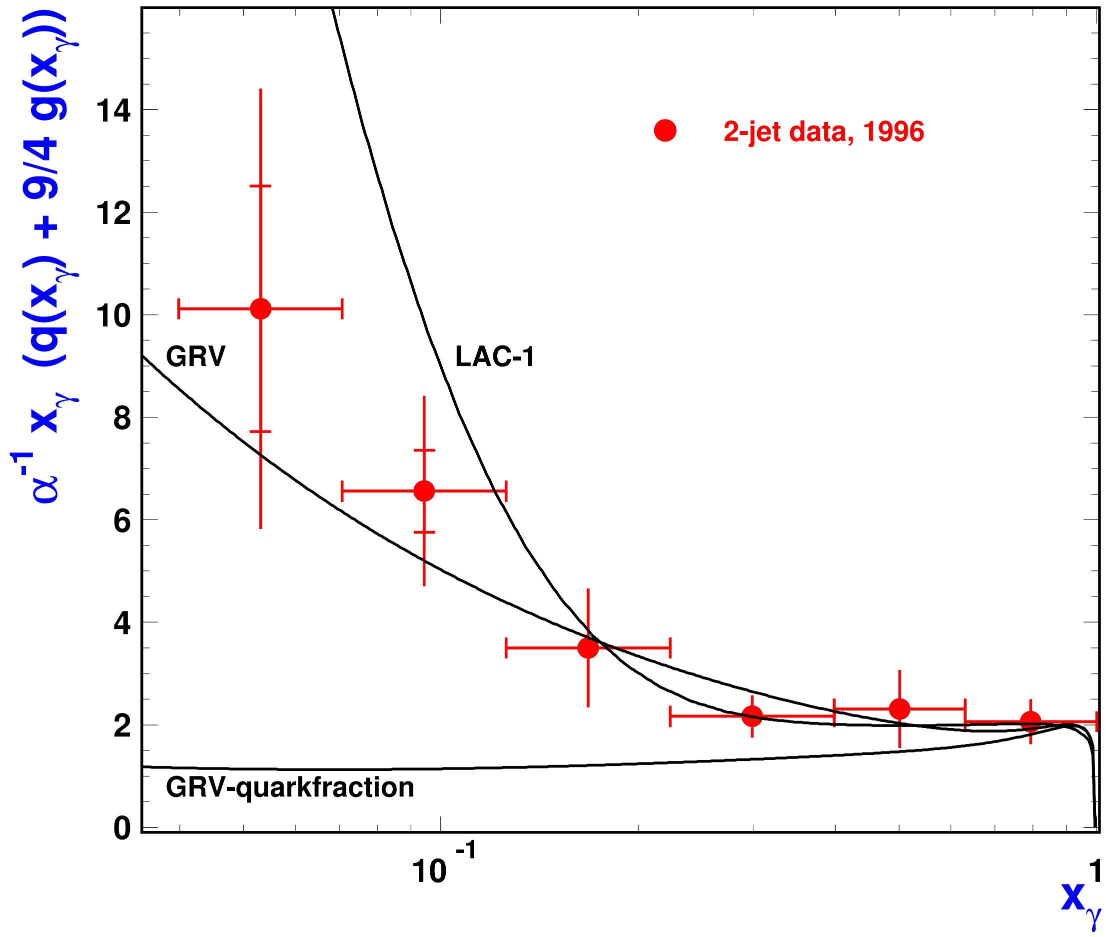

Abbildung 6.28: Effektive Partonverteilung im Photon als Funktion von x_γ für ein mittleres $\hat{p}_t^2 = 74GeV^2$ der Jets. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Die äußeren Fehlerbalken geben den quadratisch addierten Gesamtfehler aus den statistischen und systematischen Fehler an. Eingezeichnet sind noch Vorhersagen für die effektive Partondichte von LO-GRV-Partonparametrisierungen und von LO-LAC1-Partonparametrisierungen.

x_γ	$\frac{1}{\alpha}x_\gamma f_{\gamma,eff}(x_\gamma)$	Stat.Fehler	Syst.Exp.Fehler	Modellabh.	Gesamtfehler
0.053	9.95	2.4	3.2	1.32	4.29
0.094	6.46	0.79	1.48	0.65	1.85
0.168	3.45	0.19	0.81	0.74	1.15
0.299	2.13	0.05	0.24	0.3	0.41
0.501	2.26	0.13	0.53	0.48	0.76
0.794	2.01	0.05	0.41	0.14	0.44

Tabelle 6.1: Ergebnistabelle für die gemessene effektive Partondichte im Photon. Die Messung gilt für ein mittleres $\hat{p}_t^2 = 74GeV^2$. Für jeden Funktionswert sind der statistische Fehler, die nach experimentellen und modellabhängigen Unsicherheiten differenzierten systematischen Fehler, sowie der sich durch quadratische Addition aller Fehlerbeiträge ergebende Gesamtfehler angegeben. Die experimentellen Fehler sind im kleinen x_γ-Bereich haupsächlich durch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala des Detektors gegeben (im Bereich $0.04 < x_\gamma < 0.07$ knapp 30%). Zur Bestimmung der Modellabhängigkeit wurden die Modelle PHOJET und PYTHIA benutzt, wobei der angegebene Funktionswert für den Zweijet-Wirkungsquerschnitt durch den Mittelwert der Entfaltungsergebnisse der beiden Modelle gegeben ist. Die Modellabhängigkeit ist durch die Differenz der zentralen Modellwerte und des Mittelwertes gegeben und ist im Bereich $0.13 < x_\gamma < 0.63$ ungefähr von der gleichen Größe ($\sim 15-20\%$) wie der Fehler durch die Unsicherheit der Energieskala.

Bin-Nr.	rel. Korrelation	
1 – 2	38	(60)
2 – 3	36	(62)
3 – 4	39	(49)
4 – 5	40	(53)
5 – 6	36	(52)

Tabelle 6.2: Die Tabelle zeigt die relative Stärke der Korrelationen des statistischen Fehlers zwischen benachbarten Bins. Die relative Korrelation aus der Entfaltung für die Bins i,j ist gegeben durch $\mathrm{Cov}(f_i, f_j)/\sqrt{Cov(f_i, f_i)Cov(f_j, f_j)}$. Die genauen Werte sind nur für relative Korrelationen größer als 0.3 angegeben. Die Zahlen gelten für die Entfaltung mit dem PHOJET-Modell, in Klammern sind die Werte für die Entfaltung mit dem PYTHIA-Modell angegeben.

6.4.2 Gluondichte

Zur Bestimmung der Gluondichte wird die Gleichung6.2 ausgenutzt. Zum Zweijet-Wirkungsquerschnittes tragen der direkte Anteil der Streuung und der resolved Anteil mit seinen von einem Gluon oder Quark des Photons initiierten Partonstreuungen bei. Der Quarkanteil des Photons kann durch Zwei-Photon-Prozesse an e^+e^--Experimenten direkt gemessen werden. Die Gluondichte des Photons wird durch diese Experimente kaum eingegrenzt. Bei HERA kann nun mit Hilfe der gemessenen effektiven Partondichte die Gluondichte des Photons bestimmt werden, indem die aus den F_2^γ-Messungen bekannten Quarkdichten der Zwei-Photon-Experimente von der effektiven Partondichte subtrahiert werden.

Wie in Abbildung3.3 und [18] zu sehen ist, sind die Quarkdichten des Photons bis zu x_γ-Werten von 0.02 gemessen. Die Unsicherheiten der Messung betragen im Bereich $0.1 < x_\gamma < 0.8$ nicht mehr als 30%. Für den Bereich $x_\gamma < 0.1$ können die Unsicherheiten der Messung sehr groß werden ($60 - 70\%$).

In dieser Analyse wird für die Subtraktion der Quarkdichten im Photon die LO-GRV-Parametrisierung der Photonstruktur benutzt, die die F_2^γ-Messungen innerhalb der Messfehler relativ gut beschreibt. Abbildung6.28 zeigt die gemessene effektive Partondichte im Vergleich mit der LO-GRV-Parametrisierung der Partondichten und dem dazugehörigen Quarkanteil. Für den großen x_γ-Bereich reicht der Quarkanteil fast zur Beschreibung der Daten aus, während bei kleinen x_γ-Werten die Daten nicht mehr allein mit dem LO-GRV-Quarkanteil beschrieben werden können. Die Differenz zwischen den Daten und dem GRV-Quarkanteil wird als LO-Gluondichte im Photon interpretiert. Diese gemessene Gluondichte wird in Abbildung6.29 mit statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und dem aus den statistischen und systematischen Fehlern quadratisch addierten Gesamtfehler (äußere Fehlerbalken) dargestellt und in Tabelle6.3 aufgelistet.

Als zusätzlichen Fehler gegenüber der Bestimmung der effektiven Partondichte wurde die Unsicherheit in der angenommenen Quarkdichte des Photons berücksichtigt. Im Bereich $x_\gamma > 0.1$ wurde ein Fehler von 30% angenommen und für den Bereich $x_\gamma < 0.1$ wurde der Fehler konservativ mit 100% abgeschätzt. Für diesen kleinen x_γ-Bereich ist der Beitrag der Quarkdichten zur gesamten Partondichte im Photon relativ klein, so daß selbst eine Änderung der Quarkdichten um einen Faktor 2 verglichen mit dem gesamten experimentellen Fehler kaum einen Einfluß auf die gemessene Gluondichte hat.

6.4.3 Zusammenfassung und Interpretation

Für die Messungen der effektiven Partondichte und der Gluondichte dominiert wie bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitt auf Hadronniveau die Unsicherheit in der Kenntnis der hadronischen Energieskala den experimentellen Fehler bei kleinen x_γ-Werten ($\sim 30\%$). Der statistische Fehler ist im Bereich $0.04 < x_\gamma < 0.07$ nicht zu vernachlässigen und beträgt knapp 25%. Im Bereich $0.13 < x_\gamma <$

0.63 reduziert sich der experimentelle Fehler auf $15\% - 20\%$ und wird durch die Unsicherheit der Energieskala und der Entfaltung dominiert.

Für die Bestimmung der effektiven Partondichte ist im Bereich $0.13 < x_\gamma < 0.63$ die Modellabhängigkeit von der gleichen Größe wie der experimentelle Fehler. Die Modellabhängigkeit wird für die Gluondichte durch die Berücksichtigung der Unsicherheiten der abgezogenen Quarkdichten größer und wird vor allem im Bereich hoher x_γ von diesen dominiert, da dort der Anteil der Quarkdichten im Photon dominiert.

Die gemessene effektive Partondichte wird im hohen x_γ-Bereich von den LO-GRV-Partonparamatrisierungen sowie den LO-LAC1-Partonparamatrisierungen innerhalb der Fehler gut beschrieben. In diesem Bereich ist der Anteil der LO-Quarkdichten im Photon dominant und der extrahierte LO-Gluonanteil des Photons ist mit Null verträglich.

Zu kleineren x_γ-Werten hin steigt die gemessene effektive Partondichte relativ stark an und wird nur noch von der LO-GRV-Partonparamatrisierung innerhalb der Fehler beschrieben. Dieser Anstieg der effektiven Partondichte kommt durch einen signifikanten Anstieg des Gluonanteils im Photon zustande. Weder die LO-LAC1-Partonparamatrisierungen noch die LO-LAG- Partonparamatrisierungen ([30]) können den Anstieg der gemessenen Gluondichte innerhalb der angegebenen Fehler beschreiben.

6.5 Vergleich mit anderen Messungen

Innerhalb des H1-Experimentes wurden schon in früheren Analysen die effektive Partondichte und die Gluondichte des Photons gemessen. Die effektive Partondichte wurde erstmals mit Hilfe von Zweijet-Ereignissen aus den Daten des Jahres 1994 gemessen ([3] und [25]). Die Messung ist innerhalb der Fehler konsistent mit dieser Analyse.

Die Gluondichte wurde in früheren Analysen sowohl über Zweijet-Ereignisse [15], als auch über die P_T-Spektren geladener Teilchen [16] gemessen. Die Messung der Gluondichte über geladene Teilchen basiert auf der P_T-Messung von Spuren in der zentralen Spurkammer. Gegenüber den Jet-Analysen hat sie den Vorteil nicht von der Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters abzuhängen. Andererseits hängt die Spur-Analyse relativ stark von Fragmentationseffekten ab. Diese zwei Methoden, die auf verschiedenen Datenselektionen basieren und unterschiedliche systematische Unsicherheiten besitzen, erlauben daher einen wichtigen Konsistenztest für die Messung der Gluondichte im Photon.

Die Ergebnisse dieser früheren Analysen werden in Abbildung6.30 mit dem Ergebnis dieser Analyse verglichen. Das Ergebnis der Messung der Gluondichte über geladene Teilchen (Kreise) stimmt gut mit dem Ergebnis dieser Analyse überein. Die gemessene Gluondichte der Zweijet-Analyse (Quadrate), basierend auf den Daten des Jahres 1993, ist auch innerhalb der Fehler mit der bestimmten

Gluondichte dieser Analyse konsistent.

Für die Vergleiche muß noch die Höhe der Skala $\hat{p}_t^2$ beachtet werden, bei denen die Gluondichten bestimmt wurden. In Abbildung6.31 ist die Entwicklung der GRV-Gluondichte für die mittlere Skala $\hat{p}_t^2 = 38 GeV^2$ (mittlere Skala der Analyse von geladenen Teilchen) und der mittleren Skala $\hat{p}_t^2 = 74 GeV^2$ (mittlere Skala dieser Analyse) gezeigt. Die Abhängigkeit der Gluondichte von dieser mittleren Skala $\hat{p}_t^2$ ist klein.

In dieser Analyse wurde ein systematisch stark verbessertes Ergebnis für die Bestimmung der Gluondichte im Vergleich zur früheren Jetanalyse erreicht. Zum ersten Mal wurde ein signifikanter Gluonanteil im Photon im Bereich kleiner x_γ mit Zweijet-Ereignissen gemessen.

Das in dieser Arbeit weiterentwickelte Analyse-Verfahren erreicht, insbesondere durch die verbesserte Datenauswahl, eine erheblich bessere x_γ-Korrelation als die Messung von x_γ mittels einzelner Spuren. Daher konnten doppelt so viel Datenpunkte in x_γ bestimmt werden und die Gluondichte in einem Bereich kleinerer x_γ gemessen werden.

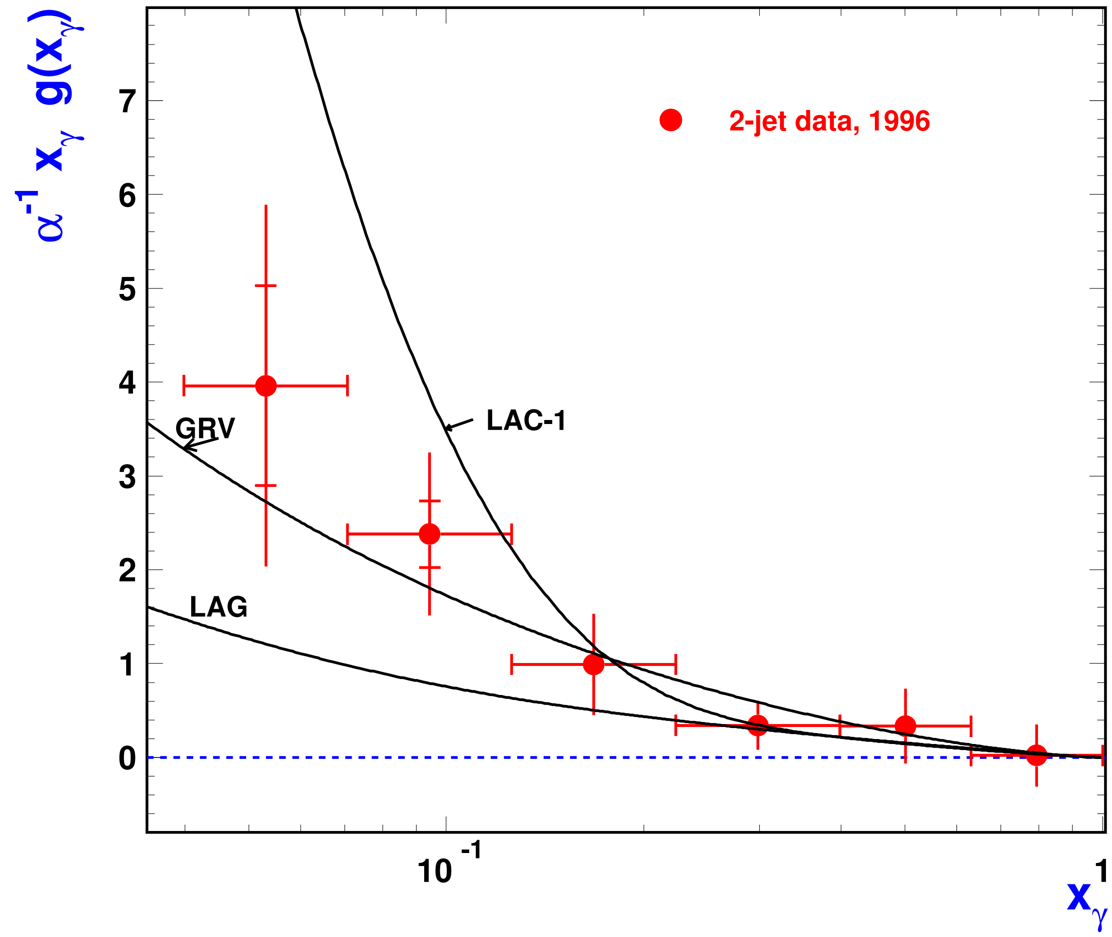

Abbildung 6.29: Gluondichte im Photon als Funktion von x_γ für ein mittleres $\hat{p}_t^2 = 74GeV^2$ der Jets. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Die äußeren Fehlerbalken geben den quadratisch addierten Gesamtfehler aus den statistischen und systematischen Fehler an. Eingezeichnet sind noch Vorhersagen für die Gluondichte von LO-GRV-Partonparametrisierungen, LO-LAC1-Partonparametrisierungen und von LO-LAG-Partonparametrisierungen.

x_γ	$\frac{1}{\alpha}x_\gamma g_\gamma(x_\gamma)$	Stat.Fehler	Syst.Exp.Fehler	Modellabh.	Gesamtfehler
0.053	3.91	1.06	1.41	0.78	1.92
0.094	2.36	0.35	0.66	0.35	0.82
0.168	0.99	0.09	0.36	0.37	0.54
0.299	0.35	0.02	0.11	0.22	0.26
0.501	0.34	0.06	0.24	0.29	0.39
0.794	0.04	0.02	0.18	0.26	0.33

Tabelle 6.3: Ergebnistabelle für die gemessene Gluondichte im Photon. Die Messung gilt für ein mittleres $\hat{p}_t^2 = 74 GeV^2$. Die Fehler sind wie in Tabelle6.1 in statistische und systematische Fehler aufgeteilt. Im modellabhängigen Fehler ist die Unsicherheit in der Kenntnis der Quarkdichten berücksichtigt.

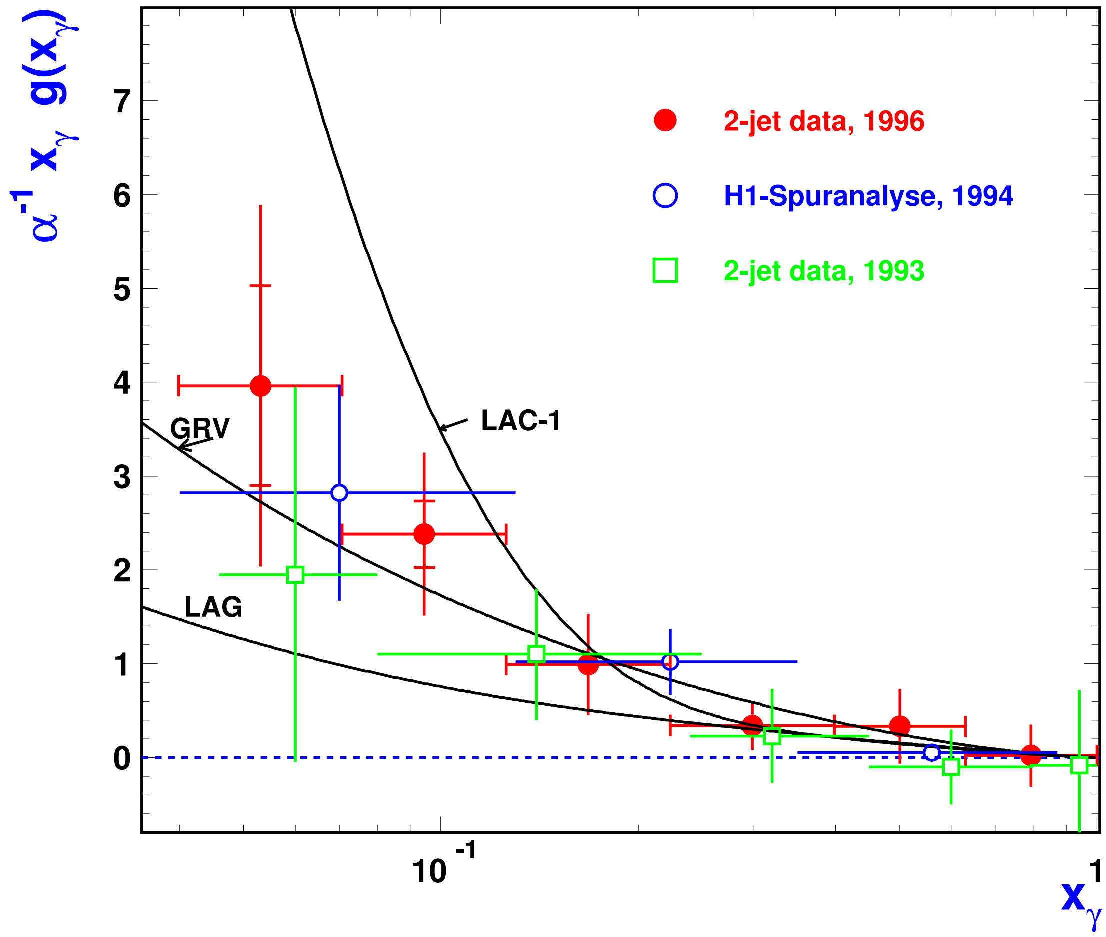

Abbildung 6.30: Vergleich der in dieser Analyse gemessenen Gluondichte (volle Punkte) mit früheren Messungen innerhalb des H1-Experimentes. Zum einen mit einer Messung über Zweijet-Ereignisse von 1993 (Quadrate) und zum anderen mit einer Messung über P_T-Spektren geladener Teilchen von 1994 (Kreise). Eingezeichnet sind noch Vorhersagen für die Gluondichte von LO-GRV-Partonparametrisierungen, LO-LAC1-Partonparametrisierungen und von LO-LAG-Partonparametrisierungen.

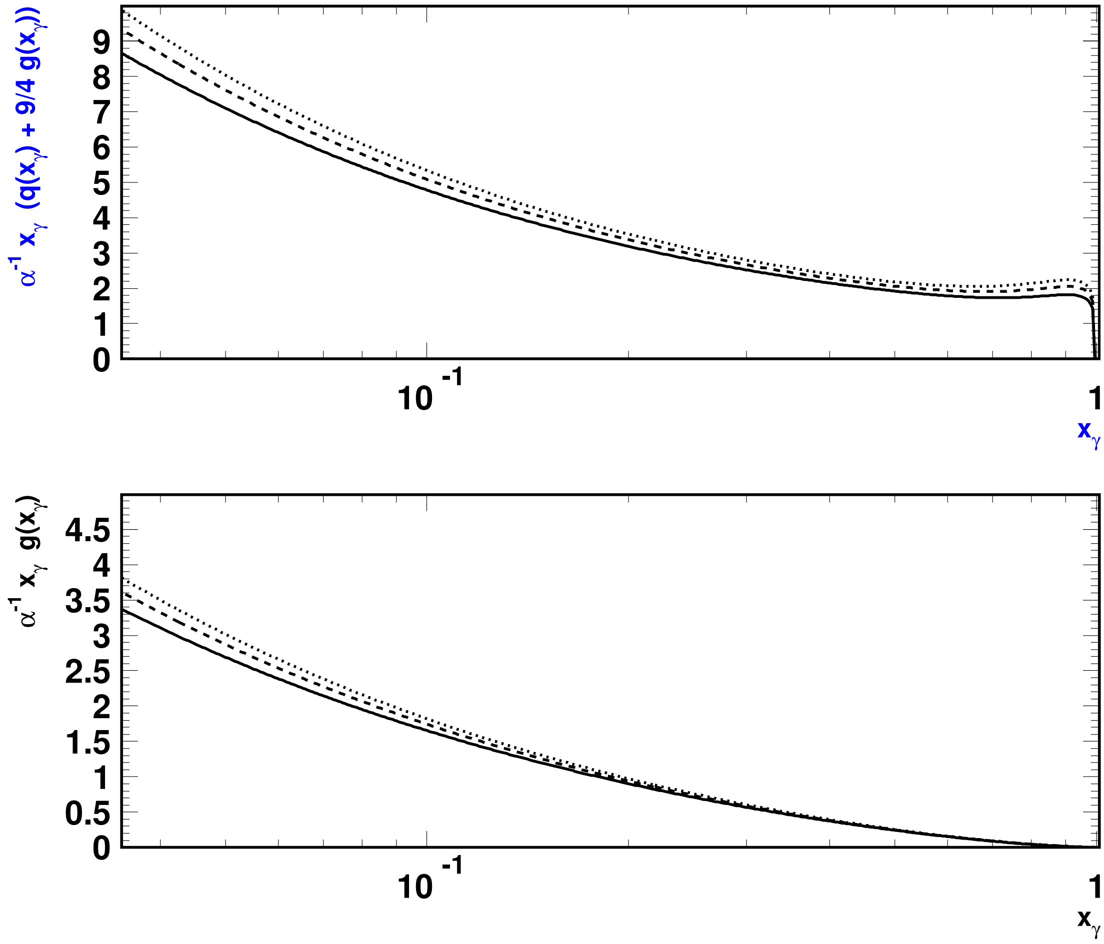

Abbildung 6.31: Entwicklung der effektiven Partondichte (obere Verteilung) und der Gluondichte (untere Verteilung) mit der Skala $\hat{p}_t^2$. Durchgezogene Linie: $\hat{p}_t^2 = 38GeV^2$. Gestrichelte Linie: $\hat{p}_t^2 = 74GeV^2$. Gepunktete Linie: $\hat{p}_t^2 = 130GeV^2$

6.6 Skalenverhalten der gemessenen Gluondichte

In die Bestimmung der Gluondichte gehen zwei verschiedene Skalen ein, die Renormierungsskala und die Faktorisierungsskala. Durch die Faktorisierungsskala, in den bisher benutzten Modellen $\hat{p}_t^2$, wird die Entwicklung der Partondichten mit der Skala über die DGLAP-Gleichungen festgelegt. Die Renormierungsskala, in den bisher benutzten Modellen auch $\hat{p}_t^2$, legt die Wechselwirkungsstärke über die „laufende“ α_s-Kopplung der starken Wechselwirkung fest.

Im folgenden wird die Abhängigkeit der gemessenen effektiven Partondichten im Photon von diesen beiden Skalen untersucht.

6.6.1 Abhängigkeit von der Faktorisierungsskala

Um die Abhängigkeit der effektiven Partondichte von der Faktorisierungsskala zu testen, wurden die Daten in zwei $P_{T,Jet}^2$-Bins mit gleicher Anzahl von Ereignissen unterteilt, zum einen in $P_T^2 < 96 GeV^2$ und zum anderen in $P_T^2 > 96 GeV^2$. Beide Datenauswahlen wurden mit Hilfe des PHOJET- und PYTHIA-Modells entfaltet und die effektive Partondichte analog zum vorherigen Abschnitt für die jeweilige mittlere P_T^2-Skala (Für $P_T^2 > 96 :< P_T^2 >= 125 GeV^2$ und für $P_T^2 < 96 :< P_T^2 >= 70 GeV^2$) bestimmt. In Abbildung6.32 ist das Endergebnis für beide Teilauswahlen zu sehen mit ihren jeweiligen statistischen Fehlern (mittlere Fehlerbalken) und dem modellabhängigen Fehler quadratisch addiert zum statistischen Fehler (volle Fehlerbalken). Um ein stabiles Entfaltungsergebnis zu erhalten, mußte aufgrund der verringerten Statistik der Teilauswahlen ein gröberes Binning gewählt werden, als im vorherigen Abschnitt. Beide Teilauswahlen sind innerhalb der statistischen und des modellabhängigen Fehler konsistent. Auf die restlichen systematischen Fehler, wie beispielsweise der hadronischen Energieskala, wurde hier verzichtet, da diese Fehler für beide Teilauswahlen stark korreliert sind und die Ergebnisse in der gleichen Richtung beeinflußen. Für die Ereignisse mit $P_T^2 < 96 GeV^2$ ist der modellabhängige Fehler deutlich größer als für die Ereignisse mit $P_T^2 > 96 GeV^2$ besonders für den kleinsten x_γ-Bereich. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei kleineren x_γ- und P_T^2-Werten die Zweijet-Ereignisse immer mehr durch Parton-Streuungen mit relativ kleiner Skala $\hat{p}_t^2$ erzeugt worden sind. Dort unterscheiden sich die Modelle in ihren Wirkungsquerschnitt-Vorhersagen (siehe Abschnitt3.3.3). In der Abbildung6.33 sind die $\hat{p}_t$-Verteilungen für die beiden P_T^2-Bins zu sehen. Es wird deutlich, daß die kleinen $\hat{p}_t$-Streuungen für Ereignisse mit großem $P_{T,Jet}^2$ keine signifikante Rolle mehr spielen.

Mit dieser Messung läßt sich also keine Skalenverletzung der Partondichten innerhalb der Fehler mit der Skala P_T^2 beobachten. Beide Messungen sind miteinander kompatibel. Eine starke Abhängigkeit ist auch aufgrund des logarithmischen Skalenverhaltens nicht zu erwarten. In Abbildung6.31 ist die Entwicklung der effektiven Partondichte für verschiedene Skalen gezeigt. Es ist, wie erwartet, nur eine schwache Abhängigkeit der Partondichten von der mittleren Skala zu sehen.

Diese Messungen stellen auch eine wichtige Überprüfung der in Abschnitt6.4.1 bestimmten effektiven Partondichte zumindest für den Bereich $0.07 < x_\gamma < 1$ dar. Beide Messungen sind im betrachteten x_γ-Bereich miteinander konsistent.

6.6.2 Abhängigkeit von der Renormierungsskala

Die Abhängigkeit der effektiven Partondichte des Photons von der Renormierungsskala wurde mit Hilfe des PHOJET-Modells untersucht. Die Partondichten wurden mit der Renormierungsskala $\hat{p}_t^2$ und mit der Renormierungsskala $1/4\hat{p}_t^2$ bestimmt. Das Verhältnis der mit diesen Renormierungsskalen bestimmten effektiven Partondichten ist in Abbildung6.34 zu sehen. Die Abhängigkeit der effektiven Partondichten im Photon ist bei kleinen x_γ-Werten mit $30 - 40\%$ relativ hoch. Bei hohen x_γ-Werten hängt die effektive Partondichte nicht mehr so stark von der Renormierungsskala ab.

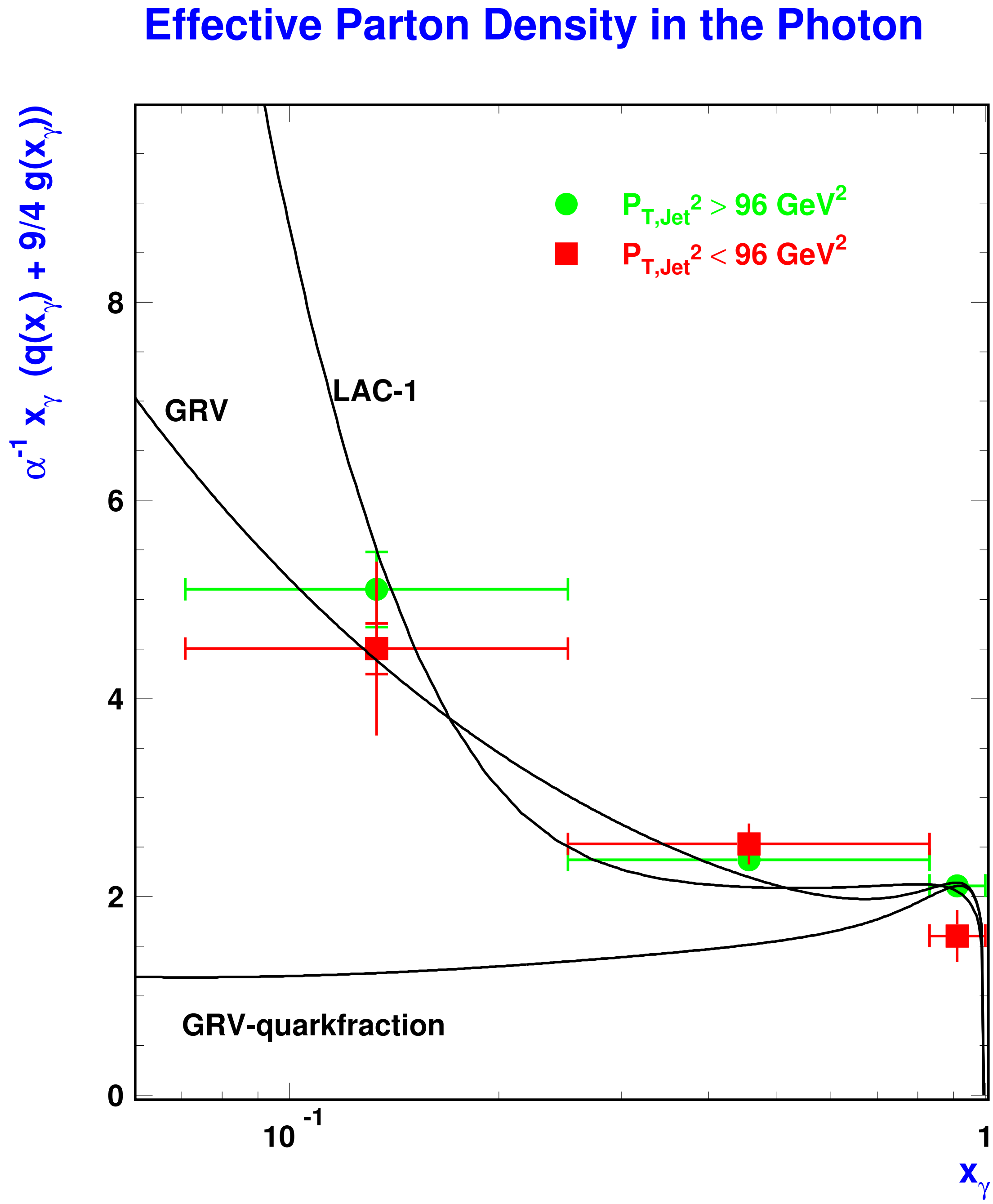

Abbildung 6.32: Die effektive Partondichte des Photons für zwei $P_{T,Jet}^2$-Bins (Punkte entsprechen $P_T^2 > 96GeV^2$ und Vierecke entsprechen $P_T^2 < 96GeV^2$). Für beide Datensätze wurde die entsprechende mittlere P_T^2-Skala zur Berechnung der Partondichten genommen. Der mittlere Fehlerbalken entspricht dem statistischen Fehler und der äußere Fehlerbalken gibt den quadratisch addierten Fehler aus dem statistischen und modellabhängigen Fehler wieder. Eingezeichnet ist noch die effektive LO-GRV-Partondichtenverteilung für die mittlere Skala $P_T^2 = 96GeV^2$. Wie in Abbildung6.31 zu sehen ist, entwickeln sich die Partondichten in diesem P_T^2-Bereich nicht sehr stark, so daß übersichtshalber nur diese Kurve gezeigt wird.

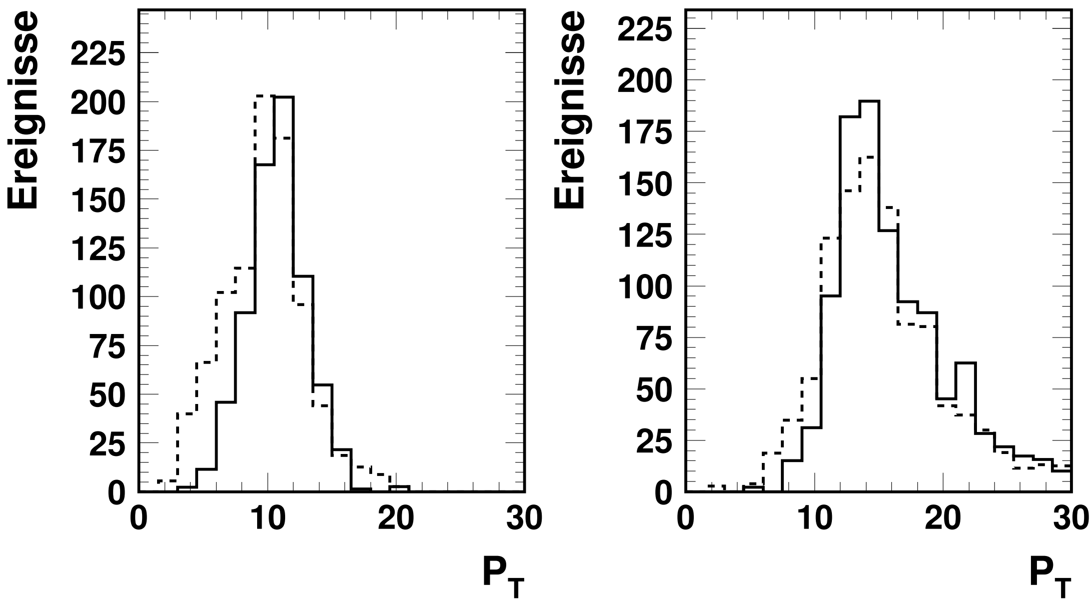

Abbildung 6.33: Die $\hat{p}_t^2$-Verteilung des PHOJET-(durchgezogene Linie) und des PYTHIA-Modells (gestrichelte Linie) für die $P_T^2 < 96GeV^2$-Auswahl.

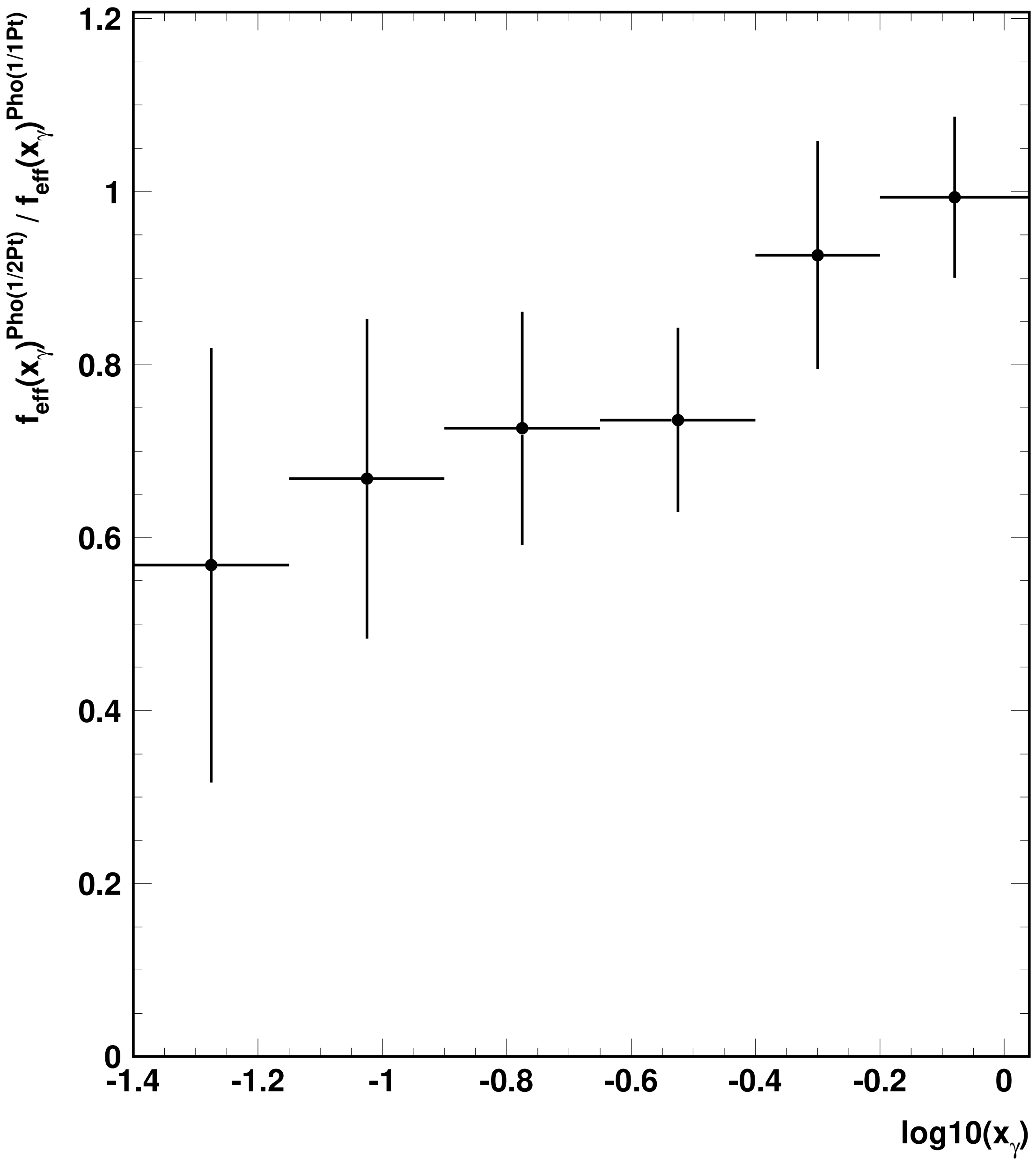

Abbildung 6.34: Abhängigkeit der effektiven Partondichte von der Renormierungsskala. Es ist das Verhältnis der effektiven Partondichten, erhalten aus dem PHOJET-Modell mit der Renormierungsskala $1/4\hat{p}_t^2$ und $\hat{p}_t^2$, gezeigt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Zweijet-Ereignisse des H1-Experimentes am Elektron-Proton-Beschleuniger HERA benutzt, um die partonische Struktur von quasi-reellen Photonen zu untersuchen. Das Resultat dieser Arbeit besteht aus zwei Teilen:

- der Messung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitts $d\sigma^{ep}/dx_{\gamma,Jets}$.
- der Messung einer effektiven Partondichte des Photons sowie der Gluondichte im Photon in führender Ordnung der QCD.

Der hadronische Zweijet-Wirkungsquerschnitt

Zur Bestimmung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitts $d\sigma^{ep}/dx_{\gamma,Jets}$ wurde die gemessene Ereignisrate im Bereich $P_{T,Jet} > 4GeV$ und $M_{2Jet} > 12GeV$ auf Detektoreffekte korrigiert. Der Wirkungsquerschnitt wurde bis zu Impulsbruchteilen $x_{\gamma,Jets}$ des Photons von $x_{\gamma,Jets} \geq 0.04$ gemessen. Der experimentelle Fehler ist durch die Unsicherheit in der Kenntnis der hadronischen Energieskala dominiert und beträgt im gesamten kinematischen Bereich weniger als 30%.

Die Interpretation dieses Wirkungsquerschnitts im Rahmen der perturbativen QCD wird durch folgende Effekte stark beeinträchtigt:

- Die gemessenen Jetereignisse sind stark beeinflußt durch Energiebeiträge aus nicht-perturbativen Wechselwirkungen (Vielfach-Wechselwirkungen), die zu einer Verschlechterung der Korrelation zwischen den harten Partonen und den Jets führt.
- Selbst bei Jetereignissen mit hohen Transversalimpulsen tragen harte Streuprozesse mit kleinen Transversalimpulsen der Partonen bei, für die die Gültigkeit der LO-QCD-Vorhersagen fraglich ist.
- Die LO-QCD-Vorhersagen hängen stark von der Wahl der harten Skala ab. Diese Unsicherheit kann jedoch prinzipiell durch Vergleiche mit NLO-QCD-Vorhersagen reduziert werden.

Zur Bestimmung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitts standen zwei Monte-Carlo-Modelle (PHOJET und PYTHIA) zur Verfügung, die beide auf LO-QCD-Matrixelementen für harte Parton-Parton-Streuung basieren, die sich jedoch deutlich in der Beschreibung nicht-perturbativer Wechselwirkungen unterscheiden. Dies führt zu deutlich unterschiedlichen Vorhersagen des Zweijet-Wirkungsquerschnitts für Partonstreuungen mit kleinen Transversalimpulsen.

Trotz dieser großen Unterschiede in den Vorhersagen der beiden Modelle konnte demonstriert werden, daß die Beschreibung des Energieflusses und der kinematischen Jet-Verteilungen von beiden Modellen bis zu kleinen x_γ-Werten zufriedenstellend ist. Daher wurden beide Modelle zur Bestimmung des hadronischen Zweijet-Wirkungsquerschnitts und auch der Partondichten im Photon benutzt.

Die effektive Partondichte im Photon

Im Gegensatz zur Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts ist die Bestimmung der effektiven Partondichte im Photon stark modellabhängig. Es wurde daher eine restriktivere Datenauswahl durchgeführt, die die Zweijet-Ereignisse im wesentlichen auf den Bereich hoher Skalen $\hat{p}_t$ einschränkt. Dadurch ist gewährleistet, daß die effektive Partondichte in einem kinematischen Bereich gemessen wird, in dem die Gültigkeit perturbativer QCD-Rechnungen sichergestellt ist.

Die effektive Partondichte konnte bis zu Impulsbruchteilen x_γ des Photons von $x_\gamma \geq 0.04$ gemessen werden. Der experimentelle Fehler der Messung ist wiederum durch die Unsicherheit in der Kenntnis der hadronischen Energieskala dominiert, der bei den kleinsten x_γ-Werten bis zu 30% beträgt. Diese Unsicherheit kann für zukünftige Analysen nur durch eine verbesserte Kalibration des Kalorimeters verringert werden.

Die Modellabhängigkeit ist für den kleinen x_γ-Bereich ($x_\gamma < 0.13$) gegenüber dem experimentellen Fehler kleiner, während im Bereich $0.13 < x_\gamma < 0.6$ die Modellabhängigkeit mit dem experimentellen Fehler vergleichbar wird. Die Modellabhängigkeit konnte durch das PHOJET- und PYTHIA-Modell abgeschätzt werden, da der Energiefluß und die kinematischen Jet-Verteilungen in den Daten zwischen den Beschreibungen beider Modelle liegt.

Die Gluondichte im Photon

Aus der effektiven Partondichte kann die Gluondichte des Photons bestimmt werden, wenn der Anteil der Streuprozesse, bei denen ein Quark aus dem Photon teilnimmt, von der effektiven Partondichte subtrahiert wird. Die Quarkverteilungen des Photons sind bei verschiedenen Zwei-Photon-Experimenten gemessen worden.

Die resultierende Gluondichte ist im hohen x_γ-Bereich mit Null verträglich und steigt zu kleinen x_γ-Werten gegenüber den Quarkdichten des Photons stark an. Dieses Verhalten wird von der LO-GRV-Gluonparametrisierung innerhalb der Fehler beschrieben.

Diese Messung der Partondichten im Photon ist mit früheren Analysen des H1-Experimentes innerhalb der Meßunsicherheiten konsistent ([15], [16], [3]). Vor allem die Übereinstimmung der systematisch verschiedenen Messungen der Gluondichte über Zweijet-Ereignisse in dieser Analyse und über geladene Teilchen in [16] ist ein wichtiger experimenteller Test für eine konsistente Bestimmung der Gluondichte.

Im Vergleich mit den früheren Analysen konnte in dieser Arbeit die Präzision der bestimmten Partondichten im Photon erheblich verbessert werden und der x_γ-Bereich der gemessenen Partondichten erweitert werden.

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collab, T. Ahmed *et al.*, *Nucl. Phys.* B **445**, 195 (1995).

[2] H1 Collab, S.Aid *et al.*, *Z. Phys.* C **70**, 17 (1996).

[3] H1 Collab, T. Ahmed*et al.*, *Eur.Phys.J.* C **1**, 97 (1998) .

[4] H1 Collab., I. Abt *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* A **386**, 310-396 (1997).

[5] J. Huth *et al.*, Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics, Snowmass, Colorado, 1990, 134

[6] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, *Phys. Rev.* D **45**, 144 8 (1992)

[7] L.A. del Pozo, PhD Thesis University of Cambridge, RALT-002, 1993

[8] PHOJETMonte Carlo, R. Engel; R. Engel, *Z. Phys.* C **66**, 203 (1995).

[9] T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992), Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74.

[10] G. D'Agostini, *Nucl. Instrum. Methods* A **362**, 487 (1995).

[11] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy, *Phys. Lett.* B **269**, 458 (1991).

[12] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, „Photonic parton distributions", *Phys. Rev.* D **46**, 1973 (1992).

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

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

[15] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, „Inclusive Parton Cross Sections and Photon Structure", *Nucl. Phys.* B **239**, 429 (1995).

[16] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, „Charged Particle Cross-Sections in Photoproduction and Extraction of the Gluon Density in the Photon", DESY-98-148, submitted to Eur.Phys.J.

[17] B. L. Combridge, C. J. Maxwell, „Untangling Large-p_T Hadronic Reactions", *Nucl. Phys.* B **239**, 429 (1984)

[18] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, *Phys. Lett.* B **412**, 225 (1997)

[19] M. Steenbock, Dissertation, Universität Hamburg, DESY F11/F22-96-01, (1996).

[20] M. Werner, Dissertation, Universität Heidelberg, in Vorbereitung.

[21] R. Engel, persönliche Mitteilung.

[22] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* A **336**, 460 (1993)

[23] S. Levonian, parametrisierte Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektrondetektors, LETA-Bank in der H1-Datenbank.

[24] M. Erdmann, „The Partonic Structure of the Photon“, Springer Tracts in Modern Physics **138**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1997.

[25] H. Rick, Dissertation, Universität Dortmund

[26] R. Brun et al.,„GEANT Program Manual“, CERN program library (1992).

[27] L.L. Frankfurt, E.G. Gurvich, *Phys. Lett.* B **386**, 379 (1996).

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

[29] H1-Arbeitsgruppe für Energieskalen der Kalorimeter.

[30] H. Abramowicz, E.G. Gurvich, A. Levy, *Phys. Lett.* B **420**, 104 (1998).

[31] H1-Arbeitsgruppe für diffraktive Physik.

Danksagung

Diese Arbeit wurde innerhalb der H1-Gruppe am Physikalischen Institut in Heidelberg durchgeführt. Ich danke allen Mitgliedern der H1-Gruppe und den „HERA-B- und OPAL- Fritzen“ für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Eisele, für die ständige Unterstützung und Betreuung während der letzten Jahre bedanken.

Ein besonderer Dank gilt auch meinem ständigen Betreuer, Peter Schleper, der mit seinen Ideen und seinen „Motivationskünsten“ einen entscheidenden Anteil am Gelingen dieser Arbeit hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Meier für die Begutachtung der Arbeit.

Martin Erdmann, Hartmut Rick und Ralf Engel danke ich für die ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft durch die wichtige Fragen dieser Arbeit geklärt werden konnten.

Für die tägliche Hilfe und sehr gute Zusammenarbeit möchte ich mich auch nochmal bei Marco Werner, Thorsten Wengler, Frank-Peter Schilling, Judith Katzy und Bernhard Schwab bedanken.

Meinen Eltern danke ich ganz herzlich für die Unterstützung, mit der sie mich mein ganzes Studentenleben hindurch begleitet haben.

Ein ganz herzlicher Dank geht auch an Delia, Gaby, Elke, Christian, Werner, Markus, Marco und Antonio, durch deren Freundschaft auch schlechtere Phasen der Arbeit überstanden werden konnten.

Ich habe fertig.