Messung der effektiven Partonverteilung im Photon

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
zugelassene

Dissertation

von
Hartmut Rick
aus Dortmund

Dortmund
Juni 1997

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit zeigt eine Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Zweijet-Ereignissen in den Variablen $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ und $x_{\gamma}^{\mathrm{Jets}}$, die die mittlere transversale Energie der beiden Jets und den aus den Jets rekonstruierten Impulsbruchteil des gestreuten Partons im Photon angeben. Die Messung basiert auf den im Jahre 1994 mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von $3\,\mathrm{pb}^{-1}$. Ausgehend vom gemessenen Zweijet-Wirkungsquerschnitt wird die effektive Partondichte des Photons in führender Ordnung im Bereich von Impulsbruchteilen $0.05 < x_{\gamma} < 0.7$ und Transversalimpulsen $80\,\mathrm{GeV}^2 < p_{\mathrm{T}}^2 < 1250\,\mathrm{GeV}^2$ extrahiert. Die photonische Partondichte zeigt im Gegensatz zu typischen hadronischen Strukturfunktionen einen Anstieg mit der Skala p_{T}^2 bei großem x_{γ}. Dieses Verhalten wird aufgrund des anomalen Beitrags zur Photonstruktur erwartet. Es wurde bereits bei Photonstrukturfunktionsmessungen an e^+e^--Experimenten beobachtet und wird hier erstmals in der Photoproduktion an einem Elektron-Proton-Experiment bestätigt.

Abstract

This thesis describes the measurement of a double differential di-jet cross section in photoproduction at HERA as a function of the mean transverse energy $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ of the two highest E_{T} jets and the reconstructed parton momentum fraction in the photon $x_{\gamma}^{\mathrm{Jets}}$. The measurement is based on data which were recorded with the H1 detector during the 1994 data taking period and which correspond to an integrated luminosity of $3\,\mathrm{pb}^{-1}$. From this di-jet cross section the effective parton density of the photon is extracted for momentum fractions in the range $0.05 < x_{\gamma} < 0.7$ and transverse momentum scales $80\,\mathrm{GeV}^2 < p_{\mathrm{T}}^2 < 1250\,\mathrm{GeV}^2$. In contrast to typical hadronic structure functions the photonic parton density shows a rise with the scale p_{T}^2 at large x_{γ}. This behaviour is expected as a consequence of the anomalous component of the photon structure. It has been observed in photon structure function measurements at e^+e^- colliders before, and is now observed here for the first time in photoproduction at an ep experiment.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **3**

1 Grundlagen **4**
1.1 Die Struktur des Photons 4
1.2 Jets 5
1.3 Monte-Carlo-Generatoren 6

2 Jet-Ereignisse im H1-Detektor **7**
2.1 Der H1-Detektor 7
2.2 Simulation von Jet-Ereignissen 9
2.3 Rekonstruktion von Jetenergien im Detektor 12
2.3.1 Die theoretische Grenze für die Energieauflösung 13
2.3.2 Kalorimeter ohne Spurinformationen 13
2.3.3 Kalorimeter mit niederenergetischen Spuren („CLIM“) 15
2.3.4 Kombinierte Objekte 15
2.3.5 Modifizierter CLIM-Ansatz 15
2.3.6 Ungewichtete Kalorimeterenergien 17
2.3.7 Quantitativer Vergleich aller beschriebenen Rekonstruktionsmethoden . . 17
2.4 Das H1-Triggersystem 20
2.4.1 L1 20
2.4.2 L4 und L5 21
2.5 Die Selektion von Zweijet-Ereignissen 21
2.5.1 Die Datennahmeperiode 1994 21
2.5.2 Auswahlkriterien für Zweijet-Ereignisse 22
2.6 Untergrundbeiträge 23
2.6.1 Proton-Gas- und Proton-Wand-Streuung 23
2.6.2 Kosmische Höhenstrahlung 26
2.6.3 Tiefinelastische Streuung 27
2.7 Trigger für Zweijet-Ereignisse 1994 28
2.7.1 Optimierung des Flüssigargonkalorimetertriggers 28
2.7.2 Berücksichtigung der Untersetzung von L1-Subtriggern 31
2.7.3 Effizienz der ausgewählten Subtrigger für Zweijet-Ereignisse 32
2.7.4 Effizienz des L4-Filters 35
2.7.5 Die Klassifizierung von Jet-Ereignissen 1994 36

3 Zweijet-Wirkungsquerschnitte **37**
3.1 Definition des gemessenen Wirkungsquerschnitts 37
3.2 Messung des differentiellen Zweijet-Wirkungsquerschnitts 40
3.2.1 Das bayesische Entfaltungsverfahren 40
3.2.2 Entfaltung des Wirkungsquerschnitts auf Hadronebene 42

3.2.3 Systematische Unsicherheiten . . . 46
3.3 Der differentielle Zweijet-Wirkungsquerschnitt . . . 50

4 Messung der effektiven Partondichte im Photon 55
4.1 Der effektive Subprozeß . . . 55
4.1.1 Definition der effektiven Partondichte . . . 55
4.1.2 Genauigkeit der SES-Näherung . . . 57
4.2 Faktorisierung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts . . . 62
4.3 Harte Gluonabstrahlung – Effekte höherer Ordnung . . . 64
4.4 Entfaltung auf Partonebene . . . 69
4.5 Systematische Unsicherheiten . . . 76
4.6 Die effektive Partondichte . . . 78
4.7 Berechnung der Gluondichte im Photon . . . 81
4.8 Das Skalenverhalten der Photonstrukturfunktion . . . 84

Zusammenfassung 87

A Gewichtete Monte-Carlo-Ereignisse 89

B Berechnung der Kovarianzmatrix des Entfaltungsergebnisses 91

Einleitung

Der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung am HERA-Speicherring 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 großer transversaler Energie im Endzustand beobachtet. Diese Ereignisse lassen sich im Rahmen der perturbativen QCD durch harte Streuung von Partonen in Photon und Proton beschreiben. Dabei ist die Streuwahrscheinlichkeit und Winkelverteilung von Partonen mit gegebenem Impuls berechenbar, nicht jedoch die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Parton mit diesem Impuls im Proton oder Photon zu finden ist. Diese Partonverteilungen oder Strukturfunktionen werden daher experimentell bestimmt.

Da die Partonverteilung im Proton in dem in der harten Photoproduktionsphysik bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich bereits recht genau bekannt ist, kann die entsprechende Verteilung im Photon mit Hilfe von Jetereignissen gemessen werden. Eine solche Messung ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die hier folgende Einführung in die Photonstrukturmessung an Elektron-Positron- und Elektron-Proton-Experimenten ist sehr kurz gehalten. Für eine ausführlichere Behandlung der Zwei-Photon-Physik an e^+e^--Experimenten sei auf [1] verwiesen; eine gut verständliche Einführung in die harte Photoproduktionsphysik am ep-Experiment ist in [2] zu finden.

Im Anschluß an diese Einleitung gibt Kapitel 2 eine Beschreibung des zur Messung verwendeten Versuchsaufbaus und einiger technischer Voruntersuchungen, die für die in Kapitel 3 behandelte Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts von Zweijet-Ereignissen nötig sind. In Kapitel 4 wird dann die Extraktion der effektiven Partonverteilung des Photons aus diesem Wirkungsquerschnitt beschrieben.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Die Struktur des Photons

Die hadronische Strukturfunktion des Photons wurde bisher hauptsächlich mittels tiefinelastischer Elektron-Photon-Streuung an Elektron-Positron-Speicherringen gemessen. Bei diesen Experimenten werden Ereignisse betrachtet, bei denen eines der beiden Elektronen unter großem Winkel gestreut wird, während das andere unbeobachtet in der Nähe des Strahles aus dem Detektor entweicht. Dies entspricht einer Streuung zweier Photonen, von denen eines fast reell, das andere stark virtuell ist. Das virtuelle Photon tastet dann die Struktur des reellen Photons ab, und der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt kann in der folgenden Form als Funktion der beiden Strukturfunktionen F_2^γ und $F_{\rm L}^\gamma$ geschrieben werden:

$$\frac{d^2\sigma^{e\gamma}}{dx_\gamma dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_\gamma Q^4}\left((1-y+\frac{y^2}{2})F_2^\gamma(x_\gamma,Q^2) - \frac{y^2}{2}F_{\rm L}^\gamma(x_\gamma,Q^2)\right) \tag{1.1}$$

Dabei ist Q^2 das negative Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons, x_γ ist der Impulsbruchteil des gestreuten Quarks im reellen Photon, und y bezeichnet den relativen Energieübertrag vom einlaufenden Elektron auf das virtuelle Photon. Der Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion $\frac{y^2}{2}F_{\rm L}^\gamma$ ist gewöhnlich sehr klein, so daß nur die Strukturfunktion F_2^γ gemessen werden kann. Sie kann in niedrigster Ordnung der QCD als Summe der Quarkverteilungen im Photon verstanden werden:

$$F_2^\gamma = 2x_\gamma \sum_q e_q^2 f_{q/\gamma}(x_\gamma,Q^2) \tag{1.2}$$

Hierbei bezeichnet $f_{q/\gamma}(x_\gamma,Q^2)$ die Wahrscheinlichkeit, 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 hier mit dem Quadrat ihrer elektromagnetischen Ladung e_q gewichtet; die möglicherweise vorhandenen Gluonen im Photon tragen aufgrund ihrer fehlenden elektromagnetischen Ladung in erster Ordnung nicht zum Wirkungsquerschnitt bei.

Die alternative Methode zur Messung der Photonstrukturfunktion, die in der vorliegenden Arbeit zur Anwendung kommt, ist die Untersuchung von Zweijet-Ereignissen in der Photoproduktion an einem Elektron-Proton-Beschleuniger. Das zu untersuchende, fast reelle Photon wird auch hier vom Elektron abgestrahlt, trifft dann jedoch nicht auf ein punktförmiges Elektron, sondern auf ein Proton, das seinerseits ein ausgedehntes Objekt mit einer hadronischen Struktur darstellt. Betrachtet werden hier Ereignisse, bei denen je ein Parton aus Photon und Proton unter großem Winkel gestreut werden, so daß sie im Detektor in Form von zwei Jets beobachtet werden können. Der Wirkungsquerschnitt hängt dabei vom Partoninhalt im Photon und im

Proton ab, er kann in erster Ordnung folgendermaßen ausgedrückt werden werden:

$$\frac{d^4\sigma^{ep}}{dy\,dx_\gamma dx_p d\cos\hat{\theta}} = \frac{1}{32\pi s_{ep}} \frac{f_{\gamma/e}(y)}{y} \sum_{i,j} \frac{f_{i/\gamma}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2) f_{j/p}(x_p, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)}{x_\gamma x_p} \left| M_{ij}(\cos\hat{\theta}) \right|^2 \tag{1.3}$$

In dieser Gleichung ist $f_{\gamma/e}(y)$ die Zahl der Photonen mit dem Energiebruchteil y, die vom Elektron abgestrahlt werden, $f_{i/\gamma}(x_\gamma)$ und $f_{j/p}(x_p)$ sind die Verteilungen der Partonen i und j mit Impulsbruchteil x_γ und x_p in Photon und Proton. $M_{ij}(\cos\hat{\theta})$ bezeichnet das Matrixelement für die Streuung der Partonen i und j als Funktion des Streuwinkels $\hat{\theta}$ im Parton-Parton-Schwerpunktsystem, s_{ep} ist die Schwerpunktsenergie der Elektron-Proton-Streuung. Die Summe läuft über alle möglichen Kombinationen von Partonen aus Photon und Proton. Da die Streuung durch die starke Wechselwirkung vermittelt wird, sind hier sowohl die Verteilungen der Quarks, als auch die der Gluonen zu berücksichtigen.

Zusätzlich zu diesen Prozessen des sogenannten aufgelösten Photons tragen auch direkte elektromagnetische Streuungen des Photons an Partonen im Proton zum Jet-Wirkungsquerschnitt bei. Bei diesen Prozessen nimmt das Photon als punktförmiges Teilchen mit seinem gesamten Impuls am harten Streuprozeß teil, sie können als Grenzfall mit $x_\gamma = 1$ betrachtet werden. Es bleiben noch drei unabhängige Variablen zur Beschreibung der Ereigniskinematik, der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt kann analog zu Gleichung (1.3) so geschrieben werden:

$$\frac{d^3\sigma^{ep}}{dy\,dx_p d\cos\hat{\theta}} = \frac{1}{32\pi s_{ep}} \frac{f_{\gamma/e}(y)}{y} \sum_{j} \frac{f_{j/p}(x_p, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)}{x_p} \left| M_{\gamma j}(\cos\hat{\theta}) \right|^2 \tag{1.4}$$

Die Matrixelemente der wichtigsten elementaren Streuprozesse sind in Abschnitt 4.1 aufgelistet. Als harte Skala für die QCD-Entwicklung der Partonverteilungen ist in Gleichung (1.3) und (1.4) das Quadrat des Transversalimpulses $\hat{p}_{\mathrm{T}}$ der gestreuten Partonen eingesetzt. Es gilt

$$\hat{p}_{\mathrm{T}}^2 = \frac{1}{4} s_{ep} y x_\gamma x_p \sin^2\hat{\theta} \tag{1.5}$$

Die detaillierte Messung des vollen vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitts würde Informationen über Photon- und Protonstruktur, den Photonfluß $f_{\gamma/e}$ und die Winkelabhängigkeit der Matrixelemente geben, für eine solche Messung wird aber eine sehr große Datenmenge benötigt. Diese Analyse konzentriert sich daher im wesentlichen auf die Abhängigkeit von den beiden Variablen, von denen die Photonstrukturfunktion abhängt, nämlich den Impulsbruchteil des Partons im Photon x_γ und den Transversalimpuls im partonischen Streuprozeß $\hat{p}_{\mathrm{T}}$, der als QCD-Skala für die Strukturfunktion betrachtet wird. Die Partonverteilung im Proton, der Photonfluß des Elektrons und die Form der Matrixelemente wird dabei als bekannt vorausgesetzt.

1.2 Jets

Für die F_2^γ-Messung durch tiefinelastische Streuung an einem e^+e^--Experiment ist prinzipiell nur die Messung von Energie und Winkel der beiden gestreuten Elektronen nötig. In den meisten bisher durchgeführten Messungen wird nur das unter großem Winkel gestreute Elektron nachgewiesen, so daß der hadronische Endzustand in diesem Fall zur Rekonstruktion der $e\gamma$-Schwerpunktsenergie benötigt wird. Dies ist dann in diesen Messungen die größte Quelle systematischer Unsicherheiten.

Bei der Messung der Partonverteilungen im Photon mit Photoproduktionsereignissen an einem ep-Experiment ist im Gegensatz dazu als zusätzliche Komplikation selbst bei bekannter Schwerpunktsenergie noch der Nachweis der im Endzustand auftretenden Quarks oder Gluonen nötig, der prinzipiell nur indirekt und näherungsweise gelingen kann.

Bei großem Transversalimpuls erscheinen die Partonen im Detektor in Form von Teilchenbündeln, die gewöhnlich als Jets bezeichnet werden. Der Prozeß der Fragmentation, des Übergangs der elementaren Partonen zu farbneutralen Hadronen, läßt sich phänomenologisch beschreiben, nicht aber exakt berechnen. Um den Zusammenhang der Hadronen des Endzustandes mit den ursprünglichen Partonen herzustellen, werden Jetalgorithmen verwendet, die Bündel von Teilchen zu Jets zusammenfassen, und den Jets eine Energie und einen Winkel zuordnen. Der in dieser Arbeit verwendete Jetalgorithmus QJCONE [3] folgt der Snowmass-Empfehlung [4], bei der ein Jet durch einen Kreis in der Ebene aus Azimutwinkel und Pseudorapidität gegeben ist, innerhalb dessen die summierte transversale Energie der Teilchen eine gegebene Schwelle überschreitet. In dieser Arbeit werden Jets mit einem Radius von 0.7 Einheiten verwendet, die minimale transversale Energie, die einen Jet definiert, wird auf 7 GeV festgelegt. Nach der Snowmass-Empfehlung wird die transversale Energie des Jets aus der summierten transversalen Energie der innerhalb des Kreises liegenden Teilchen berechnet, für Azimutwinkel und Pseudorapidität des Jets werden die mit der transversalen Energie gewichteten Mittelwerte der Einzelteilchen eingesetzt.

1.3 Monte-Carlo-Generatoren

Für das Verständnis von Detektoreffekten, der Bestimmung von Auflösungen und Akzeptanzen und auch zur Interpretation der gemessenen Wirkungsquerschnitte werden simulierte Ereignisse benötigt. Solche Ereignisse können mit Hilfe von Monte-Carlo-(MC)-Generatoren erzeugt werden. In dieser Analyse werden die beiden Generatoren PYTHIA [5] und PHOJET [6] verwendet.

PYTHIA simuliert harte Streuereignisse in führender Ordnung der QCD, die gemäß Gleichung (1.3) und (1.4) verteilt sind. Um eine gute Beschreibung der beobachteten Ereignisse zu erreichen, werden in PYTHIA auch Prozesse höherer Ordnung durch harte Abstrahlung von Gluonen im Anfangszustand, sogenannten Partonschauern, angenähert. Zusätzlich werden auch Mehrfachstreuungen simuliert, bei denen neben der ersten harten Streuung noch weitere Streuungen zwischen den verbliebenen Partonen in Photon und Proton auftreten. Bei PYTHIA werden auch diese zusätzlichen Streuungen als harte Streuprozesse unter Berücksichtigung von Strukturfunktionen und Matrixelementen erzeugt. Für die Generierung von Partonschauern im Endzustand, die Fragmentation der Partonen in Hadronen, und den Zerfall kurzlebiger Hadronen wird dann das Programm JETSET [5] verwendet. In der vorliegenden Version wird PYTHIA als Generator für Photon-Proton-Streuereignisse verwendet. Der Fluß der Photonen, die vom Elektron abgestrahlt werden, wird vom Programm IJRAY [7] berechnet.

Der Generator PHOJET basiert auf dem sogenannten Dual-Parton-Modell, das bereits in der Proton-Proton-Streuung erfolgreich verwendet wurde. Er erzeugt sowohl harte Prozesse des aufgelösten und direkten Photons, als auch weiche nichtperturbative sowie diffraktive Prozesse. PHOJET generiert dabei auch harte und weiche Mehrfachstreuungen. Seit Version 1.06 verfügt PHOJET über harte Partonschauer im Anfangszustand, daneben wird hier auch die Version 1.03 benutzt, die noch keine Partonschauer generiert. Für Partonschauer im Endzustand, Fragmentation und Teilchenzerfall wird hier wie auch bei PYTHIA das Programm JETSET verwendet.

Kapitel 2

Jet-Ereignisse im H1-Detektor

Die für die vorliegende Analyse verwendeten experimentellen Daten wurden mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA im Jahre 1994 aufgezeichnet. Der Beschleuniger HERA bringt Elektronen einer Energie von 27.5 GeV und Protonen von 820 GeV im Innern des Detektors zur Kollision. Bei der Aufzeichnung der hier verwendeten Daten wurde HERA mit Positronen anstelle von Elektronen betrieben. Da das Ladungsvorzeichen des Leptons für die hier betrachteten physikalischen Prozesse jedoch keine Rolle spielt, wird im weiteren vereinfachend das Wort „Elektron“ für beide Ladungsvorzeichen verwendet.

Das bei H1 verwendete Koordinatensystem ist ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem, bei dem das einlaufende Proton sich in positive z-Richtung bewegt. Das Elektron läuft dem Proton entgegengesetzt in negative z-Richtung. Die positive x-Achse zeigt zum geometrischen Mittelpunkt des 6.3 km umfassenden HERA-Ringes, die negative y-Achse zeigt zum Erdmittelpunkt. Der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt im nominellen Kollisionspunkt. Zur Bezeichnung der Richtung auslaufender Teilchen werden der Azimutwinkel ϕ und der Polarwinkel θ verwendet, wobei letzterer häufig durch die Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ ausgedrückt wird.

Die in der HERA-Physik und auch in dieser Arbeit häufig verwendeten Begriffe „vorwärts“ und „rückwärts“ oder „vorne“ und „hinten“ beziehen sich auf die Flugrichtung des einlaufenden Protons. Der Vorwärtsbereich des Detektors ist demnach der Bereich in der Nähe des auslaufenden Protonstrahls, wo meist der fragmentierte Rest des Protons zu sehen ist, während in Rückwärtsrichtung bei $z < 0$ meist der Rest des Photons in aufgelösten Photoproduktionsereignissen oder das gestreute Elektron bei tiefinelastischen Ereignissen mit kleinem Impulsübertrag beobachtet wird.

2.1 Der H1-Detektor

Abbildung 2.1 zeigt einen Überblick über den H1-Detektor, der in [8] ausführlich beschrieben ist. Die für diese Analyse verwendeten Komponenten des Detektors sind:

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

- Das Flüssigargonkalorimeter [9] (LAr, im Bild mit $\boxed{4}$ und $\boxed{5}$ markiert) dient zur Messung der Energien der Teilchen des Endzustandes im Bereich $4° < \theta < 151°$ $(-1.35 < \eta < 3.3)$. Im Bereich $4° < \theta < 127°$ $(-0.7 < \eta < 3.3)$ entspricht die Dicke des Kalorimeters zwischen 4 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen, hier bietet es eine Energieauflösung

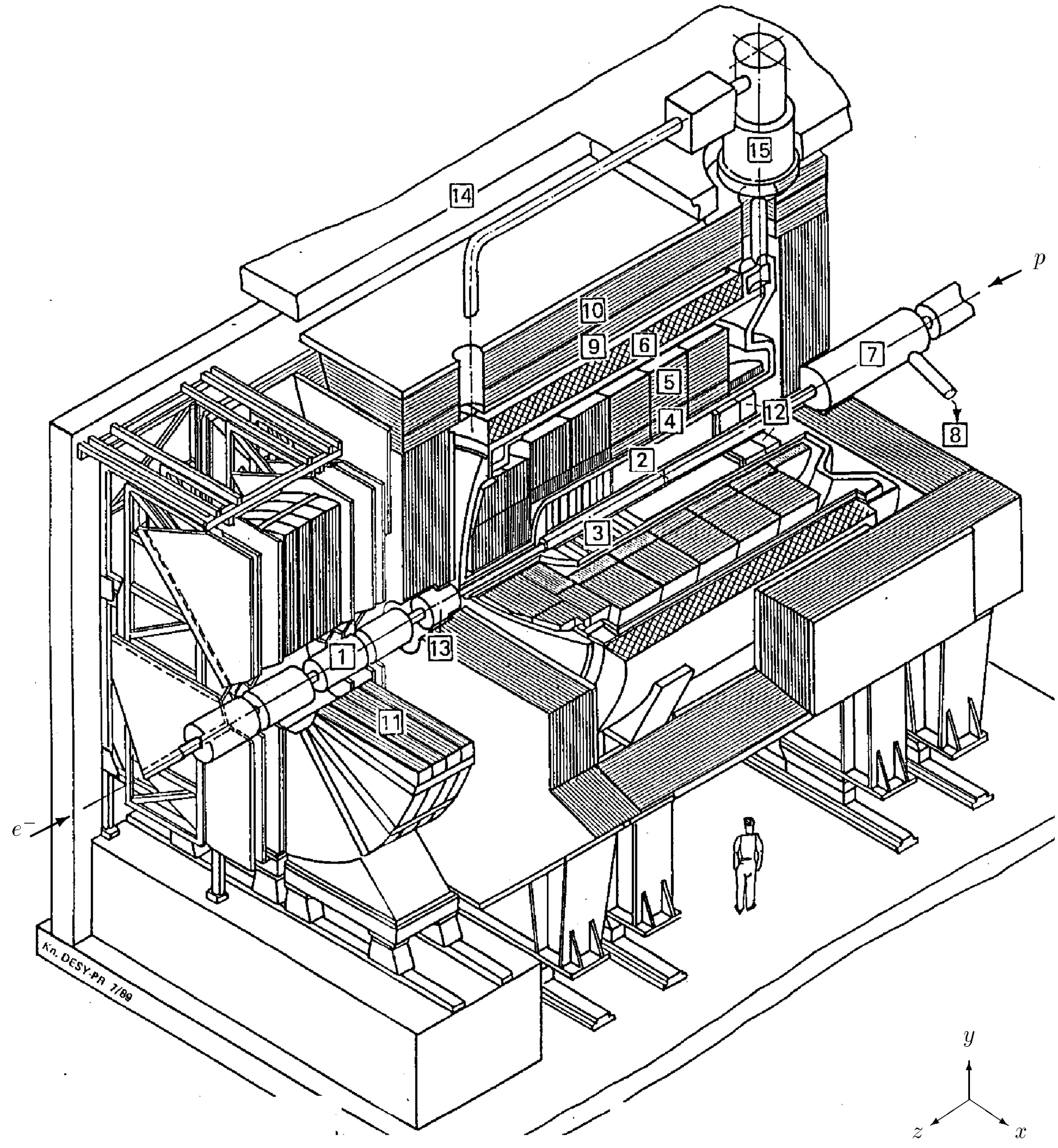

Abbildung 2.1: Übersichtsbild des H1-Detektors

- [1] Strahlrohr mit Strahlmagneten
- [2] Zentrale Spurkammern
- [3] Vorwärtsspurkammern
- [4] Elektromagnetisches Kalorimeter
- [5] Hadronisches Kalorimeter
- [6] Supraleitende Magnetspule
- [7] Kompensationsmagnet
- [8] Helium-Kälteanlage
- [9] Myonkammern
- [10] Instrumentiertes Eisenjoch
- [11] Myon-Toroidmagnet
- [12] Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter (BEMC)
- [13] Plug-Kalorimeter
- [14] Betonabschirmung
- [15] Flüssigargon-Kryostat

von $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für Hadronen. Die Energieauflösung für Elektronen und Photonen beträgt $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$. Das Flüssigargonkalorimeter ist nichtkompensierend, hadronisch wechselwirkende Teilchen hinterlassen 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 Gewichtungsfaktor korrigiert [10].

- Das Rückwärtskalorimeter $\boxed{12}$ mißt die Energie der im Winkelbereich $151° < \theta < 176°$ $(-3.3 < \eta < -1.35)$ gestreuten Teilchen. Das im Jahr 1994 verwendete Kalorimeter (BEMC) hat eine Dicke von 20 elektromagnetischen Strahlungslängen, entsprechend etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge. Die Energieauflösung des BEMC ist $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für elektromagnetische Schauer.

- Das instrumentierte Eisen $\boxed{10}$ außerhalb des Kalorimeters dient zur Messung von Leckverlusten hadronischer Schauer aus dem Kalorimeter. Es deckt den Winkelbereich $6° < \theta < 172°$ $(-2.8 < \eta < 3.0)$ ab. Für die hadronische Energiemessung ist dies vor allem im Bereich $\theta > 127°$ von Bedeutung, in dem das Hauptkalorimeter nur etwa eine Wechselwirkungslänge tief ist. Bei geeigneter Kombination der Signale von BEMC oder LAr mit denen des instrumentierten Eisens kann hier eine hadronische Energieauflösung von $\sigma_E/E = 80\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ erreicht werden. Das instrumentierte Eisen allein erreicht eine Auflösung von $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

- Der Kleinwinkel-Elektrondetektor des Luminositätssystems dient zum Nachweis des gestreuten Elektrons bei Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$. Der Detektor befindet sich in der Nähe des auslaufenden Elektronstrahls 33 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt und bietet eine Akzeptanz für unter kleinem Winkel gestreute Elektronen mit Energien zwischen 8 und 20 GeV.

2.2 Simulation von Jet-Ereignissen

Zur Korrektur der gemessenen Ereignisrate für die Energieverschmierung und die begrenzte Akzeptanz des Detektors werden Monte-Carlo-Ereignisse mit voller Detektorsimulation benötigt. Zur Detektorsimulation dient das Programmpaket H1SIM, das auf der GEANT-Bibliothek [11] beruht. Die so simulierten Ereignisse sollten mit echten Ereignissen vergleichbar sein und werden wie letztere mit dem Programmpaket H1REC rekonstruiert.

Für die vorliegende Arbeit wird hauptsächlich der Generator PYTHIA zur Ereignissimulation verwendet. Es wurden Ereignisse des direkten und des aufgelösten Photons einschließlich mehrfacher harter Parton-Parton-Wechselwirkungen und Partonschauern im Anfangs- und Endzustand generiert. Der Abschneideparameter für den Transversalimpuls in den zusätzlichen Wechselwirkungen wurde auf 1.2 GeV eingestellt, für den Anfangstransversalimpuls k_{T} der einlaufenden Partonen im Photon wurde eine Verteilung von der Form $dN/dk_{\mathrm{T}} \sim 1/(k_{\mathrm{T}}^2 + k_0^2)$ mit $k_0 = 0.6\,\mathrm{GeV}$ und $k_{\mathrm{T}} < \min(\hat{p}_{\mathrm{T}}, 5\,\mathrm{GeV})$ gewählt. Dabei bezeichnet $\hat{p}_{\mathrm{T}}$ den Transversalimpulsübertrag im ersten, härtesten Streuprozeß. Diese Einstellungen liefern nach den Erfahrungen aus früheren Analysen [12, 13, 14] die beste Beschreibung der Energieflüsse in Jetereignissen. Für die Partonverteilungen in Photon und Proton wurden die Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt [15] in führender Ordnung (GRV-LO) eingesetzt.

Der gesamte Wirkungsquerschnitt im Bereich $0.05 < y < 1$ und $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ ohne Schnitt auf den Transversalimpuls $\hat{p}_{\mathrm{T}}$, der mit diesen Einstellungen von PYTHIA generiert wird, beträgt etwa 9 000 nb. Für einen angestrebten Umfang der Simulation, der einer integrierten Luminosität von etwa $10\,\mathrm{pb}^{-1}$ entspricht, müßten damit etwa 10^8 Ereignisse simuliert werden, was an

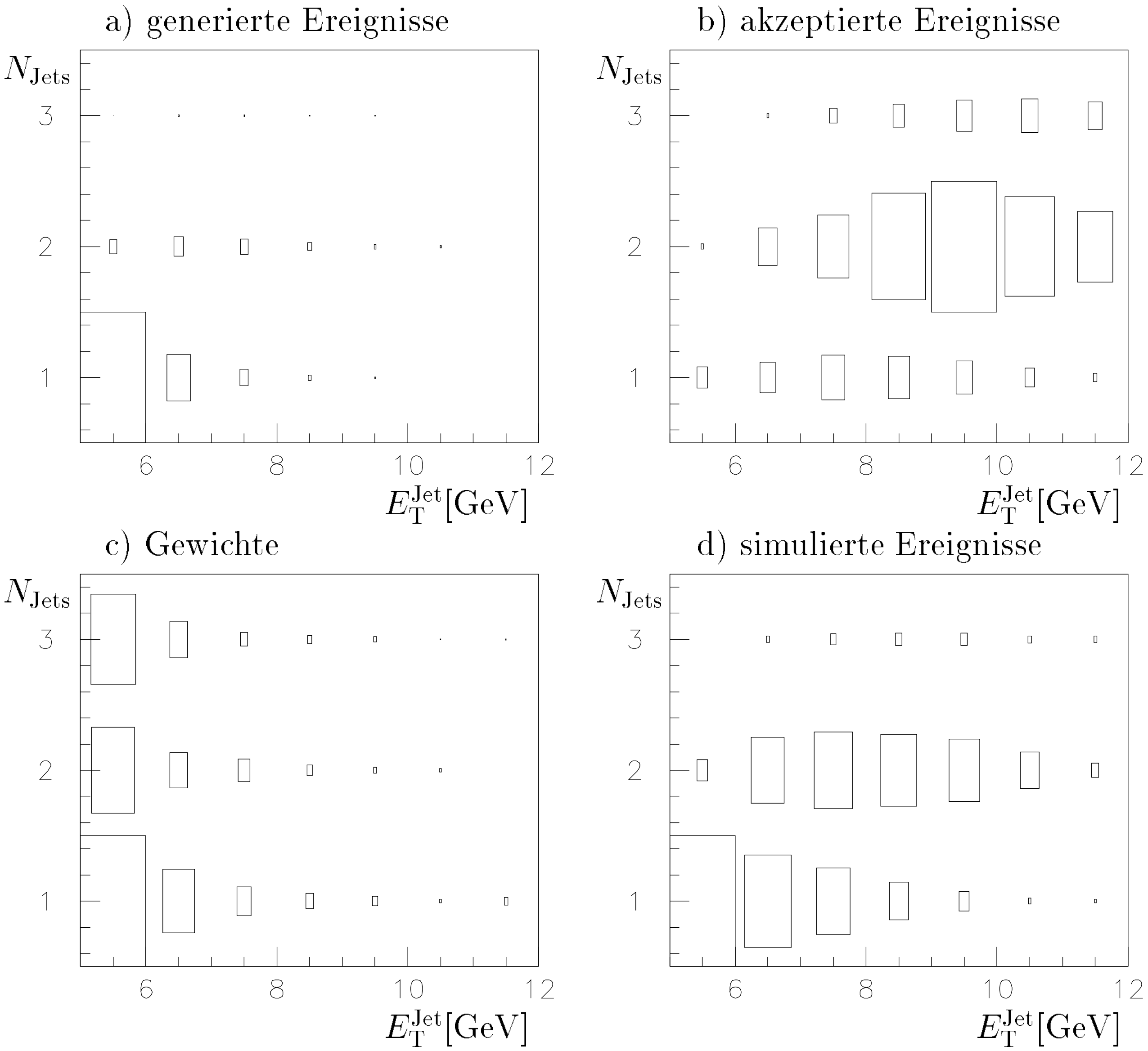

Abbildung 2.2: Illustration des Gewichtungsverfahrens, das zur Reduzierung der zu simulierenden Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen verwendet wurde. Es ist jeweils die Verteilung als Funktion der höchsten transversalen Jetenergie auf dem Niveau stabiler Teilchen und der Anzahl der gefundenen Jets mit einer transversalen Mindestenergie von 5 GeV gezeigt. Die Zahl der Einträge in einem Bin wird jeweils durch die Größe des eingezeichneten Rechtecks verdeutlicht. Bild (a) zeigt die Verteilung der von PYTHIA generierten Ereignisse, (b) zeigt die Verteilung für die Untermenge dieser Ereignisse, in denen nach Detektorsimulation zwei Jets mit $E_{\mathrm{T}} > 8\,\mathrm{GeV}$ gefunden wurden. (c) zeigt das zu verwendende Gewicht, das sich aus diesen Verteilungen ergibt, (d) ist die Verteilung der nach der Gewichtung verbleibenden Ereignisse, die schließlich der Detektorsimulation unterzogen werden.

der endlichen verfügbaren Rechenleistung und der begrenzten Speicherkapazität für simulierte Ereignisse scheitert. Eine Vorselektion und Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse vor der zeitaufwendigen Detektorsimulation ist daher unerläßlich.

Da diese Analyse auf eine Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten zielt, liegt es nahe, die Vorselektion ebenfalls auf der Basis von Jets vorzunehmen. Vor der Detektorsimulation können Jets aus den stabilen Teilchen der generierten Ereignisse gebildet werden. In diesem Fall wurden Jets mit einer transversalen Mindestenergie von 5 GeV gesucht, und die Anzahl sowie der höchste Transversalimpuls dieser Jets wurden als Grundlage für die Gewichtung und Unterdrückung von Ereignissen verwendet. Das Ziel des Gewichtungsverfahrens besteht darin, Klassen von Ereignissen, die mit großer Rate auftreten und nach der Detektorsimulation nur wenig zum selektierten Datensatz beitragen, um einen Gewichtungsfaktor zu unterdrücken und so Zeit und Speicherplatz bei der Simulation zu einzusparen.

Die Verteilung von Anzahl N_{Jets} und größter transversaler Energie E_T^{Jet} der Jets aus stabilen Teilchen ist in Abbildung 2.2 (a) für die generierten Ereignisse dargestellt. Teil (b) derselben Abbildung zeigt die Verteilung der gleichen Größen in einem Satz von Ereignissen, die nach der Detektorsimulation zwei Jets mit einer transversalen Mindestenergie von je 8 GeV aufweisen. Für die Erstellung dieser Verteilung stand eine Simulation des PYTHIA-Generators ohne Vorselektion, aber mit niedrigerer integrierter Luminosität zur Verfügung.

Als Vorgabe für sinnvolle Gewichtsfaktoren kann die Wurzel aus dem Verhältnis der Zahlen der generierten und der endgültig akzeptierten Ereignisse betrachtet werden. Eine solche Wahl der Gewichte maximiert die statistische Signifikanz des selektierten Datensatzes bei begrenztem Rechenaufwand für die Detektorsimulation. Die Begründung hierfür wird in Anhang A gegeben. In Abbildung 2.2 (c) sind die Gewichte gezeigt, die sich für den vorliegenden Fall ergeben würden, Abbildung 2.2 (d) zeigt die Verteilung der Ereignisse, die nach dieser Gewichtung noch zu simulieren wären. Die Verteilung der Gewichte wurde näherungsweise mit

$$w(N_{\text{Jets}}, E_T^{\text{Jet}}) = \exp\left((0.65 - 0.1 \cdot N_{\text{Jets}})(12 - E_T^{\text{Jet}}/\text{GeV})\right)$$

parametrisiert. Ereignisse mit $E_T^{\text{Jet}} > 12\,\text{GeV}$ oder $N_{\text{Jets}} \geq 3$ erhielten das Gewicht 1. Allzu große Gewichte wurden dadurch verhindert, daß Ereignisse mit nur einem Jet bei $E_T^{\text{Jet}} < 6.5\,\text{GeV}$ überhaupt nicht simuliert wurden, was gleichzeitig einen großen Teil der zu simulierenden Ereignisse einspart. Dies wird damit bezahlt, daß etwa 3% der selektierten Ereignisse nicht simuliert wurden und daher später beim Vergleich mit den Daten fehlen. Das größte vorkommende Gewicht beträgt bei dieser Simulation etwa 20. Es wurden 231 114 der so gewichteten Ereignisse simuliert, was einer integrierten Luminosität von etwa $8\,\text{pb}^{-1}$ entspricht.

Zur Überprüfung der richtigen Parametereinstellung für den Mechanismus der mehrfachen Parton-Parton-Wechselwirkungen in der Simulation ist in Abbildung 2.3 der transversale Energiefluß in azimutaler Richtung relativ zur Jetachse für Jets im Vorwärtsbereich des Detektors mit den Daten verglichen. In dieser Verteilung äußert sich der Beitrag der Mehrfachwechselwirkungen in einem erhöhten Energiefluß neben den Jets, im Bereich bei etwa $1 < |\Delta\phi| < 2$. Zum Vergleich ist als gepunktetes Histogramm auch der entsprechende Energiefluß in einer älteren PYTHIA-Simulation ohne mehrfache Parton-Parton-Wechselwirkungen gezeigt. Die neue Simulation liefert in diesem Bereich eine deutlich bessere Beschreibung des beobachteten Energieflusses als die alte Simulation ohne Mehrfachwechselwirkungen.

Im weiteren wird vornehmlich die hier beschriebene PYTHIA-Simulation zur Beschreibung der Detektorantwort und zum Vergleich mit den Daten verwendet. Im folgenden Abschnitt dient die Simulation zur Optimierung der Auflösung bei der Messung der transversalen Jetenergie.

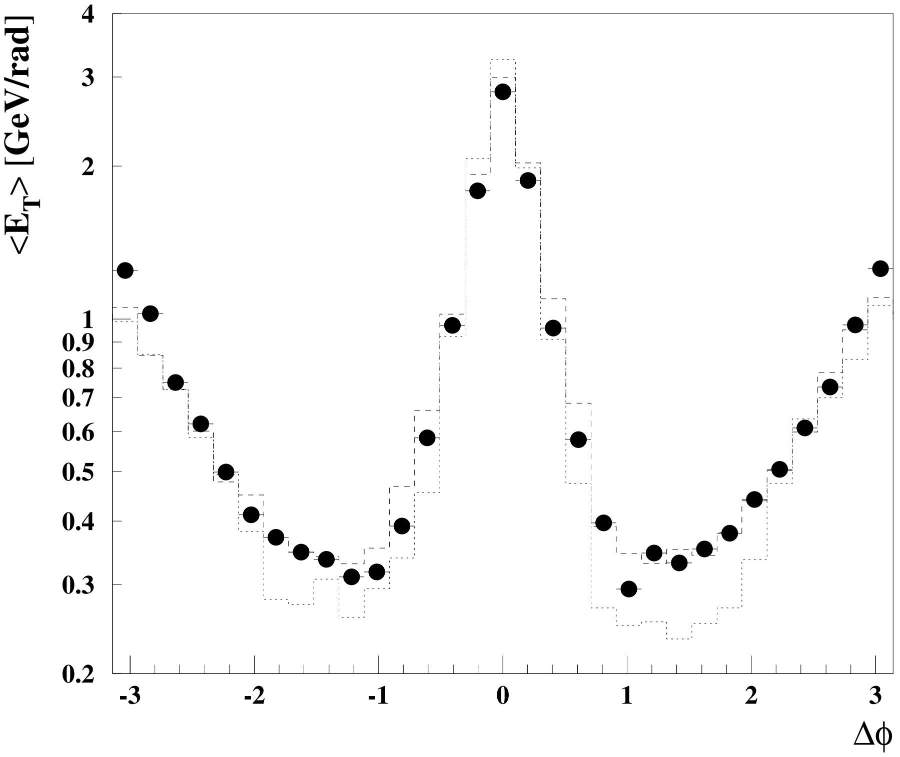

Abbildung 2.3: Jetprofil für Jets im Vorwärtsbereich des Detektors bei $2 < \eta < 2.5$. Es ist der transversale Energiefluß um die Jetachse in azimutaler Richtung gezeigt. Die Jetachse ist auf $\Delta\phi = 0$ festgelegt. Der Energiefluß ist bis zu einem Abstand von der Jetachse von 0.7 Einheiten in der Pseudorapidität summiert. Die Daten (schwarze Punkte) sind mit der PYTHIA-Simulation mit (gestrichelt) und ohne (gepunktet) mehrfache Parton-Parton-Wechselwirkungen verglichen.

2.3 Rekonstruktion von Jetenergien im Detektor

Die Wirkungsquerschnitte für Jetereignisse variieren stark mit der transversalen Energie der Jets. Für eine möglichst genaue Messung solcher Wirkungsquerschnitte ist daher eine gute Auflösung bei der Energiemessung der Jets im Detektor entscheidend.

Um eine gute Auflösung zu erreichen, ist es nützlich, die zur Verfügung stehenden Informationen der beiden großen Detektorkomponenten, des Kalorimeters und der Spurkammern, geeignet zu kombinieren. In diesem Abschnitt werden mit Hilfe der MC-Simulation einige verschiedene Verfahren zur kombinierten Energierekonstruktion verglichen. Als Bewertungsmaßstab dient dazu die Auflösung bei der Rekonstruktion der folgenden zwei Größen:

1. Die innerhalb eines Kegels vom Radius $R = 0.7$ in der (η, ϕ)-Ebene summierte transversale Energie, die der transversalen Energie eines rekonstruierten Jets entspricht.

2. Die über den Akzeptanzbereich des Detektors summierte Größe $\sum(E - p_z)$, die zur Messung der Schwerpunktsenergie der γp-Kollision benötigt wird.

Als wahre Größe X_{wahr} wird die entsprechende Energiesumme über alle stabilen Teilchen des Endzustandes im jeweiligen Raumwinkelbereich eingesetzt. Diese wird mit der Summe aller rekonstruierten Objekte im selben Winkelbereich X_{gemessen} verglichen. Die Auflösung ist die Breite der Verteilung von $\frac{X_{\text{gemessen}} - X_{\text{wahr}}}{X_{\text{wahr}}}$, falls der Mittelwert dieser Verteilung bei Null liegt. Ist dies nicht der Fall, so muß die gemessene Größe zunächst so umgerechnet werden, daß die Rekonstruktion im Mittel das richtige Ergebnis liefert.

η	-2.8	-1.5	-1.35	-0.7	1.5	3.3
γ	$10\%/\sqrt{E}$		$12\%/\sqrt{E}$	$12\%/\sqrt{E}$	$12\%/\sqrt{E}$	
e	$10\%/\sqrt{E}$	 $1\%\,p$	$12\%/\sqrt{E}$ $1\%\,p$	$12\%/\sqrt{E}$ $1\%\,p$	$12\%/\sqrt{E}$	
$K^0, n, \Lambda, \ldots$	$80\%/\sqrt{E}$	$100\%/\sqrt{E}$	$80\%/\sqrt{E}$	$50\%/\sqrt{E}$	$50\%/\sqrt{E}$	
$\pi^{+/-}, K^{+/-}, p, \ldots$	$80\%/\sqrt{E}$	$100\%/\sqrt{E}$ $1\%\,p$	$80\%/\sqrt{E}$ $1\%\,p$	$50\%/\sqrt{E}$ $1\%\,p$	$50\%/\sqrt{E}$	

Tabelle 2.1: Relative Energieauflösung des H1-Detektors für Einzelteilchen als Funktion der Pseudorapidität η. Bei geladenen Teilchen gilt der untere Wert für die Impulsauflösung der Spurkammer. Die Zahlen stammen aus [8].

An dieser Stelle folgt zunächst eine kurze Beschreibung der untersuchten Rekonstruktionsverfahren.

2.3.1 Die theoretische Grenze für die Energieauflösung

Aus den im vorigen Abschnitt für die Kalorimeter und Spurkammern angegebenen Energieauflösungswerten läßt sich eine Grenze für die bei gegebener Ereignistopologie theoretisch erreichbare Auflösung für die Rekonstruktion von Jetenergien ermitteln.

Für geladene Teilchen im Akzeptanzbereich der Spurkammer können die Messungen von Kammer und Kalorimeter geeignet kombiniert werden, wenn die Energiedepositionen im Kalorimeter eindeutig einer Spur zugeordnet werden können. Die Energieauflösung der Kalorimeter ist von der Form $\sigma_E/E \sim 1/\sqrt{E}$, bei der Spurkammer ist $\sigma_p/p \sim p$. Die Kammer liefert bei niedrigen Energien die bessere Auflösung, bei sehr hohen Energien ist die Auflösung des Kalorimeters besser. Im zentralen Bereich des Detektors bei $\theta \approx 90°$ liegt die Energie, oberhalb derer die Kalorimetermessung genauer als die Spurmessung ist, bei etwa 5 GeV für Elektronen und 13 GeV für geladene Pionen, wenn die oben angegebenen Auflösungswerte zugrundegelegt werden. Tabelle 2.3.1 gibt die Auflösung der Energiemessung für Einzelteilchen als Funktion der Pseudorapidität η an. Um aus diesen Werten auf die Energieauflösung für Jets zu schließen, wird in simulierten Ereignissen die Energie aller einzelnen Teilchen entsprechend verschmiert, bevor die Energie im Jetkegel aufsummiert wird. Ein Beispiel für die sich daraus ergebende Verschmierung der transversalen Jetenergie ist in Abbildung 2.4 (a) gezeigt. Abbildung 2.4 (b) zeigt die Verteilung von $\sum(E - p_z)$ nach der Verschmierung.

Die Annahme, daß die Teilchen des Endzustandes identifiziert werden können und Kalorimeterenergien eindeutig der zugehörigen Spur in der Kammer zugeordnet werden können, ist tatsächlich meist nicht erfüllt, so daß diese Auflösung lediglich als obere Grenze verstanden werden kann, die auch bei günstigsten Bedingungen nicht übertroffen werden kann. Die in der Praxis erreichten Energieauflösungswerte sind deutlich schlechter, wie in den folgenden Abschnitten deutlich wird.

2.3.2 Kalorimeter ohne Spurinformationen

Die einfachste naheliegende Rekonstruktionsmethode ist sicherlich die ausschließliche Verwendung der Kalorimeterinformationen. Die Kalorimeter decken einen großen Winkelbereich ab und können prinzipiell alle in nennenswertem Umfang auftretenden Teilchen nachweisen. Ohne Berücksichtigung der Spurinformationen treten keine Probleme mit möglichen Doppeltzählungen von Energien auf. Allerdings werden Energieverluste durch Rauschschnitte, totes Material und Leckverluste in der Rekonstruktion nicht vollständig ausgeglichen, so daß Energien meist

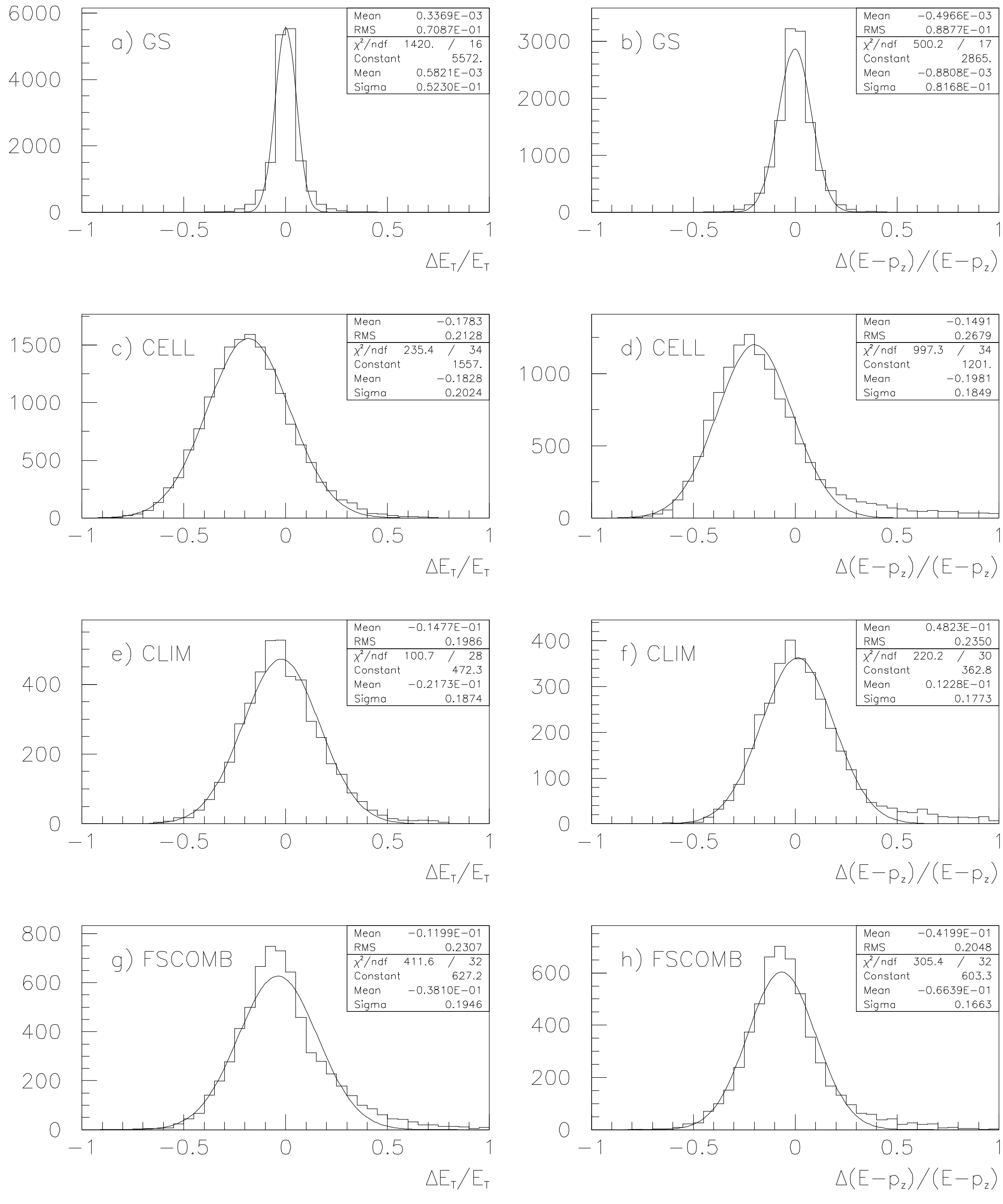

Abbildung 2.4: Relative Auflösung für die Messung der transversalen Jetenergie (links) und des summierten $E - p_z$ (rechts) für die gemäß der theoretisch bestmöglichen Auflösung verschmierten Energien der Hadronen (GS), die Rekonstruktion aus Kalorimeterenergien (CELL), aus Kalorimeterenergien mit niederenergetischen Spuren (CLIM) und aus kombinierten Objekten (FSCOMB). Die Verteilungen gelten für simulierte Ereignisse mit Jets von transversalen Energien zwischen 8 und 10 GeV bei Pseudorapiditäten zwischen 0 und 1. Für jede der Verteilungen sind im oberen Kasten Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung, im unteren Kasten die Parameter der angepaßten Gaußfunktion angegeben.

zu klein rekonstruiert werden. Abbildung 2.4 (c) zeigt ein Beispiel für die Auflösung bei der Rekonstruktion von Jetenergien ausschließlich aus Kalorimeterinformationen.

2.3.3 Kalorimeter mit niederenergetischen Spuren („CLIM")

Dieses auf einer Idee von G. Knies basierende Verfahren („Cluster + LImited Momentum tracks") beruht auf der Beobachtung, daß die Verluste bei der kalorimetrischen Energiemessung niederenergetische Teilchen besonders stark betreffen. So können geladene Teilchen mit Impulsen unterhalb von etwa 200 MeV die Oberfläche des Flüssigargonkalorimeters aufgrund des anliegenden Magnetfeldes überhaupt nicht erreichen. Auch Teilchen mit etwas höheren Energien bleiben im Kalorimeter oft ohne Signal. Ein geladenes Pion mit einem Impuls von 500 MeV hinterläßt nur mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 50% ein von Null verschiedenes Signal im Flüssigargonkalorimeter.

Um diese Verluste auszugleichen, wird zusätzlich zum Kalorimetersignal für jede geladene Spur die Energie $E_{\mathrm{CLIM}} = \min(p_{\mathrm{Spur}}, 350\,\mathrm{MeV})$ addiert. Abbildung 2.4 zeigt, daß dies die Auflösung für die Messung von Jetenergien gegenüber der Rekonstruktion ausschließlich aus Kalorimeterenergien verbessert.

2.3.4 Kombinierte Objekte

In der Arbeitsgruppe für diffraktive Physik der H1-Kollaboration wurde ein Verfahren zur Kombination von Spur- und Kalorimeterinformationen entwickelt, das von M. Werner [17] weiterentwickelt und freundlicherweise für diese Untersuchung zur Verfügung gestellt wurde. Dabei wird die Kalorimeterenergie im Bereich von in der Spurkammer gemessenen Spuren bis zur Höhe des Spurimpulses maskiert. In Abbildung 2.4 unten ist die mit diesem Verfahren (FSCOMB) erreichte Auflösung dargestellt. Es zeigt sich eine gute Rekonstruktion des summierten $E - p_z$, jedoch nur eine mäßige Auflösung bei der transversalen Jetenergie.

Das Verfahren wurde optimiert, um eine gute Auflösung bei der Energiemessung in diffraktiven Ereignissen zu erzielen, bei denen die auftretenden Energien meist recht klein sind. Bei der Rekonstruktion der Energie von Jets mit ihrer hohen Dichte von Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter kann dagegen offenbar durch die Maskierung von Kalorimeterenergien keine wesentliche Verbesserung mehr erzielt werden kann.

2.3.5 Modifizierter CLIM-Ansatz

Der beschriebene CLIM-Ansatz bietet ein einfaches Verfahren, das zu einer signifikant verbesserten Energierekonstruktion führt. Dabei wird keine Zuordnung von Spuren zu Kalorimeterenergien vorgenommen, sondern lediglich ein Teil der Spurenergie pauschal hinzugerechnet.

Interessant ist die Frage, ob sich dieses Verfahren durch eine verbesserte Berechnung der pro Spur berücksichtigten Energie noch optimieren läßt. Offensichtlich sollte für jede beobachtete Spur die Differenz zwischen der Spurenergie und der mittleren im Kalorimeter rekonstruierten Energie für Teilchen der entsprechenden Energie addiert werden. Um diese mittlere im Kalorimeter deponierte Energie zu bestimmen, wurden Photoproduktionsereignisse mit isolierten Spuren selektiert. Es wurden alle rekonstruierten Spuren zur Kalorimeteroberfläche extrapoliert, dann wurden solche Spuren als isoliert betrachtet, bei denen im Abstand bis zu 1 m keine weitere extrapolierte Spur auf die Kalorimeteroberfläche trifft.

Abbildung 2.5 zeigt für vier verschiedene Polarwinkelbereiche die mittlere Differenz zwischen dem Impuls der Spur p_{track} und der in einem Zylinder mit einem Radius von 50 cm um die extrapolierte Spur deponierten Kalorimeterenergie E_{calo} in Abhängigkeit des Spurimpulses. Als strichpunktierte Linie ist die beim CLIM-Verfahren addierte Energie eingezeichnet. Es zeigt sich,

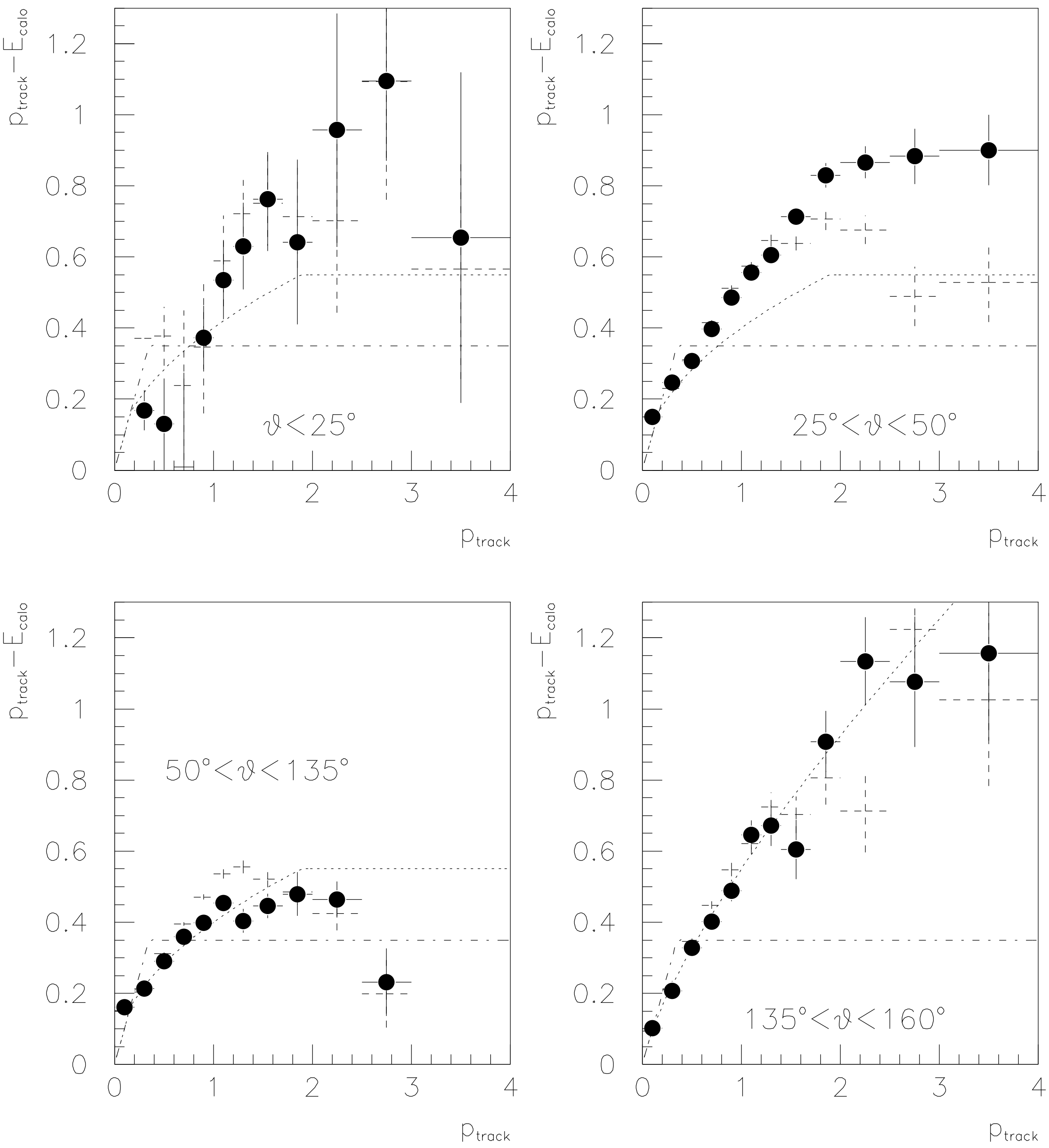

Abbildung 2.5: Mittlere Differenz zwischen dem Impuls isolierter Spuren und der im Kalorimeter im Umkreis von 50 cm um die extrapolierte Spur gemessenen Energie, in vier verschiedenen Polarwinkelbereichen. Verglichen werden Daten (schwarze Punkte) mit der PYTHIA-Simulation (gestrichelte Fehlerbalken) und die für die Energierekonstruktion nach dem CLIM-Ansatz (strichpunktierte Linie) und dem modifizierten CLIM-Verfahren (gepunktete Linie) verwendeten Energiewerte.

daß vor allem im rückwärtigen Bereich bei $\theta > 135°$, in dem das hadronische Kalorimeter fehlt, die addierte Energie zu klein ist.

Hier ist es naheliegend, eine Parametrisierung zu suchen, die die mittlere im Kalorimeter fehlende Energie pro Spur besser approximiert als die beim CLIM-Ansatz verwendete. Die in Abbildung 2.5 als punktierte Linie eingezeichnete Parametrisierung der fehlenden Energie E_{CLIM2} als Funktion des Impulses p und des Polarwinkels θ der Spur ist:

$$E_{\mathrm{CLIM2}} = \begin{cases} \min(\min(0.4\sqrt{p}, p), 550\,\mathrm{MeV}) & \text{für} \quad \theta < 135° \\ \min(\min(0.55\,p^{0.75}, p), 2\,\mathrm{GeV}) & \text{für} \quad 135° < \theta < 160° \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{2.1}$$

2.3.6 Ungewichtete Kalorimeterenergien

Als letztes soll noch ein etwas unorthodoxes Verfahren zur Energierekonstruktion beschrieben werden. Offensichtlich ist die Messung der Energie in der Spurkammer bei den am häufigsten vorkommenden relativ niedrigen Teilchenenergien deutlich besser als die Rekonstruktion im Kalorimeter. Eine Möglichkeit, den relativen Beitrag der Kalorimetermessung zu reduzieren, besteht darin, ungewichtete Kalorimeterenergien auf der niedrigeren elektromagnetischen Skala zu verwenden und zum Ausgleich den pro Spur addierten Energiebeitrag zu erhöhen. Dies mag sinnvoll erscheinen, da der Energiefluß im Endzustand von geladenen und neutralen Pionen dominiert wird. Die geladenen Teilchen sind in der Spurkammer sichtbar, während die neutralen Pionen nach ihrem Zerfall in zwei Photonen im Kalorimeter elektromagnetische Schauer hinterlassen. Der relative Beitrag der hadronischen Schauer zur Energiemessung kann auf diese Weise reduziert werden.

Die zum Ausgleich für den reduzierten Kalorimeterbeitrag pro Spur zu addierende Energie kann auch hier mit Hilfe der Kalorimeterantwort isolierter Spuren abgeschätzt werden. Hier wird folgender Beitrag $E_{\mathrm{CLIM-EM}}$ verwendet:

$$E_{\mathrm{CLIM-EM}} = \begin{cases} \min(\min(0.7\,p^{0.8}, p), 1.6\,\mathrm{GeV}) & \text{für} \quad 20° < \theta < 50° \\ \min(\min(0.55\,p^{0.63}, p), 0.85\,\mathrm{GeV}) & \text{für} \quad 50° < \theta < 135° \\ \min(\min(0.65\,p^{0.8}, p), 2\,\mathrm{GeV}) & \text{für} \quad 135° < \theta < 160° \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{2.2}$$

2.3.7 Quantitativer Vergleich aller beschriebenen Rekonstruktionsmethoden

Abbildung 2.4 zeigt als Maß für die Qualität der Energierekonstruktion mit verschiedenen Methoden die Breite der Verteilung der relativen Differenz zwischen rekonstruierter und wahrer Größe. Tatsächlich kann diese Breite aber nur dann als Maß für die Auflösung verwendet werden, wenn der Mittelwert der Verteilung bei Null liegt. Dies ist jedoch insbesondere bei der Rekonstruktion der Energie aus Kalorimeterenergien ohne zusätzliche Spurinformationen nicht der Fall.

Um in jedem Fall eine aussagekräftige Größe zu erhalten, wird im folgenden für jedes Rekonstruktionsverfahren zunächst die Abhängigkeit des mittleren rekonstruierten Wertes vom wahren Wert bestimmt. Dieser Zusammenhang wird durch eine lineare Funktion angenähert, deren Umkehrfunktion dann zur mittleren Korrektur des rekonstruierten Wertes verwendet wird. Durch diese Transformation der Meßgröße wird erreicht, daß der Mittelwert der rekonstruierten Größe

η_{Jet}	Verfahren	Auflösung [%] Transversale Jetenergie [GeV]				Korrektur	
		7..8	8..10	10..13	13..20	A	B[GeV]
-2..-1	GS	11.2	10.1	8.8		1	0
	CELL	31.8	30.9	29.9		1.24	0.58
	CLIM	32.4	30.9	30.3		1.28	−0.50
	CLIM2	25.5	25.5	24.6		1.02	0.24
	CLIM-EM	28.8	27.1	24.9		1.31	−0.09
	FSCOMB	36.2	37.4	35.2		1.19	0.12
-1..0	GS	8.6	7.8	7.2	6.2	1	0
	CELL	23.4	22.8	23.1	23.0	0.97	1.80
	CLIM	21.0	20.9	20.3	21.6	0.92	0.93
	CLIM2	20.5	20.0	20.5	20.7	0.90	0.83
	CLIM-EM	20.5	20.1	18.6	17.5	1.22	−0.09
	FSCOMB	21.5	22.4	23.9	25.0	0.81	1.42
0..1	GS	7.5	7.1	6.4	5.9	1	0
	CELL	23.6	22.2	20.8	18.6	1.05	1.23
	CLIM	20.2	19.8	18.7	17.1	1.00	0.15
	CLIM2	20.6	19.5	18.5	17.0	0.98	0.21
	CLIM-EM	19.8	19.0	18.0	16.6	1.23	−0.56
	FSCOMB	21.0	21.3	21.8	22.5	0.92	0.78
1..2	GS	7.8	7.3	6.7	5.9	1	0
	CELL	20.9	19.5	17.4	15.1	1.06	0.77
	CLIM	19.6	18.3	16.7	14.7	1.03	0.07
	CLIM2	19.9	18.8	17.2	15.2	1.04	0.11
	CLIM-EM	20.0	18.8	17.5	15.9	1.25	−0.61
	FSCOMB	23.7	22.4	21.5	19.5	0.98	−0.15
2..3	GS	7.0	6.5	5.8	5.1	1	0
	CELL	17.2	15.7	14.2	13.0	1.12	0.15
	CLIM	17.4	16.0	14.2	12.7	1.12	−0.07
	CLIM2	17.1	15.6	14.1	12.8	1.12	0.08
	CLIM-EM	17.4	16.2	14.9	14.0	1.15	0.13
	FSCOMB	21.6	19.7	17.8	16.0	1.13	0.00

Tabelle 2.2: Relative Auflösung für die Rekonstruktion der transversalen Jetenergie nach verschiedenen Verfahren. Als relative Auflösung wird die mittlere quadratische Abweichung der Verteilung von $\frac{E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{korr}}-E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{wahr}}}{E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{wahr}}}$ angegeben. Die verwendeten Verfahren sind die entsprechend der nominellen Auflösung verschmierten Teilchen des Generators (GS), die ausschließliche Verwendung von Kalorimeter-Zellenergien (CELL), die Überlagerung von Kalorimeter und Spurinformationen ohne Zuordnung (CLIM,CLIM2,CLIM-EM) und die Rekonstruktion aus kombinierten Objekten aus Spuren und zugeordneten Kalorimeterenergien (FSCOMB). Für eine genauere Beschreibung der Verfahren wird auf den Text verwiesen. A und B sind die Parameter der linearen Korrekturfunktion, die die Mittelwerte von wahrer und gemessener Größe in Übereinstimmung bringt.

Verfahren	Auflösung [%] $E - p_z$ [GeV]				Korrektur			
	10..20	20..30	30..40	40..50	$A[\mathrm{GeV}^{-2}]$	$B[\mathrm{GeV}^{-1}]$	C	$D[\mathrm{GeV}]$
GS	9.0	9.5	9.3	9.0	0	0	1	0
CELL	25.5	25.8	25.0	24.1	$13.4 \cdot 10^{-5}$	$-8.1 \cdot 10^{-3}$	1.33	0.56
CLIM	20.4	21.5	20.8	20.2	$8.1 \cdot 10^{-5}$	$-4.5 \cdot 10^{-3}$	1.04	−0.07
CLIM2	20.0	20.6	19.8	18.9	$6.3 \cdot 10^{-5}$	$-3.8 \cdot 10^{-3}$	1.01	0.62
CLIM-EM	20.6	22.1	22.0	20.7	$11.2 \cdot 10^{-5}$	$-7.2 \cdot 10^{-3}$	1.27	0.24
FSCOMB	19.0	20.4	21.9	24.1	$9.8 \cdot 10^{-5}$	$-7.6 \cdot 10^{-3}$	0.99	0.34

Tabelle 2.3: Auflösung für die Rekonstruktion des über den Akzeptanzbereich des Detektors nach verschiedenen Verfahren summierten $E - p_z$. Die aufgeführten Verfahren entsprechen denen aus Tabelle 2.2; A, B, C und D sind die Parameter der kubischen Funktion, die verwendet wurde, um den Mittelwert der Abweichung von der wahren Größe auf Null zu bringen.

mit der wahren Größe übereinstimmt, so daß die Breite der Differenzverteilung zum Vergleich verschiedener Verfahren herangezogen werden kann.

Tabelle 2.2 zeigt die relative Auflösung bei der Rekonstruktion von Jetenergien als Funktion der Energie und der Pseudorapidität des Jets für alle beschriebenen Verfahren. Die Parameter A und B der zur Korrektur des Mittelwertes benötigten linearen Transformation sind ebenfalls angegeben. Die korrigierte transversale Jetenergie $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{korr}}$ wird aus der beobachteten Größe E_{T} gemäß $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{korr}} = A \cdot E_{\mathrm{T}} + B$ berechnet.

Die Tabelle zeigt, daß die CLIM-Verfahren in den meisten Bereichen die beste Auflösung bieten. Die Verbesserung durch die modifizierte Form der pro Spur addierten Energie (CLIM2) ist allerdings nur für Jets im rückwärtigen Übergangsbereich zwischen Flüssigargonkalorimeter und BEMC deutlich sichtbar, wo der Beitrag der Spuren und die Korrektur gegenüber dem ursprünglichen CLIM-Ansatz am größten ist. In den anderen Bereichen hängt die Qualität der Rekonstruktion offenbar nicht stark von der genauen Parametrisierung der pro Spur addierten Energie ab.

Das dritte CLIM-Verfahren, das Kalorimeterenergien nur auf elektromagnetischer Skala verwendet, erreicht im zentralen Bereich bei $-1 < \eta < 1$ die gleiche Auflösung wie die auf der gewichteten Energie basierenden Methoden. Diese Beobachtung könnte für zukünftige Anwendungen interessant werden, da für das H1-Triggersystem nur die ungewichteten Energien auf elektromagnetischer Skala zur Verfügung stehen. Bei zunehmenden Luminositäten und Triggerraten müssen die Triggerbedingungen ständig verschärft werden. Dabei ist es vorteilhaft, wenn die Selektion der Ereignisse für die Datenanlyse auf den gleichen Größen beruht, die auch dem Triggersystem zur Verfügung stehen. Hier zeigt sich, daß der Übergang zu ungewichteten Energien ohne Auflösungsverlust möglich ist, wenn gleichzeitig Spurinformationen berücksichtigt werden.

Die Tabelle 2.3 zeigt die relative Auflösung für die Messung des über den Akzeptanzbereich des Detektors summierten $E - p_z$. In diesem Fall ist die Abhängigkeit des mittleren rekonstruierten Wertes von der wahren Größe deutlich nichtlinear, so daß zur Korrektur eine Funktion dritten Grades der Form $(E-p_z)^{\mathrm{korr}} = A \cdot (E-p_z)^3 + B \cdot (E-p_z)^2 + C \cdot (E-p_z) + D$ herangezogen wurde. Die Parameter der Korrekturfunktion sind in Tabelle 2.3 zusammen mit der relativen Auflösung in 4 Bereichen der wahren Größe $E - p_z$ aufgeführt.

Auch in diesem Fall wird deutlich, daß die Berücksichtigung von Spurinformationen zusätzlich zur kalorimetrisch gemessenen Energie die Rekonstruktion verbessert. Die besondere Stärke der Methode der kombinierten Objekte (FSCOMB), die für diffraktive Ereignisse mit wenig hadronischer Aktivität optimiert wurde, liegt in der guten Auflösung bei kleinen Werten von $E - p_z$. Bei größeren $E - p_z$, das durch hochenergetische Jets oder größeren Energiefluß in

Rückwärtsrichtung verursacht wird, sind jedoch die CLIM-Methoden überlegen. Hier ist die Rekonstruktion durch die mit CLIM2 bezeichnete Methode, die sich durch die Sonderbehandlung der in Rückwärtsrichtung im Übergangsbereich zwischen BEMC und LAr emittierten Teilchen auszeichnet, am besten. Die letztere Methode wird daher in dieser Arbeit für die folgenden Untersuchungen und insbesondere für die Messung der differentiellen Zweijet-Wirkungsquerschnitte angewandt.

2.4 Das H1-Triggersystem

Im Wechselwirkungspunkt im Zentrum des H1-Detektors begegnen sich Elektron- und Protonpakete mit einer Rate von etwa 10 MHz. Das Triggersystem hat die Aufgabe, diese Rate von möglichen Wechselwirkungen auf die Größenordnung von 5 Hz zu reduzieren, die sinnvollerweise auf Bändern gespeichert werden kann. Für diese Aufgabe ist ein insgesamt fünfstufiges System vorgesehen, bei dem auf jeder Stufe die Triggerrate der vorgeschalteten Stufe weiter reduziert wird.

2.4.1 L1

Die erste Triggerstufe (L1) ist ein totzeitfreier Hardwaretrigger, der auf der Basis relativ einfacher Meßgrößen der einzelnen Detektorkomponenten innerhalb von 2.4 μs eine Entscheidung trifft. Die für die vorliegende Analyse wichtigsten Komponenten des L1-Triggersystems sind:

- Der z-Vertex-Trigger basiert auf den Signalen von drei schnellen Vieldraht-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 mehrere 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 extrapolierten Spuren in einem schmalen Bereich vorliegt, wie sie beim Hauptvertex eines Ereignisses erwartet wird. Spurkandidaten innerhalb einer solchen Anhäufungsregion werden als „Bigrays“ bezeichnet, sie stehen für die Bildung einer lokalen Koinzidenz einer Spur mit einer Energiedeposition im Kalorimeter bereits auf L1-Niveau zur Verfügung. Eine detaillierte Beschreibung des z-Vertex-Triggers ist in [18] zu finden.

- Der Driftkammertrigger bildet aus Signalen in ausgewählten Bereichen der Driftkammer Spurkandidaten. Die Masken für mögliche Spurkandidaten sind in der (r, ϕ)-Ebene so angeordnet, daß auf Impuls und Ladungsvorzeichen diskriminiert werden kann. Die zur Verfügung gestellten Signale entsprechen Schwellen auf Anzahl, Impuls und Ladungsvorzeichen der gefundenen Spurkandidaten. Die genaue Beschreibung ist in [19] zu finden.

- Der sogenannte Etag-Trigger basiert auf dem Signal im Kleinwinkel-Elektrondetektor des Luminositätssystems oberhalb einer Energieschwelle.

- Der Flüssigargonkalorimetertrigger stellt Signale zur Verfügung, die auf die Gesamtenergie in jeder der Partitionen des Kalorimeters oder auf die summierte Energie des gesamten Kalorimeters, die als Funktion des Polarwinkels gewichtetet werden kann, diskriminieren. Die im Kalorimeter deponierte Energie wird zunächst innerhalb von 23×32 sogenannten Trigger-Türmen aufsummiert, die in Richtung auf den nominellen Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sind. Die Energie innerhalb jedes dieser Türme wird nur dann weiter summiert, wenn sie oberhalb einer Analog-Schwelle, der sogenannten AGM-Schwelle

(„Analog Gating Module"), liegt. Je bis zu vier Trigger-Türme 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 gewichteten Energiesummen, die für eine Jet-Analyse interessant sind, sind das „Etrans"-Triggerelement, bei dem die Gewichte in etwa proportional zum Sinus des Polarwinkels gewählt werden, um eine näherungsweise Rekonstruktion der gesamten transversalen Energie im Ereignis zu erreichen, und das EW-Element („Energy-Weighted"), bei dem die Gewichte wie unten beschrieben (Abschnitt 2.7.1, S. 28) speziell für diese Analyse für die Erkennung von Jets im Vorwärtsbereich des Kalorimeters optimiert wurden. Die ungewichteten Energiesummen stehen für die drei Teile des Kalorimeters CB („Central Barrel") im zentralen und rückwärtigen Bereich, FB („Forward Barrel") daran anschließend in Vorwärtsrichtung und IF („Inner Forward") ganz im vorderen Bereich in der Umgebung des Strahlrohrs zur Verfügung.

Die Signale dieser und anderer Triggerkomponenten bilden sogenannte Triggerelemente, aus denen in der zentralen Triggerlogik durch logische Verknüpfung bis zu 128 Subtrigger gebildet werden. Das Ergebnis der Verknüpfung, das angibt, ob die Bedingung eines Subtriggers erfüllt ist, wird als das entsprechende „rohe" Subtrigger-Bit bezeichnet. Die Rate der positiven Entscheidungen jedes Subtriggers kann dann in der L1-Triggerlogik noch um einen ganzzahligen Untersetzungsfaktor d reduziert werden, so daß von je d Ereignissen nur in einem das „tatsächliche" Subtrigger-Bit gesetzt wird. Ein Ereignis wird vom L1-System getriggert und ausgelesen, wenn von mindestens einem der 128 Subtrigger ein „tatsächliches" Trigger-Bit gesetzt ist.

2.4.2 L4 und L5

Die zweite und dritte Triggerstufe waren im Jahre 1994 noch nicht voll einsatzfähig, so daß die Ausgangsrate der ersten Stufe von etwa 30 Hz direkt auf der vierten Stufe (L4) weiterverarbeitet werden mußte. Beim L4-Trigger handelt es sich um eine Farm von 30 Prozessoren, die parallel mit einer Rate von je etwa 1 Hz die vollständig ausgelesenen Ereignisse teilweise rekonstruieren. Auf der Basis dieser Rekonstruktion werden dann einfache Untergrundschnitte angebracht, die sich im wesentlichen auf die Position des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes (Vertex) entlang der Strahlachse beziehen. Außerdem werden die Triggerentscheidungen der ersten Stufe anhand der ausgelesenen und rekonstruierten Daten des Ereignisses überprüft, diejenigen Subtrigger, deren Entscheidung aufgrund der ausgelesenen Daten nicht nachvollziehbar ist, werden zurückgesetzt. Verbleibt nach dieser Überprüfung kein aktiver Subtrigger, dann wird das Ereignis gelöscht. Die Ausgabe von L4 wird als „Rohdaten" bezeichnet und auf Magnetbändern gespeichert.

Auf der letzten Triggerstufe (L5) werden die Rohdaten voll rekonstruiert und in Ereignisklassen eingeteilt, die auf die Verwendung in der Analyse ausgerichtet sind. Ereignisse, die keiner Klasse zugeordnet werden, werden verworfen und nicht auf den für die Analyse zu verwendenden DST-Dateien („Data Summmary Tapes") gespeichert.

2.5 Die Selektion von Zweijet-Ereignissen

2.5.1 Die Datennahmeperiode 1994

Während der Datennahme des Jahres 1994 konnten etwa $500\,\mathrm{nb}^{-1}$ an integrierter Luminosität für die Streuung von Elektronen an Protonen und etwa $3\,\mathrm{pb}^{-1}$ für Positron-Proton-Streuung aufgezeichnet werden. Der zweite Teil der Daten ist wegen der stabileren Bedingungen und der höheren Luminosität für die Analyse interessanter, für die vorliegende Analyse wird daher ausschließlich dieser Teil betrachtet. Die zusätzliche Berücksichtigung der Elektron-Daten würde hauptsächlich wegen der ungünstigeren Triggersituation zu keiner Verbesserung der Messung führen.

Für die richtige Berechnung von Wirkungsquerschnitten dürfen nur Ereignisse verwendet werden, bei deren Aufzeichung alle für die Messung benötigten Detektorkomponenten eingeschaltet und betriebsbereit waren. Im vorliegenden Fall sind dies die Kalorimeter, die zentrale Spurkammer, das Luminositätssystem und die für den z-Vertex-Trigger benötigten Proportionalkammern. Unter diesen Bedingungen verbleibt eine tatsächlich verwendbare integrierte Luminosität von insgesamt $2926\,\mathrm{nb}^{-1}$.

2.5.2 Auswahlkriterien für Zweijet-Ereignisse

Die für diese Arbeit verwendete Auswahl der Ereignisse beruht hauptsächlich auf der Rekonstruktion von wenigstens zwei Jets mit großer transversaler Energie. Die angebrachten Schnitte dienen zur Abgrenzung des kinematischen Bereichs und zur Unterdrückung von Untergrundereignissen. In diesem Abschnitt werden zunächst alle angebrachten Selektionsschnitte zusammengefaßt, bevor in den folgenden Abschnitten die verbliebenen Untergrundbeiträge und die Effizienz des Triggersystems in Bezug auf den selektierten Datensatz diskutiert werden.

Zur Selektion der Zweijet-Ereignisse wird der Algorithmus QJCONE [3] verwendet, der auf der summierten transversalen Energie innerhalb eines Kegels beruht. Der Radius des Kegels wurde hier mit 0.7 Einheiten in der Ebene aus Azimutwinkel ϕ und Pseudorapidität η festgelegt. Der Jetalgorithmus QJCONE teilt die (η, ϕ)-Ebene zunächst in ein rechtwinkliges Gitter auf. Es wird die transversale Energie innerhalb jeder Gitterzelle summiert, und alle Zellen, bei denen diese oberhalb einer Schwelle liegt, werden als mögliche Mittelpunkte für Jet-Kegel betrachtet. Die Jets werden dann in der Reihenfolge ihrer gesamten transversalen Energie gebildet, wobei Energieeinträge, die bereits einem Jet zugeordnet wurden, für die Bildung weiterer Jets gesperrt werden. Für diese Analyse wird ein Gitter von 64×40 quadratischen Zellen verwendet, die minimale Energie in einer Jetmittelpunktszelle beträgt $200\,\mathrm{MeV}$. Die im Algorithmus betrachteten Energieeinträge werden nach dem in Abschnitt 2.3.5 auf Seite 15 beschriebenen Verfahren aus Kalorimeterenergien und niederenergetischen Spuren zusammengesetzt.

Die Selektion der Ereignisse basiert auf den folgenden Größen:

- Die transversalen Energien $E_{\mathrm{T},1}$ und $E_{\mathrm{T},2}$ und die Pseudorapiditäten η_1 und η_2 der beiden Jets mit der höchsten transversalen Energie.

- Die z-Position des mit Hilfe der Spurkammern rekonstruierten Wechselwirkungspunkts (Vertex) z_{vtx}.

- Die Anzahl N_v der rekonstruierten Spuren, deren Extrapolation durch einen Zylinder mit einer Länge von $\pm20\,\mathrm{cm}$ in z-Richtung, einem Radius von $3\,\mathrm{cm}$ in der (x, y)-Ebene und dem Mittelpunkt $(0, 0, z_{\mathrm{vtx}})$ führt, sowie die Zahl N_{50} der Spuren, deren Extrapolation mehr als $50\,\mathrm{cm}$ in negativer z-Richtung hinter dem Vertex vorbeiführt und die Zahl N_{DC3} derjenigen Spuren, die seitlich in mehr als $3\,\mathrm{cm}$ Abstand an der Strahlachse vorbeiführen.

- Der aus der Spurkammer rekonstruierte Zeitpunkt t_0^{CJC} des Ereignisses relativ zum nominellen Zeitpunkt der Teilchenpaketbegegnung, auf die getriggert wurde. Die Zeitauflösung der Spurkammer beträgt etwa $0.5\,\mathrm{ns}$.

- Die Größe $y_{\mathrm{JB}} = \frac{1}{2E_e}\sum(E - p_z)$, wobei die Summe über alle nach dem in 2.3.5 beschriebenen Verfahren rekonstruierten Energiebeiträge aus dem Hauptdetektor läuft.

- Die fehlende transversale Energie im Ereignis $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} = \sqrt{\sum(p_x^2 + p_y^2)}$. Auch hier läuft die Summe über alle Energieeinträge im zentralen Detektor.

- Die Anzahl N_e der Elektronkandidaten außerhalb der beiden Jets und den Transversalimpulsen $p^e_{\mathrm{T},1}$ und $p^e_{\mathrm{T},2}$ etwaiger innerhalb der beiden Jets gefundener Elektronkandidaten. Bei diesen Elektronkandidaten handelt es sich um kompakte Energiedepositionen im rückwärtigen BEMC oder im Flüssigargonkalorimeter, die in der L5-Ereignisrekonstruktion gefunden werden.

- Der mittlere Betrag von $E - p_z$ pro rekonstruierter Spur $E_{pz}^{\mathrm{Spur}} = \sum_{i=1}^{N_v}(E - p_z)/N_v$.
- Das Analyseergebnis der Funktion QBGFIND [20], die aufgrund spezieller Topologien der Energiedepositionen im instrumentierten Eisen und im Flüssigargonkalorimeter und der Spurinformationen Ereignisse aus kosmischer Höhenstrahlung und aus protonstrahl-induzierten Halomyonen erkennt.

Die folgende Tabelle faßt die auf diese Größen angebrachten Selektionsschnitte zusammen:

Selektionsschnitt	Motivation	Ereignisse
$\min(E_{\mathrm{T},1}, E_{\mathrm{T},2}) > 7\,\mathrm{GeV}$ $\lvert z_{\mathrm{vtx}}\rvert < 40\,\mathrm{cm}$ $N_v \geq 1$ $N_{50} \leq \max(5, N_v)$	„roher“ Datensatz, Vorselektion	85 843
QBGFIND $\lvert t_0^{\mathrm{CJC}}\rvert < 10\,\mathrm{ns}$ $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} < 20\,\mathrm{GeV}$	kosmische Höhenstrahlung	
$N_v \geq 3$ $N_{50} < N_v$ $N_{\mathrm{DC3}} \leq 2N_v + 1$ $E_{pz}^{\mathrm{Spur}} > 0.32\,\mathrm{GeV}$	p-Gas/Wand-Untergrund	
$N_e = 0$ $\max(p_{\mathrm{T},1}^{e}/E_{\mathrm{T},1}, p_{\mathrm{T},2}^{e}/E_{\mathrm{T},2}) < 0.85$	tiefinelastische Streuung	
$0.2 < y_{\mathrm{JB}} < 0.8$ $\lvert\eta_1 - \eta_2\rvert < 1$ $0 < \frac{1}{2}(\eta_1 + \eta_2) < 2$ $\lvert E_{\mathrm{T},1} - E_{\mathrm{T},2}\rvert/(E_{\mathrm{T},1} + E_{\mathrm{T},2}) < \frac{1}{4}$	kinematische Schnitte	
Triggerauswahl		6 499

Hier sind die Schnitte grob nach Zielrichtung geordnet, einige der Schnitte erfüllen jedoch auch mehrere der angegebenen Zwecke gleichzeitig. Die Ereignisse, die von der Funktion QBGFIND als durch kosmische oder Halomyonen induziert eingestuft wurden, wurden nach Kontrolle durch Betrachten im H1-Event-Display manuell aussortiert. Die Auswahl der Subtrigger, die in der Analyse verwendet werden, wird in Abschnitt 2.7 nach der hier folgenden Abschätzung der noch verbliebenen Untergrundbeiträge diskutiert.

2.6 Untergrundbeiträge

2.6.1 Proton-Gas- und Proton-Wand-Streuung

Zur Abschätzung des Untergrundbeitrags, der durch Streuung von Strahlteilchen am Restgas im Vakuum oder an der Wand der Vakuumkammer verursacht wird, kann auf Ereignisse von nichtkollidierenden Teilchenpaketen zurückgegriffen werden. Im Jahre 1994 befand sich im Mittel ein Anteil von $\frac{1}{11}$ des gesamten Protonstroms in Teilchenpaketen ohne ein entsprechendes Elektronpaket. Aus diesen Paketen können nur Untergrundereignisse entstehen. Die Verteilungen dieser Ereignisse können zur Optimierung der Untergrundschnitte verwendet werden. Die entsprechenden Elektronpakete ohne Proton-Partner stehen ebenfalls zur Verfügung, sie brauchen als Untergrund für den Datensatz mit hohen transversalen Jetenergien aber nicht weiter

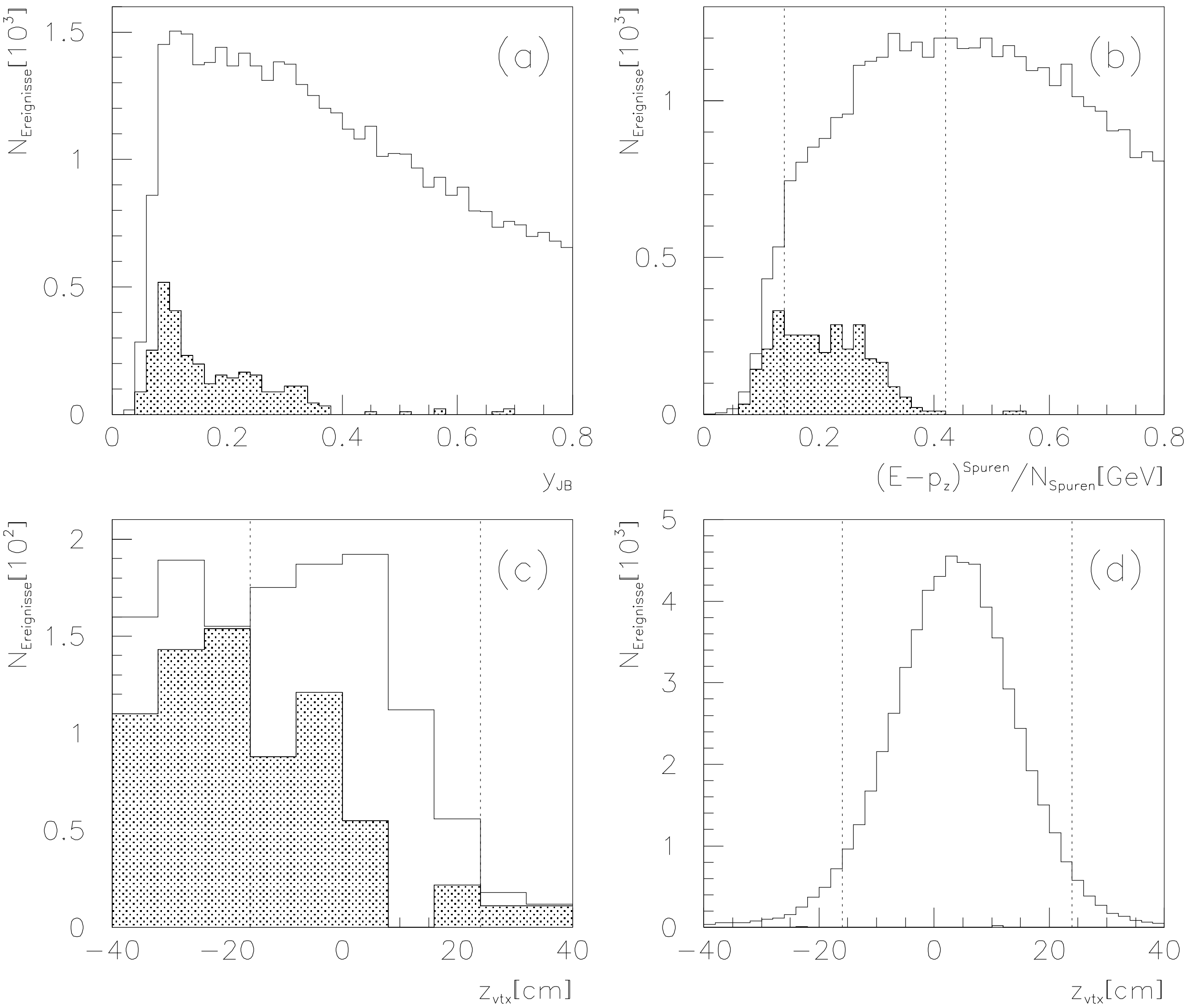

Abbildung 2.6: Untergrundbeiträge aus Proton-Gas- und Proton-Wand-Streuung. Es ist die Verteilung der Ereignisse im rohen Zweijet-Datensatz als Funktion von $y_{\rm JB}$ (a) und vom über alle Spuren im Ereignis gemittelten Beitrag $\langle E - p_z \rangle$ pro Spur (b) gezeigt. Unten ist die Verteilung der z-Koordinate des rekonstruierten Vertex für Ereignisse mit $\langle E - p_z \rangle < 0.14\,\mathrm{GeV}$ (c) und $\langle E - p_z \rangle > 0.42\,\mathrm{GeV}$ (d) gezeigt. Diese beiden Schnitte sind durch die gepunkteten senkrechten Linien in (b) angedeutet. Das Verhältnis der Ereigniszahlen innerhalb und außerhalb der gepunkteten Linien in (c) und (d) wird im Text zur Untergrundabschätzung verwendet. Das schraffierte Histogramm gibt jeweils den im Verhältnis der Ströme gewichteten Beitrag aus nichtkollidierenden Protonpaketen als Abschätzung für den Untergrundbeitrag aus Proton-Gas-Wechselwirkungen an.

betrachtet werden, da die Schwerpunktsenergie bei der Streuung eines Elektrons an einem ruhenden Atom nicht für die Bildung von Jets ausreicht.

Abbildung 2.6 (a) und (b) zeigt die Verteilungen von zwei Variablen, die zur Abtrennung von protoninduzierten Untergrundereignissen geeignet sind. Es sind dies die Variable $y_{\rm JB}$, die in echten Photoproduktionsereignissen zur näherungsweisen Bestimmung der skalierten Photonenergie y dient, und das mittlere $\langle E - p_z \rangle$ pro Spur im Ereignis. Für Proton-Untergrundereignisse wird $y_{\rm JB} \approx 0$ erwartet, da hier ein Proton auf ein ruhendes Atom trifft und bei dieser Reaktion nur schwer eine Impulskomponente der Reaktionsprodukte in negativer z-Richtung entstehen kann. Tatsächlich konzentrieren sich die in Abbildung 2.6 (a) schraffiert eingezeichneten Untergrundereignisse aus nichtkollidierenden Teilchenpaketen bei kleinem y_{JB}. Wenn ein Strahlproton auf ein schweres Atom trifft, kann sich allerdings für y_{JB} trotz des fehlenden Anfangsimpulses ein relativ großer Wert ergeben. Für solche Ereignisse ist eine große Zahl niederenergetischer Spuren typisch. Zur Abtrennung bietet sich daher an, das summierte $E - p_z$ auf die Zahl der Spuren zu normieren. Der mittlere Beitrag einer Spur zur Summe ist in solchen Ereignissen klein. Diese Verteilung ist in Abbildung 2.6 (b) gezeigt, und auch hier konzentrieren sich die Untergrundereignisse erwartungsgemäß bei kleinen Werten.

Bei der Abschätzung des Untergrundbeitrags im selektierten Datensatz mit Hilfe von nichtkollidierenden Protonen stellt sich die Frage nach der richtigen Normierung der bekannten Untergrundereignisse. Für den Beitrag aus Streureaktionen der Protonen am Gas in der Vakuumkammer ist die Antwort offensichtlich; die Rate sollte mit dem Verhältnis des gesamten Protonstroms zum Strom in den nichtkollidierenden Paketen gewichtet werden, um den gesamten Untergrundbeitrag für alle Teilchenpakete zu erhalten. Das gleiche Argument ist für den Untergrund aus Streuungen am Rand der Vakuumkammer aber nicht notwendigerweise richtig, da diese Ereignisse aus Protonen stammen, die in der Folge von Anregungen des Teilchenpakets entweichen. Die Rate solcher Verluste kann für nichtkollidierende Teilchenpakete von der der kollidierenden Pakete abweichen, da letztere durch die Begegnung mit den Elektronpaketen eine zusätzliche elektromagnetische Wechselwirkung erfahren.

Um diese Unsicherheit einzuschränken, soll hier noch kurz eine alternative Möglichkeit zur Untergrundabschätzung erwähnt werden. Abbildung 2.6 (c) und (d) zeigt die Verteilung der z-Koordinate des im Ereignis rekonstruierten Vertex im rohen Datensatz, in dem noch keine Schnitte zur Unterdrückung des Protonuntergrundes angebracht wurden, für zwei Bereiche der in Abbildung 2.6 (b) gezeigten Größe $\langle E - p_z \rangle$. Abbildung 2.6 (c) gibt die Verteilung für die Ereignisse mit $\langle E - p_z \rangle < 0.14\,\mathrm{GeV}$, (d) zeigt Ereignisse mit $\langle E - p_z \rangle > 0.42\,\mathrm{GeV}$. Wie Abbildung 2.6 (b), in der diese beiden Schnitte durch gepunktete Linien angedeutet sind, deutlich macht, wird der erste Bereich durch Untergrundereignisse dominiert, während der zweite praktisch frei von protoninduziertem Untergrund ist.

Die Form der Verteilung der z-Vertexkoordinate in Untergrundereignissen unterscheidet sich deutlich von der Verteilung in Elektron-Proton-Kollisionen. Trotz des infolge der Auswahlkriterien des L4-Triggers und der Vorselektion bereits auf $-40\,\mathrm{cm} < z_{\mathrm{vtx}} < 40\,\mathrm{cm}$ eingeschränkten Bereichs ist noch deutlich sichtbar, daß die Verteilung für Untergrundereignisse flacher ist als diejenige für ep-Streuereignisse, die eine ausgeprägte, gaußförmige Anhäufung mit einem Mittelwert bei etwa $z_{\mathrm{vtx}} = +3.5\,\mathrm{cm}$ zeigen. Aus dem Vergleich von zwei Bereichen der z-Vertex-Verteilung kann daher eine Untergrundabschätzung gewonnen werden. In Abbildung 2.6 (d) ist der zentrale Bereich bei $-16\,\mathrm{cm} < z_{\mathrm{vtx}} < 24\,\mathrm{cm}$ durch die gepunkteten senkrechten Linien von den Seitenbändern abgetrennt. Das Verhältnis der Ereigniszahlen in den Seitenbändern zur Zentralregion beträgt für die als untergrundfrei betrachtete Verteilung 0.076:1. Aus diesem Verhältnis läßt sich nun eine obere Grenze für den Beitrag von ep-Ereignissen in den Seitenbändern von Abbildung 2.6 (c) berechnen. Unter der extremen Annahme, daß alle 722 Ereignisse in der Zentralregion dieser Verteilung aus ep-Streuung stammen, ergibt sich ein möglicher ep-Beitrag von höchstens $(10 \pm 1.4)\%$ in den Seitenbändern, die insgesamt 534 Ereignisse enthalten. Bei mindestens 479 ± 7 dieser Ereignisse handelt es sich demnach um Untergrundereignisse. 39 dieser Ereignisse stammen aus nichtkollidierenden Protonpaketen, dieser Anteil ist in Abbildung 2.6 (c) schraffiert eingezeichnet. Dabei wurden die Ereignisse mit einem Gewichtsfaktor 11 versehen, was dem Verhältnis der Ströme in allen Paketen zu den nichtkollidierenden Paketen entspricht. Der richtige Normierungsfaktor, der die Berechnung des tatsächlichen Untergrundbeitrags im Datensatz erlaubt, liegt nach diesen Betrachtungen bei 13 ± 2.

Damit ist gezeigt, daß die Untergrundabschätzung mit Hilfe nichtkollidierender Teilchenpakete im vorliegenden Fall eine gute Näherung des tatsächlichen Beitrags aus protoninduzierten Untergrundereignissen liefert. Bei Normierung auf den Anteil der nichtkollidierenden Pakete am

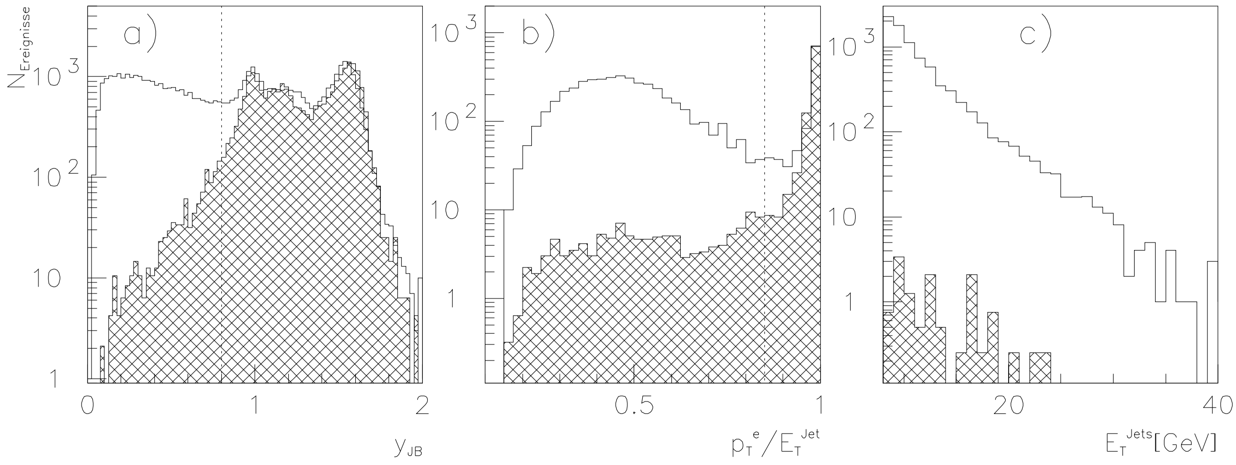

Abbildung 2.7: Untergrundbeitrag aus tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung. (a) zeigt die Verteilung des rekonstruierten y_{JB}, (b) den Anteil des Elektron-Kandidaten an der transversalen Energie eines Jets für Ereignisse, bei denen ein Elektron-Kandidat innerhalb des Jet-Kegels gefunden wurde. Beide Verteilungen zeigen den rohen Zweijet-Datensatz vor allen Untergrundschnitten. Die entsprechenden Verteilungen von Ereignissen aus einer Monte-Carlo-Simulation tiefinelastischer Ereignisse des Generators DJANGO 6.2 sind als schraffiertes Histogramm übergelegt. Die gepunkteten Linien deuten die Schnitte an, die in der Analyse auf diese beiden Variablen angebracht werden. (c) zeigt die Verteilung der transversalen Jetenergien nach allen Schnitten sowie den Beitrag aus der DJANGO-Simulation.

gesamten Protonstrom wird der Untergrundbeitrag um nicht mehr als 35% unterschätzt, wenn der tatsächlich richtige Normierungsfaktor um nicht mehr als zwei Standardabweichungen vom ermittelten Faktor 13 abweicht. Im endgültigen Datensatz sind nach allen Schnitten noch vier Ereignisse aus nichtkollidierenden Protonpaketen enthalten, was einem Untergrundbeitrag unter 1% entspricht.

2.6.2 Kosmische Höhenstrahlung

Der Untergrundbeitrag von Ereignissen, die durch kosmische Myonen erzeugt werden, ist bereits in der obigen Abschätzung mit Hilfe der nichtkollidierenden Teilchenpakete enthalten, da auch kosmische Höhenstrahlung von der Elektron-Proton-Kollision unabhängig ist. Ebenso sind auch zufällige Koinzidenzen von einlaufenden kosmischen Myonen mit gleichzeitig stattfindenden protoninduzierten Untergrundereignissen bereits enthalten.

Ein möglicher zusätzlicher Beitrag, der in dieser Abschätzung nicht enthalten ist, ist eine zufällige Koinzidenz eines Elektron-Proton-Streuereignisses mit einem kosmischen Höhenstrahlungsereignis. Ein Zusammentreffen eines kosmischen Myons mit einem der selektierten Zweijet-Ereignisse hat bei einer typischen Rate der kosmischen Myonen in der Größenordnung von 1 Hz und einer Kollisionsrate von 10 MHz eine Wahrscheinlichkeit von 10^{-7} pro Ereignis und kann daher vernachlässigt werden. Es könnte aber durch Koinzidenz eines weichen Photoproduktionsereignisses ohne Jets mit einem kosmischen Myon ein Zweijet-Ereignis vorgetäuscht werden. Auch dieser Beitrag kann jedoch vernachlässigt werden, da die Rate auch von weichen Photoproduktionsereignissen deutlich niedriger als die Rate von Proton-Gas-Untergrundereignissen liegt. Der Beitrag aus zufälligen Koinzidenzen mit letzteren Untergrundereignissen wurde aber bereits als vernachlässigbar erkannt.

2.6.3 Tiefinelastische Streuung

Ereignisse aus der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung stellen den größten Untergrundbeitrag im rohen Zweijet-Datensatz. Tiefinelastische Ereignisse mit großem Impulsübertrag Q^2, bei denen das gestreute Elektron unter großem Winkel und mit großem Transversalimpuls gestreut wird, können als Zweijet-Ereignisse fehlidentifiziert werden, da das gestreute Elektron vom verwendeten Jetalgorithmus als Jet eingeordnet wird. Die Rate dieser Ereignisse ist bei großen transversalen Energien in der gleichen Größenordnung wie die der Photoproduktion von Zweijet-Ereignissen.

Bei Ereignissen aus der tiefinelastischen Streuung bei kleinem Q^2 wird die Energie des gestreuten Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter deponiert. Solche Ereignisse sind nur dann in der Selektion enthalten, wenn sie zusätzlich zwei Jets mit großer transversaler Energie aufweisen. Für die Gesamtrate der selektierten Ereignisse spielen diese Ereignisse eine untergeordnete Rolle, da der Wirkungsquerschnitt für Zweijet-Produktion von Photoproduktionsereignissen bei $Q^2 \approx 0$ dominiert wird. Trotzdem muß auch diesen Ereignissen eine gewisse Aufmerksamkeit gewidmet werden, da das gestreute Elektron in dieser Analyse dem hadronischen Endzustand zugeordnet wird und so zur falschen Rekonstruktion der Kinematik führt. Solche Beiträge wären vor allem im Bereich großer transversaler Jetenergien bei kleinem Impulsbruchteil im Photon x_γ gefährlich, da die Rate richtig rekonstruierter Zweijet-Ereignisse aus der Photoproduktion hier wegen der Nähe der Phasenraumgrenze niedrig ist.

Zur Abtrennung beider Klassen tiefinelastischen Untergrunds kann die Variable $y_{\rm JB}$ verwendet werden. Bei Photoproduktionsereignissen entweicht das gestreute Elektron aus dem Detektor, was zu $y_{\rm JB} < 1$ führt, während es für tiefinelastische Ereignisse seine Energie im Zentraldetektor deponiert, so daß bei vollständiger Rekonstruktion des Ereignisses $y_{\rm JB} \approx 1$ zu erwarten ist. Abbildung 2.7 (a) zeigt die $y_{\rm JB}$-Verteilung im rohen Zweijet-Datensatz zusammen mit der Verteilung für tiefinelastische Ereignisse, die aufgrund der Simulation des Generators DJANGO [21] erwartet wird. Die Photoproduktionsereignisse erstrecken sich über den gesamten $y_{\rm JB}$-Bereich, während die tiefinelastischen Ereignisse bei großem $y_{\rm JB}$ konzentriert sind. Die Dreifachstruktur bei $y_{\rm JB} \gtrapprox 1$ rührt daher, daß im rückwärtigen Teil des Kalorimeters zur Kompensation für das fehlende hadronische Kalorimeter ein Faktor von 1.25 auf die Energiedeposition im BBE-Ring des Flüssigargonkalorimeters und 1.6 auf Energien im BEMC angebracht wird. In den Fällen, in denen das gestreute Elektron dort seine Energie deponiert, wird $y_{\rm JB} > 1$ rekonstruiert.

Für die vorliegende Analyse werden nur Ereignisse mit $y_{\rm JB} < 0.8$ verwendet. Dieser Schnitt entfernt den größten Teil der tiefinelastischen Untergrundereignisse. Eine Rekonstruktion von $y_{\rm JB} < 0.8$ bei tiefinelastischen Ereignissen kann durch Fluktuationen in der kalorimetrischen Energiemessung oder durch die Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron verursacht werden. Daher werden hier zusätzlich noch Ereignisse verworfen, bei denen außerhalb der beiden harten Jets ein Elektronkandidat in der L5-Ereignisrekonstruktion gefunden wird. Innerhalb der Jets ist die Dichte an deponierter Energie relativ hoch, so daß hier auch in hadronischen Jets oft Energiedepositionen gefunden werden, die als mögliche Elektronkandidaten eingestuft werden. Solche Ereignisse werden daher nur dann verworfen, wenn der Elektronkandidat mehr als 85% der gesamten transversalen Energie des Jets trägt. Zur Verdeutlichung dieses Schnittes dient Abbildung 2.7 (b), die für diese Fälle die Verteilung des relativen Anteils des Elektronkandidaten an der gesamten transversalen Jetenergie zeigt. Auch hier ist wieder der Beitrag tiefinelastischer Ereignisse aus der DJANGO-Simulation schraffiert angedeutet. Die zwei Beiträge aus fehlidentifizierten Elektronen bei kleinen Anteilen an der Jetenergie und isolierten Elektronen, die die gesamte Jetenergie tragen, sind deutlich sichtbar und werden durch den Schnitt bei 0.85 getrennt. Beim DJANGO-Beitrag unterhalb dieser Grenze ist zu beachten, daß mehr als ein möglicher Elektronkandidat in einem Ereignis gefunden werden kann, und fehlidentifizierte Elektronen in hadronischen Jets auch in tiefinelastischen Ereignissen auftreten können.

Auch einige der weiteren Selektionsschnitte, die nicht in erster Linie zur Unterdrückung tiefinelastischer Ereignisse angebracht wurden, helfen bei der weiteren Reduzierung dieses Untergrunds. Hier ist insbesondere der Schnitt auf die Pseudorapiditätsdifferenz zwischen den beiden Jets $\Delta\eta < 1$ zu nennen, der die für tiefinelastische Ereignisse typische Konfiguration eines in rückwärtige Richtung gestreuten Elektrons und eines in Vorwärtsrichtung in großem Pseudorapiditätsabstand zum Elektron beobachteten Jets unterdrückt. Der im endgültigen Datensatz nach allen Schnitten noch verbliebene Untergrundanteil aus tiefinelastischen Streuereignissen beläuft sich auf weniger als 1%, wie Abbildung 2.7 (c) zeigt. Wichtig ist hier die Beobachtung, daß diese Feststellung auch noch bei großen transversalen Jetenergien richtig ist, wo die Rate von Jetereignissen abnimmt, und ein solcher Untergrund an Gefährlichkeit zunehmen würde. Die zur Untergrundabschätzung verwendete Monte-Carlo-Simulation des Generators DJANGO enthält dabei auch Ereignisse mit abgestrahlten Photonen, bei denen sich $y_{\mathrm{JB}} < 1$ ergibt, wenn dieses Photon nicht im Detektor nachgewiesen wird.

2.7 Trigger für Zweijet-Ereignisse 1994

Die Konfiguration des Triggersystems stellt für diese Arbeit das entscheidende Kriterium zur Auswahl der Datennahmeperiode dar. Die für die betrachteten Ereignisse wichtigsten Subtrigger basieren auf Koinzidenzen zwischen Elementen der Spurtrigger und des Kalorimetertriggers. Besondere Bedeutung kommt dabei der Einstellung des Flüssigargonkalorimetertriggers zu, da diese Triggerelemente die wichtigste Einschränkung der Effizienz des L1-Triggers für die hier selektierten Ereignisse verursachen.

2.7.1 Optimierung des Flüssigargonkalorimetertriggers

Die Möglichkeiten des Flüssigargonkalorimetertriggers für die Auswahl von Jetereignissen werden durch das elektronische Rauschen des Triggers auf der einen Seite, und den Energiebeitrag von Untergrundereignissen aus der Streuung von Protonen an Atomen des Restgases oder der Wand der Vakuumkammer auf der anderen Seite eingeschränkt. Der Untergrundbeitrag beschränkt sich dabei hauptsächlich auf den vorderen Teil des Kalorimeters, während der Beitrag des elektronischen Rauschens im zentralen und rückwärtigen Teil am größten ist. Vor allem das Triggern von Ereignissen mit Jets bei relativ niedrigen transversalen Energien wird dadurch erschwert. Bei einer niedrigen Einstellung der Schwellen, die eine gute Effizienz für Jetereignisse bietet, ergibt sich dann häufig eine so hohe Triggerrate, daß der entsprechende Subtrigger nur mit Untersetzung betrieben werden kann. Vor allem die Triggerelemente, bei denen die Energie über das gesamte Kalorimeter summiert wird, wie etwa der „Etrans“-Trigger liefern auf niedriger Schwelle eine hohe Rate durch zufällige Koinzidenzen von Rauschen im zentralen und Untergrund im vorderen Teil des Kalorimeters. Für Jetereignisse mit niedriger transversaler Energie wurde daher zu Beginn der Datennahme 1994 ein Subtrigger eingeführt, der auf der lokalen Koinzidenz eines Bigrays des z-Vertex-Triggers mit einem Bigtower im Flüssigargonkalorimeter basiert. Durch die Verifikation der Kalorimeterenergie durch einen extrapolierten Spurkandidaten kann die Rate von zufälligen Rauschtriggern beträchtlich reduziert werden. Als zusätzliche Bedingung zur weiteren Ratenreduktion wurde für diesen Subtrigger außerdem das Überschreiten der globalen Energieschwelle in einer der Partitionen CB oder FB gefordert.

Zur Überprüfung der Effizienz der Elemente des Kalorimetertriggers kann auf einen vom Kalorimeter unabhängigen Trigger zurückgegriffen werden, der auf einer Koinzidenz des Etag-Triggers mit einem Spurkandidaten im Driftkammertrigger basiert. Die mit Hilfe dieses Vergleichstriggers bestimmten Effizienzen der Kalorimeter-Triggerelemente CB und FB sowie der Bigray-Kombination (BR) für Jetereignisse sind in Abbildung 2.8 (a,b) und (e,f) dargestellt, jeweils als Funktion der transversalen Energie und der Pseudorapidität des Jets mit der höchsten

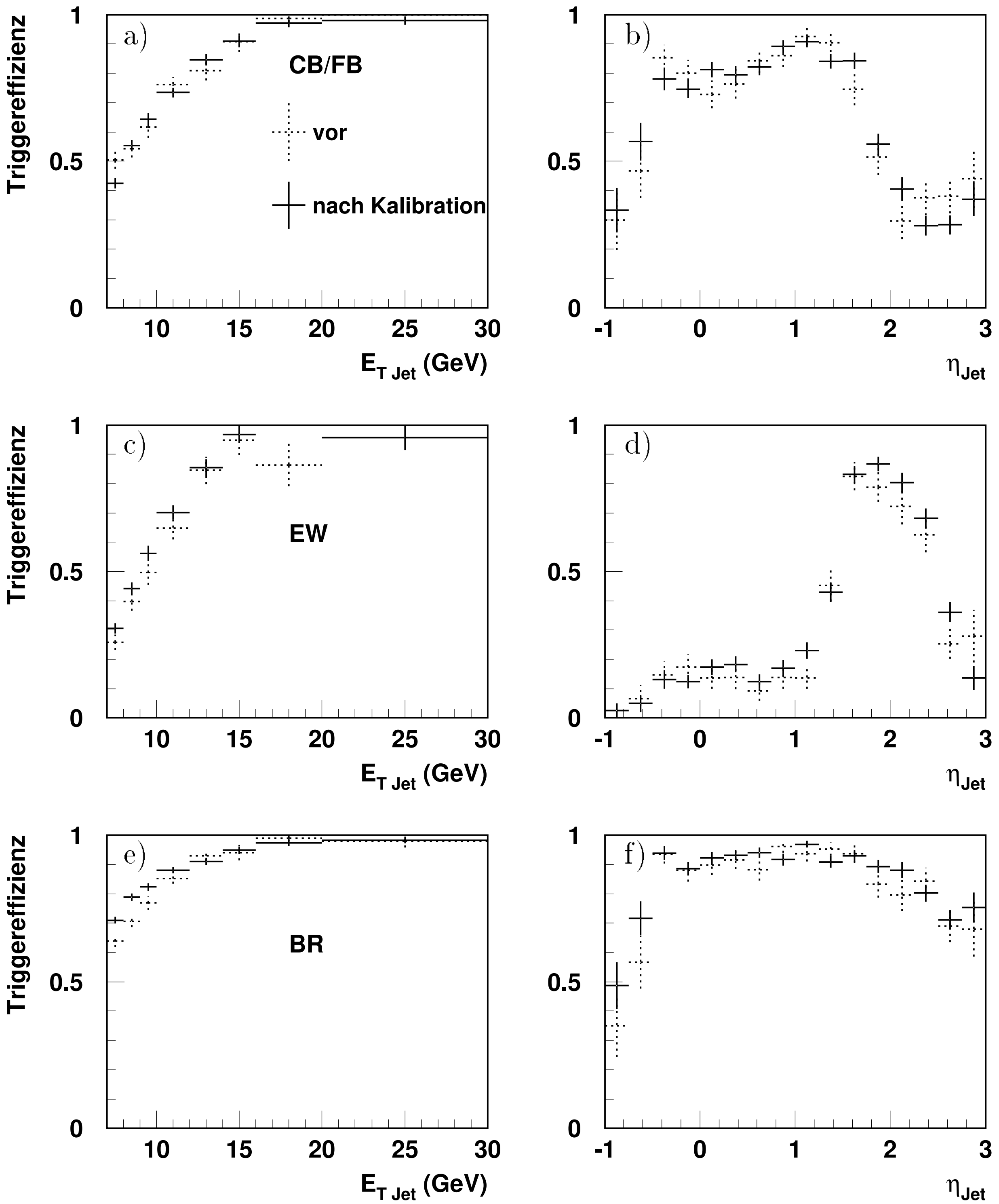

Abbildung 2.8: Effizienz der Triggerelemente des Flüssigargonkalorimetertriggers. Die Effizienz wurde mit Hilfe des Etag-Triggers als unabhängigem Vergleichstrigger bestimmt. Sie ist für die Kombination der CB- und FB-Triggerelemente (oben), des neudefinierten EW-Elements (Mitte) und des Bigray-Triggerelements (unten) als Funktion der höchsten transversalen Jetenergie im Ereignis (links) und der Pseudorapidität des Jets mit der höchsten transversalen Energie (rechts) gezeigt. Während die transversale Energie der Jets rechts auf mindestens 10 GeV eingeschränkt wurde, gelten die Effizienzen auf der linken Seite für Jets im Winkelbereich guter Effizienz, und zwar $-0.5 < \eta < 1.5$ für CB/FB, $1.5 < \eta < 2.5$ für EW und $-0.5 < \eta < 2.5$ für das Bigray-Triggerelement. In allen Bereichen ist die Effizienz nach der Kalibration der AGM-Schwellen (volle Kreuze) mit der Situation vor der Kalibration (gepunktet) verglichen.

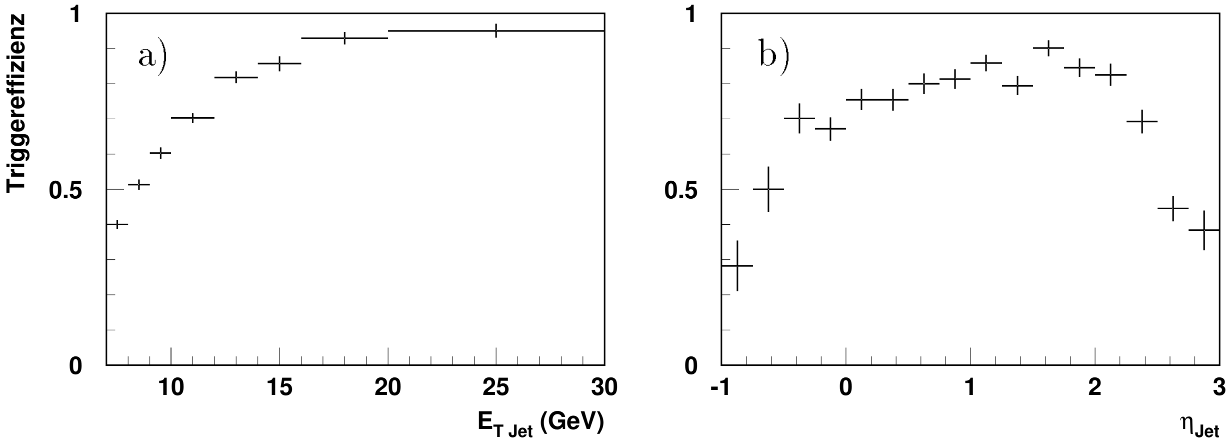

Abbildung 2.9: Kombinierte Effizienz der beiden Subtrigger s56 und s60, die auf der Kombination der CB- und FB-Elemente des Flüssigargonkalorimetertriggers in Koinzidenz mit der Bigray-Bedingung (s56) und auf dem neuen EW-Triggerelement (s60) basieren. Die Effizienz ist als Funktion der transversalen Energie E_{TJet} (links) und der Pseudorapidität η_{Jet} (rechts) des Jets mit der höchsten transversalen Energie im Ereignis gezeigt. Die Effizienz auf der linken Seite gilt für $-0.5 < \eta_{\mathrm{Jet}} < 2.5$, die auf der rechten Seite für $E_{\mathrm{TJet}} > 10\,\mathrm{GeV}$.

transversalen Energie. Die Abhängigkeit von der Pseudorapidität gilt dabei für Ereignisse mit mindestens einem Jet mit mehr als 10 GeV transversaler Energie. Es ist deutlich, daß die Effizienz der CB/FB-Triggerelemente bei großen Pseudorapiditäten jenseits von etwa 1.6 abnimmt. Dies ist verständlich, da sich diese Kalorimeterteile nur bis zu diesem Winkelbereich erstrecken.

Zur Ergänzung der Effizienz im vorderen Bereich des Kalorimeters war daher noch ein weiterer Subtrigger nötig. Für diesen Trigger wurden die Gewichtungsfaktoren des EW-Triggerelements für eine gute Effizienz bei großen Pseudorapiditäten optimiert. In diesem Winkelbereich spielt der Beitrag des Rauschens zur Rate des Kalorimetertriggers keine Rolle, der begrenzende Faktor liegt hier in der hohen Rate von Untergrundereignissen. Für die Bestimmung der optimalen Gewichtungsfaktoren wurden Jetereignisse selektiert, die unabhängig vom Kalorimetertrigger getriggert wurden, und die mindestens einen Jet im Pseudorapiditätsbereich $1.5 < \eta < 2.5$ aufwiesen. Zur Schätzung der Rate konnte auf Untergrundereignisse zurückgegriffen werden, die von einem stark untersetzten, sogenannten Monitor-Trigger getriggert wurden, dessen Bedingung nur in einer minimalen Spurbedingung bestand. Als optimale Gewichtungsfaktoren wurden diejenigen Gewichte definiert, die unter Einhaltung einer Obergrenze für die Rate, entsprechend einer maximalen Anzahl akzeptierter Untergrundereignisse, zur besten Effizienz für die selektierten Jetereignisse führten. Dieses Optimum wurde durch eine vollständige Suche im Parameterraum der möglichen Gewichtungsfaktoren bestimmt. Das Ergebnis ist in der folgenden Tabelle aufgelistet:

θ-Index	0	1	2	3	4	5	6	7-13
altes Gewicht	0.028	0.028	0.25	0.25	0.5	0.5	0.5	1
neues Gewicht	0	0	0.15	0.23	0.46	1.0	0.97	0

Der θ-Index der Bigtower wird dabei von vorne nach hinten gezählt, so daß der Bigtower mit dem Index 0 direkt an das vordere Strahlrohr grenzt, die Bigtower 0 bis 5 liegen im IF-Teil des Kalorimeters. Die neuen Gewichte für das EW-Triggerelement verschwinden in den beiden ersten Bigtowern, die sehr dicht am Strahlrohr liegen und daher einen hohen Untergrundbeitrag aufweisen, und auch im zentralen und rückwärtigen Bereich, in dem der Beitrag des Rauschens groß ist, und in dem bereits ein Subtrigger zur Verfügung stand. Die resultierende Effizienz dieses neuen Triggerelements ist in Abbildung 2.8 (c) und (d) gezeigt. Es wird deutlich, daß die Effizienz sich auf den vorderen Bereich beschränkt, in dem die Effizienz der CB/FB-Triggerelemente abnimmt. Die kombinierte Effizienz der beiden Subtrigger ist schließlich in Abbildung 2.9 dargestellt. Der Winkelbereich einer guten Triggereffizienz konnte damit bis zu Pseudorapiditäten von etwa 2.5 ausgedehnt werden.

Zur weiteren Verbesserung der Situation wurde während der Datennahmeperiode eine Kalibration der analogen AGM-Schwellen vorgenommen, die zuvor nur recht ungenau eingestellt waren. Eine genauere Diskussion dieser Problematik und der Konsequenzen für das Triggern von verschiedenen Ereignisklassen im Jahre 1994 wird in [22] gegeben. In Abbildung 2.8 ist für alle diskutierten Effizienzen jeweils die Effizienz vor und nach dieser Kalibration gezeigt. In den meisten Bereichen wurde die Effizienz durch die Kalibration verbessert. Wichtiger noch als Effizienzverbesserung ist jedoch die Stabilisierung der Triggerraten, die nach der Kalibration einen fast durchgängigen Betrieb der entsprechenden Subtrigger ohne Untersetzung erlaubten.

Der Bereich der Daten nach der Kalibration der AGM-Schwellen umfaßt eine integrierte Luminosität von etwa $2\,\mathrm{pb}^{-1}$. Für die vorliegende Untersuchung wird hauptsächlich dieser Teil der Daten verwendet, da hier weitgehend einheitliche Triggerbedingungen herrschten und die wichtigsten Subtrigger nur gelegentlich untersetzt wurden. Im Bereich großer transversaler Jetenergien nimmt die Rate der Ereignisse allerdings stark ab, so daß hier eine höhere integrierte Luminosität besonders willkommen wäre. Andererseits steht für diesen Energiebereich eine Reihe von Subtriggern zur Verfügung, die auch vor der AGM-Kalibration ohne Untersetzung und mit guter Effizienz liefen. Es werden daher im weiteren für Ereignisse, bei denen die mittlere transversale Energie beider Jets 14 GeV überschreitet, die gesamten Positron-Daten des Jahres 1994 verwendet. Die kombinierte Effizienz aller wichtigen Subtrigger beträgt in diesem Energiebereich durchweg mehr als 90%.

2.7.2 Berücksichtigung der Untersetzung von L1-Subtriggern

Nach den Ausführungen im vorigen Abschnitt ist deutlich geworden, daß die Jetanalyse nicht auf der Basis eines einzigen Subtriggers durchgeführt werden kann. Eine gute Gesamteffizienz des Triggers ergibt sich erst durch die Kombination mehrerer Subtrigger. Im vorliegenden Fall tragen insgesamt 45 Subtrigger zum Zweijet-Datensatz bei, 13 davon in nennenswertem Umfang. Viele dieser Trigger wurden teilweise oder ständig untersetzt, wobei die Untersetzungsfaktoren je nach Untergrundbedingungen variiert wurden.

Zur richtigen Berechnung des Wirkungsquerschnitts muß daher jedes Ereignis mit einem Gewicht berücksichtigt werden, das sich aus dem Muster der jeweils aktiven Subtrigger zusammen mit deren Untersetzungsfaktoren ergibt. Die Regeln für die Berechnung dieser Gewichte werden in [23] diskutiert. Im vorliegenden Fall sollte als Gewicht eines Ereignisses der Kehrwert der mittleren Wahrscheinlichkeit, mit der ein solches Ereignis getriggert wird, eingesetzt werden. Dieses Gewicht kann folgendermaßen berechnet werden:

$$w_j^{\mathrm{L1}} = \frac{\sum_{k=1}^{N_{\mathrm{Runs}}} L_k}{\sum_{k=1}^{N_{\mathrm{Runs}}} L_k \left(1 - \prod_{i=1}^{N_{\mathrm{Subtr}}} (1 - \frac{r_{ij}^{\mathrm{L1}}}{d_{ik}^{\mathrm{L1}}})\right)} \tag{2.3}$$

In dieser Formel wird der Ausdruck „Run“ für eine Periode mit unveränderten Untersetzungsfaktoren verwendet. N_{Runs} bezeichnet die Anzahl dieser Perioden, L_k gibt die integrierte Luminosität des Runs mit dem Index k. N_{Subtr} ist die Anzahl der verwendeten Subtrigger, d_{ik}^{L1} steht für den Untersetzungsfaktor des Subtriggers i im Run k, und $r_{ij}^{\mathrm{L1}} \in \{0, 1\}$ ist das rohe Subtrigger-Bit des Subtriggers i im betrachteten Ereignis j.

Das nach Gleichung 2.3 berechnete Gewicht beruht auf der Annahme, daß die Effizienz aller beteiligten Subtrigger in allen Runs, über die summiert wird, unverändert bleibt. Tatsächlich sind aber im Laufe der Datennahmeperiode infolge von veränderten Untergrundbedingungen

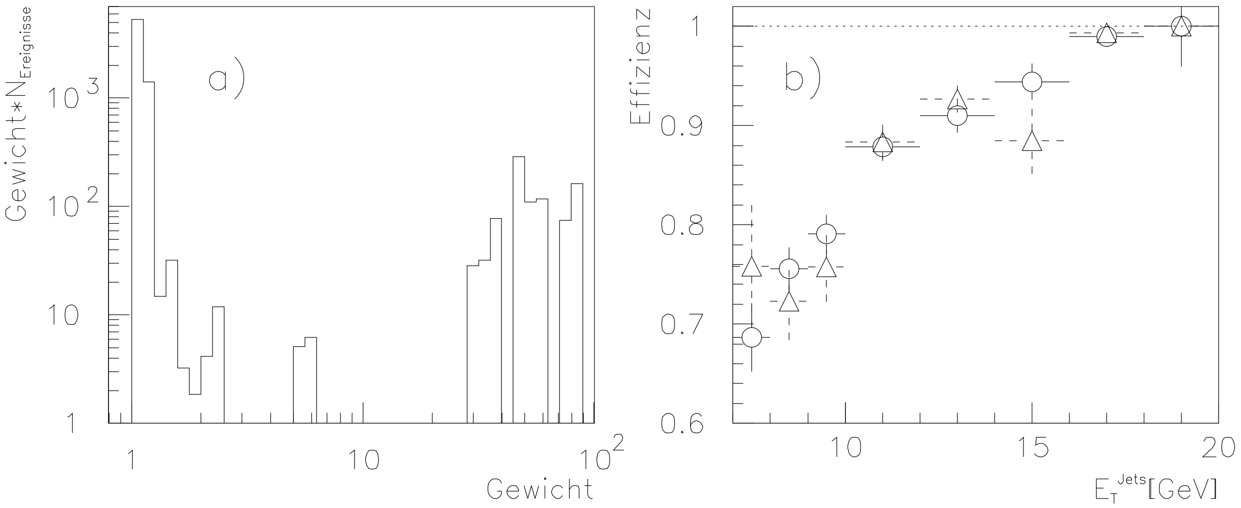

Abbildung 2.10: Verteilung der durch Untersetzung von Subtriggern bedingten Gewichte im Zweijet-Datensatz (a) und Effizienz der Kombination von 12 Subtriggern ohne Etag-Bedingung als Funktion der mittleren transversalen Jetenergie (b). Die Effizienz in (b) wurde durch Vergleich mit dem Etag-Trigger (Kreise mit Fehlerbalken) und durch Vergleich mit der gewichteten Kombination aller 45 Subtrigger im Datensatz (Dreiecke mit gestrichelten Fehlerbalken) ermittelt.

oder technischen Problemen gelegentliche Anpassungen der Triggerbedingungen nötig. Ein Beispiel für eine solche Anpassung stellt die erwähnte Neukalibration der Analogschwellen des Kalorimetertriggers dar. Im vorliegenden Fall mußte der betrachtete Bereich der Datennahme des Jahres 1994 in insgesamt 20 Teilbereiche mit jeweils unveränderlichen Triggerbedingungen aufgeteilt werden, der Zeitraum nach der AGM-Kalibration umfaßt sechs dieser Teilperioden. Die Summen in Formel 2.3 laufen dann für jedes Ereignis über alle Runs des jeweiligen Teilbereichs. Die Verteilung der auf diese Weise bei Berücksichtigung aller 45 Subtrigger berechneten Gewichte im selektierten Zweijet-Datensatz zeigt Abbildung 2.10 (a). Der größte Beitrag zur Gesamtrate stammt von Subtriggern, die nur selten und um niedrige Faktoren untersetzt waren, diese Ereignisse haben ein Gewicht in der Nähe von 1. Es wurden aber auch einzelne Ereignisse von Subtriggern mit schwachen Bedingungen getriggert, die durchweg mit einem hohen Faktor untersetzt waren. Das größte vorkommende Gewicht beträgt in diesem Fall 82.3. Da solche hohen Gewichte die statistische Signifikanz der gemessenen Rate stark beeinträchtigen, werden im weiteren nur 13 der 45 Subtrigger verwendet. Im H1-Triggerschema von 1994 handelt es sich hier um die Subtrigger mit den Nummern 50,53,56,60,61,62,64,67,72,74,75,76 und 83. Subtrigger s83 verlangt eine Koinzidenz zwischen Etag-Signal und einem Spurkandidaten des Driftkammertriggers, die anderen beruhen nur auf Spur- und Kalorimeterbedingungen mit unterschiedlichen Schwerpunkten, die von komplizierten Spurbedingungen ohne Kalorimetersignal (s53) bis hin zu hohen Schwellen des Kalorimetertriggers ohne Spurbedingung (s64,s67) reichen. Alle diese Trigger waren nur wenig oder überhaupt nicht untersetzt, so daß sich mit dieser Auswahl nur Gewichte ergeben, die kleiner als 1.5 sind.

2.7.3 Effizienz der ausgewählten Subtrigger für Zweijet-Ereignisse

Die Gesamteffizienz für die Kombination aller 45 Subtrigger ist sehr hoch, da auch Trigger mit recht schwachen Bedingungen beteiligt sind. Durch die Beschränkung auf nur 13 Subtrigger ergibt sich ein Verlust an Effizienz. Unter der Annahme, daß die Kombination aller verfügbaren Subtrigger eine 100%ige Effizienz liefert, kann die Effizienz jeder Untermenge prinzipiell durch Vergleich mit dem gesamten Datensatz bestimmt werden. Die kombinierte Effizienz für

12 dieser 13 Subtrigger, die auf diese Weise bestimmt wurde, ist in Abbildung 2.10 (b) in Form von dreieckigen Symbolen als Funktion der transversalen Jetenergie dargestellt. Durch die hohen Gewichte einzelner Ereignisse, die im Gesamtdatensatz enthalten sind, ist die so bestimmte Effizienz allerdings mit großen statistischen Unsicherheiten behaftet. Dies behindert vor allem die Bestimmung der genaueren Abhängigkeit der Effizienz von mehreren kinematischen Variablen. Daher wird im weiteren zur Effizienzbestimmung, wie schon bei den Elementen des Flüssigargonkalorimetertriggers, wieder auf den 13. Subtrigger, den Etag-Trigger (s83), als Vergleichstrigger zurückgegriffen. Unter der Annahme, daß die beiden einfachen Spurbedingungen, die in der Definition dieses Subtriggers enthalten sind, keine Ineffizienz verursachen, kann dieser Subtrigger zur Effizienzbestimmung für die anderen 12 Subtrigger ohne Etag-Bedingung, aber mit komplizierteren Spurbedingungen oder hohen Kalorimeterschwellen verwendet werden. Die sich auf diese Weise ergebende Effizienz dieser 12 Subtrigger ist in Abbildung 2.10 (b) als Kreise eingezeichnet. Offenbar stimmt die nach beiden Verfahren bestimmte Effizienz im Rahmen der statistischen Fluktuationen gut überein.

Als gemeinsame Unsicherheit beider Effizienzbestimmungen bleibt hier noch eine mögliche Ineffizienz der Spurbedingungen des Subtriggers s83, die in ähnlicher Form in den meisten der 45 betrachteten Subtriggerbedingungen enthalten ist. Es ist zu erwarten, daß diese Effizienz hoch sein sollte, da es sich hier um Ereignisse mit hoher Spurmultiplizität handelt. Zur Überprüfung der Effizienz des Driftkammertriggers kann der Subtrigger s80 dienen, der nur aus einer Koinzidenz von Etag- und z-Vertex-Signal besteht. Trotz des hohen Untersetzungsfaktors wurden im selektierten Datensatz noch 168 Ereignisse von diesem Trigger getriggert, 164 dieser Ereignisse sind auch von s83 getriggert. Dies deutet auf eine Ineffizienz unter 5% hin, für eine differentielle Effizienzbestimmung reicht die Zahl der Ereignisse aber leider nicht aus. Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung, die auch eine mögliche Ineffizienz des z-Vertex-Triggers einschränkt, bietet sich für Ereignisse mit sehr großer transversaler Jetenergie. In diesem Bereich können zwei der betrachteten Subtrigger (s64 und s67) allein aufgrund von Kalorimetersignalen Ereignisse triggern. Der Zweijet-Datensatz enthält insgesamt 965 solcher Ereignisse, von denen die meisten bei transversalen Jetenergien oberhalb von 15 GeV liegen. 948 dieser Ereignisse erfüllen die zu untersuchende Spurtriggerbedingung, bei den verbleibenden 17 Ereignissen fehlt 16mal das Signal des Driftkammertriggers, nur ein Ereignis wurde vom z-Vertex-Trigger nicht erkannt. Die Ineffizienz von etwa 2% bei großen transversalen Jetenergien ist damit im Rahmen der statistischen Unsicherheiten mit dem Ergebnis des Vergleichs mit Subtrigger s80 kompatibel, der sich wegen des hohen Untersetzungsfaktors auf niedrige transversale Energien beschränkt. Eine direkte Abhängigkeit von der transversalen Jetenergie wird für den Driftkammertrigger nicht erwartet, da er Spurimpulse oberhalb von 800 MeV nicht mehr auflösen kann. Eine Abhängigkeit könnte allenfalls indirekt durch die mit höherer transversaler Energie zunehmende Spurmultiplizität verursacht werden. Für die weitere Analyse wird die Ineffizienz dieser beiden einfachen Spurtriggerbedingungen vernachlässigt, auf eine Korrektur wird verzichtet. Die dadurch verursachte Unsicherheit in der Ratenbestimmung ist mit einem relativen Fehler von 5% konservativ abgeschätzt.

Die Gesamtrate der selektierten Ereignisse wird für die Ineffizienz der Trigger korrigiert, indem Ereignisse ohne Etag-Trigger zusätzlich zum Gewicht, das sich aus den Untersetzungsfaktoren der Subtrigger ergibt, mit einem weiteren Effizienzfaktor gewichtet werden. Diese Effizienz für die erwähnten 12 Subtrigger ist in Abbildung 2.11 auf der linken Seite gezeigt. Die Effizienz wurde durch Vergleich mit den Ereignissen des Etag-Triggers s83 ermittelt. Sie läßt sich als Funktion der Variablen x_γ^{Jets} und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$, in denen der Zweijet-Wirkungsquerschnitt gemessen werden soll, folgendermaßen parametrisieren:

$$\varepsilon^{\mathrm{untag}}(x_\gamma^{\mathrm{Jets}}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}) = \left[\exp\left(\frac{3.3\,x_\gamma^{\mathrm{Jets}} + 4.6 - E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}/\mathrm{GeV}}{0.8\,x_\gamma^{\mathrm{Jets}} + 1.6}\right) + 1\right]^{-1} \tag{2.4}$$

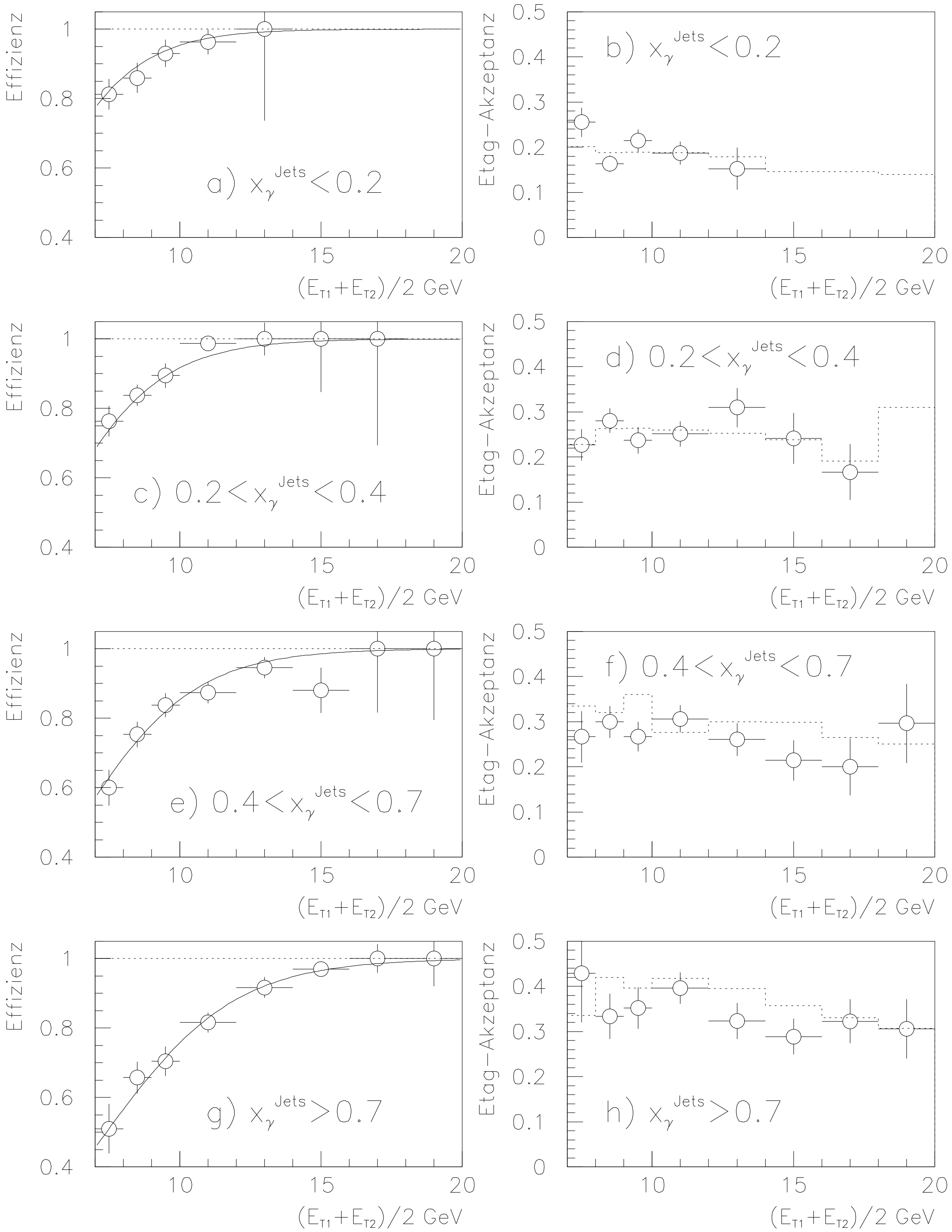

Abbildung 2.11: Effizienz der 12 Subtrigger ohne Etag-Bedingung relativ zum Etag-Subtrigger s83 als Funktion der transversalen Jetenergie und des rekonstruierten $x_\gamma^{\mathbf{Jets}}$ (links) und Anteil der Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron bezogen auf alle Ereignisse der 12 Subtrigger (rechts). Links ist die zur Parametrisierung der Effizienz angepaßte Funktion $\varepsilon(x_\gamma^{\mathbf{Jets}}, E_{\mathrm{T}}) = 1/(\exp((3.3x_\gamma^{\mathbf{Jets}} + 4.6 - E_{\mathrm{T}})/(0.8x_\gamma^{\mathbf{Jets}} + 1.6)) + 1)$ eingezeichnet, rechts die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation berechnete Etag-Akzeptanz (gepunktet).

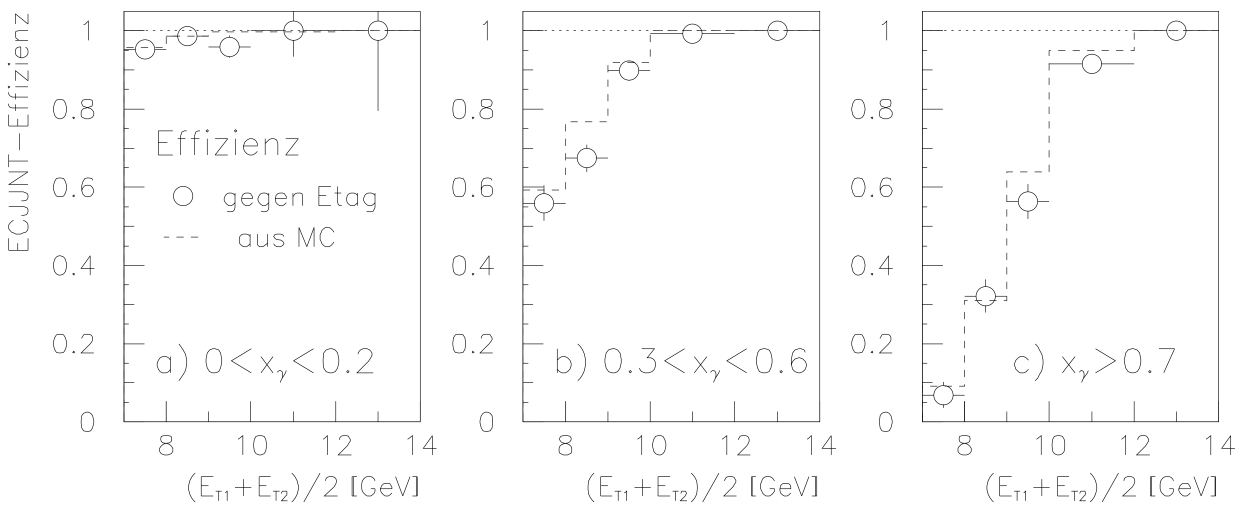

Abbildung 2.12: Effizienz der L5-Ereignisklassifizierung des Jahres 1994 für Zweijet-Ereignisse ohne nachgewiesenes Elektron. Die Effizienz wurde als Funktion der transversalen Jetenergie in drei x_γ^{Jets}-Bereichen durch Vergleich mit Ereignissen mit nachgewiesenem Elektron im Kleinwinkeldetektor (Kreise) und durch die Monte-Carlo-Simulation (gestrichelte Linie) bestimmt.

Bei Ereignissen mit nachgewiesenem Elektron, die von s83 getriggert wurden, wird eine Triggereffizienz von 100% angenommen, diese Ereignisse werden nicht weiter gewichtet. In Abbildung 2.11 ist auf der rechten Seite der Anteil dieser Ereignisse an der Gesamtrate ebenfalls als Funktion der Variablen x_γ^{Jets} und $E_\mathrm{T}^{\mathrm{Jets}}$ dargestellt. Dieser Anteil wurde auf der Basis der Ereignisse der 12 Subtrigger ohne Etag-Bedingung bestimmt. Hier ist zusätzlich als gepunktete Linie die im Monte-Carlo-Modell verwendete Akzeptanz des Elektrondetektors eingezeichnet. Die Akzeptanz dieses Detektors wurde in [16] als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons für mehrere Teilbereiche der Datennahmeperiode bestimmt und hier als Gewicht für Monte-Carlo-Ereignisse mit $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ eingesetzt. Es zeigt sich, daß die so berechnete Akzeptanz näherungsweise auf der Basis des selektierten Zweijet-Datensatzes reproduziert werden kann.

2.7.4 Effizienz des L4-Filters

Der Selektionsalgorithmus der vierten Triggerstufe basiert wesentlich auf der Überprüfung der L1-Subtriggerentscheidung anhand rekonstruierter Größen. Für die Analyse dürfen daher solche Subtrigger nicht verwendet werden, deren Überprüfung die selektierten Ereignisse nicht standhalten würden. Als Beispiel seien die Subtrigger auf der Basis des Elektrontriggers des rückwärtigen Kalorimeters genannt, die vom hadronischen Photonrest in Photoproduktionsereignissen gelegentlich ausgelöst werden können. Für diese Trigger wird im L4-Algorithmus ein rekonstruiertes Elektron im Rückwärtskalorimeter verlangt, so daß die ausschließlich von diesen Subtriggern getriggerten Photoproduktionsereignisse zum Großteil auf L4 verworfen würden.

Zur Kontrolle der Effizienz des Triggers der vierten Stufe wird dauernd ein Prozent der dort verworfenen Ereignisse aufgezeichnet. Im vorliegenden Fall enthält der endgültige Datensatz nach allen Schnitten mit sorgfältiger Auswahl der verwendeten L1-Subtrigger keines dieser verworfenen Ereignisse. Daraus kann die globale Ineffizienz für den Datensatz von 6499 Ereignissen mit 95%iger Wahrscheinlichkeit auf unter 5% abgeschätzt werden.

2.7.5 Die Klassifizierung von Jet-Ereignissen 1994

Für Jetereignisse aus der Photoproduktion wurden zwei Ereignisklassen in der Version der L5-Ereignisklassifizierung des Jahres 1994 vorgesehen. Die Klasse mit dem Kurznamen JJTA („Jet-Jet tagged“) enthält Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron im Kleinwinkel-Elektrondetektor, die Klasse JJNT („Jet-Jet, not tagged“) enthält alle Jetereignisse ohne die Bedingung eines nachgewiesenen Elektrons. Zur Auswahl der Jetereignisse wurde wie in dieser Analyse der Algorithmus QJCONE verwendet, es wurden allerdings Jets mit einem Radius von 1.0 in der Ebene aus Pseudorapidität und Azimutwinkel betrachtet, und es wurden nur Kalorimeterenergien als Eingabe für die Jetsuche verwendet. Im Gegensatz dazu werden in dieser Analyse Jets mit einem Radius von 0.7 Einheiten verwendet, und es wird zur Verbesserung der Energieauflösung ein Teil der verfügbaren Spurinformationen mitverwendet.

Für die Einordnung in die Klasse „JJTA“ wurden zwei gefundene Jets mit einer transversalen Energie von mindestens je 5 GeV oder ein Jet mit mindestens 8 GeV verlangt. Zusätzlich wurden Ereignisse mit einer summierten transversalen Gesamtenergie im Kalorimeter von mehr als 20 GeV auch ohne Jetbedingung akzeptiert. Für die Klasse „JJNT“ wurden diese Schnitte wegen der höheren Rate und des höheren Untergrundbeitrags bei Ereignissen ohne Elektronnachweis auf je 8 GeV für zwei Jets oder 12 GeV für einen Jet, sowie 30 GeV für die gesamte transversale Energie angehoben.

Durch die in dieser Analyse gegenüber der Ereignisklassifizierung veränderten Parameter des Jetalgorithmus und der relativ hohen Schwellen für die Klassifizierung von Ereignissen ohne nachgewiesenes Elektron ergibt sich eine Ineffizienz für niedrige Jetenergien. Diese kann anhand der Monte-Carlo-Simulation, die der gleichen Klassifizierung unterzogen wurde, bestimmt werden. Durch die deutlich niedrigeren Schwellen für Ereignisse mit Elektronnachweis kann die sich aus der Simulation ergebende Effizienz mit Hilfe dieser Ereignisse überprüft werden. Abbildung 2.12 zeigt beispielhaft für 3 Bereiche des rekonstruierten x_γ^{Jets} die Effizienz der Klassifizierung von „JJNT“, die mit Hilfe der in der Klasse „JJTA“ eingeordneten Ereignisse und mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde, als Funktion der mittleren transversalen Energie der beiden Jets. Die Analyse zielt auf Ereignisse mit transversalen Jetenergien oberhalb von 10 GeV, für die Behandlung der Migrationen über diese Grenze hinweg wird jedoch auch eine gewisse Information für den Bereich unterhalb der Grenze benötigt.

Eine Parametrisierung der Ineffizienz ist nicht erforderlich, da die Ereignisklassifizierung im Gegensatz zur Effizienz der L1-Subtrigger in der Monte-Carlo-Simulation enthalten ist. Für diese Analyse werden Ereignisse beider Klassen, JJTA und JJNT, verwendet. In der Monte-Carlo-Simulation werden Ereignisse, die nicht als JJNT klassifiziert sind, mit der parametrisierten Akzeptanzfunktion des Kleinwinkel-Elektrondetektors gewichtet, um die korrekte Gesamteffizienz zu erhalten.

Kapitel 3

Zweijet-Wirkungsquerschnitte

3.1 Definition des gemessenen Wirkungsquerschnitts

In Gleichung (1.3) auf Seite 5 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Zweijet-Ereignissen in führender Ordnung der QCD als Funktion von vier unabhängigen kinematischen Variablen ausgedrückt:

- y, der Bruchteil der Energie des einlaufenden Elektrons, der an das quasireelle Photon abgegeben wird.
- x_γ, der Impulsanteil des gestreuten Partons im Photon am Photonimpuls
- x_p, der Impulsbruchteil des gestreuten Partons im Proton
- $\hat{\theta}$, der Winkel zwischen den Achsen der auslaufenden und der einlaufenden Partonen in ihrem Schwerpunktsystem.

Der außerdem vorkommende Transversalimpuls $\hat{p}_{\mathrm{T}}$ ist als Funktion dieser vier Variablen darstellbar:

$$\hat{p}_{\mathrm{T}}^2 = \frac{1}{4} s_{ep} y x_\gamma x_p \sin^2 \hat{\theta}$$

Der Streuwinkel $\hat{\theta}$ ist mit dem Pseudorapiditätsabstand $\Delta\eta$ zwischen den beiden auslaufenden Partonen über

$$\cos \hat{\theta} = \tanh \frac{\Delta\eta}{2}$$

verknüpft.

Mit Ausnahme der skalierten Photonenergie y sind alle diese Variablen nur in führender Ordnung der QCD für Prozesse mit genau zwei harten Partonen im Endzustand definiert. Partonen können jedoch im Experiment prinzipiell nicht direkt, sondern nur näherungsweise in Form von Jets beobachtet werden. Jeder der kinematischen Variablen in führender Ordnung wird daher eine entsprechende, auf der Basis von Jets definierte Größe zugeordnet. Die Jet-Variablen sollten dabei das Verhalten der entsprechenden Parton-Variablen näherungsweise wiedergeben. In der vorliegenden Analyse werden diese Variablen mit Hilfe der Jets definiert, die mit dem im vorigen Kapitel eingeführten QJCONE-Algorithmus auf Teilchenniveau im Pseudorapiditätsintervall $-3.3 < \eta < 3.3$ gefunden werden. Dabei werden nur die beiden Jets mit der größten transversalen Energie betrachtet. Die Ausdrücke „Teilchenniveau“ oder „Hadronniveau“ beziehen sich hier und im weiteren auf die stabilen Teilchen des Endzustandes, wobei Teilchen mit einer Lebensdauer von mehr als 10^{-10} s als stabil gelten. Aus den transversalen Energien $E_{\mathrm{T}1}$ und $E_{\mathrm{T}2}$ und den Pseudorapiditäten η_1 und η_2 der beiden Jets werden die Jet-Variablen wie folgt berechnet:

$$
\begin{aligned}
E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}} &= \frac{1}{2}(E_{\mathrm{T}1} + E_{\mathrm{T}2}) && (3.1)\\
x_{\gamma}^{\mathrm{Jets}} &= \frac{1}{2yE_e}(E_{\mathrm{T}1}e^{-\eta_1} + E_{\mathrm{T}2}e^{-\eta_2}) && (3.2)\\
x_{p}^{\mathrm{Jets}} &= \frac{1}{2E_p}(E_{\mathrm{T}1}e^{\eta_1} + E_{\mathrm{T}2}e^{\eta_2}) && (3.3)\\
\Delta\eta^{\mathrm{Jets}} &= |\eta_1 - \eta_2| && (3.4)
\end{aligned}
$$

Dabei bezeichnen E_e und E_p die Strahlenergien der einlaufenden Elektronen und Protonen. Die Photonenergie y wird bei den hier verwendeten Ereignissen ohne Nachweis des gestreuten Elektrons näherungsweise als y_{JB} (nach Jacquet und Blondel, die dies als erste vorgeschlagen haben) aus der folgenden Summe über alle im Detektor nachgewiesenen Energiedepositionen berechnet:

$$
y_{\mathrm{JB}} = \frac{1}{2E_e}\sum_i (E_i - p_{z,i}) \qquad (3.5)
$$

Da das Interesse in dieser Arbeit der Photonstruktur und ihrem Skalenverhalten gilt, soll in diesem Kapitel der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ und $x_{\gamma}^{\mathrm{Jets}}$ mittels einer zweidimensionalen Entfaltung gemessenen werden. Der zu messende Wirkungsquerschnitt soll für folgenden kinematischen Bereich angegeben werden:

$$
\begin{aligned}
&Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2 && (3.6)\\
&0.2 < y < 0.83 && (3.7)\\
&0 < \frac{1}{2}(\eta_1 + \eta_2) < 2 && (3.8)\\
&|\eta_1 - \eta_2| < 1 && (3.9)\\
&\frac{|E_{\mathrm{T}1} - E_{\mathrm{T}2}|}{E_{\mathrm{T}1} + E_{\mathrm{T}2}} < \frac{1}{4} && (3.10)
\end{aligned}
$$

Die Einschränkung der Virtualität des Photons auf $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ wird durch die Akzeptanz des rückwärtigen Kalorimeters vorgegeben. Oberhalb dieser Schwelle würde das gestreute Elektron dort nachgewiesen. Die Einschränkung des y-Bereichs ist, wie im vorigen Kapitel ausgeführt, durch die Unterdrückung von Untergrundereignissen aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen bei kleinem y und Ereignissen aus der tiefinelastischen Streuung bei großem y motiviert. Durch die Schnitte auf Summe und Differenz der Pseudorapiditäten werden die Jets auf den Bereich mit guter hadronischer Energiemessung im Detektor bei $-0.5 < \eta < 2.5$ eingeschränkt.

Für die ersten veröffentlichten Ergebnisse aus dieser Analyse [24] wurde als Skala E_{T}^2 das Quadrat der zweithöchsten transversalen Jetenergie im Ereignis $E_{\mathrm{T}2}^2$ verwendet. Dies ist im Hinblick auf die verwendete Definition eines Jets mit einer transversalen Mindestenergie naheliegend, da so für Ereignisse oberhalb der Schwelle automatisch die Anwesenheit von mindestens zwei Jets gesichert ist. Der Nachteil dieser Wahl der Variablen besteht in der relativ großen Empfindlichkeit des Wirkungsquerschnitts gegenüber Effekten wie einem anfänglichen Transversalimpuls der Partonen oder Abstrahlungen höherer Ordnung. Solche Effekte stören das Gleichgewicht der transversalen Energie der Jets im Endzustand und erschweren die Interpretation des Wirkungsquerschnitts im Modell führender Ordnung oder mit Hilfe analytischer Rechnungen in nächstführender Ordnung. Die niedrigere der transversalen Energien der beiden Jets wird durch ein solches Ungleichgewicht systematisch kleiner, so daß der Wirkungsquerschnitt dadurch abnimmt. Daher wird hier nunmehr wie oben angegeben die mittlere transversale Energie der beiden Jets als Variable verwendet. Dadurch wird der Einfluß dieser Störungen reduziert und der

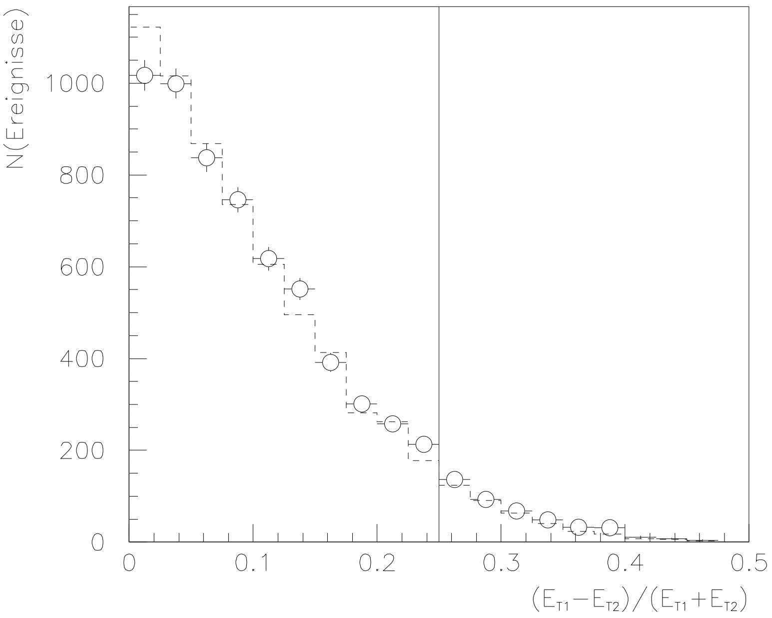

Abbildung 3.1: Verteilung der Ereignisse in Daten (Kreise mit Fehlerbalken) und Monte-Carlo-Simulation (gestricheltes Histogramm) als Funktion des Verhältnisses aus Differenz und Summe der transversalen Energien der beiden Jets. Die senkrechte Linie deutet den bei $|E_{\mathrm{T1}} - E_{\mathrm{T2}}|/(E_{\mathrm{T1}} + E_{\mathrm{T2}}) < \frac{1}{4}$ angebrachten Schnitt an.

Wirkungsquerschnitt stabilisiert, weil Störungen nicht mehr systematisch in die gleiche Richtung wirken.

Diese Definition als mittlere transversale Energie der beiden Jets ist allerdings nur für Ereignisse sinnvoll, bei denen tatsächlich zwei Jets gefunden wurden. Wegen der verwendeten Jetdefinition ist daher zusätzlich ein Schnitt auf die transversale Energie des zweiten Jets erforderlich. Dies wird hier indirekt durch den Schnitt auf das Verhältnis zwischen der Differenz und der Summe der beiden transversalen Energien erzielt. Dieser Schnitt erzwingt beispielsweise bei einer mittleren transversalen Jetenergie von 10 GeV eine Mindesttransversalenergie für den zweiten Jet von 7.5 GeV.

Einen Eindruck von der Bedeutung dieses Schnittes für die Wirkungsquerschnittsmessung vermittelt Abbildung 3.1. Sie zeigt die Verteilung der Ereignisse als Funktion des Verhältnisses aus Differenz und Summe der transversalen Jetenergien im Vergleich zwischen Daten und der verwendeten PYHIA-Monte-Carlo-Simulation. Der Schnitt bei $\frac{1}{4}$ entfernt sowohl in den Daten, als auch in der Simulation etwa 6% aller Ereignisse mit zwei Jets oberhalb von 8 GeV. Der Effekt des Schnittes ist damit relativ klein und wird vom Modell in etwa wiedergegeben.

Die Auflösung für die Messung der anderen Variablen y, $\Delta\eta$, x_γ^{Jets} und $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$ wird in Abbildung 3.2 gezeigt. Abbildung 3.2 (a) und (c) geben die Qualität der Messung von y und $\Delta\eta$ im Detektor wieder. Die Schnitte auf diese beiden Variablen werden bei der Korrektur für Detektoreffekte nicht durch eine Entfaltung, sondern nur mit Hilfe der vom Modell gegebenen Akzeptanz berücksichtigt. Abbildung 3.2 (b) und (d) zeigt, wie sich die Verteilung der wahren Größe durch einen Schnitt auf die im Detektor gemessene Größe verändert. Die relative Auflösung bei der Messung von y_{JB} beträgt durchweg etwa 20%. Bei großem y ist eine leichte systematische Verschiebung zu beobachten, so daß der Schnitt von $y_{\mathrm{JB}} < 0.8$ auf die Ereignisrate etwa den gleichen Effekt wie $y < 0.83$ hat. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird daher auf diesen Bereich korrigiert.

Der in Abbildung 3.2 (c) und (d) gezeigte Pseudorapiditätsabstand $\Delta\eta$ zwischen den Jets wird mit guter Auflösung im Detektor rekonstruiert. Der flache Untergrund von Ereignissen, bei denen nach der Detektorsimulation nicht die gleichen Jets wiedergefunden werden, liegt im Bereich unter 10%.

Schließlich ist in Abbildung 3.2 (e) und (f) die Auflösung für die Messung von x_γ^{Jets} und $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$ dargestellt. Der rekonstruierte Impulsbruchteil im Photon x_γ^{Jets} wird mit befriedigender Genauigkeit rekonstruiert, allerdings zeigt sich eine systematische Verschiebung zu größeren Werten. Die relative Auflösung für $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$ wird bei größerer transversaler Energie besser. Die begrenzte Auflösung bei der Messung dieser beiden Variablen, und auch die Tatsache, daß beide Variablen aufgrund ihrer Berechnung aus den Jetenergien korreliert sind, legt die Anwendung eines zweidimensionalen Entfaltungsverfahrens zur Korrektur der Detektorverschmierung nahe.

3.2 Messung des differentiellen Zweijet-Wirkungsquerschnitts

3.2.1 Das bayesische Entfaltungsverfahren

Das hier verwendete Entfaltungsverfahren [25] basiert auf dem Bayes-Theorem für bedingte Wahrscheinlichkeiten. Es dient zur Bestimmung der Häufigkeit des Auftretens mehrerer möglicher Ursachen C_i, mit $i = 1 \ldots n_C$, anhand von beobachteten Wirkungen E_j, mit $j = 1 \ldots n_E$. Im vorliegenden Anwendungsfall einer zweidimensionalen Entfaltung der Variablen x_γ^{Jets} und $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$ entspricht die „Ursache“ dem Auftreten eines Ereignisses in einem Bin der zu messenden Verteilung, die „Wirkung“ besteht in der Beobachtung eines Ereignisses in einem Bin der im Detektor rekonstruierten Variablen $x_\gamma^{\mathrm{Detektor}}$ und $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Detektor}})^2$.

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 zeigt. 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:

$$P(C_i|E_j) = \frac{P(E_j|C_i) \cdot P(C_i)}{\sum_{l=1}^{n_C} P(E_j|C_l) \cdot P(C_l)} \tag{3.11}$$

Dabei bezeichnet $P(C_i)$ die Anfangswahrscheinlichkeit der Ursache C_i, im vorliegenden Fall entspricht dies dem Anteil des entsprechenden Ursachen-Bins am gesamten Wirkungsquerschnitt. Das bedeutet also, daß der zu messende Wirkungsquerschnitt eigentlich für seine eigene Berechnung bereits benötigt wird. Trotzdem kann die Formel in Form eines Iterationsverfahrens sinnvoll für die Entfaltung verwendet werden. Im ersten Schritt wird eine vernünftige Annahme über die wahre Verteilung, wie etwa die des Monte-Carlo-Modells eingesetzt; bei völliger Unkenntnis der wahren Verteilung kann aber auch einfach eine flache Verteilung 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:

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

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

Die Berechnung der Kovarianzmatrix des Entfaltungsergebnisses, die die statistischen Fehler und die Korrelationen der gemessenen Wirkungsquerschnitte angibt, ist in Anhang B beschrieben.

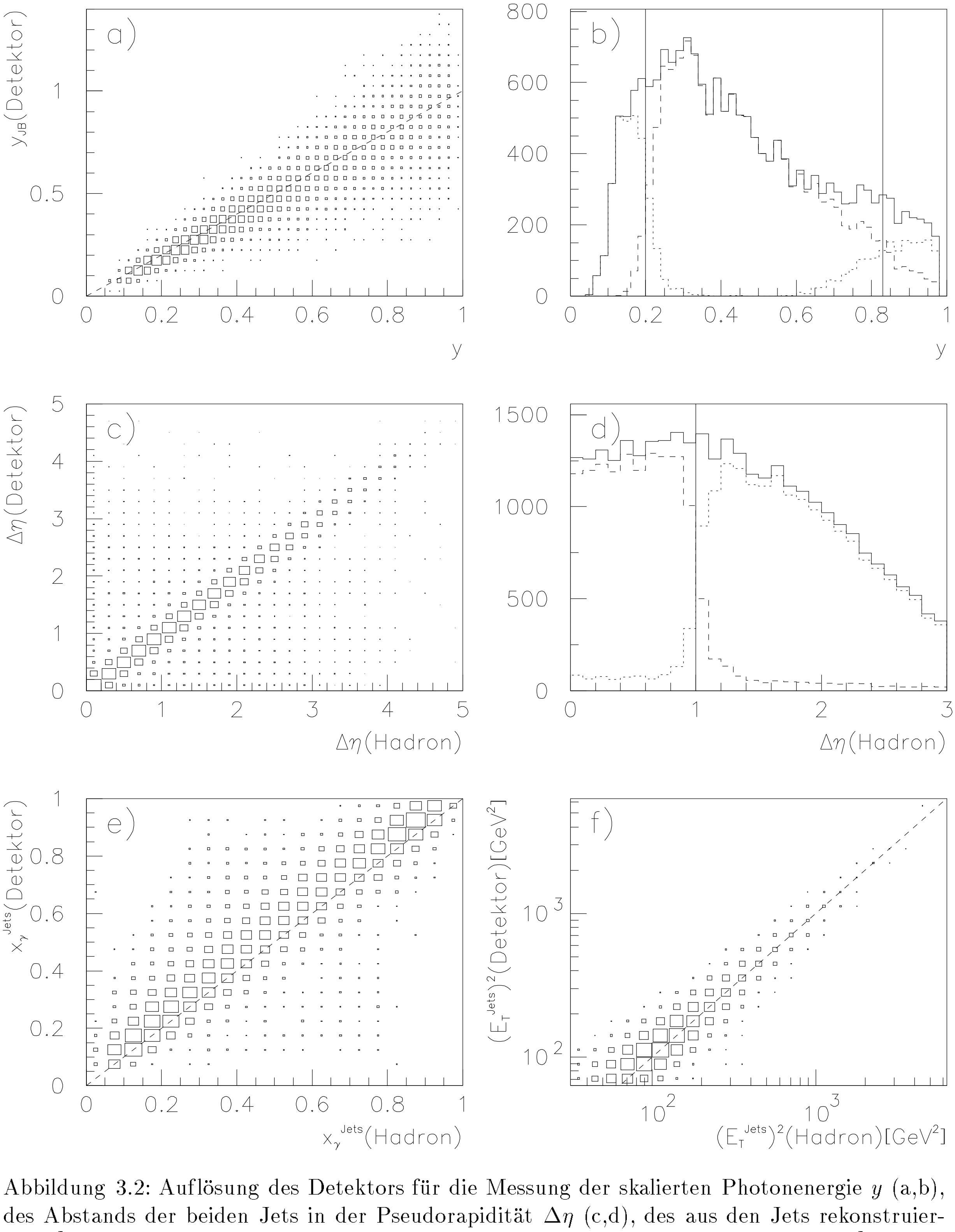

Abbildung 3.2: Auflösung des Detektors für die Messung der skalierten Photonenergie y (a,b), des Abstands der beiden Jets in der Pseudorapidität $\Delta\eta$ (c,d), des aus den Jets rekonstruierten x_γ^{Jets} (e) und des Quadrats der mittleren transversalen Energie der beiden Jets $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$ (f). Bilder (a),(c),(e) und (f) zeigen jeweils die Korrelation zwischen der im Detektor gemessenen Größe („Detektor") mit der entsprechenden auf dem Niveau der stabilen Teilchen rekonstruierten Größe („Hadron") in Monte-Carlo-Ereignissen mit voller Detektorsimulation. (b) zeigt die Verteilung der Ereigniszahlen in der Monte-Carlo-Simulation als Funktion von y (durchgezogenes Histogramm), die nach dem Schnitt auf Detektorvariablen $0.2 < y_{\mathrm{JB}} < 0.8$ verbliebenen (gestrichelt) und die durch den Schnitt entfernten Ereignisse (gepunktet). (d) zeigt die entsprechenden Verteilungen für den Schnitt auf $\Delta\eta < 1$.

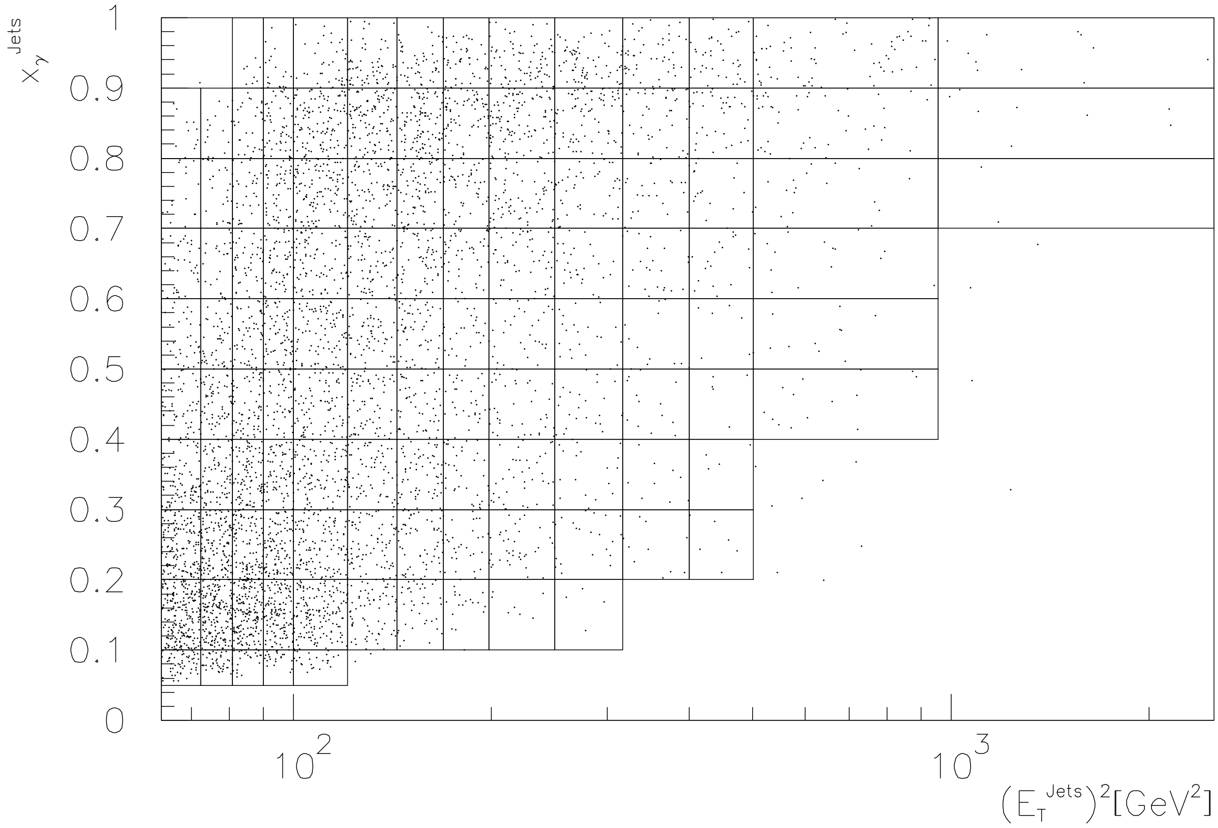

Abbildung 3.3: Verteilung der Daten-Ereignisse in der Ebene aus den im Detektor rekonstruierten Variablen $(E_{\rm T}^{\rm Jets})^2$ und $x_\gamma^{\rm Jets}$. Das Gitter deutet die Binaufteilung an, die für das Entfaltungsverfahren verwendet wird.

3.2.2 Entfaltung des Wirkungsquerschnitts auf Hadronebene

Mit den im vorigen Kapitel angegebenen Auswahlkriterien stehen für die Entfaltungsprozedur 6499 Ereignisse zur Verfügung. Deren Verteilung in den Detektor-Variablen $(E_{\rm T}^{\rm Detektor})^2$ und $x_\gamma^{\rm Detektor}$ und die für das Entfaltungsverfahren verwendete Aufteilung der Ebene in 118 Bins sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Für die entfalteten Variablen $(E_{\rm T}^{\rm Jets})^2$ und $x_\gamma^{\rm Jets}$ auf Hadronebene wurde ein etwas gröberes Gitter aus insgesamt 71 Bins gewählt. Zur Verdeutlichung der Migrationen zwischen Detektor- und Hadronvariablen ist die Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse aus sechs der 71 Bins in der zweidimensionalen Ebene der Detektorvariablen in Abbildung 3.4 dargestellt. Das gezeigte Bin in Hadronvariablen ist jeweils als Rechteck in das gleiche Koordinatensystem eingezeichnet.

Bei der Beurteilung der Migrationen ist zu beachten, daß eine systematische Verschiebung zwischen Hadron- und Detektorvariablen für das Entfaltungsverfahren kein Problem darstellt. Für die Aussagekraft des Meßergebnisses ist es entscheidend, daß die beobachteten Verteilungen im Detektor sich für verschiedene Bins der Hadronvariablen möglichst deutlich unterscheiden. Ein Maß dafür gibt die Kovarianzmatrix des Entfaltungsergebnisses. Die Größe der Bins in den entfalteten Variablen sollte so gewählt werden, daß die Korrelationen des statistischen Fehlers zwischen benachbarten Bins nicht zu groß werden. Mit der hier verwendeten Aufteilung der Bins, die vollständig in Abbildung 3.5 zu sehen ist, beträgt die relative Korrelation zwischen benachbarten Bins meist etwa 50%.

Die zuletzt erwähnte Abbildung 3.5 zeigt das Ergebnis des Entfaltungsverfahrens als zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma(ep \to 2{\rm Jets})/dx_\gamma^{\rm Jets} d\log(E_{\rm T}^{\rm Jets})^2$ mit statistischen Fehlern. Hier wurden drei Iterationsschritte des beschriebenen bayesischen Entfaltungsverfah-

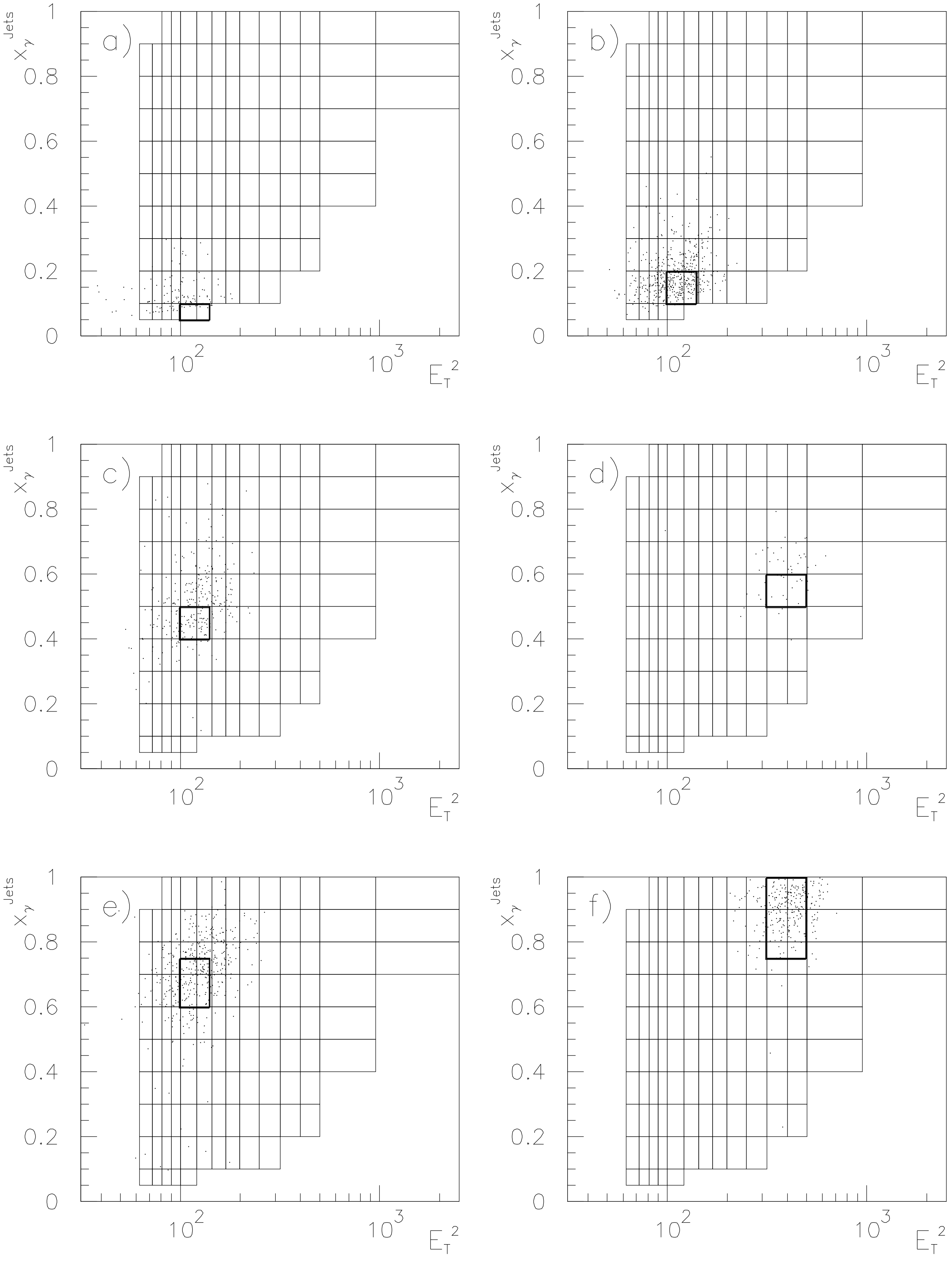

Abbildung 3.4: Migration der Ereignisse in zwei Dimensionen für sechs beispielhaft ausgewählte Bins in der $((E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2, x_\gamma^{\mathrm{Jets}})$-Ebene. Es sind simulierte Monte-Carlo-Ereignisse in Detektorvariablen gezeigt, wobei jedes Bild nur Ereignisse aus je einem Bin in den entsprechenden Variablen auf Teilchenniveau enthält. Die Grenzen des jeweiligen Bins in Teilchenniveau-Variablen sind als fett umrandetes Rechteck eingezeichnet.

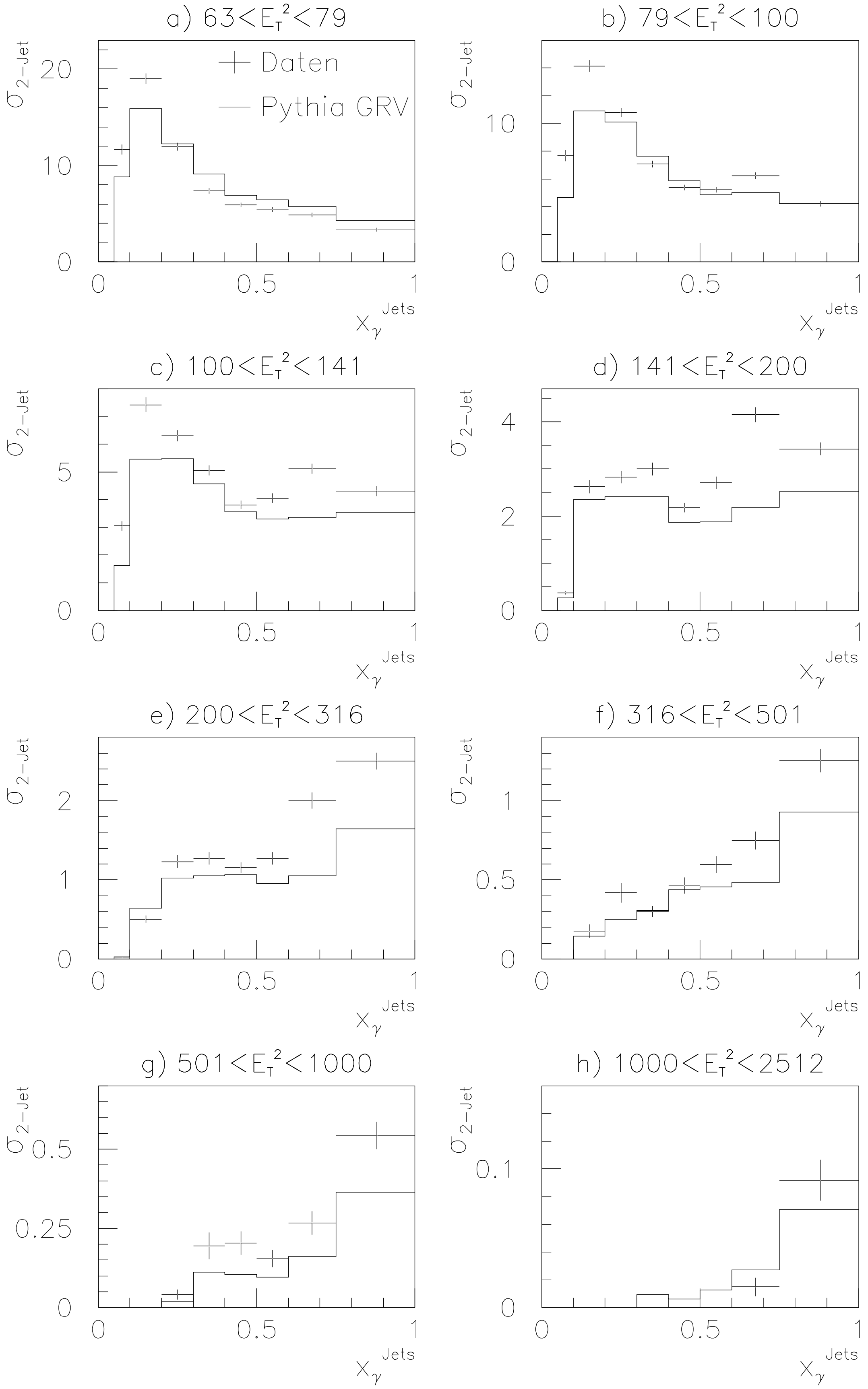

Abbildung 3.5: Ergebnis der Entfaltung, dargestellt als differentieller Zweijet-Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx_\gamma d\log E_T^2)$ in Nanobarn. Die Kreuze zeigen das Entfaltungsergebnis mit den statistischen Fehlern, das durchgezogene Histogramm ist der Wirkungsquerschnitt der PYTHIA-Simulation mit GRV-Photonstruktur.

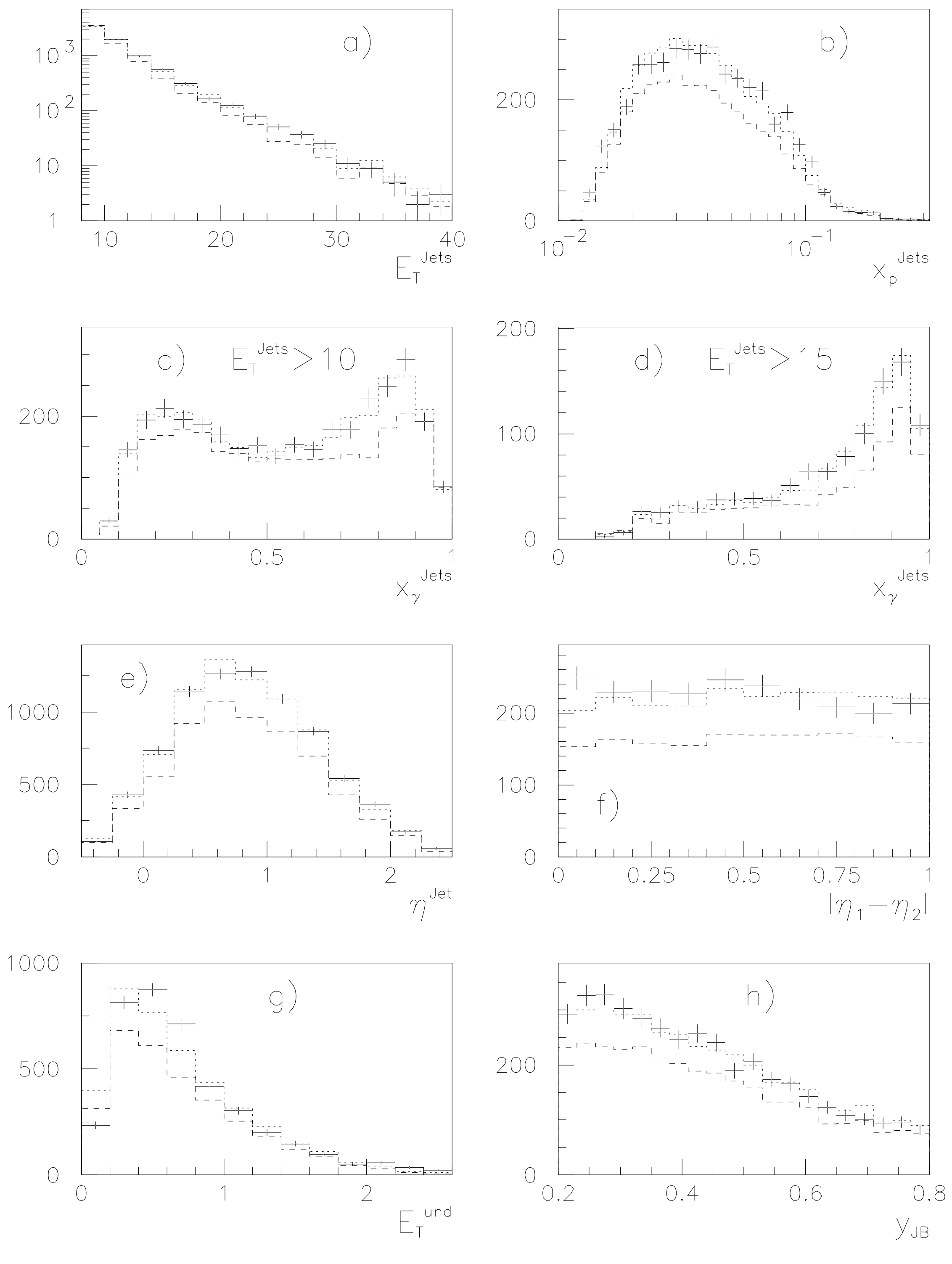

Abbildung 3.6: Kontrollverteilungen zum Entfaltungsverfahren. Jede der Grafiken zeigt die unkorrigierte Verteilung der Ereignisse im Detektor als Kreuze mit statistischen Fehlerbalken, die entsprechende Verteilung der simulierten MC-Ereignisse als gestricheltes Histogramm und die Verteilung der entsprechend des Entfaltungsergebnisses umgewichteten MC-Ereignisse als gepunktetes Histogramm. Die dargestellten Größen sind die mittlere transversale Energie der beiden Jets $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ (a), der aus den Jets rekonstruierte Impulsbruchteil im Proton x_p^{Jets} (b), das rekonstruierte x_γ^{Jets} in zwei $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$-Bereichen (c,d), die Pseudorapiditäten der Jets η^{Jet} (e) und der Abstand der beiden Jets in der Pseudorapidät $|\eta_1 - \eta_2|$ (f), die transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Vorwärtsbereich des Detektors $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{und}}$ (g) und das rekonstruierte y_{JB} (h).

rens mit Hilfe des von G. D'Agostini [25] freundlicherweise zur Verfügung gestellten Programmes durchgeführt. Als Anfangsverteilung wurde die Verteilung der Ereignisse im PYTHIA-Modell eingesetzt, die in Abbildung 3.5 als Histogramm eingezeichnet ist. Für die Entfaltung wurden die simulierten Ereignisse den gleichen Schnitten unterworfen wie die Daten. Für die Ineffizienz der Trigger, die in der Simulation nicht berücksichtigt ist, wurde durch Gewichtung der Daten-Ereignisse vor der Entfaltung korrigiert.

Es ist hier zu beachten, daß die Bins am Rande der Akzeptanz, vor allem in der Nähe des unteren Schnitts auf die transversale Energie der Jets, zum großen Teil von Ereignissen bestimmt werden, die außerhalb der Akzeptanz liegen. Diese Bins müssen im Entfaltungsverfahren als mögliche Ursachen berücksichtigt werden, um Migrationen über die Akzeptanzgrenzen hinweg Rechnung zu tragen, das Ergebnis sollte hier aber nicht als eigenständige Messung verstanden werden. Dies gilt vor allem für die Verteilungen in Abbildung 3.5 (a) und (b). Die Bins bei kleinem x_γ^{Jets} in Abbildung 3.5 (f), (g) und (h) basieren auf sehr wenigen Ereignissen sowohl in den Daten, als auch in der Monte-Carlo-Simulation und werden daher ebenfalls für das Endergebnis nicht berücksichtigt.

Eine Möglichkeit, den Erfolg des Entfaltungsverfahrens zu überprüfen, besteht in den in Abbildung 3.6 gezeigten Kontrollverteilungen. Wenn das Ergebnis der Entfaltung sinnvoll ist, dann sollten die Ereignisse der Monte-Carlo-Simulation nach entsprechender Umgewichtung die Verteilung der Daten in den Detektorvariablen beschreiben. Der Umgewichtungsfaktor ergibt sich für jedes Bin der Hadronvariablen aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der entfalteten Daten und der Monte-Carlo-Simulation aus Abbildung 3.5. In Abbildung 3.6 sind acht verschiedene Verteilungen der Ereignisse in Detektorvariablen zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation verglichen. Das gepunktete Histogramm gibt jeweils die Verteilung der umgewichteten Monte-Carlo-Ereignisse an, die diejenige der Daten wiedergeben sollte.

Die in Abbildung 3.6 (g) mit $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{und}}$ bezeichnete Größe ist die transversale Energiedichte außerhalb der Jets im zentralen Pseudorapiditätsbereich im Schwerpunktsystem des Photon-Proton-Systems. Die zentrale Pseudorapidität im Schwerpunktsystem $\eta^\star$ wurde wie folgt aus y_{JB} berechnet:

$$\eta^\star = \frac{1}{2} \ln \frac{E_p}{y_{\mathrm{JB}} E_e} \tag{3.12}$$

Zur Berechnung von $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{und}}$ wird der transversale Energiefluß in einem Pseudorapiditätsbereich von $\eta^\star \pm 0.8$ 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 der Jets wurde in [12] und [13] zur Beurteilung der Auswirkungen von mehrfachen Parton-Parton-Wechselwirkungen herangezogen.

3.2.3 Systematische Unsicherheiten

Die wichtigsten Quellen systematischer Unsicherheiten liegen im Verfahren zur Korrektur des Wirkungsquerschnitts auf Hadronniveau durch die Entfaltung, in der Energiekalibration des Detektors und in der Bestimmung der Triggereffizienzen.

Um das Ausmaß der systematischen Änderung des Entfaltungsergebnisses mit einer Variation des Verfahrens zu verdeutlichen, dient Abbildung 3.7. Sie zeigt das Ergebnis, das sich nach drei Iterationsschritten ergibt, im Vergleich zu den Ergebnissen nach einem und nach vier Schritten. Das gepunktete Histogramm zeigt das Ergebnis, das sich durch eine binweise Korrektur der Daten ohne Entfaltung ergeben würde. Bei der binweisen Korrektur werden die auf Detektorniveau gemessenen Variablen direkt mit den Hadronvariablen identifiziert und in dieselben Bins aufgeteilt. In jedem Bin wird dann aus dem Verhältnis der Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach Detektorsimulation ein Korrekturfaktor gebildet, der direkt zur Berechnung der korrigierten Rate auf die Zahl der Daten-Ereignisse angewandt wird. Dieses Verfahren ist anwendbar,

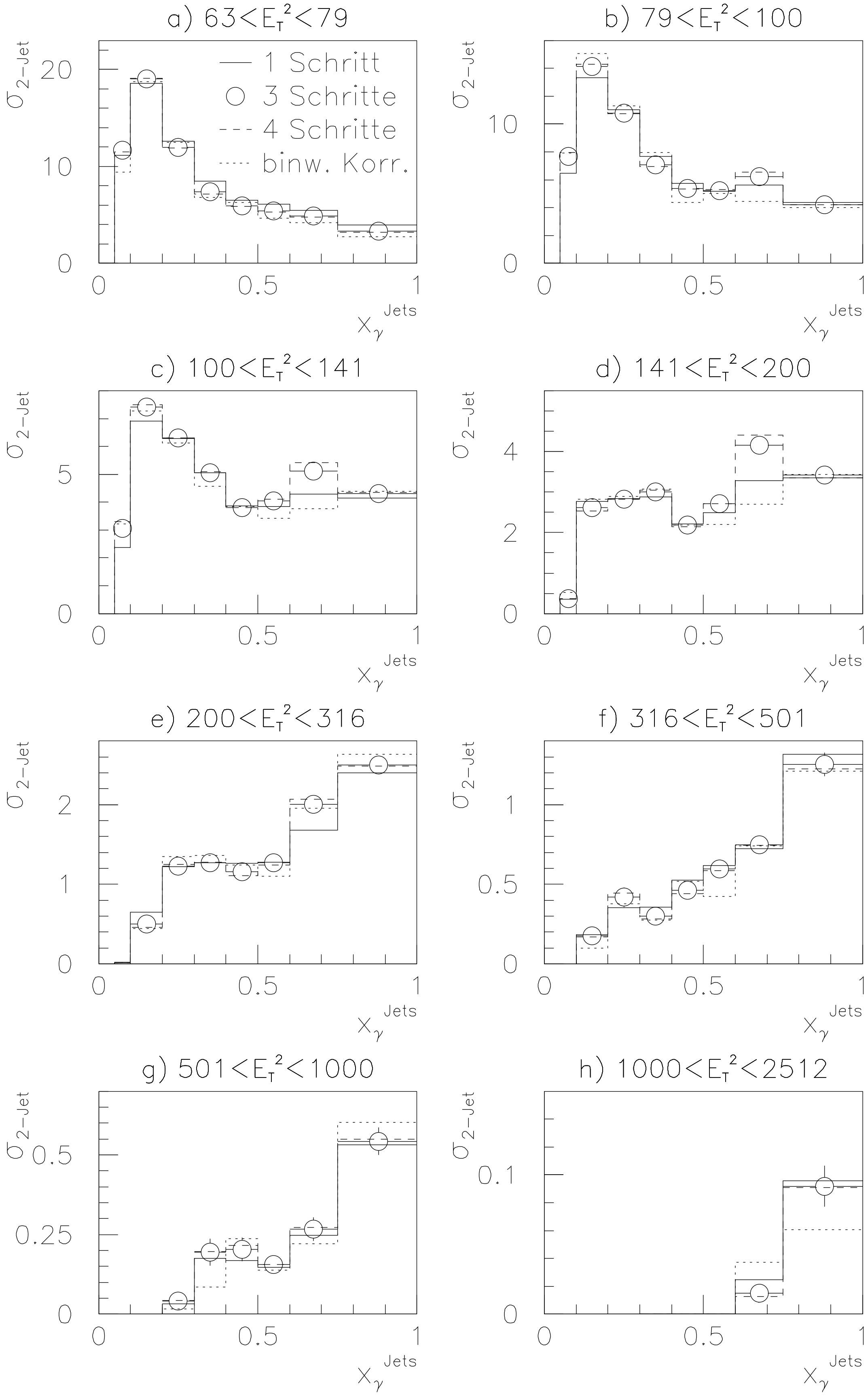

Abbildung 3.7: Stabilität des Entfaltungsverfahrens. Die Punkte mit statistischen Fehlerbalken zeigen den Wirkungsquerschnitt nach drei Iterationsschritten aus Abbildung 3.5, die durchgezogenen und gestrichelten Histogramme sind die Ergebnisse nach einer bzw. vier Iterationen. Zum Vergleich ist auch das Ergebnis einer binweisen Korrektur des Wirkungsquerschnitts als gepunktetes Histgramm gezeigt.

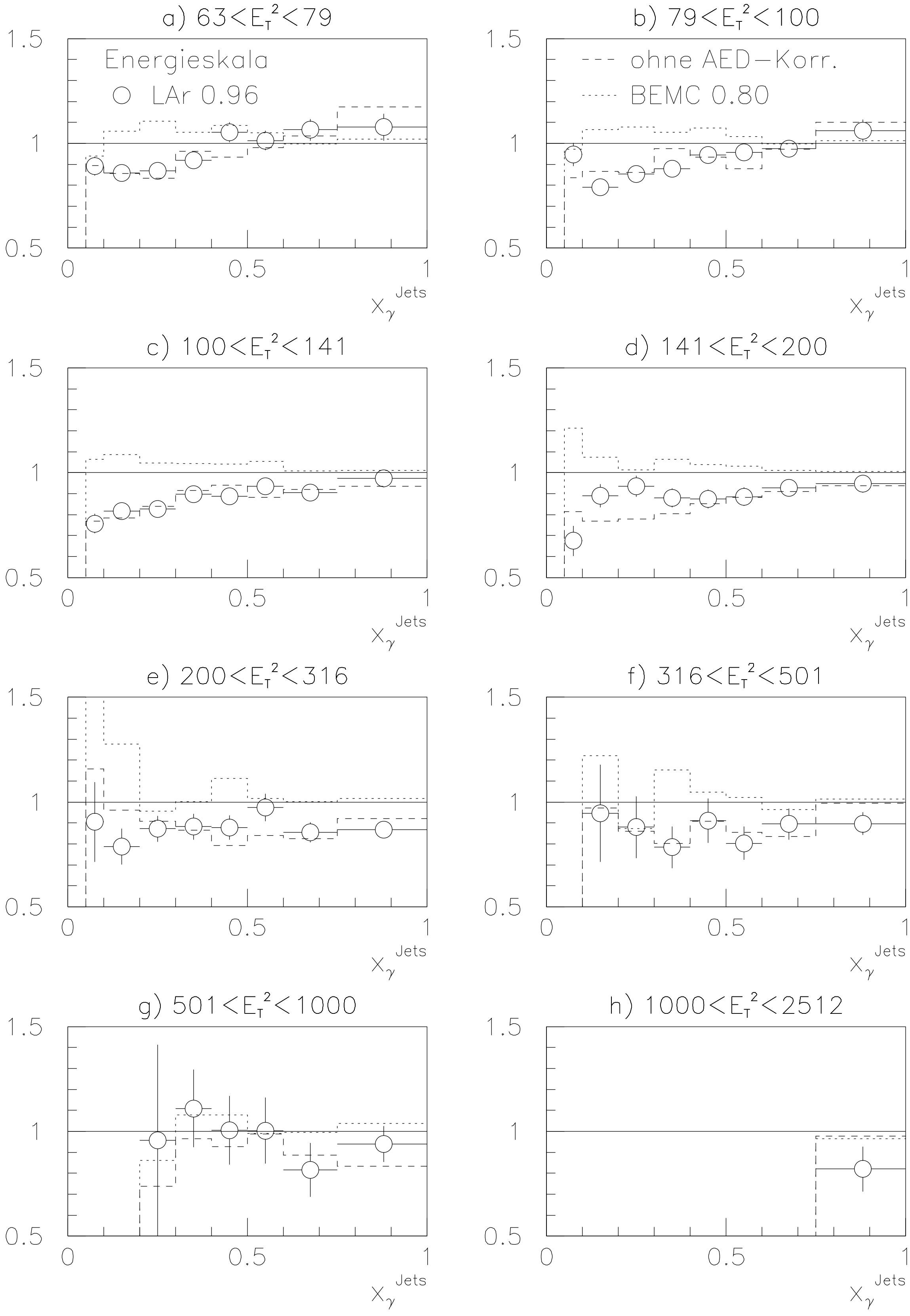

Abbildung 3.8: Einfluß der Eichung des Kalorimeters für die hadronische Energiemessung. Es ist der entfaltete Wirkungsquerschnitt relativ zu dem Ergebnis aus Abbildung 3.5 bei einer 4%igen Verringerung der Energieskala des Flüssigargonkalorimeters (Punkte mit statistischen Fehlern), einer 20%igen Verringerung der Skala des Rückwärtskalorimeters BEMC (gepunktetes Histogramm) und bei Weglassen der erhöhten Korrektur für totes Material (AED-Korrektur, gestricheltes Histogramm) gezeigt.

wenn die Migrationen klein sind, so daß jedes Bin in Detektorvariablen tatsächlich von Ereignissen aus dem entsprechenden Hadron-Bin dominiert wird. Wie in Abbildung 3.4 gezeigt wurde, ist diese Bedingung im vorliegenden Fall nicht überall erfüllt. Dennoch zeigt auch die binweise Korrektur in Abbildung 3.7 in den meisten Bereichen eine relativ gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Entfaltung. Dies ist dann zu erwarten, wenn die Form der Verteilung vom Modell bereits gut beschrieben wird, und die Korrektur nur im wesentlichen eine Änderung der globalen Normierung ergibt. In den Bereichen, in denen die Form der Verteilung im Modell nicht mit den Daten übereinstimmt, ist die Abweichung zur Entfaltung dagegen relativ groß. Besonders deutlich wird das im Bereich großer x_γ^{Jets} in Abbildung 3.7 (c) und (d). Hier fällt der differentielle Wirkungsquerschnitt in den Daten vom zweithöchsten zum höchsten x_γ^{Jets}-Bin ab, während er im Monte-Carlo-Modell ansteigt. Da gleichzeitig die Migrationen zwischen beiden Bins relativ groß sind, trifft die binweise Korrektur, bei der diese Migrationen vernachlässigt werden, hier nicht das richtige Ergebnis. Als Kriterium für die Richtigkeit des Entfaltungsergebnisses muß die Kontrollverteilung in Abbildung 3.6 (c) herangezogen werden.

Im Bereich großer x_γ^{Jets} in Abbildung 3.7 (c) und (d) werden auch im Entfaltungsverfahren die meisten Iterationsschritte benötigt. Es wird deutlich, daß nahezu überall der erste Entfaltungsschritt bereits sehr dicht am Endergebnis liegt; nur dort, wo die Form der Verteilungen in Daten und Modell stark voneinander abweicht, werden zwei oder drei Schritte benötigt. Der Grund für die Beschränkung des Verfahrens auf wenige Schritte liegt in der Tendenz der Verstärkung statistischer Fluktuationen nach vielen Iterationsschritten [25]. Dies betrifft vor allem die Bereiche mit niedrigen Ereigniszahlen, im vorliegenden Fall ist das der Bereich großer transversaler Energien. Als Maß für die systematische Unsicherheit aufgrund der willkürlichen Festlegung auf drei Iterationsschritte kann die Änderung des Ergebnisses nach einem weiteren Schritt betrachtet werden. Diese liegt hier durchweg unter 10%.

Die größte Unsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnitts wird durch eine mögliche Ungenauigkeit der Kalibration des Detektors für die hadronische Energiemessung verursacht. Abbildung 3.8 zeigt hierzu den relativen Effekt einer 4%igen Variation der Eichung des Flüssigargonkalorimeters auf die Messung. Zur Bestimmung dieses Effektes wurde die Kalibration des Kalorimeters um 4% verringert, dann wurde die Selektion der Ereignisse und die Entfaltung auf dieser Grundlage wiederholt. Die Unsicherheit von 4% entspricht der Genauigkeit, mit der die Kalibration des Kalorimeters durch Studien des Transversalimpulsgleichgewichts zwischen gestreutem Elektron und hadronischem Endzustand in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bisher überprüft werden konnte [26]. Zum Ausgleich einer leichten Abweichung der Kalibration zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulationen, die bei diesen Studien festgestellt wurde, wird die Anwendung einer erhöhten Korrektur für totes Material nur für die Ereignisse der Daten empfohlen [26]. Diese hier kurz AED-Korrektur (für „liquid Argon Enhanced Dead material correction“) genannte Korrektur wird auch für die vorliegende Analyse angewandt. In Abbildung 3.8 ist auch der Einfluß dieser Korrektur auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt dargestellt. Das gestrichelte Histogramm zeigt jeweils das Ergebnis, das sich ohne besagte Korrektur ergeben würde. Die AED-Korrektur hat offenbar in den meisten Bereichen einen Effekt, der einer 4%igen Änderung der Energieskala des Kalorimeters entspricht. Diese Beobachtung deckt sich mit den Erfahrungen aus [26].

Die Variation des Wirkungsquerschnitts, die mit einer Änderung der Kalibration des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters BEMC um 20% verbunden ist, ist zusätzlich als gepunktetes Histogramm angedeutet. Es fällt auf, daß die Effekte der Änderung der Kalibration von BEMC und Flüssigargonkalorimeter auf das Ergebnis meist unterschiedliches Vorzeichen haben. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Jets durchweg im Bereich des Flüssigargonkalorimeters rekonstruiert werden, daher führt eine niedrigere Kalibration des Kalorimeters zur Abnahme der Rate von Jet-Ereignissen. Die Kalibration des BEMC wirkt auf das Ergebnis über den Schnitt auf $y_{\mathrm{JB}} < 0.8$, hier bedeutet eine niedrigere Energieskala aber effektiv eine Lockerung dieses

Schnitts, so daß der ermittelte Wirkungsquerschnitt ansteigt.

Die Streubreite der verschiedenen in Abbildung 3.8 dargestellten Ergebnisse muß als systematischer Fehler betrachtet werden. Dieser Fehler liegt im Bereich zwischen 10% und 30%, wobei die Unsicherheit bei kleinem x_γ^{Jets} am größten ist. Letzteres ist darauf zurückzuführen, daß dort das Energiespektrum der Jets am steilsten und der Beitrag des rückwärtigen BEMC zur y_{JB}-Rekonstruktion am größten ist.

Die Triggereffizienz für Zweijet-Ereignisse ohne Signal im Kleinwinkel-Elektrondetektor wurde im vorigen Kapitel bestimmt und parametrisiert. Als Abschätzung des durch deren ungenaue Kenntnis verursachten Fehlers wird hier eine Unsicherheit in halber Höhe der jeweiligen Ineffizienz angenommen. Bei einer Effizienz, die durchweg größer als 80% ist, ergibt das einen Fehler von höchstens 10% im Bereich großer x_γ^{Jets} bei kleiner transversaler Energie. Ein Mindestfehler von 5% für eine mögliche Ineffizienz des Driftkammertriggers und der L4-L5-Selektion wurde für alle Bereiche angenommen, da eine solche Ineffizienz mit dem zur Effizienzbestimmung herangezogenen Vergleichstrigger nicht festgestellt werden könnte.

Der Fehler, der durch die Ungenauigkeit der Luminositätsmessung verursacht wird, wird in [27] mit 1.5% angegeben; er ist gegenüber den anderen oben erwähnten Unsicherheiten vernachlässigbar. Das gleiche gilt für die möglichen Untergrundbeiträge in Höhe von je 1% aus tiefinelastischer Streuung und Proton-Gas oder Proton-Wand-Streuung.

3.3 Der differentielle Zweijet-Wirkungsquerschnitt

Das Endergebnis des gemessenen doppelt differentiellen Zweijet-Wirkungsquerschnitts ist in den Abbildungen 3.9 und 3.10 sowie in Tabelle 3.1 dargestellt. Der gemessene Wirkungsquerschnitt gilt für Elektron-Proton-Streuereignisse mit zwei Jets, die mit Hilfe des QJCONE-Algorithmus in einem Kegel mit dem Radius 0.7 auf der Ebene der stabilen Teilchen gefunden wurden. Er wird durch die Schnitte 3.6 bis 3.10 eingeschränkt und ist differentiell nach dem aus den beiden Jets mit der höchsten transversalen Energie nach Gleichung 3.2 rekonstruierten Impulsbruchteil im Photon und dem dekadischen Logarithmus aus dem Quadrat der mittleren transversalen Energie der beiden Jets dargestellt:

$$\frac{d^2\sigma(ep \to 2\mathrm{Jets} + X)}{dx_\gamma^{\mathrm{Jets}} d\log_{10}\left[(\frac{1}{2}(E_{\mathrm{T1}} + E_{\mathrm{T2}}))^2/\mathrm{GeV}^2\right]}$$

In den Abbildungen ist jeweils der statistische Fehler durch die inneren Fehlerbalken angedeutet, die vollen Fehlerbalken stehen für die quadratische Summe aus statistischen und allen systematischen Fehlern. In Tabelle 3.1 sind die Fehlerbeiträge einzeln aufgeführt, bei den systematischen Fehlern ist der durch die Unsicherheit in der Energiekalibration der Kalorimeter verursachte Fehlerbeitrag separat angegeben. Dieser Beitrag liefert meist den größten Anteil zum Gesamtfehler.

In Tabelle 3.1 sind unten zusätzlich die relativen Korrelationen der statistischen Fehler für die Paare von Bins mit einer Korrelation über 30% angegeben. Die zur Identifizierung verwendeten Bin-Nummern sind die in der ersten Spalte der Wirkungsquerschnittstabelle angegebenen Zahlen. Die relative Korrelation ergibt sich aus der Kovarianzmatrix im Entfaltungsverfahren. Bezeichnet $\mathrm{Cov}(\sigma_i, \sigma_j)$ die Kovarianz der beiden in den Bins i und j gemessenen Wirkungsquerschnitte, dann entspricht die angegebene relative Korrelation der Größe $\mathrm{Cov}(\sigma_i, \sigma_j)/\sqrt{\mathrm{Cov}(\sigma_i, \sigma_i)\mathrm{Cov}(\sigma_j, \sigma_j)}$. Die im Bild und in der Tabelle angegebenen statistischen Fehler entsprechen der Wurzel aus der entsprechenden Varianz, dem Diagonalelement der Kovarianzmatrix. Die relative Größe der Nichtdiagonalelemente ergibt die Korrelation, die Auskunft darüber gibt, inwieweit zwei der angegebenen Meßwerte auf denselben im Detektor beobachteten Ereignissen beruhen.

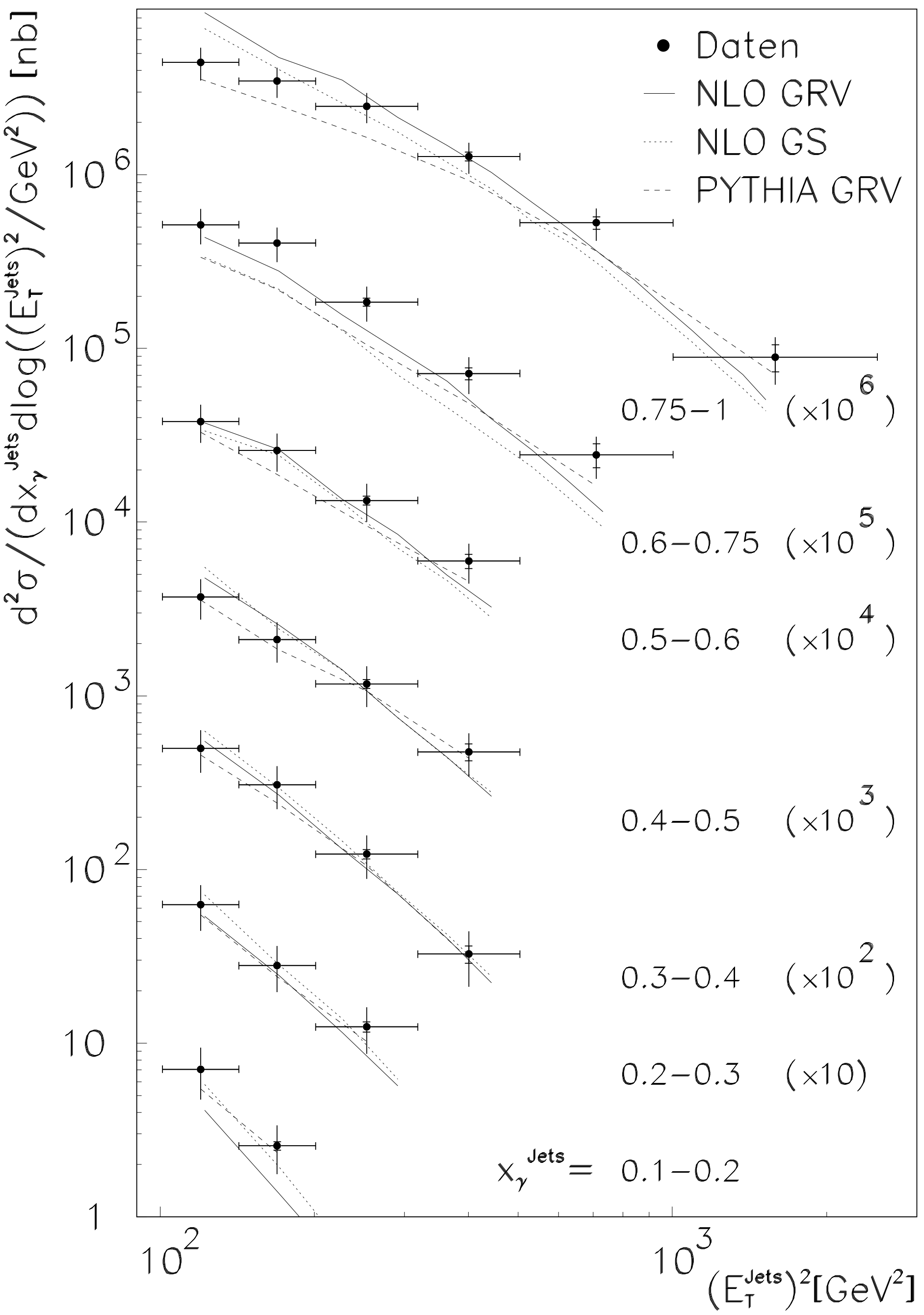

Abbildung 3.9: Doppelt differentieller Zweijet-Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma(ep \rightarrow 2\,\mathrm{Jets} + X)/(dx_\gamma^{\mathrm{Jets}} d\log(E_{\mathrm{T}}^2/(1\,\mathrm{GeV})^2)$. Der Wirkungsquerschnitt gilt für Ereignisse in der Elektron-Proton-Streuung bei $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$, $0.2 < y < 0.83$, bei denen für die beiden durch einen Kegel-Algorithmus mit $R = 0.7$ auf dem Niveau der stabilen Teilchen definierten Jets mit der höchsten transversalen Energie mit Pseudorapiditäten η_1 und η_2 und transversalen Energien E_{T1} und E_{T2} gilt: $0 < (\eta_1 + \eta_2)/2 < 2$, $|\eta_1 - \eta_2| < 1$ und $|E_{\mathrm{T1}} - E_{\mathrm{T2}}|/(E_{\mathrm{T1}} + E_{\mathrm{T2}}) < 1/4$. Der Wirkungsquerschnitt ist als Funktion des aus den Jets rekonstruierten x_γ^{Jets} und der mittleren transversalen Energie der beiden Jets $E_{\mathrm{T}} = (E_{\mathrm{T1}} + E_{\mathrm{T2}})/2$ gezeigt. Die gezeigten Modellkurven sind die Monte-Carlo-Simulation des PYTHIA-Generators mit GRV-LO Photonstruktur (gestrichelt), sowie analytische Rechnungen in nächstführender Ordnung der QCD unter Verwendung der GRV-HO- (durchgezogen) und GS96- (gepunktet) -Parametrisierungen der Photonstruktur.

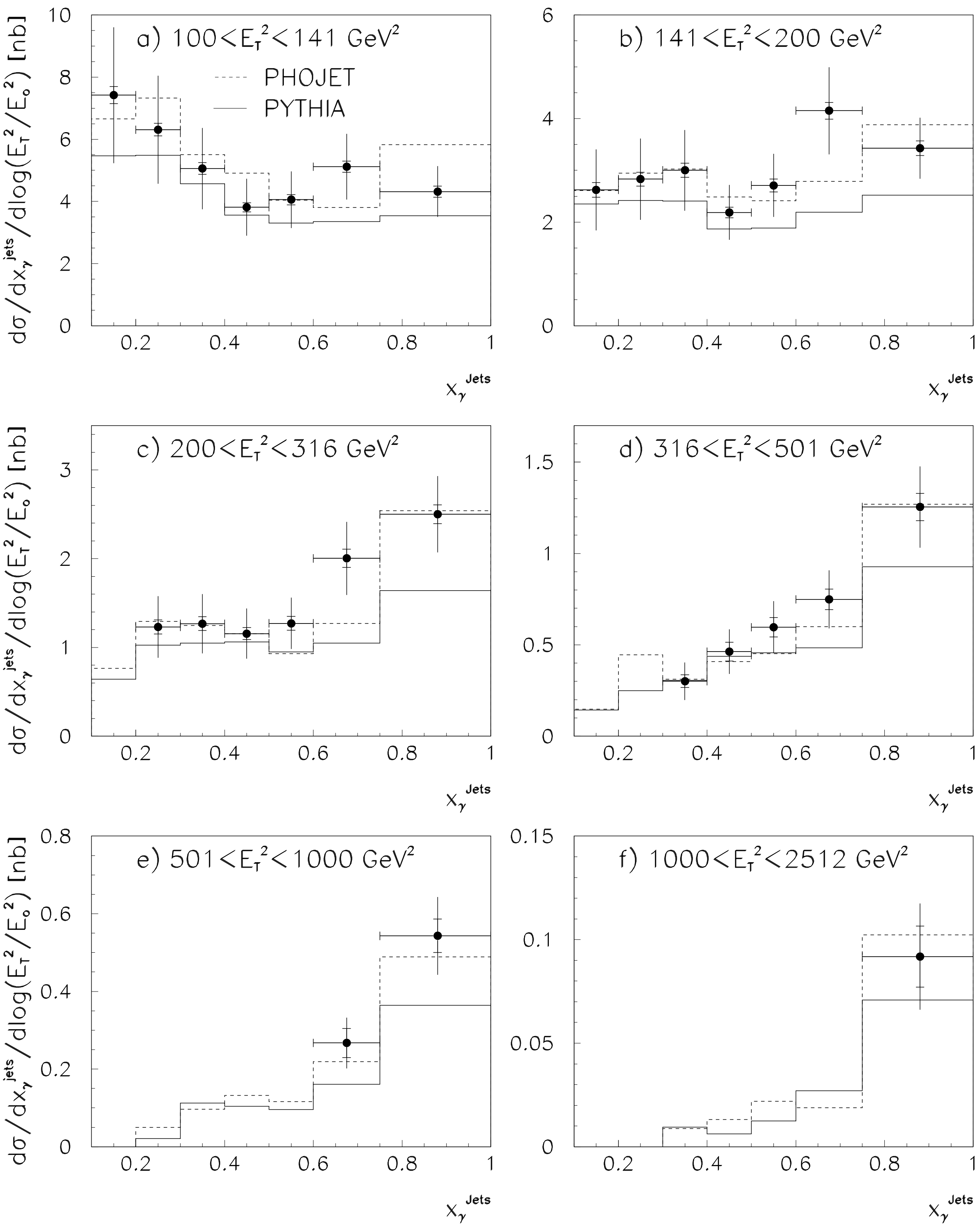

Abbildung 3.10: Doppelt differentieller Zweijet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_γ^{Jets} in sechs Bins von $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$. Die Datenpunkte mit statistischem Fehler (innere Fehlerbalken) und der quadratischen Summe aus statistischem und systematischem Fehler (gesamte Fehlerbalken) sind mit den Monte-Carlo-Modellen der Generatoren PYTHIA (durchgezogenes Histogramm) und PHOJET (gestricheltes Histogramm) verglichen. Die Definition des Wirkungsquerschnitts entspricht derjenigen aus Abbildung 3.9.

Bin Nr.	$x_\gamma^{\rm Jets}$ min	$x_\gamma^{\rm Jets}$ max	$\log(E_{\rm T}^{\rm Jets}/{\rm GeV})^2$ min	$\log(E_{\rm T}^{\rm Jets}/{\rm GeV})^2$ max	Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma^{2-\rm Jet}}{dx_\gamma^{\rm Jets}d\log(E_{\rm T}^{\rm Jets})^2}$ [nb]	Fehler stat.	Fehler systematisch E-Skala	Fehler systematisch sonstige	Fehler gesamt
1	0.10	0.20	2.00	2.15	7.42	0.27	2.00	0.83	2.19
2			2.15	2.30	2.62	0.14	0.71	0.29	0.78
3	0.20	0.30	2.00	2.15	6.31	0.20	1.58	0.71	1.74
4			2.15	2.30	2.83	0.13	0.71	0.32	0.79
5			2.30	2.50	1.23	0.08	0.31	0.14	0.35
6	0.30	0.40	2.00	2.15	5.06	0.19	1.16	0.57	1.31
7			2.15	2.30	3.00	0.14	0.69	0.34	0.78
8			2.30	2.50	1.27	0.08	0.29	0.14	0.33
9			2.50	2.70	0.30	0.03	0.09	0.03	0.10
10	0.40	0.50	2.00	2.15	3.81	0.15	0.80	0.43	0.92
11			2.15	2.30	2.19	0.10	0.46	0.24	0.53
12			2.30	2.50	1.16	0.07	0.24	0.13	0.28
13			2.50	2.70	0.46	0.05	0.10	0.05	0.12
14	0.50	0.60	2.00	2.15	4.05	0.16	0.77	0.45	0.91
15			2.15	2.30	2.71	0.13	0.51	0.30	0.61
16			2.30	2.50	1.27	0.08	0.24	0.14	0.29
17			2.50	2.70	0.60	0.05	0.11	0.07	0.14
18	0.60	0.75	2.00	2.15	5.11	0.18	0.84	0.61	1.06
19			2.15	2.30	4.15	0.16	0.69	0.46	0.84
20			2.30	2.50	2.00	0.10	0.33	0.22	0.41
21			2.50	2.70	0.75	0.06	0.12	0.08	0.16
22			2.70	3.00	0.27	0.04	0.04	0.03	0.07
23	0.75	1.00	2.00	2.15	4.32	0.18	0.54	0.59	0.82
24			2.15	2.30	3.43	0.14	0.42	0.38	0.59
25			2.30	2.50	2.50	0.11	0.31	0.28	0.43
26			2.50	2.70	1.25	0.07	0.16	0.14	0.22
27			2.70	3.00	0.54	0.04	0.07	0.06	0.10
28			3.00	3.40	0.09	0.02	0.02	0.01	0.03

Bins Nr.		relative Korrelation
1	2	0.60
1	3	0.46
1	4	0.31
2	4	0.52
2	5	0.31
3	4	0.64
3	6	0.53
3	7	0.43
4	5	0.46
4	7	0.47
5	8	0.47
6	7	0.53
6	10	0.52
6	11	0.45
7	8	0.45
7	11	0.56
7	12	0.50
8	9	0.45
8	12	0.55
9	13	0.34
10	11	0.57
10	14	0.58
10	15	0.44
11	12	0.52
11	15	0.62
11	16	0.42
12	13	0.32
12	16	0.62
13	17	0.54
14	15	0.56
14	18	0.50
14	19	0.38
15	16	0.36
15	19	0.54
16	20	0.40
17	21	0.52
18	19	0.58
18	23	0.33
19	20	0.40
19	24	0.31
20	21	0.32
23	24	0.56
24	25	0.48
25	26	0.37
26	27	0.35
27	28	0.38

Tabelle 3.1: Zahlenwerte für den differentiellen Zweijet-Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 3.9. Für jeden der 28 Meßpunkte sind die Grenzen des Bins in der Ebene aus $x_\gamma^{\rm Jets}$ und $\log(E_{\rm T}^{\rm Jets})^2$ und der differentielle Wirkungsquerschnitt mit statistischen (stat.) und systematischen Fehlern angegeben. Der systematische Fehler, der mit der Unsicherheit der Energieskala von BEMC und Flüssigargonkalorimeter verbunden ist, ist separat angegeben. Der angegebene Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition der statistischen und systematischen Fehler. In der unteren Tabelle ist die relative Korrelation des statistischen Fehlers für alle Binpaare aufgeführt, bei denen sie 30% übersteigt.

Durch die angebrachten Schnitte ist sichergestellt, daß der Wirkungsquerschnitt sich nur über einen kinematischen Bereich erstreckt, der vollständig innerhalb der Akzeptanz des Detektors liegt, und in dem die Rekonstruktion der Jetenergien mit guter Auflösung möglich ist. Aufgrund der Definition auf dem Niveau stabiler Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt weitgehend modellunabhängig. Er kann sowohl mit Monte-Carlo-Modellen auf Teilchenniveau, als auch mit analytischen Rechnungen verglichen werden. In den Abbildungen 3.9 und 3.10 ist der Vergleich mit zwei Monte-Carlo-Simulationen gezeigt, die auf QCD-Modellen in führender Ordnung basieren. Dabei handelt es sich um die Simulationen der Generatoren PYTHIA 5.7 und PHOJET 1.06. Für beide Modelle wurden die GRV-Parametrisierungen führender Ordnung für die Partonverteilungen in Proton und Photon verwendet.

Ein volles Monte-Carlo-Modell für höhere Ordnungen steht derzeit leider nicht zur Verfügung. In Abbildung 3.9 ist daher ersatzweise das Ergebnis einer analytischen Berechnung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts in nächstführender Ordnung der QCD gezeigt, die von M. Klasen [28] freundlicherweise für den Vergleich mit dieser Analyse durchgeführt wurde. Bei diesem Vergleich ist allerdings zu berücksichtigen, daß in der Rechnung Jets aus dem Endzustand aus drei Partonen gebildet wurden. Die Rechnung berücksichtigt weder die Fragmentation der Partonen, noch Effekte aus mehrfachen Parton-Parton-Wechselwirkungen. Vor allem der letztere Effekt erhöht bei kleinem $x_\gamma^{\rm Jets}$ und gleichzeitig kleinem $E_{\rm T}^{\rm Jets}$ den Jet-Wirkungsquerschnitt. Bei mittlerem und großem $x_\gamma^{\rm Jets}$ und bei großem $E_{\rm T}^{\rm Jets}$ sind diese Effekte jedoch klein, sie liegen in der Größenordnung von 10%. Die analytische Rechnung ist für zwei verschiedene Parametrisierungen der Partondichte im Photon gezeigt, GRV-HO [29] und GS-96 [30].

Alle vier gezeigten Modelle geben eine insgesamt befriedigende Beschreibung der Daten, vor allem bei großem $x_\gamma^{\rm Jets}$ und auch bei sehr kleinem $x_\gamma^{\rm Jets}$ sind jedoch noch Abweichungen zu beobachten. In diesen Bereichen ist der Beitrag der Prozesse des aufgelösten Photons durch die bisherigen F_2^γ-Messungen nur ungenau festgelegt. Die beiden GRV-Parametrisierungen und auch die GS-96-Parametrisierung der Photonstruktur geben alle eine gute Beschreibung bisheriger Messungen an e^+e^--Experimenten. Die hier zu beobachtenden Abweichungen von den Modellvorhersagen demonstrieren, daß die Photoproduktion von Jetereignissen dazu beitragen kann, die Partonverteilungen im Photon genauer festzulegen.

Eine Interpretation des hier gezeigten Wirkungsquerschnitts im Rahmen der QCD-Modelle in führender Ordnung ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

Kapitel 4

Messung der effektiven Partondichte im Photon

4.1 Der effektive Subprozeß

Zum Wirkungsquerschnitt für Zweijet-Ereignisse in der Photoproduktion am Elektron-Proton-Experiment tragen sowohl die Impulsverteilungen der Quarks als auch die der Gluonen im Photon und Proton bei. Dadurch ergibt sich eine Meßgröße, die direkt auch auf die Gluonverteilung im Photon empfindlich ist, die in Zwei-Photon-Experimenten bisher kaum eingeschränkt werden konnte. Andererseits ist die Unterscheidung der einzelnen Subprozesse des aufgelösten Photons in solche, die durch die Streuung eines Gluons aus dem Photon entstehen, und solche, die von Quarks verursacht werden, im Rahmen dieser Analyse nicht möglich. Der tatsächlich gemessene Wirkungsquerschnitt setzt sich bereits in führender Ordnung der Störungsrechnung gemäß Gleichung (1.3) aus einer Summe über mehrere Subprozesse zusammen. Für jeden dieser Subprozesse muß das entsprechende Matrixelement eingesetzt werden, die relative Mischung der Prozesse hängt von den Partondichten und damit auch von den Impulsbruchteilen der Partonen in Proton und Photon ab.

Um diese etwas unübersichtliche Situation zu vereinfachen, haben Combridge und Maxwell [31] 1983 vorgeschlagen, den Wirkungsquerschnitt für Zweijet-Produktion näherungsweise durch einen einzigen, effektiven Subprozeß zu beschreiben. Dieser Ansatz wird im weiteren als SES-Näherung (für „Single Effective Subprocess") bezeichnet. Er wurde ursprünglich für Proton-Antiproton-Streuungen vorgeschlagen, läßt sich aber auf die Photoproduktion des aufgelösten Photons bei HERA ebenfalls anwenden. Die Näherung beruht auf der Tatsache, daß die Matrixelemente der häufigsten hadronischen Streuprozesse eine ähnliche Winkelabhängigkeit besitzen und ihre Raten relativ zueinander sich über Farbfaktoren ausdrücken lassen.

4.1.1 Definition der effektiven Partondichte

Zur Illustration des Sachverhalts sind in Tabelle 4.1 die beteiligten Subprozesse in führender Ordnung mit ihren Matrixelementen aufgelistet. Die Prozesse des aufgelösten und des direkten Photons können experimentell anhand des rekonstruierten x_γ unterschieden werden, innerhalb der Gruppe der aufgelösten Prozesse sind dagegen die einzelnen Subprozesse nicht mehr voneinander trennbar. Die relativen Beiträge der einzelnen Subprozesse in der PYTHIA-Simulation des hier betrachteten Wirkungsquerschnitts sind in der Tabelle angegeben. Die drei häufigsten Prozesse des aufgelösten Photons sind $qq \to qq$, $qg \to qg$ und $gg \to gg$. Diese drei Prozesse tragen zusammen mehr als 95% zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt aufgelöster Photonen bei.

Prozeß	relativer Beitrag bei Jet-E_T[GeV] 10-12	20-30	Matrixelement $\vert M\vert^2/32\pi^2\alpha_s^2$	$\vert M(\chi)\vert^2/32\pi^2\alpha_s^2$
$\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$	11.8%	14%	$\frac{2}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}\right)$	$\frac{4}{9}F(\chi)$
$\mathrm{q\bar{q}}' \to \mathrm{q\bar{q}}'$				
$\mathrm{qq} \to \mathrm{qq}$			$\frac{2}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}-\frac{2}{3}\frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}\right)$	$\frac{4}{9}\left(F(\chi)-\frac{1}{3}(\chi+2+\frac{1}{\chi})\right)$
$\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{q}'\mathrm{\bar{q}}'$	0.6%	1%	$\frac{2}{9}\left(\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)$	$\frac{4}{9}\frac{\chi^2+1}{(1+\chi)^2}$
$\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{q\bar{q}}$			$\frac{2}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}-\frac{2}{3}\frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}\right)$	$\frac{4}{9}\left(F(\chi)+\frac{1}{3}(\chi-1+\frac{1}{\chi})+\frac{\chi^2+1}{(1+\chi)^2}\right)$
$\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{gg}$	0.2%	$< 1\%$	$\frac{4}{3}\left(\frac{4}{9}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}-\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)$	$\frac{4}{3}\left(\frac{4}{9}(\chi+\frac{1}{\chi})-\frac{\chi^2+1}{(1+\chi)^2}\right)$
$\mathrm{qg} \to \mathrm{qg}$	41.6%	26%	$\frac{1}{2}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}-\frac{4}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{u}}\right)$	$F(\chi)+\frac{2}{9}(\chi+3+\frac{1}{\chi})$
$\mathrm{gg} \to \mathrm{q\bar{q}}$	1.7%	$< 1\%$	$\frac{1}{4}\left(\frac{1}{3}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}-\frac{3}{4}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}(\chi+\frac{1}{\chi})-\frac{3}{4}\frac{\chi^2+1}{(1+\chi)^2}\right)$
$\mathrm{gg} \to \mathrm{gg}$	16.8%	5%	$\frac{9}{8}\left(3+\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}\right)$	$\frac{9}{4}\left(F(\chi)+2-\frac{\chi}{(1+\chi)^2}\right)$
aufgelöst	72.7%	48%		
$\gamma\mathrm{q} \to \mathrm{qg}$	6.4%	21%	$\frac{2}{3}\frac{\alpha}{\alpha_s}e_q^2\left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}-\frac{\hat{s}}{\hat{u}}\right)$	$\frac{2}{3}\frac{\alpha}{\alpha_s}e_q^2\left(\chi+3+\frac{1}{\chi}\right)$
$\gamma\mathrm{g} \to \mathrm{q\bar{q}}$	20.8%	32%	$\frac{1}{2}\frac{\alpha}{\alpha_s}e_q^2\left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}}+\frac{\hat{t}}{\hat{u}}\right)$	$\frac{\alpha}{\alpha_s}e_q^2\left(\chi+\frac{1}{\chi}\right)$
davon				
$\gamma\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}$	8.2%	14%		
$\gamma\mathrm{g} \to \mathrm{b\bar{b}}$	1.6%	2%		
direkt	27.2%	52%		

Tabelle 4.1: Die wichtigsten Beiträge zum Zweijet-Streuquerschnitt in führender Ordnung und die zugehörigen Matrixelemente. q und $\bar{\mathrm{q}}$ bezeichnen Quark und zugehöriges Antiquark, q′ bezeichnet ein Quark einer anderen Sorte. Zu jedem Prozeß ist sein relativer Beitrag zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt bei $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.2 < y < 0.83$ für 2 Jets im Kegel mit Radius $R = 0.7$ und Pseudorapiditäten $0 < \frac{1}{2}(\eta_1+\eta_2) < 2$ und $|\eta_1-\eta_2| < 1$ und transversalen Energien mit $|E_{\mathrm{T}1}-E_{\mathrm{T}2}|/(E_{\mathrm{T}1}+E_{\mathrm{T}2}) < \frac{1}{4}$ und $10\,\mathrm{GeV} < \frac{1}{2}(E_{\mathrm{T}1}+E_{\mathrm{T}2}) < 12\,\mathrm{GeV}$ (2. Spalte) bzw. $20\,\mathrm{GeV} < \frac{1}{2}(E_{\mathrm{T}1}+E_{\mathrm{T}2}) < 30\,\mathrm{GeV}$ (3. Spalte) angegeben. Die Beiträge gelten für die Simulation des PYTHIA-Generators unter Verwendung der GRV-LO-Parametrisierungen der Photon- und Protonstruktur. Die Matrixelemente sind als Funktion der Mandelstam-Variablen $\hat{s}$,$\hat{t}$,$\hat{u}$ angegeben (4. Spalte) sowie als Funktion von $\chi = \frac{\hat{u}}{\hat{t}}$, $0 < \chi \leq 1$, für den Fall, daß die beiden Partonen des Endzustandes experimentell nicht unterschieden werden können (5. Spalte). An einigen Stellen ist die Abkürzung $F(\chi) = \chi^2+\chi+1+\chi^{-1}+\chi^{-2}$ benutzt.

Die Form der Matrixelemente ist in Tabelle 4.1 als Funktion der Mandelstam-Variablen

$$
\begin{aligned}
\hat{s} &= 4E_1E_2 \\
\hat{t} &= -\frac{\hat{s}}{2}(1-\cos\hat{\theta}) \\
\hat{u} &= -\frac{\hat{s}}{2}(1+\cos\hat{\theta})
\end{aligned}
$$

angegeben, wobei $\hat{\theta}$ den Streuwinkel der beiden Partonen im Schwerpunktsystem der harten Streuung bezeichnet. E_1 und E_2 sind die Energien der einlaufenden Partonen. Da die beiden auslaufenden Partonen hier experimentell nicht unterschieden werden können, ist in der letzten Spalte von Tabelle 4.1 auch das effektive Matrixelement angegeben, das sich im Falle unterschiedlicher Partonen im Endzustand als Summe der Matrixelemente über beide Vorzeichen von

$\cos\hat{\theta}$ ergibt. Das effektive Matrixelement ist zur Abkürzung als Funktion der Variablen

$$\chi = \frac{\hat{u}}{\hat{t}} = \frac{1+\cos\hat{\theta}}{1-\cos\hat{\theta}} = \mathrm{e}^{\eta_1-\eta_2}$$

geschrieben. Der gesamte Wirkungsquerschnitt ergibt sich durch Integration über $0 < \chi \leq 1$. Die Winkelabhängigkeit des Matrixelements für $\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$, das einem einfachen Gluonaustausch im t-Kanal entspricht, ist durch die Funktion

$$F(\chi) = \chi^2 + \chi + 1 + \frac{1}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}$$

abgekürzt. Diese Funktion stellt den dominanten Term in den Matrixelementen der drei wichtigsten Subprozesse des aufgelösten Photons dar. Die absolute Normierung der Matrixelemente verhält sich dabei wie

$$|M_{\mathrm{qq}'\to\mathrm{qq}'}|^2 : |M_{\mathrm{qg}\to\mathrm{qg}}|^2 : |M_{\mathrm{gg}\to\mathrm{gg}}|^2 \approx 1 : \frac{9}{4} : \left(\frac{9}{4}\right)^2 \quad .$$

Unter diesen näherungsweise gültigen Voraussetzungen läßt sich die Faktorisierung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts durch die Definition von „effektiven“ Partondichten des Photons und Protons wiederherstellen:

$$f^{\gamma}_{\mathrm{eff}}(x_\gamma, p_{\mathrm{T}}^2) = \sum_i \left(\mathrm{q}_i^{\gamma}(x_\gamma, p_{\mathrm{T}}^2) + \bar{\mathrm{q}}_i^{\gamma}(x_\gamma, p_{\mathrm{T}}^2)\right) + \frac{9}{4}\mathrm{g}^{\gamma}(x_\gamma, p_{\mathrm{T}}^2) \tag{4.1}$$

$$f^{p}_{\mathrm{eff}}(x_p, p_{\mathrm{T}}^2) = \sum_j \left(\mathrm{q}_j^{p}(x_p, p_{\mathrm{T}}^2) + \bar{\mathrm{q}}_j^{p}(x_p, p_{\mathrm{T}}^2)\right) + \frac{9}{4}\mathrm{g}^{p}(x_p, p_{\mathrm{T}}^2) \tag{4.2}$$

q_i^{γ}, q_j^{p} und g^{γ}, g^{p} bezeichnen dabei die Verteilungsfunktionen von Quarks und Gluonen in Photon und Proton. Der Faktor $\frac{9}{4}$ kann anschaulich als Verhältnis der Kopplungsstärken zwischen der Kopplung des Gluons an ein Gluon und der Kopplung an ein Quark verstanden werden.

Mit dieser Definition ergibt sich schließlich die folgende Form des Zweijet-Wirkungsquerschnitts in führender Ordnung:

$$\frac{d^4\sigma^{ep}}{dy\,dx_\gamma\,dx_p\,d\cos\hat{\theta}} = \frac{1}{32\pi s_{ep}} \frac{f_{\gamma/e}(y) f^{\gamma}_{\mathrm{eff}}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2) f^{p}_{\mathrm{eff}}(x_p, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)}{y x_\gamma x_p} \left| M_{\mathrm{SES}}(\cos\hat{\theta})\right|^2 \tag{4.3}$$

Das Matrixelement des effektiven Prozesses entspricht dabei näherungsweise dem für einen Gluonaustausch im t-Kanal gültigen Matrixelement:

$$|M_{\mathrm{SES}}(\cos\hat{\theta})|^2 \approx |M_{\mathrm{qq}'\to\mathrm{qq}'}(\cos\hat{\theta})|^2$$

Als Zusammenfassung dieser Ausführungen kann festgestellt werden, daß der Zweijet-Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion aufgelöster Photonen in führender Ordnung durch einen einzigen, effektiven harten Prozeß beschrieben werden kann, und daß er auf die effektive Partondichte, die Kombination $\mathrm{q}+\frac{9}{4}\mathrm{g}$, empfindlich ist. Die relativen Beiträge von Quark- und Gluonverteilungen im Photon beeinflussen den Wirkungsquerschnitt dagegen kaum, und können daher durch diese Messungen auch nicht eingegrenzt werden.

4.1.2 Genauigkeit der SES-Näherung

Um einen Eindruck von der Genauigkeit der SES-Näherung zu geben, ist in Abbildung 4.1 (a) die Winkelabhängigkeit der Matrixelemente der drei häufigsten Subprozesse des aufgelösten Photons dargestellt. Teil (b) derselben Abbildung zeigt das Verhältnis der Matrixelemente zum

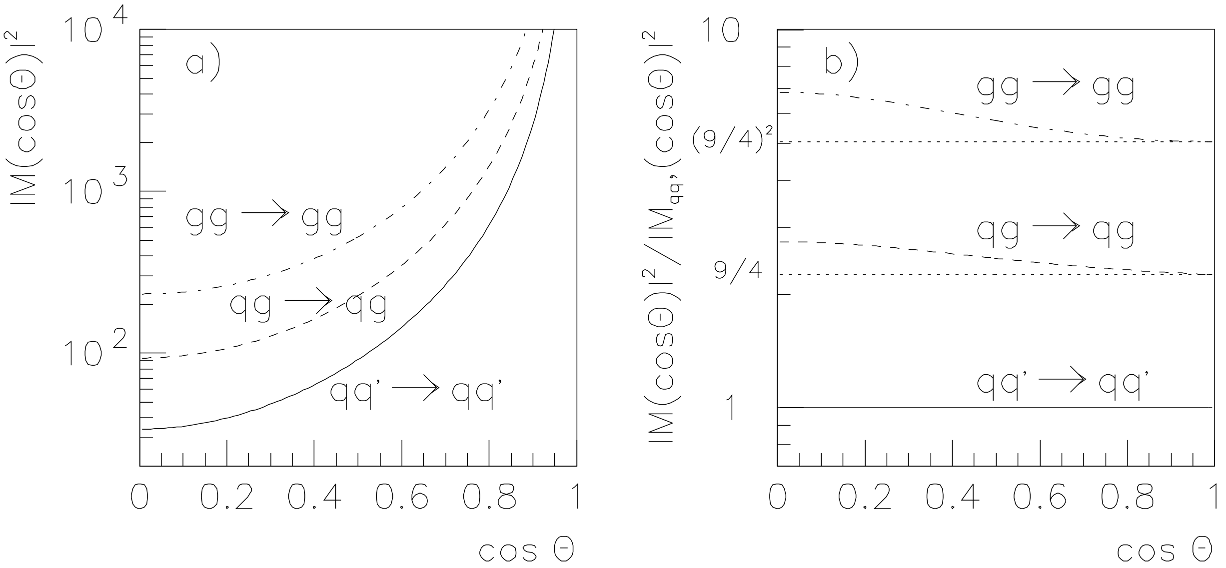

Abbildung 4.1: Winkelabhängigkeit der Matrixelemente der drei wichtigsten elementaren Streuprozesse des aufgelösten Photons. Bild (a) zeigt die Matrixelemente für die drei Prozesse $\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$, $\mathrm{qg} \to \mathrm{qg}$ und $\mathrm{gg} \to \mathrm{gg}$ als Funktion des Kosinus des Streuwinkels im Schwerpunktsystem der harten Streuung. Bild (b) zeigt das Verhältnis zum Matrixelement $\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$, das dem Gluonaustausch im t-Kanal entspricht.

Matrixelement des einfachen Gluonaustausches im t-Kanal ($\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$). Die Näherung durch ein konstantes Verhältnis von $\frac{9}{4}$ bzw. $\left(\frac{9}{4}\right)^2$ wird exakt bei kleinen Streuwinkeln ($\cos\hat{\theta} \to 1$), die größte Abweichung tritt im Verhältnis zwischen den Matrixelementen für $\mathrm{gg} \to \mathrm{gg}$ und $\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$ bei $\cos\hat{\theta} = 0$ auf und beträgt ungefähr 30%.

Die gleichen Verhältnisse spiegeln sich auch in den Wirkungsquerschnitten bei einer vollen Monte-Carlo-Simulation wider, wie Abbildung 4.2 zeigt. Hier wurde der Generator PYTHIA mit nur einem einzigen elementaren Subprozeß ($\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$) betrieben. Als Partondichten im Proton und Photon wurden die jeweiligen effektiven Partondichten entsprechend der Definition 4.1 verwendet, dabei wurde die gesamte Partondichte nur einer einzigen Partonsorte zugeordnet. Der mit diesem Modell ermittelte Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 4.2 mit der vollen Simulation verglichen, bei der alle in Tabelle 4.1 aufgeführten Prozesse des aufgelösten Photons unter Verwendung aller Partonsorten entsprechend der verwendeten Parametrisierungen von Photon- und Protonstruktur (GRV-LO) simuliert wurden. Abbildung 4.2 (a) zeigt das Verhältnis der beiden Modelle als Funktion der Differenz $\Delta\eta$ zwischen den Pseudorapiditäten der beiden harten Partonen, die über

$$\cos\hat{\theta} = \tanh\frac{\Delta\eta}{2}$$

mit dem Streuwinkel $\hat{\theta}$ verknüpft ist. Wie aufgrund von Abbildung 4.1 erwartet, ist die Abweichung bei großem Streuwinkel $\hat{\theta}$, entsprechend kleinem $\Delta\eta$, am größten. Nach dem Schnitt auf $\Delta\eta < 1$, der in der vorliegenden Analyse auf die Jets angebracht wird, liegt das Verhältnis der Modelle im Bereich zwischen 0.7 und 0.9, wie Abbildung 4.2 (b), (c) und (d) zeigen.

Offenbar ist die Näherung durch das reine t-Kanal-Matrixelement ausgerechnet im Bereich großer Streuwinkel, der in dieser Analyse betrachtet wird, am schlechtesten. Das ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Bereich der relative Beitrag der s-Kanal-Prozesse, die eine andere Winkelabhängigkeit als die dominanten t-Kanal-Prozesse haben, am größten ist.

Dennoch ist der in Abbildung 4.2 gezeigte Unterschied zwischen dem SES-Modell und dem vollständigen Modell von bis zu 30% nicht so zu verstehen, daß die in den folgenden Abschnitten

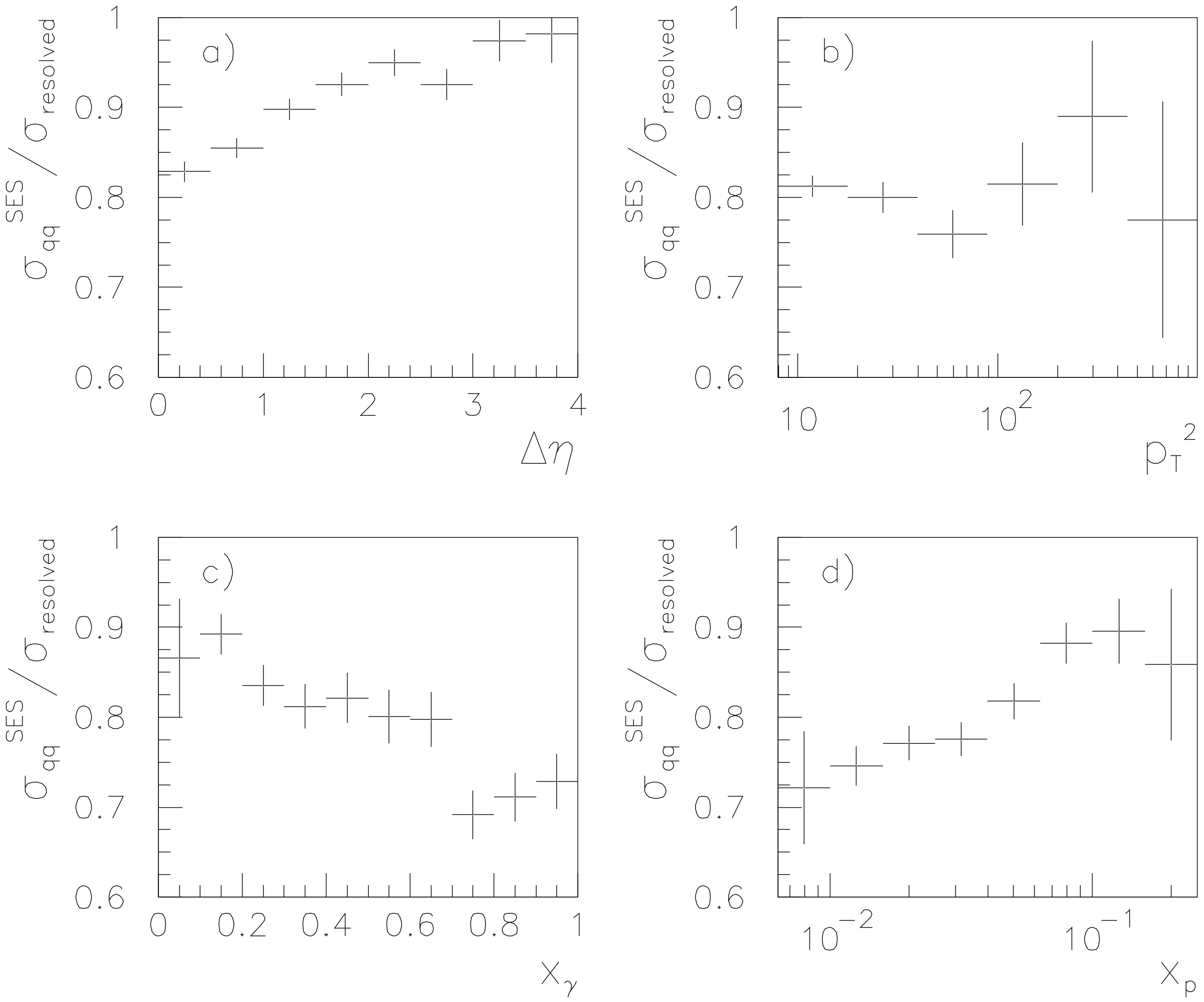

Abbildung 4.2: Monte-Carlo-Studie zur Genauigkeit der SES-Näherung für die Prozesse des aufgelösten Photons. Dargestellt ist das Verhältnis der durch den PYTHIA-Generator simulierten Wirkungsquerschnitte für das einfache Modell mit nur einem Subprozeß, für den das Matrixelement für t-Kanal-Gluonaustausch und die effektiven Partondichten $f_{\rm eff} = \mathrm{q} + \frac{9}{4}\mathrm{g}$ in Photon und Proton verwendet wurden, und der vollen Simulation mit allen Subprozessen des aufgelösten Photons und vollständigen Partondichten. Das Verhältnis ist als Funktion des Abstandes zwischen den beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß in der Pseudorapidität $\Delta\eta$ (a), des Quadrates des Transversalimpulses im harten Streuprozeß $\hat{p}_{\rm T}^2$ (b) und den Impulsbruchteilen in Photon (c) und Proton (d) gezeigt. Teilbild (a) zeigt alle Ereignisse mit $\hat{p}_{\rm T} > 8\,\mathrm{GeV}$, in (b), (c) und (d) sind die Partonen auf einen Winkelbereich eingeschränkt, der der Datenselektion dieser Analyse entspricht: $\Delta\eta < 1$ und $0 < \frac{1}{2}(\eta_1 + \eta_2) < 2$.

zu bestimmende Partondichte um diesen Betrag falsch sein wird. Die gemessene Partondichte wird mit Hilfe der vollständigen Simulation extrahiert, wobei die relativen Beiträge der einzelnen Prozesse aus der Simulation übernommen werden. Eine Unsicherheit ergibt sich dadurch, daß diese Mischung der Prozesse experimentell nicht nachprüfbar ist. Im Extremfall, in dem die Modellannahme nur auf dem Prozeß $\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$ beruht, beträgt die Abweichung in den Bereichen, die vom Prozeß $\mathrm{gg} \to \mathrm{gg}$ dominiert werden, bis zu 30%. Die tatsächlich angenommene Mischung der Prozesse ist jedoch nicht so extrem, sie ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Unter den aufgelösten Prozessen hat der Prozeß $\mathrm{qg} \to \mathrm{qg}$ den größten Anteil, dessen Matrixelement etwa in der Mitte zwischen den beiden Extremen $\mathrm{qq}' \to \mathrm{qq}'$ und $\mathrm{gg} \to \mathrm{gg}$ liegt. Die Winkelabhängigkeit

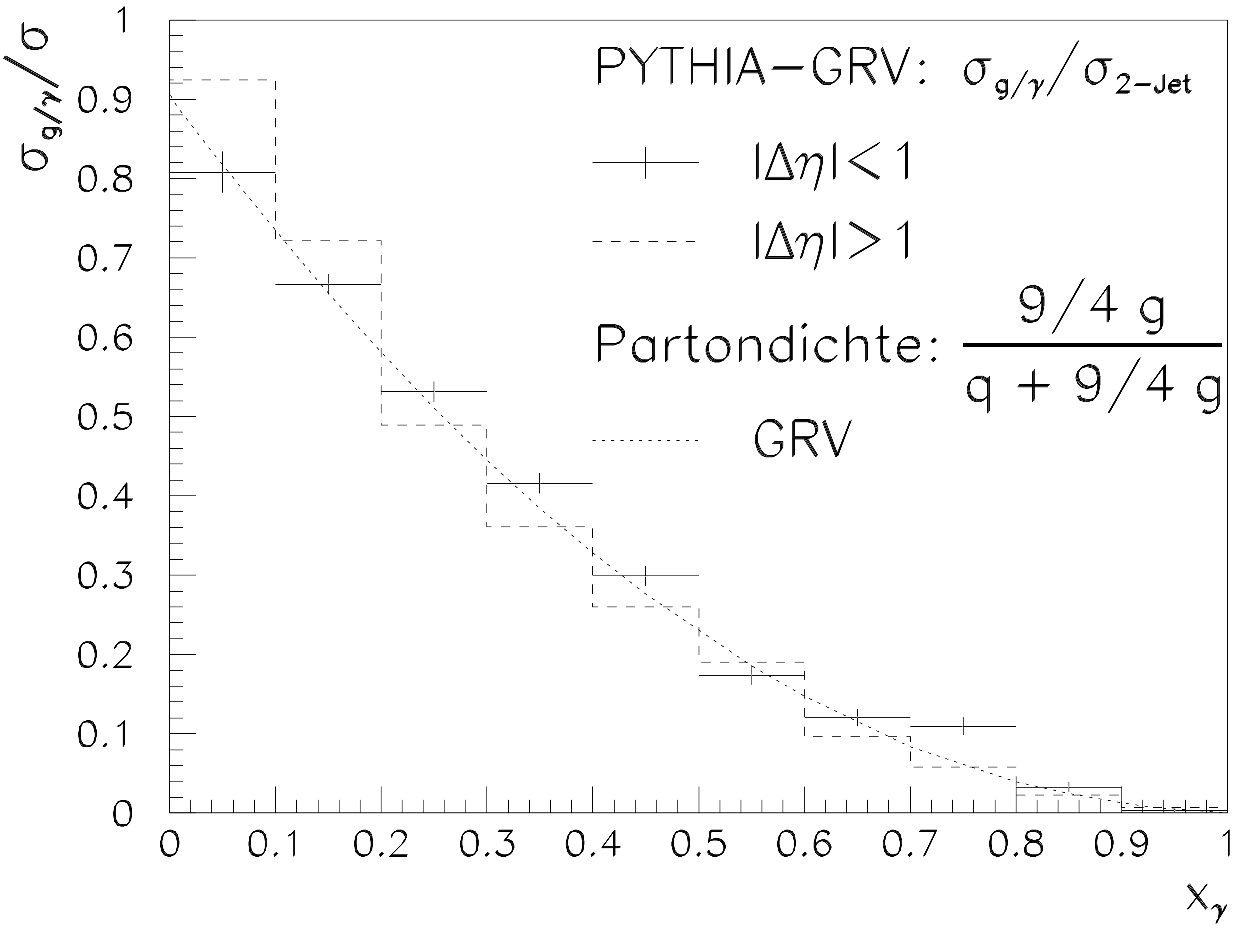

Abbildung 4.3: Relativer Beitrag der Gluonen aus dem Photon zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt. Die Histogramme geben den Anteil von Ereignissen aus der PYTHIA-Simulation an, bei denen ein Gluon aus dem Photon am harten Streuprozeß teilnimmt. Die Kreuze mit den statistischen Fehlern der Monte-Carlo-Simulation gelten für Ereignisse mit kleinem Pseudorapiditätsabstand zwischen den beiden Jets ($\Delta\eta < 1$), das gestrichelte Histogramm zeigt den Bereich $\Delta\eta > 1$. Für die Simulation wurde die GRV-Parametrisierung der Photon-Partondichte verwendet. Die gepunktete Kurve gibt den relativen Gluonbeitrag zur effektiven Partondichte an, der ebenfalls aus der GRV-Parametrisierung berechnet wurde. Alle Kurven sind als Funktion des Impulsbruchteils x_γ des Partons im Photon gezeigt.

desjenigen Matrixelementes, das zusammen mit der Definition (4.1) den richtigen Wirkungsquerschnitt ergibt, ist daher wohl der des Matrixelementes für qg → qg am ähnlichsten. Da die Matrixelemente selbst bekannt sind, liegt die Unsicherheit nur in der Zusammensetzung der Partondichten. Durch die weitgehend bekannte Partondichte des Protons und die teilweise aus e^+e^--Experimenten bekannte Quarkverteilung im Photon können ganz extreme Zusammensetzungen bereits ausgeschlossen werden, so daß die tatsächliche Unsicherheit, die mit der Verwendung der SES-Definition der Partondichten verbunden ist, wenige Prozent nicht überschreitet. Sie liegt damit deutlich unter den durch experimentelle Schwierigkeiten und Modellabhängigkeiten bei der Korrektur auf Parton-Niveau verursachten Unsicherheiten.

Daß es auch bei Berücksichtigung aller Streuprozesse niedrigster Ordnung sinnvoll ist, die gemessene Partondichte in der Form $\mathrm{q} + \frac{9}{4}\mathrm{g}$ anzugeben, wird durch Abbildung 4.3 verdeutlicht. Hier ist der relative Anteil von Ereignissen, bei denen ein Gluon aus dem Photon an der harten Streuung teilnimmt, am gesamten Zweijet-Wirkungsquerschnitt für die PYTHIA-Simulation gezeigt. Dieses Verhältnis ist mit dem Gluonanteil an der effektiven Partondichte verglichen, die

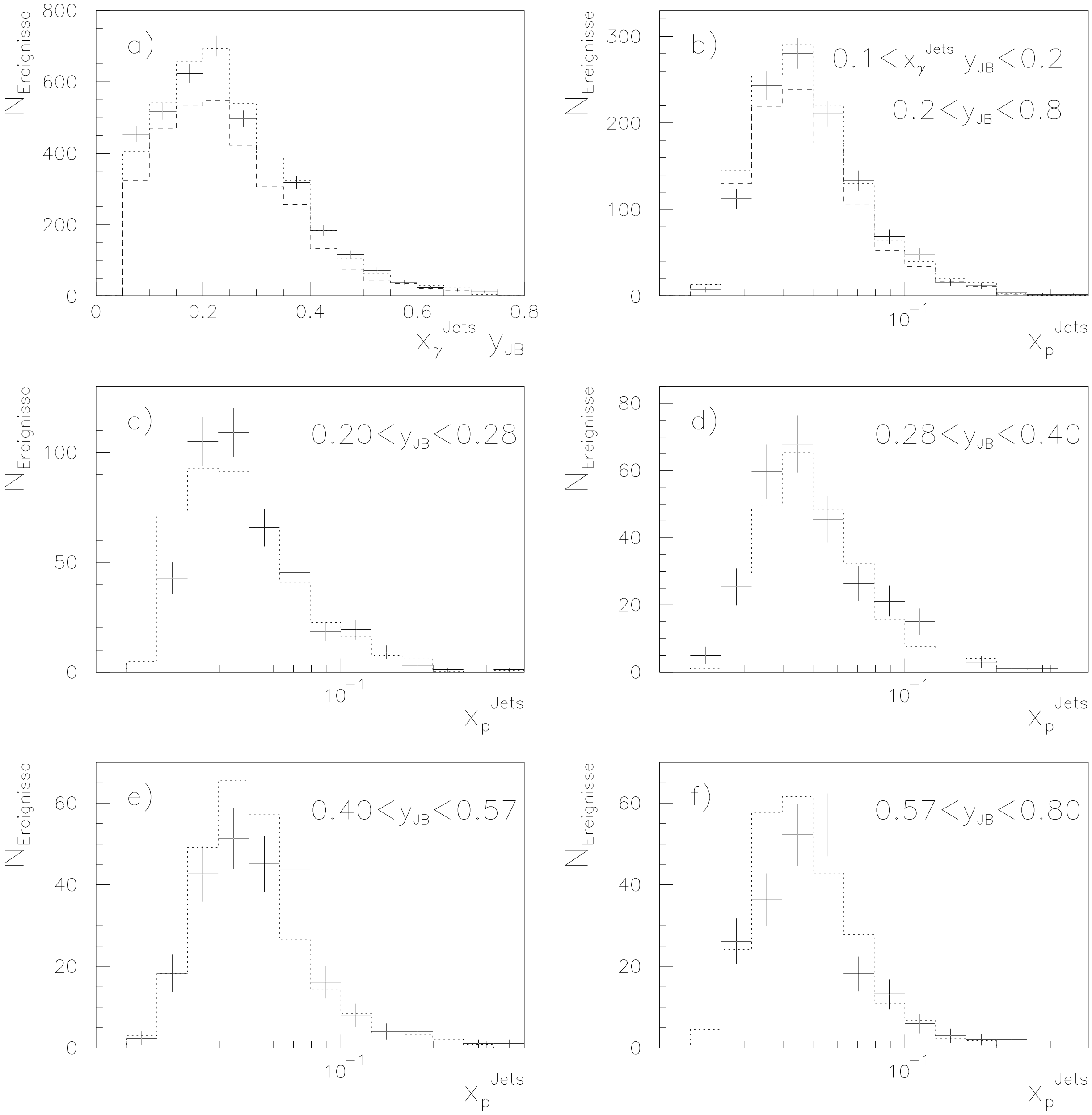

Abbildung 4.4: Zur Faktorisierung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts. Bild (a) zeigt die unkorrigierte Verteilung von $y_{\mathrm{JB}} x_\gamma^{\mathrm{Jets}}$ im Vergleich zum PYTHIA-Modell mit voller Detektorsimulation im Original (gestrichelt) und nach der Umgewichtung entsprechend der Entfaltung aus Kapitel 3 (gepunktet). Abbildung (b) zeigt die x_p^{Jets}-Verteilung für Ereignisse mit $0.1 < y_{\mathrm{JB}} x_\gamma^{\mathrm{Jets}} < 0.2$ mit dem entsprechenden MC-Vergleich. (c) bis (f) zeigen die x_p^{Jets}-Verteilung für vier y_{JB}-Bereiche mit dem umgewichteten MC-Modell (gepunktetes Histogramm).

aus der in der Simulation verwendeten GRV-Parametrisierung der Photonstruktur berechnet wurde. Sowohl für Ereignisse mit $\Delta\eta < 1$, die für diese Analyse verwendet werden, als auch für den übrigen Bereich, $\Delta\eta > 1$, stimmt der Anteil gluoninduzierter Ereignisse gut mit dem Gluonanteil in der effektiven Partondichte überein; die vorhandenen Abweichungen bewegen sich im gesamten x_γ-Bereich in einer Größenordnung von unter 5%.

4.2 Faktorisierung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts

Der mit Gleichung (4.3) angegebene Zweijet-Wirkungsquerschnitt faktorisiert in vier unabhängige Anteile:

1. Der Fluß quasireeller Photonen, die vom Elektron abgestrahlt werden, ist eine Funktion der Photonenergie y.

2. Die effektive Partondichte im Photon hängt vom Impulsbruchteil im Photon x_γ sowie von der Skala p_{T}^2 ab.

3. Die effektive Partondichte im Proton hängt vom Impulsbruchteil im Proton x_p und auch von der Skala der harten Streuung p_{T}^2 ab.

4. Der vom Streuwinkel $\hat{\theta}$ abhängige Term ist durch das Quadrat des Matrixelements gegeben, er hängt in der SES-Näherung von keiner anderen Variablen ab. Eine Ausnahme stellen die Prozesse des direkten Photons dar, die eine andere Winkelabhängigkeit zeigen.

Der Fluß der vom Elektron abgestrahlten Photonen sowie die Matrixelemente sind prinzipiell berechenbar, die Partondichten können dagegen nur im Experiment gemessen werden. An dieser Stelle soll daher ein Versuch unternommen werden, die Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts in photon- und protonabhängige Anteile experimentell zu überprüfen. Eine Parametrisierung des nicht berechenbaren Anteils des Wirkungsquerschnitts in Form zweier unabhängiger Partondichten, von denen je eine dem Photon und dem Proton zugeordnet wird, ist offenbar dann sinnvoll und möglich, wenn die angenommene Faktorisierung tatsächlich gegeben ist. Dies bedeutet insbesondere, daß die Partondichte im Photon entsprechend der Definition vom Impulsbruchteil im Proton x_p unabhängig sein sollte, ebenso sollte die Proton-Partondichte nicht von x_γ abhängen.

Die Partondichten spiegeln sich in der Verteilung der Ereignisse als Funktion der Impulsbruchteile x_p und x_γ wider. Die Faktorisierbarkeit des Wirkungsquerschnitts kann daher getestet werden, indem beispielsweise überprüft wird, ob die Form der x_p-Abhängigkeit von x_γ unabhängig ist. Dabei ergibt sich allerdings die Schwierigkeit, daß die im Detektor nach Gleichung (3.2) und (3.3) rekonstruierten Größen x_γ und x_p tatsächlich korreliert sind, da beide aus den Pseudorapiditäten und transversalen Energien der Jets berechnet werden. Die Grenzen der Detektorakzeptanz in der Pseudorapidität sowie der Schnitt auf die transversale Jetenergie führen zu einer deutlichen Korrelation der beiden Größen: Bei festem Streuwinkel im Schwerpunktsystem $\hat{\theta}$ ist

$$\begin{aligned} y x_\gamma x_p &\sim p_{\mathrm{T}}^2 \quad \text{und} \\ x_p / y x_\gamma &\sim e^{\eta_1 + \eta_2} \quad . \end{aligned}$$

Zusätzlich hängen auch die Partondichten beider Reaktionspartner von der Skala p_{T}^2 ab. Die Form der Verteilung der Ereignisse als Funktion von x_p kann daher in zwei verschiedenen x_γ-Bereichen nur dann gleich aussehen, wenn das Produkt $y x_\gamma$ konstant gehalten wird, während x_γ variiert. In diesem Fall bewegen sich die Jets bei Variation innerhalb des gleichen x_p-Intervalls im gleichen Winkelbereich, und der Zusammenhang zwischen x_p und p_{T}^2 bleibt unverändert, so daß die Protonstruktur bei einer zwar von x_p abhängigen, von x_γ aber unabhängigen Skala getestet wird.

Abbildung 4.4 (a) zeigt die Verteilung der selektierten Zweijet-Ereignisse als Funktion des im Detektor rekonstruierten Produktes $y_{\mathrm{JB}} x_\gamma^{\mathrm{Jets}}$, verglichen mit der Simulation des PYTHIA-Generators, die entsprechend der Wirkungsquerschnittsmessung aus dem vorigen Kapitel umgewichtet wurde. Um bei der Variation von y_{JB} über den zur Verfügung stehenden Bereich von $0.2 < y_{\mathrm{JB}} < 0.8$ einen möglichst großen x_γ-Bereich zu überstreichen, werden hier für die weitere Betrachtung Ereignisse ausgewählt, bei denen das Produkt im Bereich $0.1 < y_{\mathrm{JB}} x_\gamma^{\mathrm{Jets}} < 0.2$

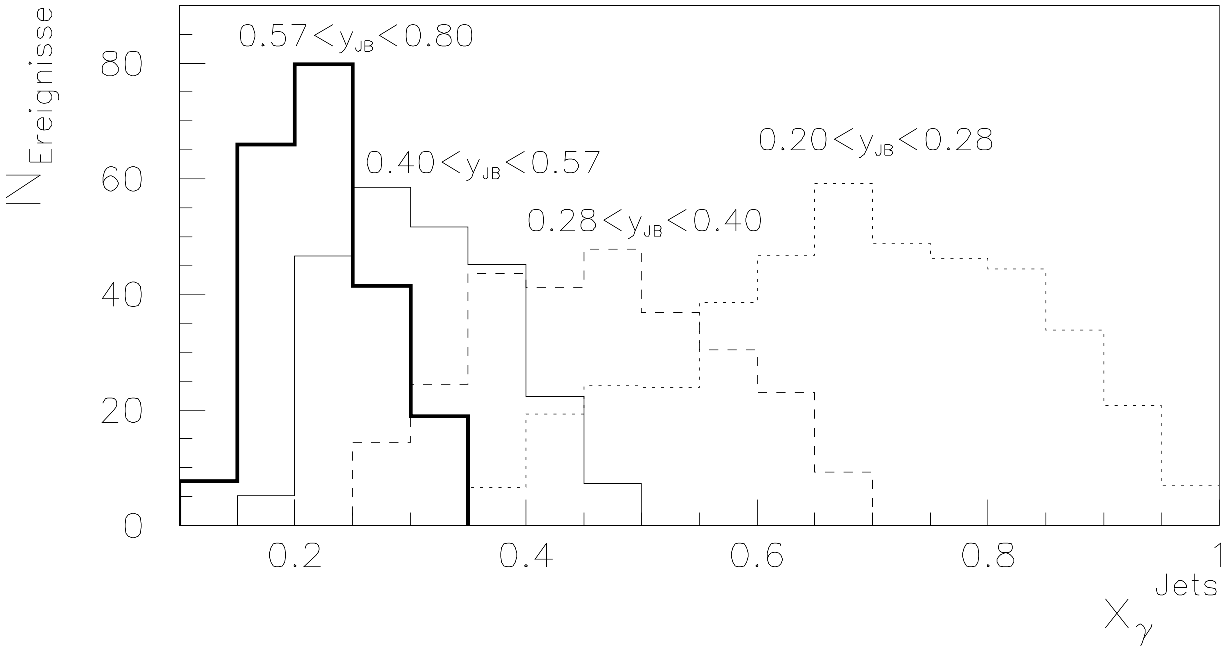

Abbildung 4.5: Unkorrigierte x_γ-Verteilung für die Ereignisse in den vier $y_{\rm JB}$-Bereichen aus Abbildung 4.4 und 4.6. Alle Ereignisse haben $0.1 < y_{\rm JB} x_\gamma^{\rm Jets} < 0.2$.

liegt. Die resultierende $x_p^{\rm Jets}$-Verteilung dieser Ereignisse ist in Abbildung 4.4 (b) gezeigt. Abbildung 4.4 (c) bis (f) zeigt die entsprechende Verteilung für vier $y_{\rm JB}$-Bereiche, die mit der Einschränkung $0.1 < y_{\rm JB} x_\gamma^{\rm Jets} < 0.2$ den folgenden $x_\gamma^{\rm Jets}$-Bereichen entspricht:

$y_{\rm JB}$	$x_\gamma^{\rm Jets}$	$< x_\gamma^{\rm Jets} >$
0.200...0.283	0.354...1.000	0.69
0.283...0.400	0.250...0.707	0.46
0.400...0.566	0.177...0.500	0.31
0.566...0.800	0.125...0.354	0.22

Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.5 die $x_\gamma^{\rm Jets}$-Verteilung für die Ereignisse in diesen vier $y_{\rm JB}$-Bereichen gezeigt.

Im Falle der Faktorisierbarkeit des Wirkungsquerschnitts sollte die Form der vier Verteilungen in Abbildung 4.4 (c) bis (f) bis auf die Normierung, die durch die Partondichte im Photon und den Photonfluß des Elektronstrahls gegeben ist, übereinstimmen. Um die Form besser vergleichen zu können, sind dieselben Verteilungen in Abbildung 4.6 nochmals gezeigt, hier jedoch als Verhältnis dargestellt. Als gemeinsame Bezugsverteilung, durch die alle vier Verteilungen dividiert wurden, wurde die über den gesamten betrachteten $y_{\rm JB}$-Bereich summierte Verteilung verwendet.

Tatsächlich sind die in Abbildung 4.6 gezeigten Verhältnisse der Ereignisraten im Rahmen der statistischen Genauigkeit mit einer flachen Verteilung verträglich, wie es im Falle einer Faktorisierbarkeit des Wirkungsquerschnitts zu erwarten ist. Diese Untersuchung stellt den ersten Versuch dar, die Faktorisierbarkeit des harten Photoproduktionswirkungsquerschnitts in Photon- und Protonstruktur direkt zu überprüfen, und es kann festgestellt werden, daß die Beobachtung im Rahmen der relativ großen Ungenauigkeit mit einer Faktorisierbarkeit verträglich ist. Es bleibt zukünftigen Analysen mit höherer statistischer Genauigkeit vorbehalten, die Faktorisierung genauer zu überprüfen, was etwa durch eine vollständige drei- oder vierdimensionale Entfaltung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts entsprechend Gleichung (4.3) geschehen könnte.

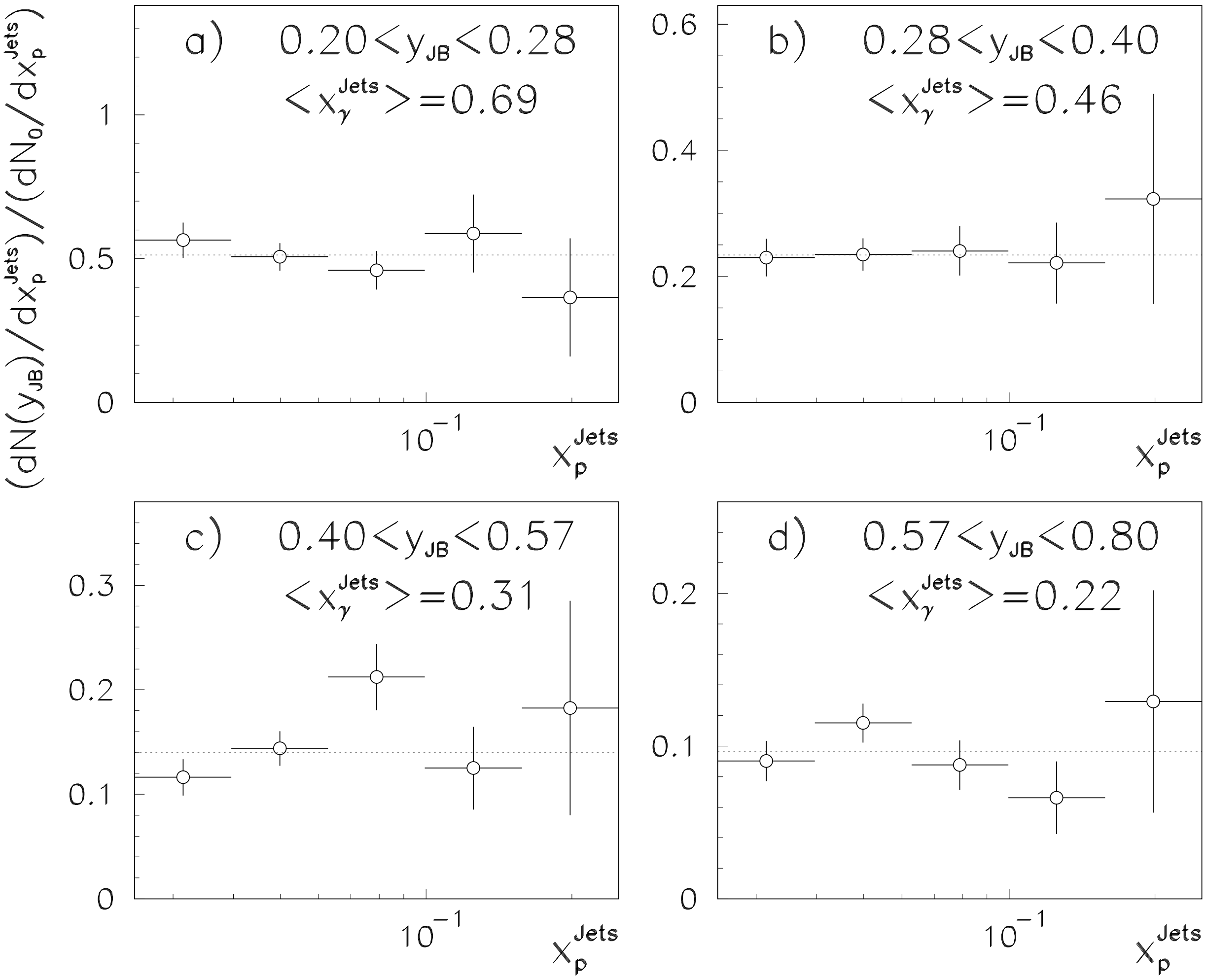

Abbildung 4.6: Illustration der Faktorisierung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts. Gezeigt ist das Verhältnis der Ereignisrate $(dN/dx_p^{\rm Jets})(y_{\rm JB})/(dN/dx_p^{\rm Jets})(0.2 < y_{\rm JB} < 0.8)$ als Funktion des aus den Jets rekonstruierten Impulsbruchteils im Proton $x_p^{\rm Jets}$ für vier $y_{\rm JB}$-Bereiche. Für alle Ereignisse ist $y_{\rm JB} x_\gamma^{\rm Jets}$ auf $0.1 \ldots 0.2$ eingeschränkt, so daß jedes der vier Bilder einem anderen Bereich in $x_\gamma^{\rm Jets}$ entspricht. Der Mittelwert des Verhältnisses ist jeweils als gepunktete horizontale Linie eingezeichnet.

Für die vorliegende Arbeit werden im weiteren die Faktorisierung und die Partonverteilung im Proton als gegeben vorausgesetzt, und es wird versucht, die Partondichte im Photon einzuschränken.

4.3 Harte Gluonabstrahlung – Effekte höherer Ordnung

Die in diesem Kapitel verwendete Näherung für den Zweijet-Wirkungsquerschnitt (4.3) ist nur in führender Ordnung der perturbativen QCD gültig, und auch sämtliche derzeit zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Generatoren basieren auf Modellen in niedrigster Ordnung. Das hier hauptsächlich verwendete Modell des PYTHIA-Generators bietet aber zusätzlich zum harten Streuprozeß einen Partonschauer-Mechanismus, der Prozesse höherer Ordnung approximiert. Für die angestrebte Messung der Partondichte in führender Ordnung ist die richtige Behandlung von solchen Prozessen höherer Ordnung mit zusätzlicher Partonabstrahlung wichtig.

Zwei Variablen, die empfindlich auf eine harte Gluonabstrahlung von den am harten Streuprozeß teilnehmenden Partonen sind, und denen in diesem Abschnitt das Interesse gilt, sind das

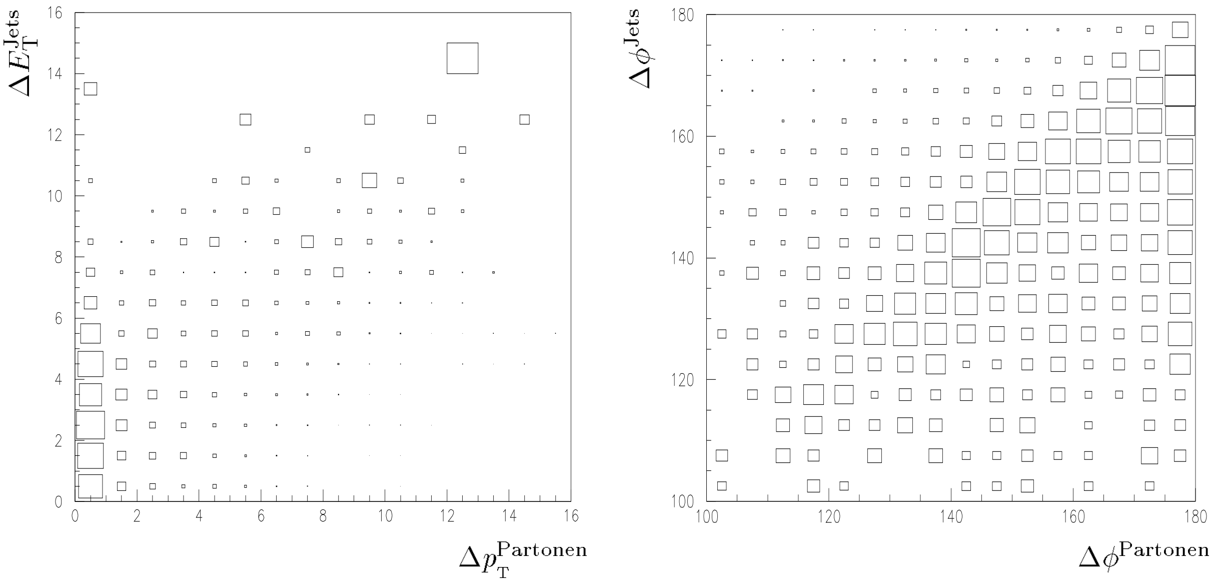

Abbildung 4.7: Auflösung bei der Bestimmung der Differenz des Transversalimpulses und des Azimutwinkels zwischen zwei Partonen. Das linke Bild zeigt die Korrelation zwischen der Differenz der transversalen Energien der beiden Jets im Detektor und der Differenz der Transversalimpulse der beiden harten Partonen für die PYTHIA-Simulation. Rechts ist der entsprechende Zusammenhang für den azimutalen Winkelabstand zwischen den beiden Jets und den beiden Partonen gezeigt, dieses Histogramm enthält Ereignisse mit $E_{\mathrm{T}}^{Jets} > 10\,\mathrm{GeV}$. Um die Einträge bei großen Transversalenergiedifferenzen besser sichtbar zu machen, ist die Zahl der Einträge links mit $(\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}/\mathrm{GeV})^3$ gewichtet. Das rechte Histogramm wurde mit $((180^\circ - \Delta\phi^{\mathrm{Jets}})/1^\circ)^2$ gewichtet.

Ungleichgewicht in der transversalen Energie der beiden härtesten Jets $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}} = |E_{\mathrm{T}1} - E_{\mathrm{T}2}|$ und der azimutale Winkelabstand zwischen den Jets $\Delta\phi^{\mathrm{Jets}}$. Im einfachsten Modell führender Ordnung, in dem zwei Partonen ohne anfänglichen Transversalimpuls aneinander streuen, sind die Impulse der beiden auslaufenden Partonen genau ausgeglichen; es ist $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}} = 0$ und $\Delta\phi^{\mathrm{Jets}} = 180^\circ$. Ein Ungleichgewicht in diesen Variablen kann dann entweder durch einen bereits im Anfangszustand vorhandenen, intrinsischen Transversalimpuls der Partonen, oder durch Abstrahlung eines Gluons von einem der beiden Partonen im Anfangs- oder im Endzustand verursacht werden. Bei vollständiger Rechnung in allen Ordnungen sind diese beiden Effekte zwar nicht unterscheidbar, im naiven Modell, das dieser Arbeit zugrundeliegt, tragen beide Effekte jedoch unterschiedlich zum Ungleichgewicht bei. Der intrinsische Transversalimpuls der Partonen aus dem Photon im Anfangszustand muß durch die nicht am Streuprozeß teilnehmenden Zuschauerpartonen ausgeglichen werden, es ist daher zu erwarten, daß dieser Effekt vor allem bei kleinem x_γ eine Rolle spielen kann, wenn die im Photonrest verbleibenden Partonen einen großen Anteil des Photonimpulses tragen. Der für die Abstrahlung harter Gluonen zur Verfügung stehende Phasenraum nimmt dagegen mit dem Transversalimpuls der harten Streuung zu, so daß hierdurch vor allem bei großen Transversalimpulsen ein großes Ungleichgewicht erzeugt werden kann.

Da aus dem Ungleichgewicht der beiden Jets im Detektor Rückschlüsse auf die entsprechende Größe auf Partonniveau gezogen werden sollen, sollte zunächst überprüft werden, ob die Korrelation von Jet- und Partonvariablen solche Rückschlüsse überhaupt rechtfertigt. Diese Korrelation ist in Abbildung 4.7 für $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ und $\Delta\phi^{\mathrm{Jets}}$ gezeigt. Die gezeigte Auflösung gilt für das Modell des PYTHIA-Generators mit Partonschauern für Zweijet-Ereignisse mit $\Delta\eta < 1$ und $0.25 < y < 0.75$. Um Ereignisse zu unterdrücken, bei denen ein großes Ungleichgewicht zwischen den Jets durch eine falsche Energiemessung im Detektor verursacht wird, wurde die im Ereignis rekonstruierte fehlende transversale Energie $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ auf $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} < 5\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt. Die gezeigte $\Delta\phi$-Korrelation gilt für Ereignisse mit $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}} = (E_{\mathrm{T}1} + E_{\mathrm{T}2})/2 > 10\,\mathrm{GeV}$. Die Abbildung 4.7 zeigt, daß die Messung der Transversalimpulsdifferenz zwischen den harten Partonen im Einzelfall nur recht ungenau gelingt, es wird aber auch deutlich, daß ein großes Ungleichgewicht der Jets im Bereich $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}} > 7\,\mathrm{GeV}$ tatsächlich meistens durch eine große Transversalimpulsdifferenz zwischen den Partonen verursacht wird.

Die gleiche Feststellung kann auch für die $\Delta\phi$-Korrelation getroffen werden. Ein geringer azimutaler Abstand zwischen den Jets wird häufig durch einen entsprechenden Winkelabstand zwischen den Partonen verursacht, es gibt jedoch auch einen nicht vernachlässigbaren Beitrag von Ereignissen, bei denen die azimutale Asymmetrie der Jets dadurch verursacht wird, daß eines der beiden Partonen nicht als Jet wiedergefunden werden konnte. Aufgrund der schlechten Auflösung für die Messung dieser Größen wird hier keine Korrektur für Detektoreffekte und Fragmentation versucht, sondern es soll statt dessen lediglich die unkorrigierte Verteilung in Detektorvariablen mit zwei Modellen verglichen werden.

Die beiden Monte-Carlo-Modelle, für die eine ausreichende Zahl von Ereignissen für die Analyse zur Verfügung stand, sind das bereits mehrfach verwendete PYTHIA-Modell, das über Partonschauer im Anfangs- und Endzustand, eine Verteilung des intrinsischen Transversalimpulses der Partonen im Photon von der Form $dN/dk_{\mathrm{T}} \sim 1/(k_0^2 + k_{\mathrm{T}}^2)$ sowie harte Mehrfachwechselwirkungen verfügt, und das Modell des Generators PHOJET in der Version 1.03, die über keine harten Partonschauer im Anfangszustand verfügt. PHOJET generiert harte und weiche Mehrfachwechselwirkungen und liefert eine weiche, gaußförmige Verteilung des intrinsischen Transversalimpulses im Photon. Die Erzeugung von Partonschauern im Endzustand wird vom Programm JETSET geleistet. Abbildung 4.8 zeigt den Vergleich dieser beiden Modelle mit den unkorrigierten Daten für zwei x_γ^{Jets}-Bereiche. Die gezeigten Daten sind Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron im Kleinwinkel-Elektrondetektor, die Monte-Carlo-Ereignisse sind mit der Akzeptanzfunktion dieses Detektors gewichtet, die im Bereich $0.25 < y < 0.7$ von Null verschieden ist. Es sind Ereignisse mit 2 Jets mit $E_{\mathrm{T}2} > 7\,\mathrm{GeV}$, $\Delta\eta < 1$ und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} < 5\,\mathrm{GeV}$ gezeigt. Die $\Delta\phi$-Verteilung gilt für $(E_{\mathrm{T}1} + E_{\mathrm{T}2})/2 > 10\,\mathrm{GeV}$.

Es ist deutlich sichtbar, daß das PYTHIA-Modell mit harten Partonschauern im Anfangszustand die Daten befriedigend beschreibt, während PHOJET in der Version ohne harte Partonschauer die gelegentlich auftretenden Ereignisse mit einer großen Asymmetrie zwischen den Jets nicht erklären kann.

Zur Diskussion möglicher Interpretationen der beobachteten Verteilungen sind in Abbildung 4.9 noch drei weitere Modelle mit den beiden oben erwähnten verglichen. Bei diesen handelt es sich um die neueste derzeit verfügbare Version des Generators PHOJET (V. 1.06), die auch harte Partonschauer im Anfangszustand generiert, sowie zwei Variationen des PYTHIA-Modells ohne harte Partonschauer im Anfangszustand. Das in der Abbildung mit „PYTHIA kT“ bezeichnete Modell beruht auf dem Potenzgesetz für die Verteilung des intrinsischen Transversalimpulses im Photon, das auch für die volle PYTHIA-Simulation verwendet wurde, das zweite Modell setzt hier eine weiche, gaußförmige Verteilung ein, die auch bei PHOJET verwendet wird. Alle Modelle enthalten mehrfache Parton-Parton-Wechselwirkungen und verwenden die gleichen Partondichten in Photon und Proton (GRV-LO). Für die letzten drei Modelle stehen momentan keine Ereignisse mit voller Detektorsimulation zur Verfügung, sie können also hier nicht direkt mit den Daten verglichen werden. Da das volle PYTHIA-Modell, wie Abbildung 4.8 zeigt, die Verteilung der betrachteten Größen in den Daten jedoch gut beschreibt, kann dieses Modell als Bezugsmaßstab verwendet werden. In Abbildung 4.9 wird die Verteilung von $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ und $\Delta\phi^{\mathrm{Jets}}$ auf dem Niveau stabiler Teilchen verglichen, die Schnitte entsprechen denen von Abbildung 4.8, wurden hier aber ebenfalls auf Teilchenniveau angebracht.

Abbildung 4.9 (a) und (c) zeigen, daß die Asymmetrie in der transversalen Energie der Jets

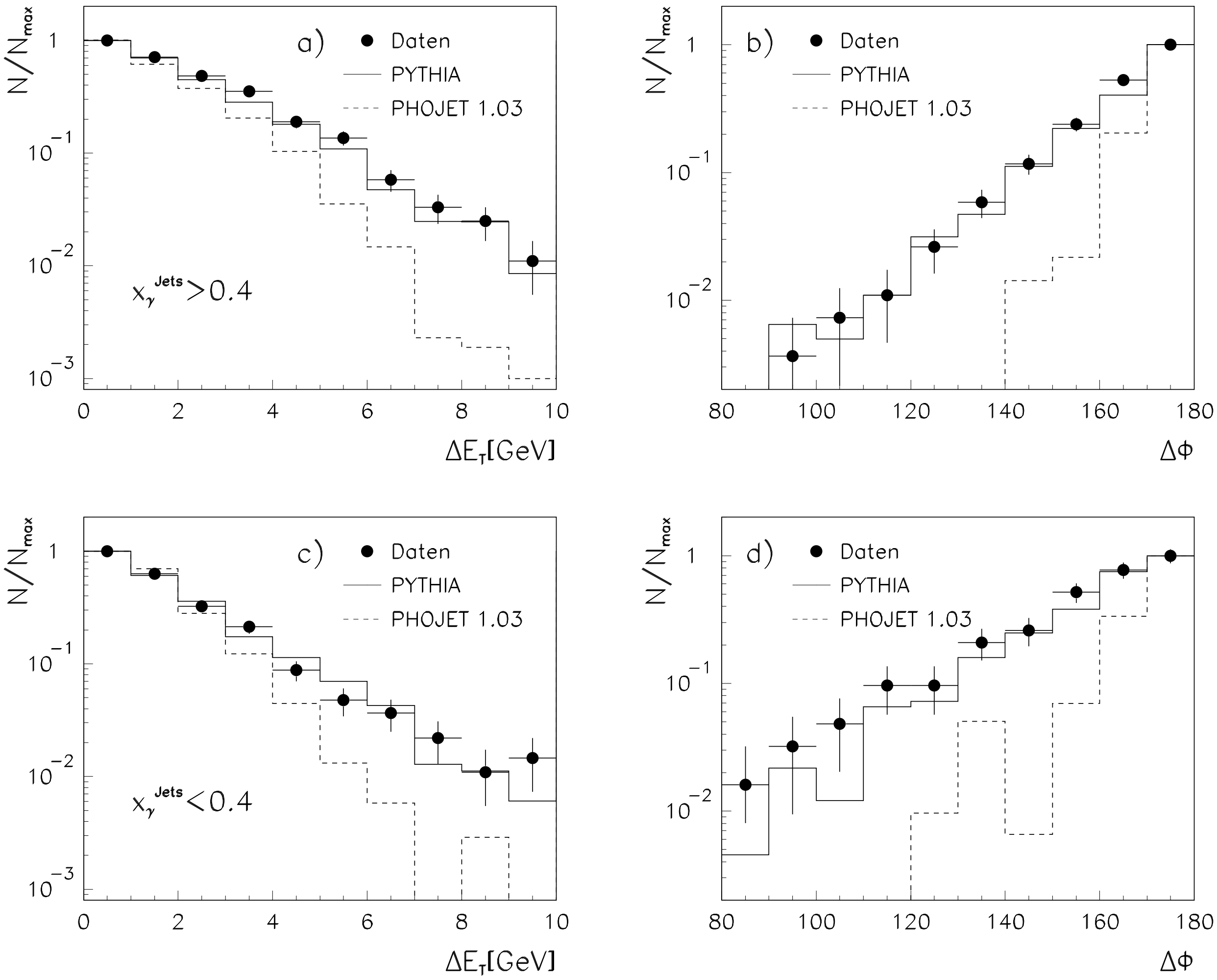

Abbildung 4.8: Differenz zwischen den transversalen Energien (a,c) und zwischen den Azimutalwinkeln (b,d) der beiden Jets im Detektor. Die Verteilungen (a) und (b) enthalten Ereignisse mit rekonstruiertem $x_\gamma^{\mathrm{Jets}} > 0.4$, (c) und (d) zeigen die Ereignisse mit $x_\gamma^{\mathrm{Jets}} < 0.4$. In allen Ereignissen ist die rekonstruierte fehlende transversale Energie $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ auf $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} < 5\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt. Die Daten (schwarze Punkte) sind jeweils mit dem PYTHIA-Modell (durchgezogenes Histogramm) und dem Modell des PHOJET-Generators (gestrichelt) verglichen. Letzterer generiert in der gezeigten Version 1.03 im Gegensatz zu PYTHIA keine harten Partonschauer im Anfangszustand. Alle Verteilungen sind auf die Zahl der Einträge im höchsten Bin normiert.

beim PHOJET- und PYTHIA-Modell sehr ähnlich verteilt ist, wenn beide Generatoren ohne Partonschauer und mit gaußförmig verteiltem intrinsischen Transversalimpuls im Photon betrieben werden. An den drei verschiedenen PYTHIA-Modellen wird deutlich, daß der größte Teil der Asymmetrie bei großen transversalen Energien durch den Partonschauermechanismus verursacht wird. Der Einfluß von mehrfachen Parton-Parton-Wechselwirkungen auf das betrachtete Ungleichgewicht zwischen den Jets ist in beiden Modellen klein, da die Wechselwirkungen unabhängig voneinander erzeugt werden. Eine Korrelation ergibt sich nur durch die Verteilung des anfänglichen Transversalimpulses der Partonen. Der relative Beitrag eines erhöhten intrinsischen Transversalimpulses der Partonen im Photon ist wie erwartet bei kleinem x_γ etwas größer, bei $x_\gamma^{\mathrm{Jets}} > 0.4$ spielt er kaum eine Rolle.

Die neue PHOJET-Version mit harten Partonschauern im Anfangszustand zeigt ein größeres Ungleichgewicht zwischen den Jets, erreicht jedoch nicht ganz das Niveau des vollständigen PYTHIA-Modells, so daß es zur Beschreibung der Daten vermutlich noch nicht ausreicht.

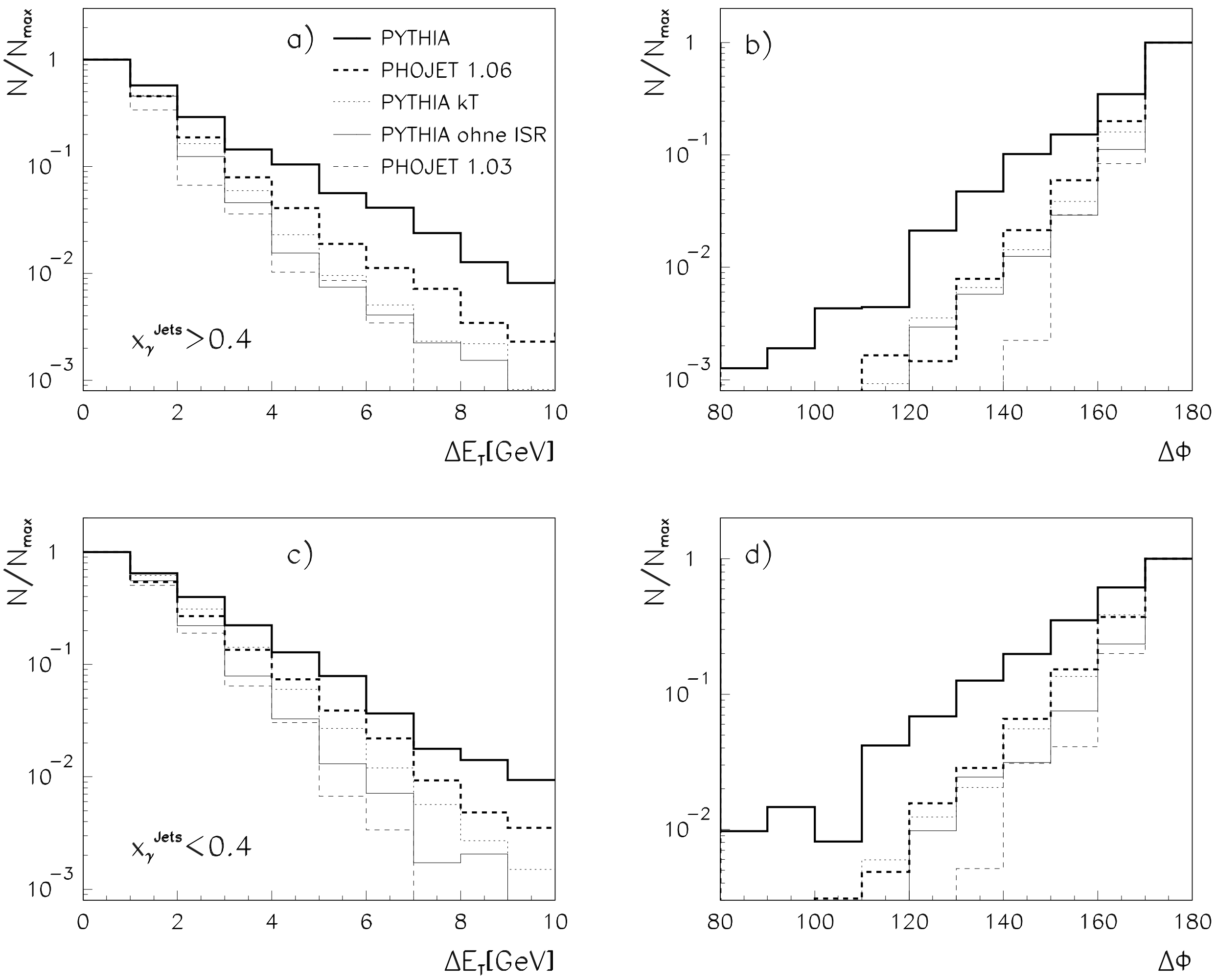

Abbildung 4.9: Vergleich verschiedener MC-Modelle in Bezug auf das Ungleichgewicht in der transversalen Energie und im Azimutalwinkel zwischen den Jets. Die Jets wurden auf dem Niveau stabiler Teilchen ohne Detektorsimulation gefunden. Die Differenz zwischen den transversalen Energien der beiden Jets (a,c) und der azimutale Winkelabstand zwischen den Jets (b,d) ist für $x_\gamma^{\rm Jets} > 0.4$ (a,b) und $x_\gamma^{\rm Jets} < 0.4$ (c,d) gezeigt, wobei $x_\gamma^{\rm Jets}$ ebenfalls mit Hilfe der Jets aus stabilen Teilchen bestimmt wurde. Die verglichenen Modelle sind die auch in Abbildung 4.8 gezeigte PYTHIA-Simulation (fette, durchgezogene Linie), die neueste verfügbare PHOJET-Version 1.06 (fett, gestrichelt), die PYTHIA-Simulation ohne Partonschauer im Anfangszustand, aber mit hohem Transversalimpuls $k_{\rm T}$ im Photonrest (PYTHIA kT, gepunktet), die PYTHIA-Simulation ohne Partonschauer und mit gaußförmig verteiltem Transversalimpuls im Photonrest (dünne, durchgezogene Linie) und die PHOJET-Version 1.03 ohne harte Partonschauer im Anfangszustand, die auch in Abbildung 4.8 nach Detektorsimulation gezeigt wurde (gestrichelte, dünne Linie).

Bei der Diskussion der Verteilungen sollte berücksichtigt werden, daß die $\Delta\phi$-Verteilung aufgrund des mit E_{T} stark abfallenden Energiespektrums der Jets von Ereignissen in der Nähe des Schnittes dominiert wird, während ein hohes $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ wegen des Schnittes auf beide Jets bei $E_{\mathrm{T}} > 7\,\mathrm{GeV}$ nur von Ereignissen erreicht werden kann, bei denen einer der beiden Jets einen Transversalimpuls deutlich oberhalb der Schnittgrenze aufweist. Das $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$-Spektrum ist daher besonders empfindlich auf Effekte höherer Ordnung.

Eine weitere, direktere Möglichkeit zum Nachweis von Abstrahlungen höherer Ordnung stellt die Beobachtung von Ereignissen mit mehr als zwei harten Jets dar. Solche Ereignisse werden am einfachsten durch Abstrahlung zusätzlicher harter Partonen erklärt. Abbildung 4.10 zeigt als Beispiel eines der Ereignisse mit großem $\Delta E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$. Bei diesem Ereignis wurden insgesamt vier Jets mit $E_{\mathrm{T}} > 7\,\mathrm{GeV}$ im Akzeptanzbereich des Flüssigargonkalorimeters gefunden.

Als Zusammenfassung dieses Abschnitts kann festgehalten werden, daß eine Beschreibung der beobachteten Asymmetrie zwischen den beiden Jets im Transversalimpuls und im Azimutalwinkel innerhalb der zur Verfügung stehenden Modelle nicht ohne harte Partonschauer im Anfangszustand möglich ist. Es wurde deutlich, daß diese Effekte höherer Ordnung für die Beschreibung der Daten wichtig sind, und daß das vollständige PYTHIA-Modell die beobachteten Asymmetrien beschreiben kann. Das letztere Modell kann daher auch am besten für die Extraktion der effektiven Partondichte in führender Ordnung eingesetzt werden.

4.4 Entfaltung auf Partonebene

Dieser und der folgende Abschnitt sind der eigentlichen Messung der effektiven Partondichte im Photon gewidmet. Die Bestimmung der effektiven Partondichte basiert auf Gleichung (4.3). In dieser Analyse werden drei der vier Komponenten des Wirkungsquerschnitts, nämlich der Fluß quasireeller Photonen, die das Strahlelektron begleiten, die durch das Matrixelement festgelegte Winkelabhängigkeit der Streuung und insbesondere auch die effektive Partondichte im Proton mitsamt ihrer Abhängigkeit von der Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ als bekannt vorausgesetzt. Die effektive Partondichte im Photon und ihre Abhängigkeit vom Impulsbruchteil x_γ und der Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ wird als einzige Unbekannte betrachtet. Unter diesen Bedingungen ist der Wirkungsquerschnitt für die Produktion zweier harter Partonen im Endzustand proportional zur gesuchten Photon-Partondichte.

Praktisch geschieht die Extraktion der gesuchten Partondichte, indem ein korrigierter Zweijet-Wirkungsquerschnitt als Funktion der beiden Variablen x_γ und $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ bestimmt wird, dieser Wirkungsquerschnitt wird dann mit einem Monte-Carlo-Modell mit einer gegebenen Partonverteilung im Photon verglichen. Die relative Abweichung des gemessenen Wirkungsquerschnitts vom Monte-Carlo-Modell liefert den Faktor, um den die ursprünglich im Modell verwendete effektive Partondichte zu korrigieren ist, um die wahre Partondichte zu erhalten, die zur korrekten Beschreibung der Daten führt.

Der Einfachheit halber wird an dieser Stelle die gleiche Definition des Wirkungsquerschnitts wie schon in Kapitel 3 verwendet, der Wirkungsquerschnitt soll für Ereignisse mit $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$, $0.2 < y < 0.83$, $|\eta_1 - \eta_2| < 1$, $0 < \frac{1}{2}(\eta_1 + \eta_2) < 2$ und $|E_{\mathrm{T}1} - E_{\mathrm{T}2}|/(E_{\mathrm{T}1} + E_{\mathrm{T}2}) < \frac{1}{4}$ gelten. Die Variablen $\eta_{1,2}$ und $E_{\mathrm{T}1,2}$ beziehen sich weiterhin auf die aus stabilen Teilchen rekonstruierten Jets. Der Unterschied zum vorigen Kapitel besteht allein in der Wahl der Entfaltungsvariablen, die jetzt für die in führender Ordnung auf Partonniveau definierten Variablen x_γ und $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ stehen. Zur Messung der Wirkungsquerschnitte auf Partonniveau kann daher prinzipiell einfach das Entfaltungsverfahren in den neuen Variablen wiederholt werden.

Durch die Verwendung von Partonvariablen ergibt sich allerdings ein konzeptioneller Unterschied zum in Kapitel 3 gemessenen Jet-Wirkungsquerschnitt. Der letztere Wirkungsquerschnitt ist wegen seiner „experimentellen“ Definition auf Teilchenniveau eine wohldefinierte Größe, die in allen Ordnungen der Theorie richtig ist. Alle Unsicherheiten der Messung sind experimenteller Natur. Diese Feststellung ist beim Übergang zu Partonvariablen nicht länger richtig, da ein Par-

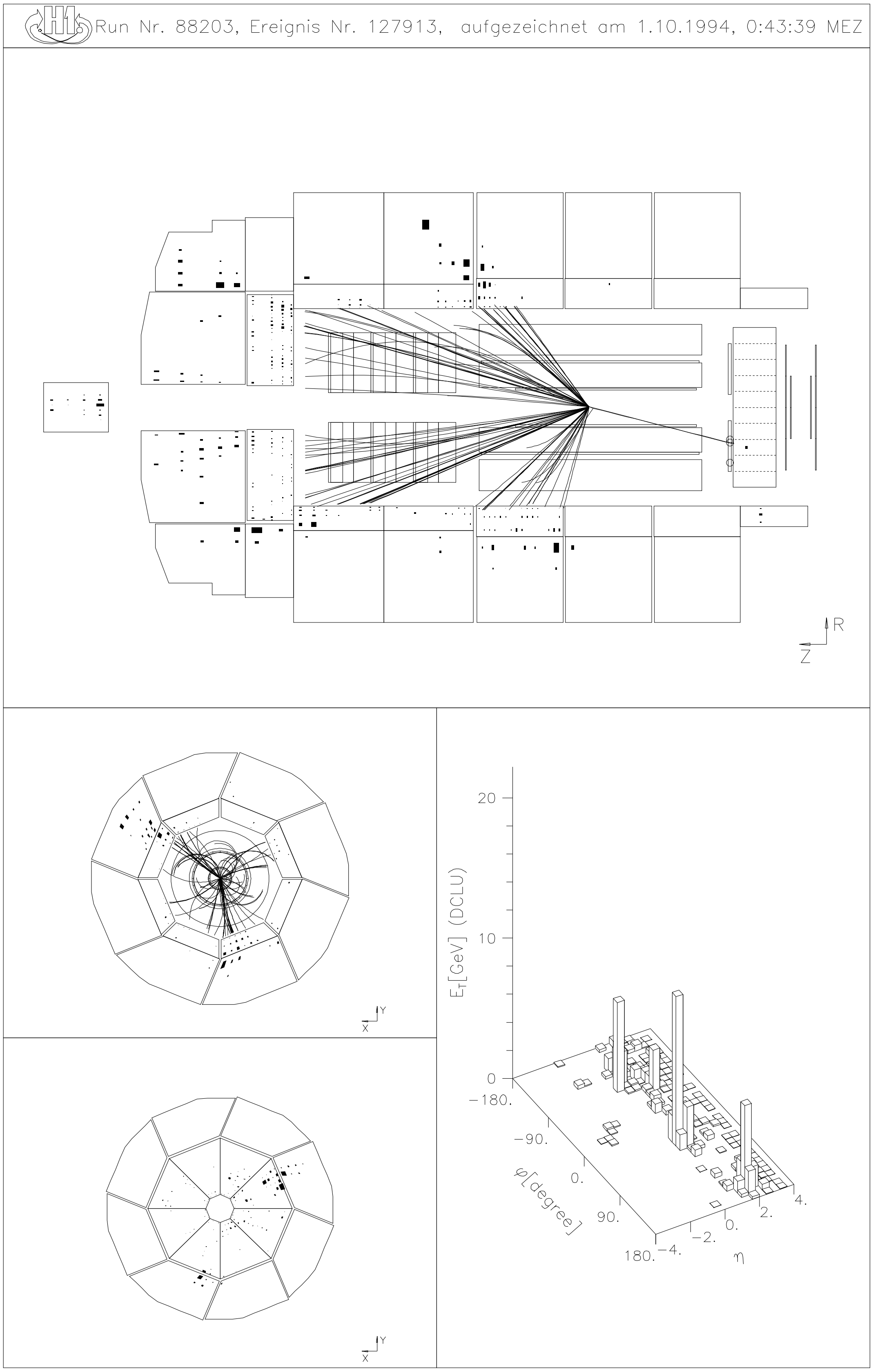

Abbildung 4.10: Vier-Jet-Ereignis im H1-Detektor. Das obere Bild zeigt die Seitenansicht des Detektors, links unten ist die radiale Ansicht des zentralen Detektors und des vorderen Kalorimeters (ganz unten) gezeigt. Die Grafik rechts unten zeigt den transversalen Energiefluß im Ereignis als Funktion von Azimutwinkel φ und Pseudorapidität η.

ton prinzipiell nicht direkt beobachtet werden kann, und infolgedessen zwangsläufig ein Element einer modellabhängigen Interpretation der Messung darstellt. Um diese Modellabhängigkeit zu bewerten, ist es wünschenswert, die Interpretation des Ergebnisses mehrmals mit verschiedenen Modellen vorzunehmen und die so erhaltenen Ergebnisse zu vergleichen. Leider steht aus praktischen Gründen nur für ein einziges Monte-Carlo-Modell eine für ein Entfaltungsverfahren ausreichende Anzahl von Ereignissen mit voller Detektorsimulation zur Verfügung. Die Produktion mehrerer alternativer Modelle stößt wegen des enormen Rechenzeitaufwands, der mit der Detektorsimulation verbunden ist, schnell an Grenzen.

Um dennoch die Modellabhängigkeit der Messung beurteilen zu können, wird in diesem Kapitel ein abgewandeltes, zweistufiges Entfaltungsverfahren verwendet, bei dem in einem Zwischenschritt zunächst der Wirkungsquerschnitt für Zweijetereignisse auf dem Niveau stabiler Teilchen wie in Kapitel 3 ermittelt wird, dieses Ergebnis wird dann in einem zweiten Schritt erneut dem Entfaltungsverfahren unterzogen, um einen Wirkungsquerschnitt als Funktion von Partonvariablen zu bestimmen. Dieses etwas kompliziertere zweistufige Verfahren ist deshalb sinnvoll, weil nur für den ersten Entfaltungsschritt Monte-Carlo-Ereignisse mit voller Detektorsimulation benötigt werden, für die im zweiten Schritt verwendeten Monte-Carlo-Modelle kann dagegen auf die Detektorsimulation verzichtet werden. Im ersten Entfaltungsschritt ist es dabei nur wichtig, daß die verwendete Simulation die Topologie der Ereignisse in den Daten gut wiedergibt, das zugrundeliegende physikalische Modell ist dagegen unerheblich und wird erst im zweiten Schritt interessant. Im einzelnen wurden die folgenden Datensätze von Monte-Carlo-Ereignissen für die Entfaltungsprozedur und die systematischen Studien verwendet:

1. Die hier bereits mehrmals erwähnte Simulation des Generators PYTHIA 5.7 in der Konfiguration, die nach dem derzeitigen Verständnis die beste Beschreibung der Daten liefert, besteht aus einem Satz von 231 114 Ereignissen mit voller Detektorsimulation, die einer integrierten Luminosität von $8\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen. Alle in Tabelle 4.1 aufgeführten Subprozesse sind in diesem simulierten Datensatz enthalten. Die Simulation enthält harte Partonschauer im Anfangs- und Endzustand, eine Verteilung des intrinsischen Transversalimpulses k_{T} der Partonen im Photon von der Form $dN/dk_{\mathrm{T}} \sim 1/(k_0^2+k_{\mathrm{T}}^2)$ sowie mehrfache harte Parton-Parton-Streuungen mit einem Abschneideparameter für den Transversalimpuls in den zusätzlichen Wechselwirkungen von $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mia}} > 1.2\,\mathrm{GeV}$. Dieser letzte Parameter wurde in [12, 13] als optimal zur Beschreibung des Energieflusses außerhalb der harten Jets ermittelt. Für Photon- und Protonstruktur wurden die jeweiligen GRV-Parametrisierungen in führender Ordnung verwendet. Die Vorselektion und Gewichtung der Ereignisse vor der Detektorsimulation wurde bereits im Abschnitt 2.2 beschrieben. Zur Verbesserung der statistischen Signifikanz im zweiten Entfaltungsschritt wurden mit den gleichen Parametern nochmals 447 000 Ereignisse mit $\hat{p}_{\mathrm{T}} > 7\,\mathrm{GeV}$ ohne Detektorsimulation generiert, dies entspricht einer zusätzlichen integrierten Luminosität von $12\,\mathrm{pb}^{-1}$.

2. In [32] und [33] wurde das PYTHIA-Modell mit den gleichen Parametern und Partondichten, jedoch einem Abschneideparameter von $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mia}} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ für den Transversalimpuls in den harten Mehrfachwechselwirkungen verwendet. Dies führt zu einer geringeren Rate von Mehrfachwechselwirkungen und einem geringeren Energiefluß außerhalb der Jets, der nicht mehr ausreicht, um den in den Daten beobachteten Energiefluß zu beschreiben. Zur Messung der Partondichte in [32, 33] wurde diese Differenz im Energiefluß parametrisiert und die transversale Jetenergie um einen sogenannten „Pedestal"-Beitrag korrigiert. In der vorliegenden Arbeit wird im Hinblick auf die verbesserte Beschreibung des Energieflusses auf eine solche Korrektur verzichtet, das damals verwendete Modell kann aber als Vergleichsmaßstab für die Abschätzung der durch die Variation dieses Parameters erzeugten Unsicherheit verwendet werden. Dazu wurden mit dieser Konfiguration 398 915 Ereignisse von Prozessen des aufgelösten Photons generiert, was bei dem verwendeten Abschneide-

parameter $\hat{p}_{\rm T}^{\rm cut} = 5\,\text{GeV}$ für den Transversalimpuls der Partonen in der härtesten Wechselwirkung einer integrierten Luminosität von $3.2\,\text{pb}^{-1}$ entspricht. Die Prozesse des direkten Photons werden von einer Variation dieses Parameters nicht betroffen, daher können hierfür weiterhin die Ereignisse von Punkt 1. verwendet werden.

3. Mit dem Generator PHOJET steht ein weiteres alternatives Modell zur Verfügung, das, wie in [12] gezeigt wurde, eine sehr gute Beschreibung der Energieflüsse in Jet-Ereignissen liefert. Hier wird die neue Version 1.06 dieses Programms verwendet, die auch über harte Partonschauer verfügt. Mit diesem Generator wurden etwa 10^8 Ereignisse generiert, diese Zahl wurde durch Selektion auf Teilchenniveau auf 545 541 Ereignisse reduziert. Dieser Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von etwa $7\,\text{pb}^{-1}$.

Für die richtige Bewertung der statistischen Fehler und der Korrelationen des Entfaltungsergebnisses ist bei diesem zweistufigen Verfahren zu beachten, daß die im ersten Schritt ermittelten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Bins bereits korreliert sind. Die Kovarianzmatrix des Ergebnisses aus dem ersten Entfaltungsschritt muß im zweiten Schritt bei der Bestimmung der Varianzen und Kovarianzen des Endergebnisses berücksichtigt werden. Diese Fortpflanzung der Kovarianzen ist in Anhang B beschrieben.

Die Auflösung bei der Rekonstruktion des Transversalimpulses $\hat{p}_{\rm T}$im harten Streuprozeß und des Impulsbruchteils x_γ im Photon aus den entsprechenden Jetvariablen ist in Abbildung 4.11 für Ereignisse der Generatoren PYTHIA und PHOJET gezeigt. Der Generator PHOJET zeigt dabei eine etwas bessere Korrelation von rekonstruierten und tatsächlichen Variablen. Auch die Verteilung des rekonstruierten $x_\gamma^{\rm Jets}$ für Ereignisse des direkten Photons, die in Abbildung 4.11 (e) und (f) dargestellt ist, ist bei den PHOJET-Ereignissen etwas schmaler.

Abbildung 4.12 gibt einige Beispiele für die Migration der Ereignisse in der zweidimensionalen $(x_\gamma, \hat{p}_{\rm T}^2)$-Ebene zwischen Teilchen- und Partonniveau. Für sechs der insgesamt 43 Bins in $(x_\gamma, \hat{p}_{\rm T}^2)$, in denen die Partonniveau-Entfaltung vorgenommen wird, ist die Verteilung der entsprechenden auf Teilchenniveau rekonstruierten Größen $x_\gamma^{\rm Jets}$ und $(E_{\rm T}^{\rm Jets})^2$ gezeigt. Diese Beispiele stammen aus der PYTHIA-Simulation, die für die Entfaltung verwendet wird. Da die Ereignisse des direkten Photons im Modell führender Ordnung von denen des aufgelösten Photons unterschieden werden können, können die direkten Prozesse in separaten Bins in Partonvariablen geführt werden. Damit wird durch die Entfaltungsprozedur im Prinzip auch der Anteil an direkten Prozessen bestimmt. Die Unterscheidung beruht hier allerdings nur auf den beiden Entfaltungsvariablen, und kann nur soweit gelingen, wie sich die Verteilungen der direkten und aufgelösten Ereignisse in den Teilchenniveau-Variablen unterscheiden.

Der entfaltete Wirkungsquerschnitt in Partonvariablen ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Es ist das Ergebnis des zweistufigen Entfaltungsverfahrens mit den statistischen Fehlern im Vergleich mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt des PYTHIA-Modells mit der GRV-Partondichte im Photon gezeigt. Für beide Entfaltungsstufen wurde dasselbe bayesische Entfaltungsverfahren verwendet, das auch in Kapitel 3 zur Messung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts zur Anwendung kam. In der ersten Stufe wurde der Wirkungsquerschnitt auf Teilchenniveau in den in Abbildung 4.12 gezeigten Bins entfaltet, dabei wurden hier sechs Iterationsschritte durchgeführt. Die genaue Zahl der Iterationsschritte ist für das Ergebnis jedoch nicht von Bedeutung, wie in Kapitel 3 gezeigt wurde. Es können hier relativ viele Iterationsschritte durchgeführt werden, weil durch die nachfolgende zweite Entfaltungsstufe, die eine gröbere Binaufteilung aufweist, wieder eine Glättung des Ergebnisses erfolgt und Fluktuationen durch Mittelung über mehrere Bins verringert werden. Für die zweite Entfaltungsstufe wurden dann noch zwei Iterationsschritte durchgeführt.

In Abbildung 4.13 sind alle Bins gezeigt, für die das Entfaltungsverfahren ein Ergebnis liefert, einschließlich derjenigen, die nicht sinnvoll für die Berechnung einer effektiven Partondichte verwendet werden können. Zu letzteren zählen die Bins im niedrigsten $p_{\rm T}^2$-Bin, die zum großen

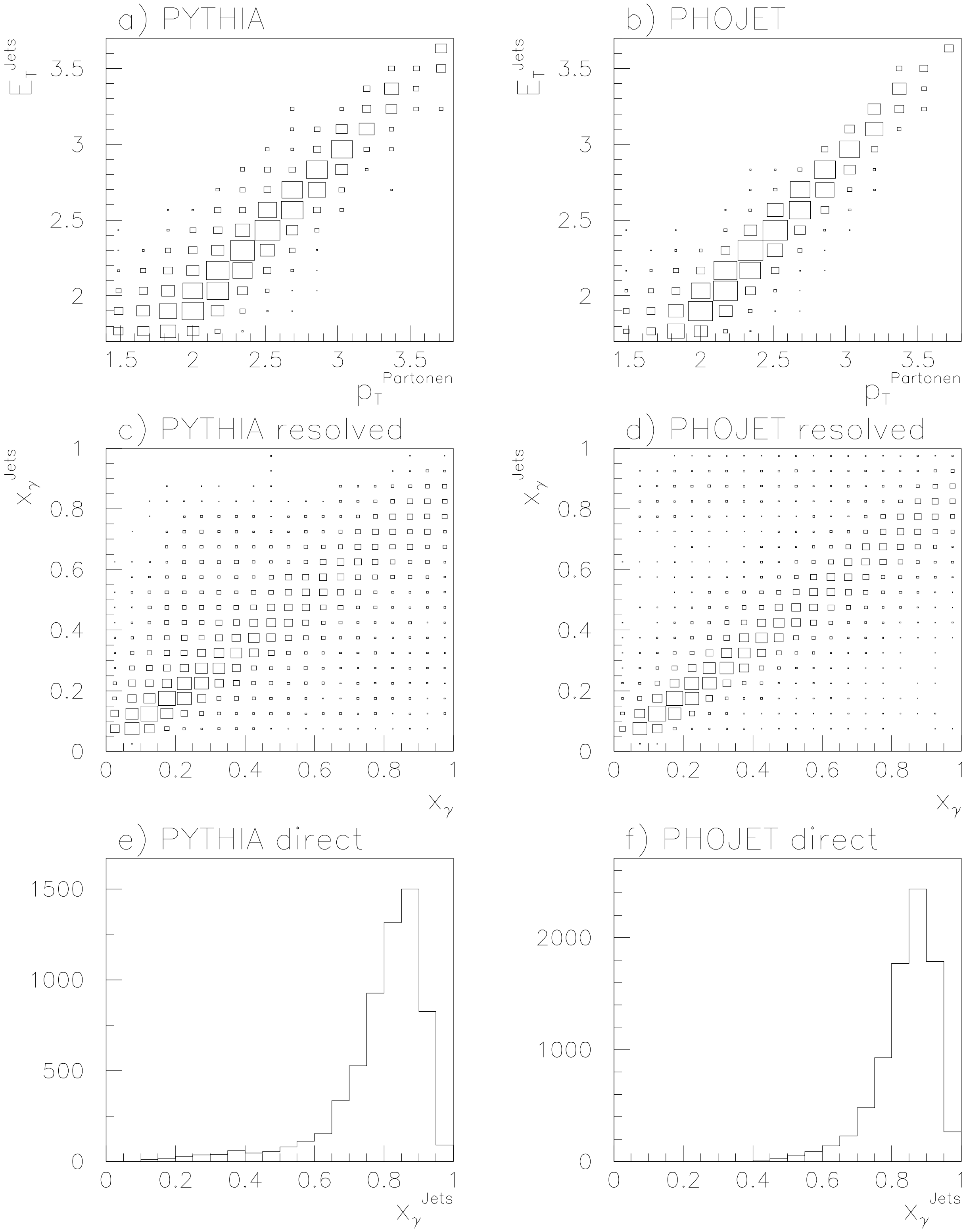

Abbildung 4.11: Korrelation der Entfaltungsvariablen zwischen Jets aus stabilen Teilchen und Partonen für Ereignisse der Generatoren PYTHIA (links) und PHOJET (rechts). (a) und (b) zeigen die Korrelation zwischen der transversalen Energie der Jets $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}$ und dem Transversalimpuls in der harten Streuung $\hat{p}_{\mathrm{T}}$; diese Verteilungen sind mit $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}}/\mathrm{GeV})^3$ gewichtet, um Einträge bei großen transversalen Energien besser sichtbar zu machen. (c) und (d) zeigen die Korrelation zwischen x_γ^{Jets} und dem wahren x_γ des Generators für Ereignisse des aufgelösten Photons, (e) und (f) sind die x_γ^{Jets}-Verteilungen für Ereignisse des direkten Photons.

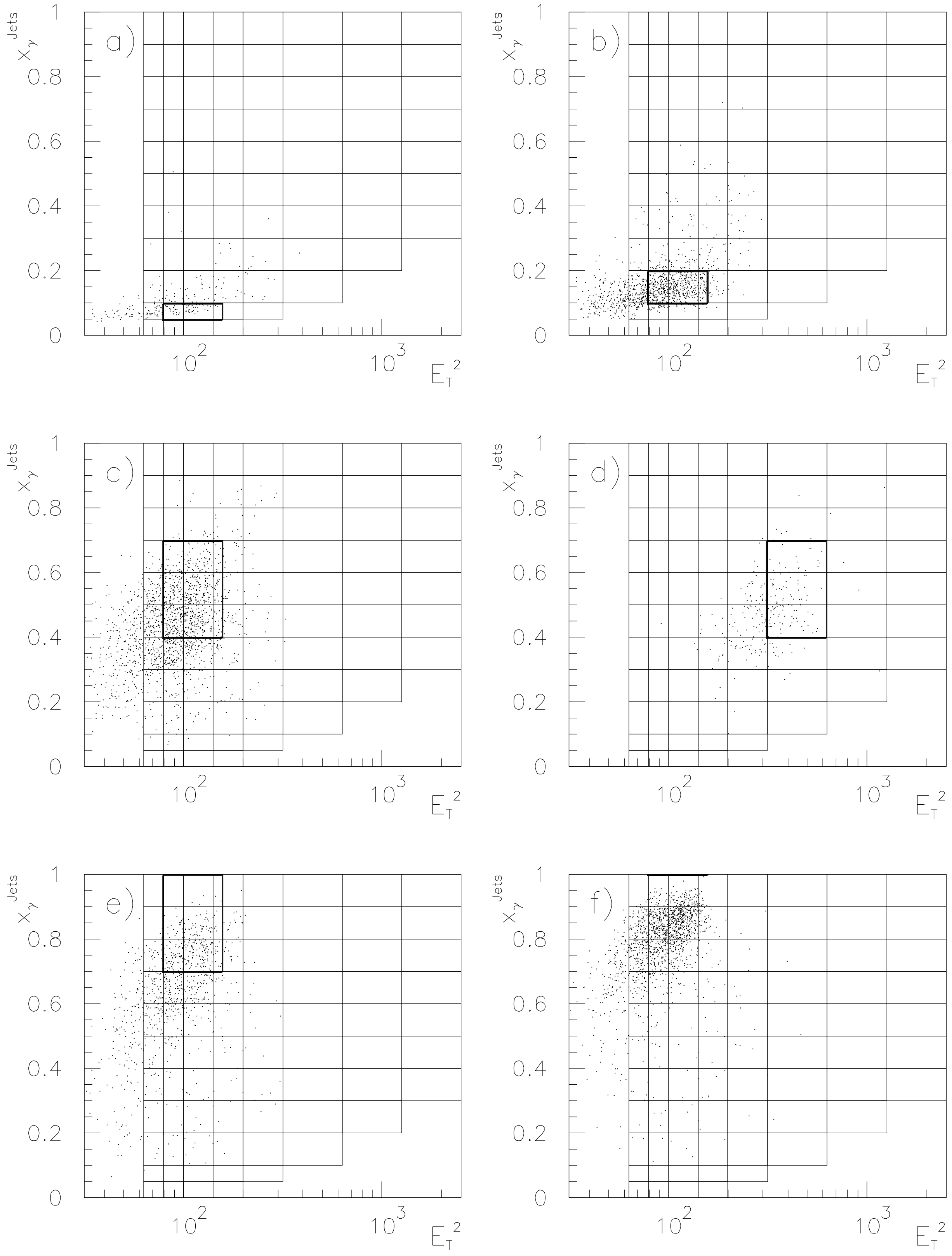

Abbildung 4.12: Veranschaulichung der Migrationen der Größen x_γ und $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ bei der Rekonstruktion aus x_γ^{Jets} und $(E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Jets}})^2$ auf Teilchenniveau. Jede der sechs Grafiken zeigt die Verteilung der rekonstruierten Größen für Monte-Carlo-Ereignisse des PYTHIA-Generators aus je einem Bin in der $(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)$-Ebene. Die auf Teilchenniveau verwendete Binaufteilung ist als Gitter eingezeichnet, das Ursprungsbin der Ereignisse in den Partonvariablen ist als fett gezeichnetes Rechteck angedeutet. Teilbild (f) zeigt Ereignisse des direkten Photons bei $79\,\mathrm{GeV}^2 < \hat{p}_{\mathrm{T}}^2 < 158\,\mathrm{GeV}^2$.

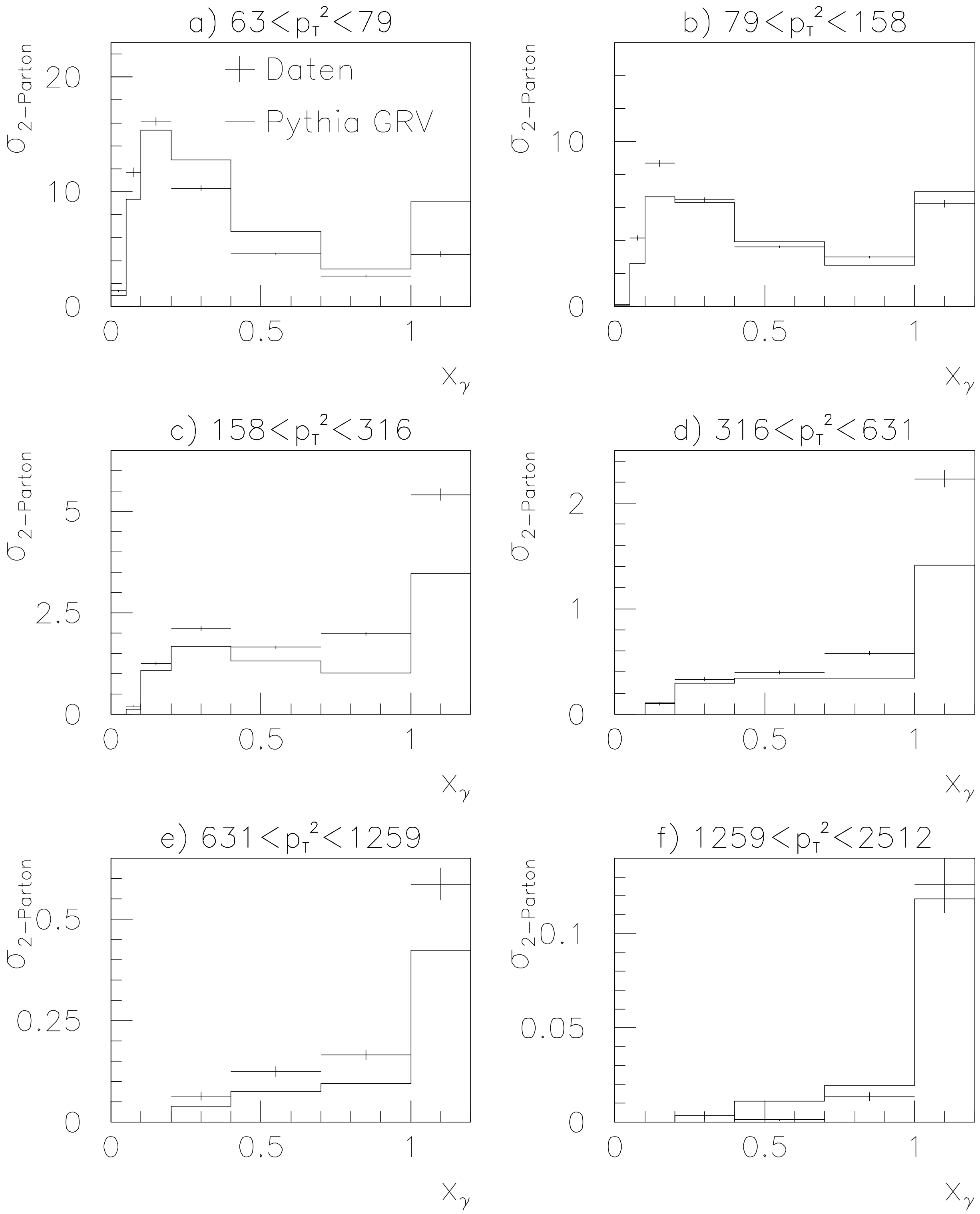

Abbildung 4.13: Entfalteter Zweijet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von Parton-Variablen. Der gezeigte Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx_\gamma d\log\hat{p}_{\mathrm{T}})$ gilt für den gleichen kinematischen Bereich wie der Jet-Wirkungsquerschnitt aus Kapitel 3, ist aber als Funktion des wahren x_γ und des Transversalimpulses $\hat{p}_{\mathrm{T}}$ im harten partonischen Streuprozeß dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt für die Prozesse des direkten Photons ist willkürlich als zusätzliches Bin bei $x_\gamma > 1$ eingefügt. Die Kreuze mit Fehlerbalken zeigen den entfalteten Wirkungsquerschnitt in Nanobarn mit statistischen Fehlern, das Histogramm ist der entsprechende Wirkungsquerschnitt des PYTHIA-Modells mit der GRV-LO-Photonpartonverteilung.

Teil von Ereignissen außerhalb des selektierten Datensatzes bestimmt werden, die Bins bei sehr großem p_T^2, in denen nur sehr wenige Ereignisse für die Messung zur Verfügung stehen, und auch die Bins bei $x_\gamma \approx 1$, die mit Ereignissen direkter Photonen durchmischt sind.

Der Wirkungsquerschnitt für die Prozesse des direkten Photons wurde in der x_γ-Verteilung willkürlich als zusätzliches Bin bei $x_\gamma > 1$ angefügt. Die Wahl der Breite dieses Bins, und damit der Wert des dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitts in diesem Bin ist dabei völlig willkürlich, da diese Ereignisse per Definition alle bei $x_\gamma = 1$ liegen. Die Unterscheidung zwischen Ereignissen aufgelöster Photonen bei $x_\gamma \approx 1$ und direkter Photonen ist allerdings willkürlich oder zumindest stark modellabhängig. Das letzte Bin der aufgelösten Prozesse bei großem x_γ und das Bin der direkten Prozesse sind stark korreliert. Auf die Angabe einer effektiven Partondichte in diesem Bereich wird daher hier verzichtet werden.

Auch bei dieser Entfaltung ist es, wie schon im vorigen Kapitel, sinnvoll, das Ergebnis nochmals anhand der Daten zu überprüfen. Dazu wird wieder aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte in Daten und Monte-Carlo-Modell aus Abbildung 4.13 für jedes Bin der Partonvariablen ein Gewicht bestimmt, das dann zur Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse verwendet wird. Die so umgewichteten Monte-Carlo-Ereignisse sollten dann die Verteilungen der Daten in Detektorvariablen richtig wiedergeben. Diese Kontrollverteilungen sind in Abbildung 4.14 gezeigt. In den meisten Bereichen ist die Beschreibung der Daten durch das umgewichtete Modell zufriedenstellend, leichte Probleme in der Beschreibung zeigen sich jedoch noch bei Ereignissen mit großem x_γ^{Jets} und kleinem E_T^{Jets} in Abbildung 4.14 (c). Offenbar läßt sich das PYTHIA-Modell in diesem Bereich durch Umwichten in Partonvariablen nicht vollständig an die Daten anpassen.

4.5 Systematische Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten des Partonniveau-Wirkungsquerschnitts, die durch experimentelle Schwierigkeiten verursacht werden, entsprechen denen, die bereits in Abschnitt 3.2.3 aufgelistet und dort genauer als an dieser Stelle diskutiert wurden:

- Eine Unsicherheit in der hadronischen Energiemessung des Flüssigargonkalorimeters von bis zu 4% oder des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters bis zu 20% führt zu einer Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt zwischen 10 und 30%, wobei die größte Unsicherheit den Bereich kleiner x_γ betrifft.

- Der durch eine mögliche Fehleinschätzung der Triggereffizienz verursachte Fehler der Messung wurde konservativ mit 5-10% abgeschätzt, die größte Unsicherheit liegt hier bei kleinem p_T und großem x_γ.

- Eine Variation des Entfaltungsverfahrens, insbesondere der Zahl der durchgeführten Iterationen oder der Anfangsverteilung des Iterationsverfahrens, innerhalb vernünftiger Grenzen kann zu einer Veränderung des Ergebnisses um bis zu 10% führen.

Zusätzlich könnte sich durch das nun angewandte zweistufige Entfaltungsverfahren eine erhöhte Unsicherheit durch die Entfaltungsprozedur ergeben. Um dies zu kontrollieren, wurde das im zweistufigen Verfahren ermittelte Ergebnis durch eine direkte Entfaltung von Detektor- auf Partonvariablen überprüft. Beide Ergebnisse sind in Abbildung 4.15 verglichen und zeigen eine gute Übereinstimmung. Die im Bereich kleiner p_T^2 zu beobachtende Abweichung wird dadurch verursacht, daß der Monte-Carlo-Datensatz mit voller Detektorsimulation auf Teilchenniveau vorselektiert wurde und damit auf Partonniveau nicht mehr vollständig ist. Ereignisse, die auf Teilchenniveau nicht wenigstens einen Jet mit $E_T > 6.5\,\mathrm{GeV}$ aufweisen, sind auch dann nicht im simulierten Datensatz enthalten, wenn der Transversalimpuls auf Partonniveau $p_T^2 > 63\,\mathrm{GeV}^2$ ist. Im Bereich, der für die Messung der Partondichte herangezogen werden soll, bei $p_T^2 > 79\,\mathrm{GeV}^2$ und $x_\gamma < 0.7$ liegt der Unterschied zwischen beiden Verfahren durchweg deutlich unter 10%. Ein

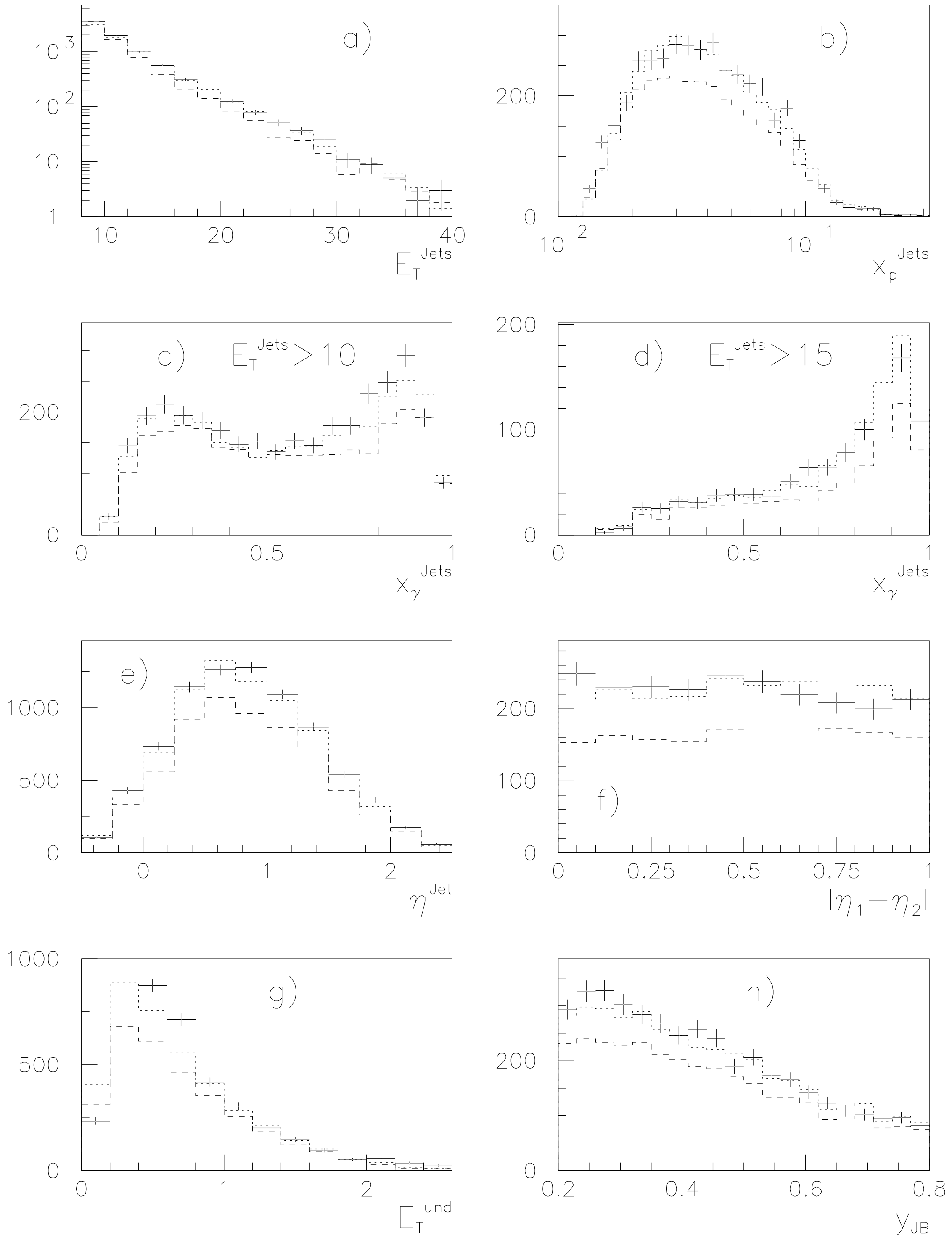

Abbildung 4.14: Kontrollverteilungen zur Entfaltung der effektiven Partondichte. Die gezeigten Größen entsprechen denen von Abbildung 3.6 auf Seite 45. Die Kreuze mit Fehlerbalken zeigen die Verteilung der unkorrigierten Größen in den Daten, die Histogramme sind die ursprüngliche Verteilung der MC-Ereignisse (gestrichelt) und die Verteilung der mit der gemessenen Partondichte umgewichteten MC-Ereignisse (gepunktet).

systematischer Fehler in dieser Höhe für die Variation des Entfaltungsverfahrens ist bereits berücksichtigt, dieser Fehler braucht auch beim zweistufigen Verfahren nicht erhöht werden.

Zur Überprüfung der Modellabhängigkeit des entfalteten Parton-Wirkungsquerschnitts wurde die Entfaltungsprozedur unter Verwendung verschiedener Monte-Carlo-Modelle im zweiten Entfaltungsschritt wiederholt und die Ergebnisse verglichen. Das Resultat des Vergleichs ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Da die zu bestimmende effektive Partondichte aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte in Daten und Monte-Carlo-Modell ermittelt wird, ist hier dieses Verhältnis für das für Abbildung 4.13 verwendete PYTHIA-Modell mit zwei alternativen Modellen verglichen. Bei den Alternativen handelt es sich um die PYTHIA-Simulation mit einer verringerten Rate von Mehrfachwechselwirkungen ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mia}} > 1.4\,\mathrm{GeV}$) und um das PHOJET-Modell. Eine Verringerung des Beitrags von Mehrfachwechselwirkungen führt zu einem überschätzten Wirkungsquerschnitt bei kleinem x_γ und kleinem p_{T}^2. Die Empfindlichkeit auf diesen Beitrag ist hier allerdings relativ klein. Durch den gegenüber früheren Untersuchungen [32, 33] auf R=0.7 verkleinerten Radius der Jets hat die Empfindlichkeit auf zusätzliche, mit den Partonen unkorrelierte Energie abgenommen. Auch das mit Hilfe des PHOJET-Modells ermittelte Ergebnis zeigt generell eine gute Übereinstimmung, mit der Ausnahme des Bins für direkte Photonen. Hier zeigt sich deutlich die Modellabhängigkeit der Interpretation der Ereignisse bei großem x_γ als direkte oder aufgelöste Prozesse. Ansonsten liegen die größten Abweichungen bei kleinem x_γ und kleinem p_{T}^2. Um diesen Modellabhängigkeiten Rechnung zu tragen, wird für die effektive Partondichte ein zusätzlicher systematischer Fehler in Höhe von 10% berücksichtigt, der im niedrigsten p_{T}^2-Bin auf 15% bei $x_\gamma \approx 0.2$ und 20% bei $x_\gamma < 0.1$ angehoben werden muß.

4.6 Die effektive Partondichte

Der in Abbildung 4.13 gezeigte Zweijet-Wirkungsquerschnitt in Partonvariablen ist im Modell in führender Ordnung proportional zur effektiven Partondichte im Photon. 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 berechnete effektive Partondichte zu korrigieren ist. Die effektive Partondichte kann demnach wie folgt berechnet werden:

$$f_{\mathrm{eff}}^{\gamma}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2) = \left[\sum_i \left(\mathrm{q}_{i,\mathrm{GRV}}^{\gamma}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2) + \bar{\mathrm{q}}_{i,\mathrm{GRV}}^{\gamma}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)\right) + \frac{9}{4}\mathrm{g}_{\mathrm{GRV}}^{\gamma}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)\right] \frac{\sigma^{2-\mathrm{Jet}}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)}{\sigma_{\mathrm{GRV}}^{2-\mathrm{Jet}}(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)} \quad (4.4)$$

Das auf diese Weise berechnete Endergebnis für die effektive Partondichte ist in Abbildung 4.17 dargestellt und in Tabelle 4.2 aufgelistet. Hier sind alle diskutierten Unsicherheiten im systematischen Fehler der Meßwerte berücksichtigt. Die Abbildung zeigt die insgesamt 10 Meßwerte als Funktion von x_γ (Abbildung 4.17 a) und als Funktion der Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ (b-d).

In der Tabelle 4.2 sind zusätzlich diejenigen Elemente der Kovarianzmatrix des entfalteten Wirkungsquerschnitts aufgeführt, die einer Korrelation des statistischen Fehlers zwischen zwei Bins von mehr als 30% entsprechen. Eine hohe Korrelation zwischen zwei Bins ergibt sich dann, wenn die Ereignisse aus beiden Bins eine sehr ähnliche Verteilung in Detektorvariablen zeigen, so daß die Messung für beide Bins zum großen Teil auf gemeinsamen Datenereignissen beruht. Im vorliegenden Fall sind die Korrelationen im Bereich von niedrigem Transversalimpuls p_{T} am größten, da dort die Auflösung für die Rekonstruktion von p_{T} am schlechtesten ist. Auffallend ist, daß die Korrelationen bei der Entfaltung mit dem PHOJET-Generator durchweg kleiner als bei dem mit PYTHIA ermittelten Ergebnis sind. Dies hat seine Ursache darin, daß PHOJET eine bessere Zuordnung von Jet- und Partonvariablen als PYTHIA zeigt.

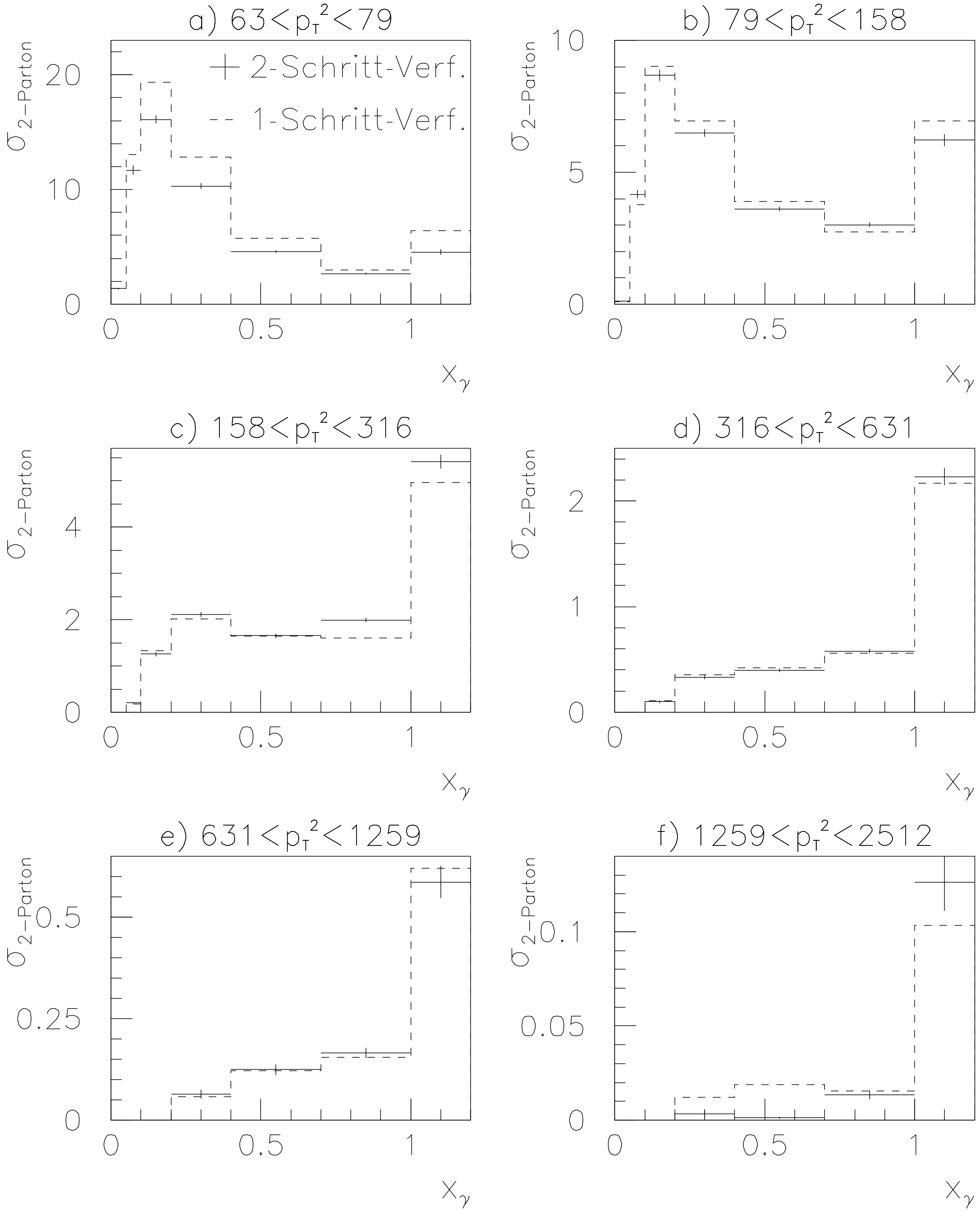

Abbildung 4.15: Vergleich zweier Entfaltungsverfahren zur Entfaltung auf Parton-Niveau. Die Kreuze zeigen den entfalteten Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 4.13, der mit einem zweistufigen Entfaltungsverfahren ermittelt wurde. Dabei wurde zunächst der Zweijet-Wirkungsquerschnitt auf dem Niveau stabiler Hadronen in einem Entfaltungsschritt ermittelt, danach wurde der gezeigte Wirkungsquerschnitt in Parton-Variablen in einem zweiten Schritt entfaltet. Das gestrichelte Histogramm zeigt das alternative Verfahren, bei dem direkt in einem Schritt von Detektor- zu Partonvariablen entfaltet wurde.

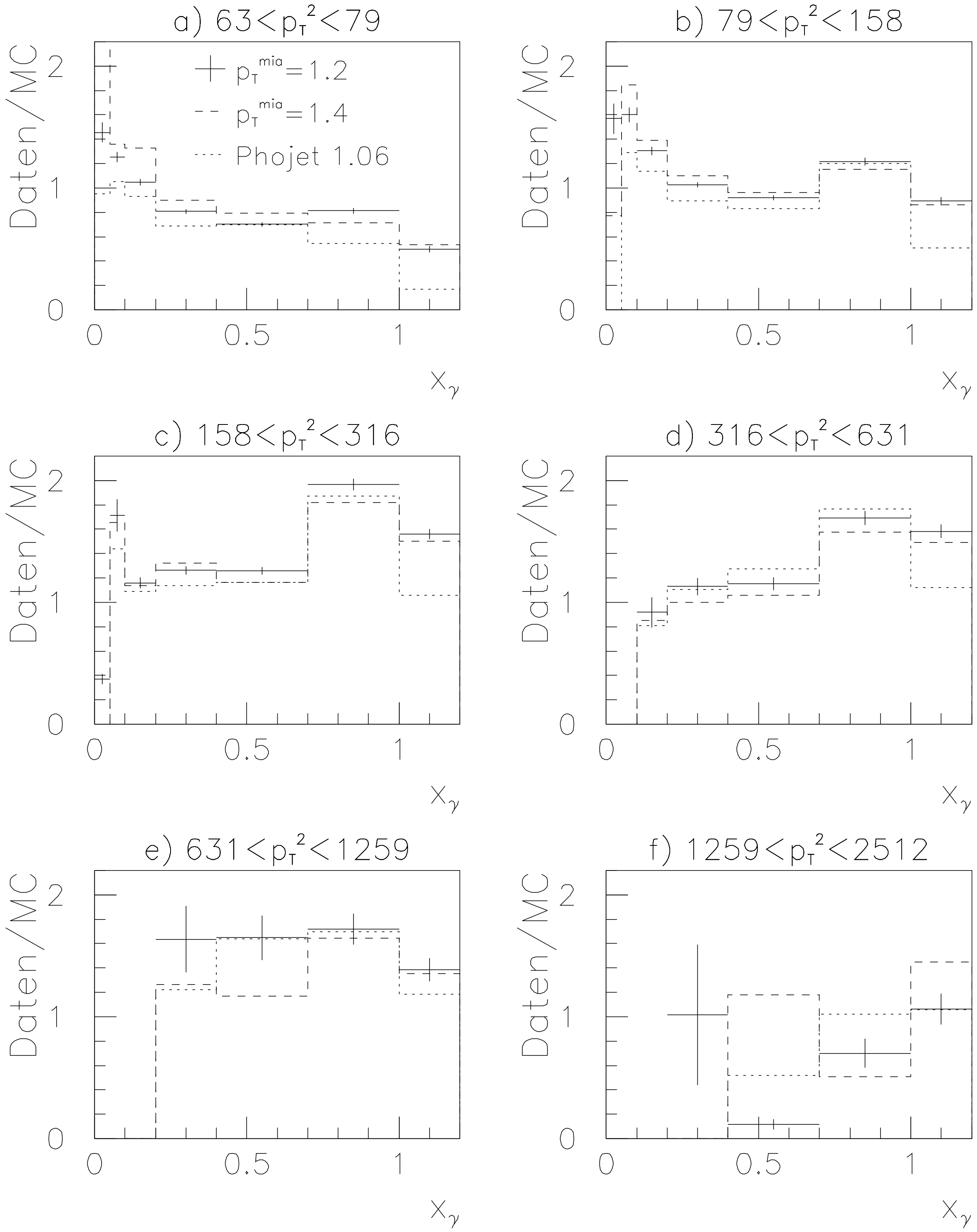

Abbildung 4.16: Modellabhängigkeit des Entfaltungsergebnisses in Partonvariablen. Die Grafik zeigt das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\mathrm{Daten}}/\sigma_{\mathrm{MC}}$ als Funktion von x_γ und $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$, wobei drei verschiedene MC-Modelle zur Entfaltung und Normierung verwendet wurden. Die Kreuze zeigen den mit Hilfe der hier standardmäßig verwendeten PYTHIA-Simulation mit Mehrfachwechselwirkungen mit einem Abschneideparameter von $\hat{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mia}} > 1.2\,\mathrm{GeV}$ entfalteten Wirkungsquerschnitt, der dem aus Abbildung 4.13 entspricht. Für das als gestricheltes Histogramm eingezeichnete Ergebnis wurde der Abschneideparameter für den Transversalimpuls der Mehrfachwechselwirkungen auf $\hat{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mia}} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ erhöht. Das gepunktete Histogramm ist das mit dem Generator PHOJET in der Version 1.06 ermittelte Ergebnis.

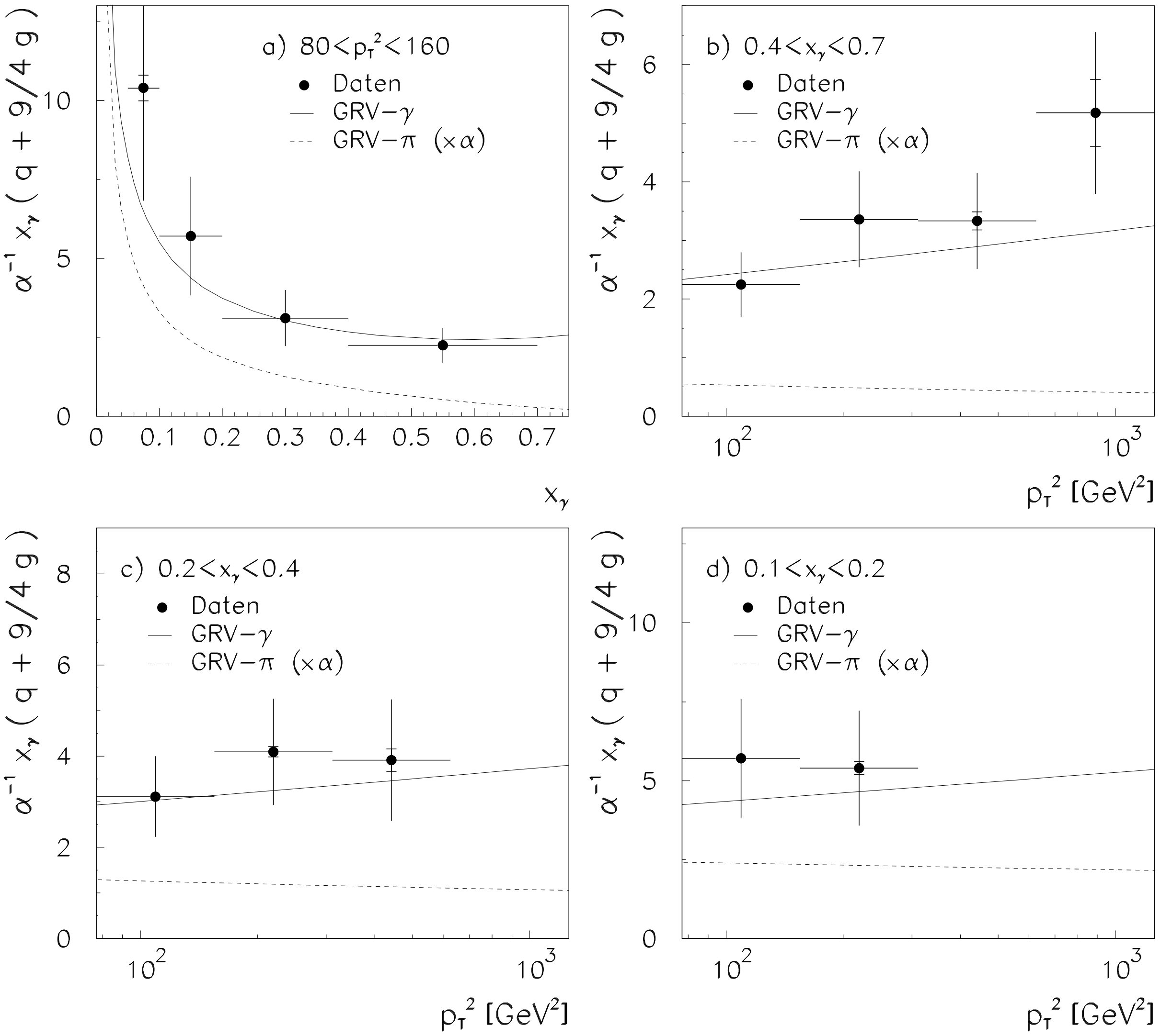

Abbildung 4.17: Effektive Partonverteilung im Photon als Funktion von x_γ für $80\,\mathrm{GeV}^2 < \hat{p}_\mathrm{T}^2 < 160\,\mathrm{GeV}^2$ (a) und als Funktion von $\hat{p}_\mathrm{T}^2$ für $x_\gamma \approx 0.55$ (b), $x_\gamma \approx 0.3$ (c) und $x_\gamma \approx 0.15$ (d). Die Punkte zeigen die gemessene Partonverteilung mit statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Fehlern (äußere Fehlerbalken). Die durchgezogene Linie zeigt die effektive Partondichte entsprechend der GRV-Parametrisierung der Photonstruktur. Zum Vergleich ist die GRV-Parametrisierung der effektiven Partondichte im Pion als gestrichelte Linie eingezeichnet.

4.7 Berechnung der Gluondichte im Photon

Bei früheren Messungen der Partondichte im Photon [32, 33] wurde das Ergebnis in Form der Gluondichte im Photon angegeben. Der Gluonanteil der Partondichte im Photon ist durch tiefinelastische Streuung an e^+e^--Experimenten praktisch nicht bestimmt, kann aber in der Photoproduktionsphysik bei HERA experimentell eingegrenzt werden. Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels ausgeführt, kann die Gluondichte prinzipiell allerdings auch in der Photoproduktion von Jetereignissen nicht separat bestimmt werden, sondern es wird immer die effektive Partondichte gemessen. Aus dieser kann jedoch die Gluondichte berechnet werden, wenn der Anteil der Quarks bekannt ist. Für die Quarkdichte kann auf die F_2^γ-Messungen von Zwei-Photon-Experimenten zurückgegriffen werden. Durch diese Messungen ist die Quarkdichte im mittleren

Nr.	$\hat{p}_{\mathrm{T}}^2\,[\mathrm{GeV}^2]$	x_γ	$\frac{1}{\alpha} x_\gamma f_{\mathrm{eff}}^\gamma(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)$	statistisch	Fehler systematisch Experiment	Modell	Gesamtfehler
1	112	0.075	10.40	± 0.40	± 3.18	± 2.08	± 3.80
2		0.15	5.71	± 0.14	± 1.67	± 0.86	± 1.88
3		0.3	3.11	± 0.07	± 0.82	± 0.31	± 0.88
4		0.55	2.25	± 0.05	± 0.50	± 0.23	± 0.55
5	224	0.15	5.40	± 0.21	± 1.73	± 0.54	± 1.82
6		0.3	4.10	± 0.11	± 1.09	± 0.41	± 1.17
7		0.55	3.36	± 0.09	± 0.74	± 0.34	± 0.82
8	447	0.3	3.91	± 0.25	± 1.25	± 0.48	± 1.34
9		0.55	3.33	± 0.15	± 0.73	± 0.37	± 0.82
10	891	0.55	5.18	± 0.57	± 1.14	± 0.78	± 1.38

Bins Nr.		rel. Korrelation PYTHIA (PHOJET)
1	2	0.61 (0.48)
1	5	0.50 (0.31)
2	3	0.54 (0.48)
2	5	0.62 (0.52)
2	6	0.46 (0.34)

Bins		rel. Korrelation
3	4	0.46 (0.38)
3	6	0.56 (0.47)
3	7	0.43 (0.33)
4	7	0.54 (0.47)
5	6	0.55 (0.42)
6	7	0.44 (0.39)

Bins		rel. Korrelation
6	8	0.44 (0.36)
6	9	0.32
7	9	0.44 (0.33)
8	9	0.36
9	10	0.36

Tabelle 4.2: Zahlenwerte der effektiven Partondichte im Photon für 10 Punkte in der $(x_\gamma, \hat{p}_{\mathrm{T}}^2)$-Ebene. 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 liegen hauptsächlich in der Unsicherheit der hadronischen Energieskala des Detektors, der Triggereffizienz und im Korrekturverfahren. Die Modellabhängigkeit wurde durch Entfaltung mit drei verschiedenen Monte-Carlo-Modellen überprüft, der angegebene Fehler gibt die typische Variation der Ergebnisse wieder. Die untere Tabelle zeigt die relative Stärke der Korrelationen des statistischen Fehlers zwischen benachbarten Bins. Für alle Paare von Bins i, j, bei denen die relative Korrelation $\mathrm{Cov}(f_i, f_j)/\sqrt{\mathrm{Cov}(f_i, f_i)\mathrm{Cov}(f_j, f_j)} > 0.3$ ist, sind die Bin-Nummern aus der oberen Tabelle und die relative Korrelation der beiden Bins angegeben. Die Zahlen gelten für die Entfaltung mit dem PYTHIA-Generator, die entsprechenden Werte für die Entfaltung mit PHOJET sind in Klammern angegeben.

x_γ-Bereich oberhalb von $x_\gamma > 0.1$ bis auf eine Unsicherheit von etwa 30% eingeschränkt, bei noch kleineren x_γ und auch bei $x_\gamma \approx 1$ sind die Unsicherheiten jedoch deutlich größer.

An dieser Stelle kann als Maß für den Quarkinhalt des Photons die GRV-Parametrisierung der Photonstruktur verwendet werden, die die Zwei-Photon-Daten gut wiedergibt. Abbildung 4.18 (a) zeigt die gemessene effektive Photon-Partondichte im Vergleich mit der kompletten GRV-Partondichte, und mit dem Quarkanteil aus der GRV-Parametrisierung. Bei großem x_γ stellen die Quarks den größten Beitrag zur Partondichte, so daß hier dieser Anteil zur Beschreibung der Daten bereits ausreichen würde. Zu kleineren x_γ hin wird jedoch der Beitrag der Gluonen größer, und die gemessene Partondichte weicht von der GRV-Quarkdichte nach oben ab. Die Differenz zwischen beiden Verteilungen kann dann als Gluondichte im Photon interpretiert werden, diese ist in Abbildung 4.18 (b) dargestellt und in Tabelle 4.3 aufgelistet.

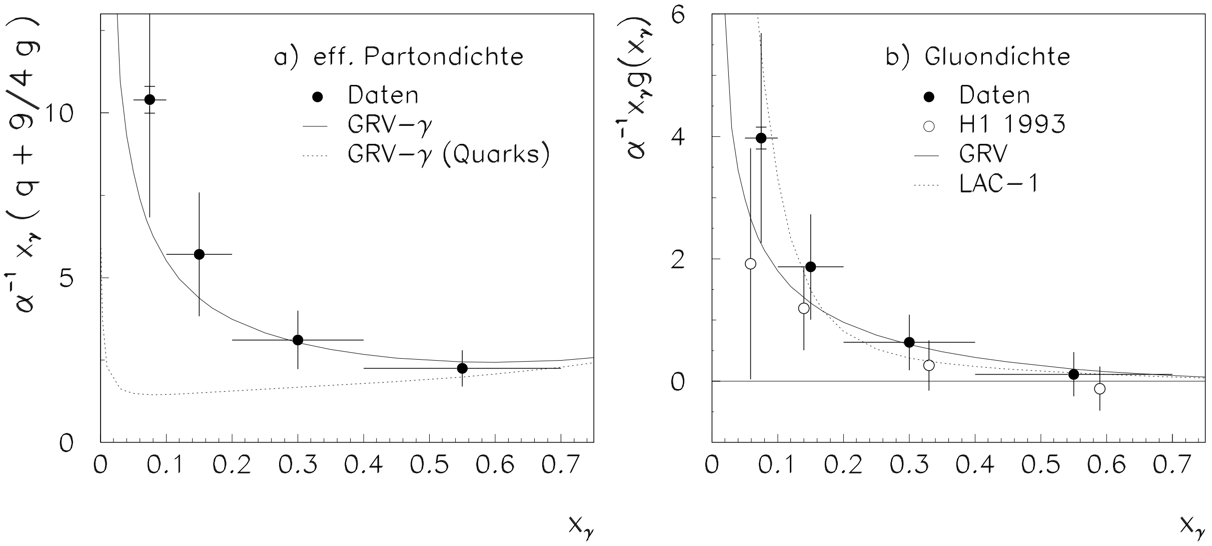

Abbildung 4.18: Beitrag der Gluonen zur effektiven Partondichte. Bild (a) zeigt die gemessene effektive Partondichte aus Abbildung 4.17 zusammen mit der GRV-Parametrisierung. Als gepunktete Linie ist der Quarkanteil der effektiven Partondichte von GRV angedeutet. Die Grafik (b) zeigt die extrahierte Gluondichte im Photon, die durch Subtraktion der GRV-Quarkdichte von der gemessenen effektiven Partondichte gewonnen wurde. Die durchgezogene Kurve ist die GRV-Gluondichte. Die Partondichte gilt für die Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2 = 112\,\mathrm{GeV}^2$. Zum Vergleich ist auch das Meßergebnis aus [32] für $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2 \approx 75\,\mathrm{GeV}^2$ mit dem Gesamtfehler (offene Kreise mit Fehlerbalken) gezeigt.

Bei dieser Interpretation sollte als zusätzliche Fehlerquelle noch die Unsicherheit in der angenommenen Quarkverteilung des Photons berücksichtigt werden. Für die Bestimmung der in Abbildung 4.18 (b) und Tabelle 4.3 angegeben Fehler wurde eine Unsicherheit in der Quarkdichte von 30% im Bereich $x_\gamma > 0.1$ und 100% im niedrigsten x_γ-Bin angenommen. Bei $x_\gamma < 0.1$ ist der relative Beitrag der Quarkverteilung allerdings sehr klein, so daß selbst die mit einer Variation um einen Faktor 2 verbundene Änderung der berechneten Gluondichte gegenüber den experimentellen Unsicherheiten bei der Messung des Zweijet-Wirkungsquerschnitts kaum ins Gewicht fällt.

In Abbildung 4.18 (b) ist zum Vergleich noch das Ergebnis aus [32] gezeigt. Offenbar weicht die neue Bestimmung der Gluondichte bei kleinem x_γ deutlich vom alten Ergebnis ab, das aus den Daten des Jahres 1993 bestimmt wurde. Ein großer Teil dieser Abweichung wird durch die veränderte Behandlung der hadronischen Energierekonstruktion im Flüssigargonkalorimeter erklärt. Die Fortschritte im Verständnis der hadronischen Energiemessung führten zur Entwicklung einer erhöhten Korrektur für totes Material, die erstmals für die 1994 aufgezeichneten Daten angewendet wird. Diese Korrektur entspricht in ihren Auswirkungen in etwa einer Änderung der Energieskala um 4%, wie in Abbildung 3.8 auf Seite 48 gezeigt wurde. Beim Vergleich der beiden Ergebnisse muß eine weitere Korrektur der Partondichte in Höhe von etwa 5% berücksichtigt werden, die daher rührt, daß die Messung für unterschiedliche Transversalimpulsskalen gelten; die alte Messung gilt für $p_{\mathrm{T}}^2 \approx 75\,\mathrm{GeV}^2$, während die in dieser Analyse berechnete Gluondichte für eine Skala von $p_{\mathrm{T}}^2 \approx 110\,\mathrm{GeV}^2$ gilt.

Im Bereich kleiner x_γ liegt nach wie vor eine wesentliche Unsicherheit in der richtigen Behandlung des Energieflusses außerhalb der Jets. Durch die gegenüber den 1993er Analysen angehobene transversale Mindestenergie der Jets, den verkleinerten Jet-Radius, und auch durch ein verbessertes Verständnis der Energieflüsse in harten Photoproduktionsereignissen [12] konnte diese Unsicherheit zwar etwas verringert werden, die Abhängigkeit vom verwendeten Monte-Carlo-Modell

x_γ	$\frac{1}{\alpha} x_\gamma g^\gamma(x_\gamma, \hat{p}_\mathrm{T}^2)$	statistisch	Fehler systematisch Experiment	Fehler systematisch Modell	Gesamtfehler
0.075	3.98	± 0.18	± 1.41	± 0.95	± 1.71
0.15	1.87	± 0.06	± 0.74	± 0.43	± 0.86
0.3	0.64	± 0.03	± 0.36	± 0.27	± 0.45
0.55	0.12	± 0.02	± 0.22	± 0.28	± 0.36

Tabelle 4.3: Zahlenwerte der berechneten Gluondichte im Photon für vier x_γ-Werte, zusammen mit den statistischen und systematischen Fehlern. Die systematischen Fehler sind wie in Tabelle 4.2 nach experimentellen und modellabhängigen Unsicherheiten getrennt aufgeführt. Im modellabhängigen Fehler ist hier auch die Unsicherheit in der Kenntnis der Quarkdichte des Photons berücksichtigt.

ist aber immer noch in diesem Bereich am größten. Das zweistufige Entfaltungsverfahren bietet dabei erstmals die Möglichkeit, diese Modellabhängigkeiten gezielt durch Verwendung mehrerer verschiedener Modelle zu überprüfen.

4.8 Das Skalenverhalten der Photonstrukturfunktion

Für den mittleren x_γ-Bereich bei $x_\gamma = 0.55$, der in Abbildung 4.17 (b) dargestellt ist, kann die effektive Partondichte im Bereich von Skalen zwischen etwa $100\,\mathrm{GeV}^2$ und $1000\,\mathrm{GeV}^2$ angegeben werden. In diesem Bin ist ein deutlicher Anstieg der Partondichte mit der Skala $\hat{p}_\mathrm{T}^2$ zu beobachten. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.17 neben der GRV-Parametrisierung der photonischen Partondichte auch die Parametrisierung der Pionstruktur von GRV [34] gezeigt. Die Pionstruktur zeigt einen starken Abfall mit steigendem x und auch einen Abfall mit der Skala p_T^2 bei großem x. Dieses Verhalten ist typisch für hadronische Strukturfunktionen.

Die gemessene Partondichte des Photons unterscheidet sich hiervon deutlich durch ihren sogenannten anomalen Anteil, der durch die punktförmige Aufspaltung des Photons in Quark-Antiquark-Paare hervorgerufen wird. Dieser Anteil ist im Gegensatz zu hadronischen Strukturfunktionen berechenbar, in der Näherung des Quark-Parton-Modells liefert er eine Quarkverteilung von der Form

$$\mathrm{q}^\gamma(x_\gamma, Q^2) = e_\mathrm{q}^2 \frac{\alpha}{\pi} \left(x_\gamma^2 + (1 - x_\gamma)^2\right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_\mathrm{QCD}^2}$$

Dieser Beitrag führt zu einem Anstieg der Photonstrukturfunktion F_2^γ mit x_γ und mit der Skala Q^2. In der effektiven Partondichte in Abbildung 4.17 (a) wird der Anstieg der Quarkverteilung mit x_γ noch durch den bei kleineren x_γ zunehmenden Gluonanteil der Partondichte überlagert. Abbildung 4.17 (b) zeigt dagegen deutlich den Anstieg als Funktion der Skala p_T^2. Dieses Skalenverhalten wird hier erstmals in der Photoproduktion am Elektron-Proton-Experiment beobachtet.

Im angesprochenen Bereich von $x_\gamma \approx 0.5$ wird die gemessene Partondichte zum größten Teil von der Quarkverteilung im Photon bestimmt, wie in Abbildung 4.18 (a) zu erkennen ist. In diesem Bereich ist daher ein Vergleich mit der in Elektron-Positron-Streuexperimenten gemessenen Strukturfunktion des Photons F_2^γ möglich. Dieser Vergleich wird in Abbildung 4.19 vorgenommen. Die Abbildung zeigt eine Sammlung von F_2^γ-Messungen im Bereich von $0.3 < x_\gamma < 0.8$ von insgesamt acht verschiedenen Zwei-Photon-Experimenten [35]-[42], als Funktion der Skala Q^2 aufgetragen. Von der gemessenen Strukturfunktion wurde dabei der Beitrag der schweren c- und b-Quarks abgezogen. In dieses Bild wurde die gemessene effektive Partondichte des Photons eingetragen, wobei die Skala p_T^2 im Maßstab 1:1 in Q^2 übersetzt wurde. Die Partondichte wurde um einen Faktor $\frac{1}{5.5}$ skaliert eingetragen, um sie in die gleiche Größenordnung wie die F_2^γ-Werte zu bringen. Dies entspricht dem Verhältnis aus effektiver Partondichte und der Strukturfunktion F_2^γ ohne den Beitrag der schweren Quarks in der GRV-Parametrisierung.

Die F_2^γ-Meßwerte zeigen den aufgrund der anomalen Kopplung des Photons erwarteten linearen Anstieg mit dem Logarithmus der Skala Q^2. Zwei entsprechende Modellkurven sind im Bild als Orientierung mit eingezeichnet. Die in dieser Analyse gemessene effektive Partondichte paßt sich gut in dieses Bild ein und zeigt ebenfalls einen vergleichbaren Anstieg über den abgedeckten Bereich der Skala, die hier mit p_T^2 identifiziert wird. Die systematischen Unsicherheiten der Messung sind vergleichbar mit denen der gezeigten F_2^γ-Messungen bei gleicher Skala. Bei hohem p_T^2 reicht die durchgeführte Messung der effektiven Partondichte deutlich über den durch F_2^γ-Messungen abgedeckten Skalenbereich hinaus. Obwohl die richtige Übersetzung zwischen den Skalen Q^2 und p_T^2 nicht eindeutig festliegt, wird deutlich, daß die Photonstrukturmessung in der Elektron-Proton-Streuung eine ernstzunehmende Alternative zu den F_2^γ-Messungen bietet und geeignet ist, unser Bild des hadronischen Photons zu vervollständigen.

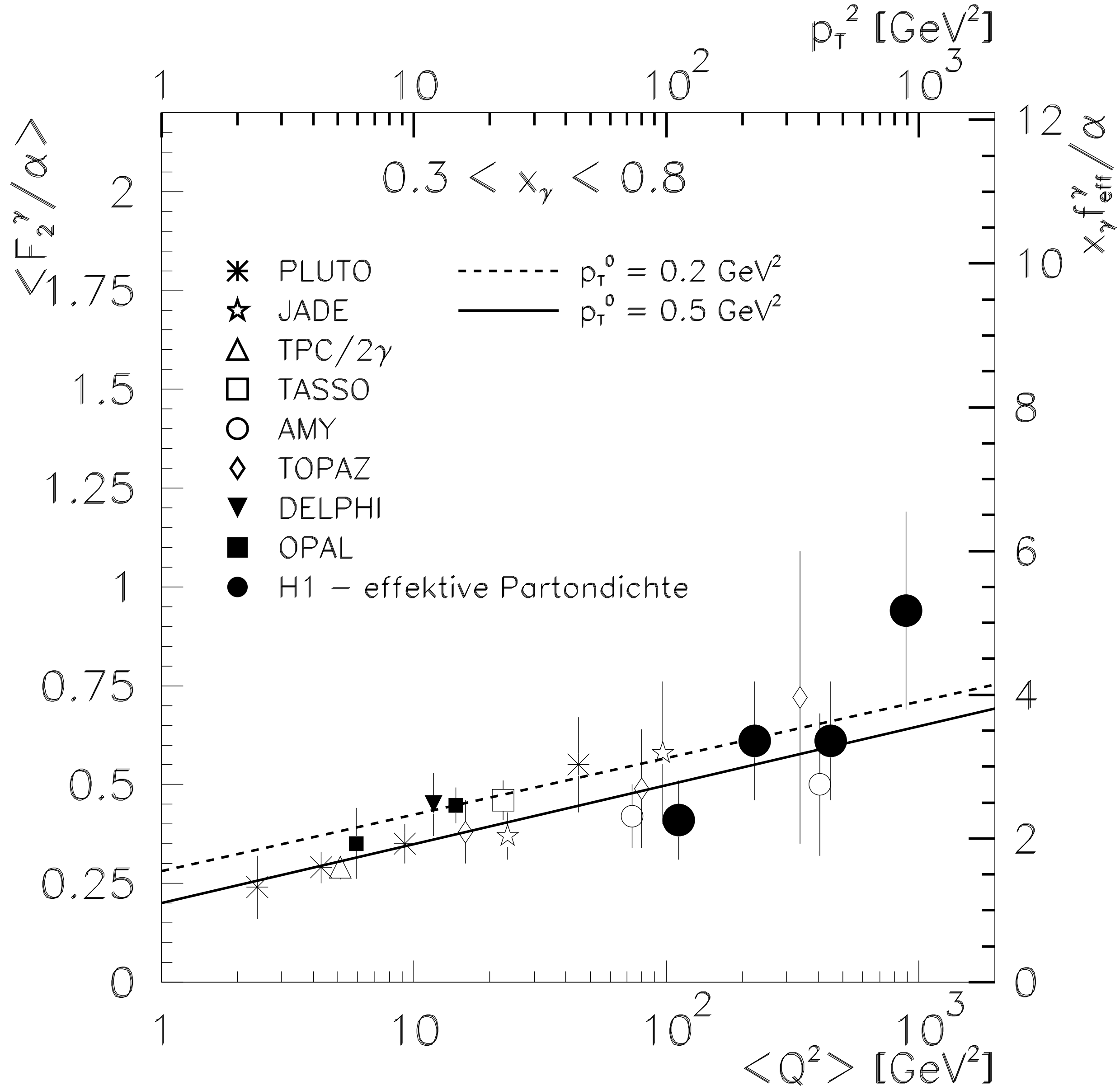

Abbildung 4.19: Vergleich der Skalenabhängigkeit der effektiven Partondichte des Photons mit Messungen der Photonstrukturfunktion F_2^γ von e^+e^--Experimenten. Die in dieser Analyse bestimmte effektive Partondichte $f_{\text{eff}}^\gamma = q^\gamma(x, \hat{p}_\text{T}^2) + \frac{9}{4}g^\gamma(x, \hat{p}_\text{T}^2)$ ist in Form von großen schwarzen Punkten in die Sammlung von F_2^γ-Messungen von acht verschiedenen Zwei-Photon-Experimenten eingefügt. Die effektive Partondichte wurde willkürlich um einen Faktor $\frac{1}{5.5}$ skaliert (rechte Achse), die Skala $\hat{p}_\text{T}^2$ wurde mit der Skala Q^2 der F_2^γ-Messungen identifiziert. Von den F_2^γ-Werten sind die Beiträge der schweren Quarks (c,b) abgezogen, die beiden eingezeichneten Geraden sind Rechnungen des FKP-Modells [43] für F_2^γ mit zwei verschiedenen Werten des Abschneideparameters p_T^0.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit umfaßt die Messung eines doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts für Zweijet-Ereignisse als Funktion des rekonstruierten Parton-Impulsbruchteils im Photon x_γ und der transversalen Jetenergie E_T sowie die erste Messung der effektiven Partonverteilung im Photon im Bereich $0.05 < x_\gamma < 0.7$ und $80\,\mathrm{GeV}^2 < \hat{p}_\mathrm{T}^2 < 1250\,\mathrm{GeV}^2$. Ein Teil dieser Ergebnisse ist in [46] veröffentlicht.

Der gemessene Zweijet-Wirkungsquerschnitt ist wegen seiner Definition auf Teilchenniveau in hohem Maße modellunabhängig und kann sowohl mit Monte-Carlo-Modellen, als auch mit analytischen QCD-Rechnungen in nächstführender Ordnung verglichen werden. Der Vergleich mit den Monte-Carlo-Modellen PYTHIA und PHOJET unter Verwendung der GRV-Parametrisierungen der Partonverteilungen in Photon und Proton zeigt weitgehende Übereinstimmung mit den Daten, Abweichungen zeigen sich vor allem im PYTHIA-Modell bei großem $x_\gamma \approx 1$.

Im QCD-Modell führender Ordnung kann der Zweijet-Wirkungsquerschnitt näherungsweise als Produkt von effektiven Partondichten aus Proton und Photon, dem Photonfluß aus dem Elektronstrahl und dem elementaren Streuquerschnitt eines einzigen, effektiven partonischen Streuprozesses dargestellt werden. Beim ersten Versuch, diese Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts in unabhängige Beiträge von Proton- und Photonstruktur zu überprüfen, zeigt sich, daß die betrachteten Ereignisse mit der Annahme der Faktorisierung verträglich sind.

Die Beiträge von Prozessen höherer Ordnung zeigen sich in einem Ungleichgewicht zwischen den transversalen Energien und dem azimutalen Winkelabstand der beiden Jets. Diese Effekte werden vom Generator PYTHIA mit seinem Partonschauer-Mechanismus gut wiedergegeben, so daß eine Entfaltung der effektiven Partondichte im Photon mit Hilfe dieses Modells sinnvoll ist. Um die bei einer Entfaltung auf Partonniveau zwangsläufig auftretenden Modellabhängigkeiten quantitativ untersuchen zu können, wurde hier erstmals ein zweistufiges Entfaltungsverfahren angewandt. Dabei wurde im ersten Schritt die beobachtete Rate von Zweijet-Ereignissen für Detektoreffekte korrigiert, in einem zweiten Schritt wurde dann die weitere Entfaltung auf Partonniveau vorgenommen. Nur für den ersten Schritt, der vom physikalischen Inhalt des verwendeten Monte-Carlo-Modells weitgehend unabhängig ist, wird eine volle Detektorsimulation benötigt. Für den zweiten Schritt können daher relativ leicht mehrere alternative Modelle verwendet werden, um so die Variation der resultierenden Interpretation des Zweijet-Wirkungsquerschnitts zu überprüfen. Hier wurden das Modell des Generators PHOJET und das PYTHIA-Modell in zwei Varianten mit verschiedenen Parametern zur Steuerung der partonischen Mehrfachwechselwirkungen verglichen. Die Variation der entfalteten Partondichte mit diesen drei Modellen ist meist klein, nimmt bei kleinem x_γ aber zu; sie erreicht 20% bei $x_\gamma \approx 0.1$. Bei ganz großem x_γ in der Nähe der direkten Prozesse wird die Interpretation sehr stark modellabhängig. Für eine Trennung der direkten von aufgelösten Prozessen bei großem x_γ müßten weitere Variablen hinzugezogen werden, falls eine solche Unterscheidung überhaupt möglich ist.

Die entfaltete Partonverteilung kann bei Annahme einer bekannten Quarkverteilung im Photon in eine Gluonverteilung umgerechnet werden. Die Existenz eines Gluonbeitrags im Photon ist mit der vorliegenden Messung bei $x_\gamma < 0.2$ eindeutig nachgewiesen, die experimentellen und modellabhängigen Unsicherheiten lassen aber eine Bewertung verschiedener Parametrisierungen der photonischen Gluonverteilung noch nicht zu. Der größte Unsicherheitsbeitrag stammt dabei nach wie vor von der Unsicherheit der Jetrate, die wegen der starken E_T-Abhängigkeit von einer möglichen Fehlkalibration des Kalorimeters und einer Unsicherheit in der Behandlung der Energieflüsse im Modell stark beeinträchtigt wird. Für zukünftige Analysen sollte untersucht werden, ob diese Einflüsse durch eine geeignete Definition eines Jetwirkungsquerschnitts verringert werden können.

Mit der Messung der effektiven Partonverteilung wurde auch erstmals ihre Abhängigkeit von der Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ bestimmt. In Zwei-Photon-Experimenten am e^+e^--Speicherring wurde der lineare Anstieg der Photonstrukturfunktion F_2^γ mit dem Logarithmus der Skala $\log Q^2$ beobachtet, der aufgrund der elektromagnetischen Kopplung des Photons an Quark-Antiquark-Paare von der Theorie erwartet wird. Im Bereich um $x_\gamma \approx 0.5$ ist auch die hier gemessene effektive Partondichte vom Quarkanteil der Photonstruktur dominiert, so daß hier ein Vergleich mit F_2^γ erlaubt ist. Es zeigt sich, daß die effektive Partondichte in ähnlichem Maße wie F_2^γ mit der Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ ansteigt. Dieses Skalenverhalten wurde damit zum ersten Mal in der Elektron-Proton-Streuung untersucht. Die systematischen Unsicherheiten sind mit den Fehlern der bisherigen F_2^γ-Messungen vergleichbar. Identifiziert man die Skala $\hat{p}_{\mathrm{T}}^2$ mit Q^2, so wird der Bereich der experimentell untersuchten Skala der Photonstruktur durch diese Messung bis auf etwa $1\,000\,\mathrm{GeV}^2$ ausgedehnt.

Anhang A

Gewichtete Monte-Carlo-Ereignisse

Die Zahl der für die Datenanalyse zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Ereignisse wird meist durch die sehr rechenzeitintensive Detektorsimulation und die begrenzte Kapazität der Speichermedien eingeschränkt. Daher ist es sinnvoll, nur diejenigen Ereignisse zu simulieren, die nach den in der Analyse angebrachten Schnitten im endgültigen Datensatz akzeptiert werden. Tatsächlich gelingt diese Auswahl jedoch vor der Detektorsimulation nur bedingt, da die Selektion der Daten nur auf im Detektor rekonstruierten Größen basieren kann, die erst nach der Simulation der Detektorantwort bekannt sind.

Um die zu simulierende Zahl der Ereignisse einzuschränken, können Monte-Carlo-Ereignisse in kinematischen Bereichen mit großem Wirkungsquerschnitt mit Gewichten versehen werden. Wenn den Ereignissen in einem Bin i in der in einer kinematischen Variablen gebinnten Verteilung das Gewicht w_i zugeordnet wird, dann wird von den Ereignissen in diesem Bin nur der Bruchteil $1/w_i$ simuliert. Um den ursprünglichen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß dann jedes simulierte Ereignis mit dem entsprechenden Gewicht berücksichtigt werden.

Bei der Produktion dieses simulierten Datensatzes stellt sich die Frage, wie die Gewichte verteilt werden müssen, um im endgültigen Datensatz bei begrenzter Gesamtzahl der simulierten Ereignisse eine möglichst große statistische Signifikanz zu erreichen. Offensichtlich sollten die Gewichte umso größer gewählt werden, je größer der Wirkungsquerschnitt im entsprechenden Bereich ist, und je kleiner die Wahrscheinlichkeit ist, ein Ereignis nach der Detektorsimulation im selektierten Datensatz zu finden.

Als Maßstab für die statistische Signifikanz des simulierten Datensatzes kann die äquivalente Zahl ungewichteter Ereignisse dienen, die beispielsweise in [44] eingeführt wird und wie folgt berechnet wird:

$$N_{\mathrm{eq}} = \frac{\left(\sum_{k=1}^{N} w_k\right)^2}{\sum_{k=1}^{N} w_k^2}$$

Hier ist N_{eq} die äquivalente Anzahl von ungewichteten Ereignissen, die den gleichen relativen statistischen Fehler wie der Satz von N gewichteten Ereignissen mit den Gewichten w_k besitzt.

Ein mögliches Kriterium zur Optimierung der Gewichte besteht darin, die Zahl N_{eq} im akzeptierten Datensatz unter der Randbedingung einer festen Zahl zu simulierender Ereignisse zu maximieren. Hier wird im folgenden davon ausgegangen, daß eine in n Bins gebinnte Verteilung der Ereignisse vorliegt, bei der alle Ereignisse in einem Bin i das gleiche Gewicht w_i erhalten. Mit G_i soll die Zahl der in diesem Bin generierten Ereignisse bezeichnet werden, die meist dem vollen Wirkungsquerschnitt in diesem Bin entspricht. Die Zahl der nach Detektorsimulation und Selektion akzeptierten Ereignisse wird mit A_i bezeichnet. Im Falle gewichteter Ereignisse enthält das Bin i A_i/w_i Ereignisse mit einem Gewicht von w_i. Dann ergibt sich die äquivalente Zahl ungewichteter Ereignisse entprechend obiger Definition:

$$N_{\mathrm{eq}} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} A_i\right)^2}{\sum_{i=1}^{n} \frac{A_i}{w_i} w_i^2} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} A_i\right)^2}{\sum_{i=1}^{n} A_i w_i}$$

Weiter soll angenommen werden, daß die zur Verfügung stehende Rechenleistung und Speicherkapazität für die Simulation von N_S simulierten Ereignissen ausreicht. Dies führt zu der Nebenbedingung:

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{G_i}{w_i} = N_\mathrm{S} \tag{A.1}$$

Die Optimierungsaufgabe besteht nun darin, denjenigen Satz von Gewichten w_i zu bestimmen, der die Zahl N_eq unter dieser Nebenbedingung maximiert. Zur Lösung bietet sich die Methode der Lagrange-Multiplikatoren an, die beispielsweise in [45] beschrieben wird. Dabei wird die Funktion

$$\Phi(w_1, w_2, \ldots, w_n, \lambda) = \frac{(\sum_{i=1}^{n} A_i)^2}{\sum_{i=1}^{n} A_i w_i} + \lambda(N_\mathrm{S} - \sum_{i=1}^{n} \frac{G_i}{w_i})$$

betrachtet. Eine notwendige Bedingung für ein Maximum von N_eq ist durch das System aus Gleichung (A.1) und den folgenden Gleichungen gegeben, aus denen die Gewichte w_i und die Konstante λ bestimmt werden können:

$$\frac{\partial}{\partial w_j} \Phi(w_1, w_2, \ldots, w_n, \lambda) = 0, \quad \text{für j} = 1 \ldots n$$

Hier ergibt sich nach Einsetzen der partiellen Ableitungen:

$$\frac{-A_j (\sum_{i=1}^{n} A_i)^2}{(\sum_{i=1}^{n} A_i w_i)^2} + \lambda \frac{G_j}{w_j^2} = 0$$

$$\Longrightarrow \quad w_j^2 = \lambda \frac{(\sum_{i=1}^{n} A_i w_i)^2}{(\sum_{i=1}^{n} A_i)^2} \frac{G_j}{A_j}$$

Dadurch sind die Gewichte w_j bis auf einen gemeinsamen Faktor bestimmt, sie sind

$$w_j \sim \sqrt{\frac{G_j}{A_j}} \tag{A.2}$$

zu wählen. Auf die Angabe des Proportionalitätsfaktors kann hier verzichtet werden, da die Zahl N_eq davon unabhängig ist. In der Praxis können durch zufällige Auswahl von Ereignissen mit der Wahrscheinlichkeit $1/w_j$ keine Gewichte erzeugt werden, die kleiner als 1 sind, daher wird man die Gewichte so wählen, daß das kleinste vorkommende Gewicht 1 entspricht.

Anhang B

Berechnung der Kovarianzmatrix des Entfaltungsergebnisses

Das bayesische Entfaltungsverfahren, das in dieser Arbeit zur Anwendung kommt, ist in [25] ausführlich beschrieben. Dort ist auch die Berechnung der Kovarianzmatrix des Entfaltungsergebnisses erläutert. Für die Anwendung im zweistufigen Entfaltungsverfahren muß jedoch die Kovarianzmatrix aus der ersten Entfaltung als Eingabe beim zweiten Schritt berücksichtigt werden. Die Berechnung der Kovarianzmatrix im Fall einer großen Zahl von Bins dauerte bei dem vom Autor von [25] zur Verfügung gestellten Programm sehr lange, im konkreten Anwendungsfall wäre eine Rechenzeit von etwa einem Jahr für die einmalige Berechnung der Kovarianzmatrix nötig gewesen.

Beide Punkte sind durch leichte Abwandlung des Programmes zu lösen, es werden daher hier die Formeln zur Berechnung der Kovarianzmatrix aus [25] angegeben, die an das vorliegende Problem angepaßt sind. Der Entfaltungsalgorithmus und die verwendeten Variablen werden in Abschnitt 3.2.1 auf Seite 40 eingeführt.

Am Ende des Iterationsverfahrens ergibt die Entfaltung die Verteilung der Ereignisse in den Bins der wahren Größe $n(C_i)$, den sogenannten Ursachen-Bins, die folgendermaßen als Funktion der Ereigniszahlen $n(E_j)$ in den gemessenen Bins ausgedrückt werden kann:

$$n(C_i) = \sum_{j=1}^{n_E} M_{ij} \cdot n(E_j) \quad ,$$

mit

$$M_{ij} = \frac{P(E_j|C_i) \cdot P_\circ(C_i)}{\left(\sum_{l=1}^{n_E} P(E_l|C_i)\right)\left(\sum_{l=1}^{n_C} P(E_j|C_l) \cdot P_\circ(C_l)\right)} \quad .$$

Dabei stehen n_C und n_E für die Anzahl der Bins in den wahren und den gemessenen Größen, die $P(E_j|C_i)$ sind die Elemente der Migrationsmatrix aus der Simulation, $P_\circ(C_i)$ sind die relativen Häufigkeiten der Ereignisse in den entfalteten Bins vor der letzten Iteration. Die Unsicherheit in $P_\circ(C_i)$ wird in der Kovarianz nicht berücksichtigt, sie wird als systematischer Fehler betrachtet. Dieser Fehler kann beispielsweise durch Variation der Zahl der durchgeführten Iterationsschritte abgeschätzt werden. Der Beitrag des statistischen Fehlers aus den Daten-Bins $n(E_j)$ kann im allgemeinsten Fall in Form der Kovarianzmatrix $\mathrm{Cov}[n(E_i), n(E_j)]$ berücksichtigt werden:

$$V_{kl}(n(E)) = \sum_{i,j=1}^{n_E} M_{ki} \cdot M_{lj} \cdot \mathrm{Cov}\left[n(E_i), n(E_j)\right]$$

Falls die Einträge $n(E_j)$ bereits das Ergebnis einer Entfaltung sind, kann direkt die entsprechende Kovarianzmatrix für $\mathrm{Cov}[n(E_i), n(E_j)]$ eingesetzt werden; handelt es sich um unkorrelierte, Poisson-verteilte Ereigniszahlen, dann ist

$$\mathrm{Cov}\left[n(E_i), n(E_j)\right] = \delta_{ij} \cdot n(E_j) \quad .$$

Im Fall einer Monte-Carlo-Simulation mit begrenzter Ereigniszahl trägt auch der statistische Fehler der Monte-Carlo-Ereignisse zur Kovarianzmatrix bei. Dieser Fehler kann durch die Kovarianz der Elemente der Entfaltungsmatrix M_{ij} ausgedrückt werden:

$$V_{kl}(M) = \sum_{i,j=1}^{n_E} n(E_i) \cdot n(E_j) \cdot \mathrm{Cov}(M_{ki}, M_{lj})$$

Dabei ist

$$\mathrm{Cov}(M_{ki}, M_{lj}) = \sum_{r,s,u} \frac{\partial M_{ki}}{\partial P(E_r|C_u)} \cdot \frac{\partial M_{lj}}{\partial P(E_s|C_u)} \cdot \mathrm{Cov}\left[P(E_r|C_u), P(E_s|C_u)\right]$$

mit

$$\frac{\partial M_{ki}}{\partial P(E_r|C_u)} = M_{ki} \cdot \left(\frac{\delta_{ku}\delta_{ri}}{P(E_r|C_u)} - \frac{\delta_{ku}}{\varepsilon_u} - \frac{\delta_{ri} M_{ui} \varepsilon_u}{P(E_i|C_u)} \right)$$

und

$$\mathrm{Cov}\left[P(E_r|C_u), P(E_s|C_u)\right] = \frac{1}{n_u} P(E_r|C_u) \left[\delta_{rs} - P(E_s|C_u)\right] \quad .$$

n_u ist dabei die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse im Bin u, die zur Bestimmung der Migrationsmatrix zur Verfügung stehen. Durch Einsetzen und Ausmultiplizieren ergibt sich der folgende Ausdruck, der besser zur schnellen Berechnung im Programm geeignet ist:

$$\begin{aligned} &\mathrm{Cov}(M_{ki}, M_{lj}) = \\ &M_{ki} M_{lj} \left[\frac{M_{li}}{n_l} + \frac{M_{kj}}{n_k} - \delta_{ij} \left(\frac{M_{lj}\varepsilon_l}{n_l P(E_j|C_l)} + \frac{M_{kj}\varepsilon_k}{n_k P(E_j|C_k)} \right) - \frac{\delta_{kl}}{n_k \varepsilon_k} + \frac{\delta_{ij}\delta_{kl}}{n_k P(E_j|C_k)} + X_{ij} \right] \end{aligned} \tag{B.1}$$

mit

$$X_{ij} = \sum_{u=1}^{n_C} \frac{M_{ui} M_{uj} \varepsilon_u^2}{n_u} \left(\frac{\delta_{ij}}{P(E_j|C_u)} - \Lambda_{\mathrm{multi}} \right)$$

und

$$\Lambda_{\mathrm{multi}} = \begin{cases} 1 & \text{im Falle der Multinomialverteilung} \\ 0 & \text{für die Poisson-Näherung} \end{cases}$$

Bei der Implementation im Programm kann die Matrix X_{ij} einmalig vor Auswertung der Summe berechnet und gespeichert werden, so daß die für die vollständige Berechnung der Kovarianzmatrix benötigte Rechenzeit von der Ordnung $O(n_C^2 n_E^2)$ ist. Die Originalversion des Programms braucht eine Zeit von der Ordnung $O(n_C^3 n_E^4)$.

Die volle Kovarianzmatrix des Ergebnisses ist die Summe der Beiträge aus den statistischen Fehlern von Daten und Monte-Carlo-Simulation:

$$V_{kl} = V_{kl}(n(E)) + V_{kl}(M)$$

Literaturverzeichnis

[1] H. Kolanoski, P. Zerwas, „Two Photon Physics“, in „High Energy Electron-Positron Physics“, Ed. A. Ali and P. Söding, World Scientific, Singapur 1988
Ch. Berger, W. Wagner, „Photon Photon Reactions“, Phys. Rep. **146** (1987) 1-134
H. Kolanoski, „Two Photon Physics at e^+e^- Storage Rings“, Springer Tracts in Modern Physics **105**, Springer-Verlag Heidelberg 1984

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

[3] J. Kurzhöfer, „Studien zur Jetproduktion in der Vorwärtsregion des H1-Detektors bei kleinem x_B in der tiefinelastischen Streuung“, Dissertation, Universität Dortmund, Oktober 1995

[4] J. Huth et al, „Toward a Standardization of Jet Definitions“, Proceedings of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics, Snowmass, Colorado, ed. E. L. Berger (World Scientific, Singapur 1992), S. 134, und FERMILAB-Conf-90/249-E

[5] T. Sjöstrand, „High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4“, CERN-TH-6488 (1992), Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74-89
T. Sjöstrand, „PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual“, CERN-TH.7112/93, verfügbar unter http://consult.cern.ch/writeups/jetset

[6] R. Engel, „Photoproduction within the two-component Dual Parton Model: amplitudes and cross sections“, Z. Phys. **C66** (1995) 203
R. Engel, J. Ranft, „Hadronic photon-photon interactions at high energies“, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244-4262
R. Engel, „PHOJET manual“, Universität Siegen 95-05, und http://www.physik.uni-leipzig.de/~eng/phojet.html, Februar 1997

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

[8] H1 Collaboration, I. Abt et al., „The H1 Detector at HERA“, Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 310-396, und DESY 93-103

[9] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., „The H1 liquid argon calorimeter system“, Nucl. Instr. Meth. **A336** (1993) 460-498

[10] H.P. Wellisch, J.P. Kubenka, H. Oberlack, P. Schacht, „Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques“, interner Bericht H1-02/94-346 und MPI-PhE/94-03

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

[12] H1 Collaboration, S. Aid et al., „Jets and energy flow in photon-proton collisions at HERA“, Z. Phys. **C70** (1996) 17-30

[13] M. Steenbock, „Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets in der Photon-Proton-Streuung bei HERA“, Dissertation, Universität Hamburg, DESY F11/F22-96-01, Juli 1996

[14] M. Gebauer, „Untersuchung des hadronischen Energieflusses in Photon-Proton-Reaktionen mit hohen transversalen Energien bei HERA“, Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, Dezember 1996

[15] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, „Radiatively Generated Hadronic Photon Structure at Low Q^2“, Phys. Lett. **B222** (1989) 149 und DO-TH-88/24
M. Glück, E. Reya, A. Vogt, „Parton structure of the photon beyond the leading order“, Phys. Rev. **D45** (1992) 3986-3994 und DO-TH-91-26
A. Vogt, „The Partonic Structure of Hadrons and Photons“, DO-TH 92/15, Dissertation, Universität Dortmund, 1992

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

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

[18] S. Eichenberger et al., „A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals“, Nucl. Instr. Meth. **A323** (1992) 532-536

[19] T. Wolff et al., „A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment“, Nucl. Instr. Meth. **A323** (1992) 537-541

[20] I. Negri, S. Kermiche, QBGFIND - Unterprogramme zur Identifizierung von kosmischen und Strahl-Halo-Myonen, H1PHAN-Programmbibliothek seit Version 2.03/09, Oktober 1996

[21] G.A. Schuler, H. Spiesberger, „DJANGO: the interface for the event generators HERACLES and LEPTO“, Proceedings of the Workshop „Physics at HERA“, Volume 3, 1419, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, Oktober 1991

[22] T. Carli, T. Jansen, C. Kiesling, J.H. Köhne, H. Rick, K. Rueter, „Performance of the H1 Lar Trigger in 1994“, interner Bericht H1-07/95-445

[23] S. Egli, E. Elsen, V. Lemaitre, K. Müller, H. Rick, H.-C. Schultz-Coulon, „Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels 1-4“, interner Bericht H1-04/97-517

[24] M. Erdmann, H. Rick, „Measurement of the Di-Jet Cross Section in γp Collisions at HERA and Extraction of an Effective Parton Distribution in the Photon“, Proceedings der Konferenz ICHEP ’96, Warschau 1996

[25] G. D’Agostini, „A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes’ Theorem“, Nucl. Instr. Meth. **A362** (1995) 487, und DESY 94-099, Juni 1994

[26] Protokolle der Treffen der H1-Arbeitsgruppe für Kalorimeter-Energieskalen, mit Zusammenfassung in http://www-h1.desy.de/h1/iww/idet/icalo/meetings/mi960115

[27] H1 Collaboration, N. Gogitidze et al., „Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA“, Beitrag zur Konferenz ICHEP ’96, Warschau, Juli 1996

[28] M. Klasen, G. Kramer, „Inclusive Two-Jet Production at HERA: Direct and Resolved Cross Sections in Next-to-Leading Order QCD“, DESY 96-246, HEP-PH 9611450 (1996), Z. Phys. **C76** (1997) 67-74

[29] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, „Photonic parton distributions“, Phys. Rev. **D46** (1992) 1973-1979

[30] L. E. Gordon, J. K. Storrow, „New Parton Distribution Functions for the Photon“, ANL-HEP-PR 96-33, HEP-PH 9607370 (1996), Nucl. Phys. **B489** (1997) 405-426

[31] B. L. Combridge, C. J. Maxwell, „Untangling Large-p_T Hadronic Reactions“, Nucl. Phys. **B239** (1984) 429-458

[32] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., „Inclusive Parton Cross Sections and Photon Structure“, Nucl. Phys. **B445** (1995) 195-215A
H. Hufnagel, „Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA“, Dissertation, Universität Heidelberg, Dezember 1994

[33] M. Arpagaus, „Measuring the partonic structure of the photon at the ep collider HERA“, Dissertation, ETH Zürich 1995, ETHZ-IPP 95-6

[34] M. Glück, E, Reya, A. Vogt, „Pionic parton distributions“, Z. Phys. **C53** (1992) 651-655

[35] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., „Measurement and QCD Analysis of the Photon Structure Function $F_2(x,Q^2)$“, Nucl. Phys. **B281** (1987) 365-380

[36] JADE Collaboration, W. Bartel et al., „Experimental Study of the Photon Structure Function F_2 at Q^2 from 10 to 220 GeV^2“, Z. Phys. **C24** (1984) 231-245

[37] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., „Measurement of the Photon Structure Function F_2^γ at Q^2 from 7 to 70 (GeV/c)^2“, Z. Phys. **C31** (1986) 527-535

[38] TPC/Two-Gamma Collaboration, H. Aihara et al., „Measurement of the Photon Structure Function $F_2^\gamma(x,Q^2)$ in the Region $0.2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$“, Z. Phys. **C34** (1987) 1-13

[39] AMY Collaboration, S.K. Sahu et al., „A High-Q^2 Measurement of the Photon Structure Function F_2^γ“, Phys. Lett. **B346** (1995) 208-216

[40] TOPAZ Collaboration, K. Muramatsu et al., „Measurement of the photon structure function F_2^γ and jet production at TRISTAN“, Phys. Lett. **B332** (1994) 477-487

[41] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., „A measurement of the photon structure function F_2^γ at an average Q^2 of $12\,\mathrm{GeV}^2/c^4$“, Z. Phys. **C69** (1996) 223-233

[42] OPAL Collaboration, R. Akers et al., „Measurement of the Photon Structure Function F_2^γ in the Reaction $e^+e^- \to e^+e^+$ hadrons at LEP“, CERN-PPE/93-156 und Z. Phys. **C61** (1994) 199-208

[43] J.H. Field, F. Kapusta, L. Poggioli, „The hadronic and point-like contributions to the F_2 photon structure function in perturbative QCD“, Z.. Phys. **C36** (1987) 121-129

[44] G. Zech, „Comparing statistical data to Monte Carlo simulation – parameter fitting and unfolding“, DESY 95-113, Juni 1995

[45] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, „Taschenbuch der Mathematik“, deutsche Übersetzung Leipzig 1960

[46] H1 Collaboration, C. Adloff et al., „Measurement of the Inclusive Di-Jet Cross Section in Photoproduction and Determination of an Effective Parton Density of the Photon“, DESY 97-164, erscheint in Z. Phys. **C**

Danksagung

Bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski, bedanke ich mich für die Aufgabenstellung und Betreuung. Er hatte genug Vertrauen, um mich selbständig forschen zu lassen, stand aber im Zweifelsfall auch jederzeit zur Betreuung zur Verfügung.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die guten Arbeitsbedingungen am Lehrstuhl E5 und für den stets sehr herzlichen Empfang in Dortmund.

Ganz besonders bedanke ich mich bei Martin Erdmann, der durch viele Diskussionen und wiederholten Anstoß und Motivation entscheidenden Anteil am Gelingen dieser Arbeit hat.

Für die Gelegenheit, meine Analyse am H1-Experiment durchführen zu dürfen, und die gute Zusammenarbeit bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der Kollaboration. Ich habe die Arbeit bei H1 stets als sehr interessant und anspruchsvoll empfunden.

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mich in jeder Hinsicht bereitwillig unterstützt haben, obwohl ich mich in letzter Zeit immer weniger bei ihnen sehen ließ.

Die Arbeit wurde durch ein Stipendium des Graduiertenkollegs „Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen" an der Universität Dortmund für die Dauer von drei Jahren gefördert. Die Dortmunder Beteiligung am H1-Experiment wird mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 6DO57I gefördert.