Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion isolierter hochenergetischer Photonen in der Elektron-Proton-Streuung

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Dirk Düllmann

aus Unna

Hamburg
1995

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Spitzer
Prof. Dr. B. Naroska

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. V. Blobel
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation: 27. April 1995

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

Kurzfassung

Die Photoproduktion hochenergetischer Photonen bei HERA bietet einen direkten Zugang zur Bestimmung des Partoninhalts in Proton und Photon. Die vorliegende Arbeit untersucht experimentelle Methoden zur Anreicherung dieser Prozeßklasse in den 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten. Nach einer Untersuchung der relevanten Untergrundprozesse werden neue Isolationskriterien auf der Basis von Kalorimeter- und Spurkammerinformation entwickelt, die eine Anreicherung des Prompt-Photon-Anteils auf ein Signal-zu-Untergrundverhältnis von 3 zu 1 erlauben. Mithilfe der entwickelten Methode wird aus den Meßdaten der Wirkungsquerschnitt für die Produktion isolierter Photonen mit $E_{t,\gamma} > 4\,GeV$ und $-0.5 < \eta_\gamma < 2$ zu $\sigma(ep \rightarrow \gamma X) = 387\ \pm 107(stat.) \pm 50(syst.)\,pb$ bestimmt.

Abstract

The photoproduction of energetic photons at HERA allows to determine the parton content of protons and photons. This thesis investigates the experimental methods to enrich this process in the data recorded 1993 with the H1 detector. After a study of the different background processes, new isolation criteria are developed which use calorimeter and track chamber information to increase the prompt photon signal-to-background ratio to 3:1. Using this method, the production cross section for isolated photons is determined for $E_{t,\gamma} > 4\,GeV$ and $-0.5 < \eta_\gamma < 2$ as $\sigma(ep \rightarrow \gamma X) = 387\ \pm 107(stat.) \pm 50(syst.)\,pb$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Verständnis des Aufbaus der Materie und der Wechselwirkungen, denen sie unterliegt, ist das zentrale Ziel der Physik. Angefangen mit den bahnbrechenden Experimenten von Rutherford[1] spielen Streuexperimente dabei eine wichtige Rolle.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) hat 1992 der weltweit erste Elektron-Proton-Speicherring HERA seinen Betrieb aufgenommen. Die verfügbare Schwerpunktenergie von $\sqrt{s_{ep}} \sim 300\,GeV$ erlaubt den HERA-Experimenten H1 und ZEUS die Untersuchung der Lepton-Nukleon-Streuung in einem bislang unerschlossenen kinematischen Bereich.

Neben der Bestimmung der Proton-Struktur durch vom Elektron abgestrahlte virtuelle Photonen ermöglichen Kollisionen nahezu reeller Photonen mit Protonen die Untersuchung der Photon-Struktur bei einer mittleren Schwerpunktenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \sim 200\,GeV$.

Das Photon nimmt als elementares Eichboson eine zentrale Position im Standardmodell der Teilchenwechselwirkungen ein. Es vermittelt im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) als Austauschteilchen, das an geladene Materie koppelt, die elektromagnetische Wechselwirkung.

Neben diesem punktförmigen, elektromagnetischen Erscheinungsbild des Photons wurden zuerst in der Photon-Nukleon-Streuung, die auch als Photoproduktion bezeichnet wird, Aspekte einer “Starken Wechselwirkung” mit Photonen festgestellt[2]. Diese Beobachtung wird gedeutet als Auswirkung der quantenmechanisch erlaubten Fluktuation des Photons in ein Quark-Antiquark-System, das anschließend mit dem Nukleon stark wechselwirkt.

$$\gamma \rightarrow q\bar{q}$$

Photon-Nukleon-Kollisionen werden damit wie Hadron-Hadron-Kollisionen interpretiert als Streuung zweier ausgedehnter Objekte aneinander. Sie zeigen das hierfür typische Spektrum elastischer, diffraktiver und unelastischer Streuprozesse[3, 4, 5].

Die dynamische Struktur des Photons wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) durch Partondichten beschrieben, die experimentell bestimmt werden müssen. Insbesondere den Gluonanteil im Photon, der bislang nur ungenau bekannt ist, erhofft man bei HERA aus der Untersuchung von Photon-Proton-Kollisionen zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde vorgeschlagen, Ereignisse der Photoproduktion zu betrachten, bei denen hochenergetische Photonen aus der QCD-Wechselwirkung — sogenannte prompte Photonen — im Endzustand beobachtet werden[6].

In der Hadron-Hadron-Streuung wird die Analyse von Prompt-Photon-Ereignissen mit Erfolg angewendet, um die Gluondichte im Proton zu bestimmen[7].

Die vorliegende Arbeit, die im Rahmen des H1-Experiments entstanden ist, untersucht die experimentelle Durchführbarkeit einer solchen Messung unter den experimentellen Rahmenbedingungen bei HERA und stützt sich dazu auf einen Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $\sim 312\,nb^{-1}$, der 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurde. Hauptziel der Untersuchung ist es, unter den im Vergleich zur Prompt-Photon-Produktion in Hadron-Hadron-Kollisionen ungünstigeren Untergrundbedingungen bei HERA, die Produktion prompter Photonen in der *ep*-Streuung nachzuweisen.

Im ersten Kapitel wird dazu zunächst ein Überblick der theoretischen Grundlagen und der experimentellen Methoden zur Untersuchung der Photon-Struktur gegeben.

Nach einer Beschreibung des HERA-Beschleunigers und des H1-Experiments in Kapitel 2 werden in Kapitel 3 verschiedene Methoden verglichen, mit denen bei HERA der Gluoninhalt im Photon bestimmt werden kann.

Das zentrale experimentelle Problem einer Analyse von Prompt-Photon-Ereignissen bei HERA ergibt sich aus dem geringen Wirkungsquerschnitt von $\mathcal{O}(300\,pb)$: Bei einer Ereignisselektion von Photonen mit einer Transversalenergie von $4 - 15\,GeV$ müssen Untergrundbeiträge einer Vielzahl anderer Ereignisklassen mit größeren Produktionsquerschnitten in Betracht gezogen werden.

Um Methoden zur Untergrundunterdrückung zu entwickeln, wird in Kapitel 4 die Topologie der unterschiedlichen Prozesse untersucht, die bei HERA zur Produktion hochenergetischer Photonen beitragen.

In Kapitel 5 werden Methoden entwickelt, um Ereignisse mit isolierten hochenergetischen Photon-Kandidaten anhand gemessener Größen zu selektieren und die kinematischen Variablen des zugrundeliegenden Streuprozesses zu rekonstruieren. Kapitel 6 beschäftigt sich mit Verfahren zur Unterdrückung von Untergrund aus Nicht-ep-Wechselwirkungen und aus fehlidentifizierten Ereignissen der tiefinelastischen Streuung. In dem sich anschließenden Vergleich der Meßdaten mit der Simulation wird gezeigt, daß die in der Hadron-Hadron-Streuung verwendeten Isolationsschnitte zur Anreicherung von Prompt-Photon-Ereignissen bei HERA nicht ausreichen, um den dominierenden Untergrund von Photonen aus π^0-Zerfällen so weit zu reduzieren, daß ein Nachweis des Prompt-Photon-Prozesses möglich ist.

Aus diesem Grund werden in Kapitel 7 neue Isolationskriterien entwickelt und anhand von Simulationsrechnungen auf ihre Wirksamkeit zur Anreicherung von Prompt-Photon-Ereignissen untersucht. Um für diese Untersuchung einen ausreichenden Datensatz von Untergrundereignissen mit isolierten Mesonen zur Verfügung zu stellen, wurde eine spezielle Untergrundsimulation mit hoher Statistik durchgeführt. Für die entwickelte Kombination von Isolationskriterien auf der Basis von Kalorimeter- und Spurkammerinformation wird von der Simulationsrechnung ein überwiegender Anteil von Einzel-Photonen vorhersagt. Der nach Anwendung dieser Kriterien auf den gemessenen Datensatz verbleibende Untergrundanteil aus π^0-Zerfällen wird mit verschiedenen Methoden anhand der Meßdaten überprüft.

Nach der Bestimmung der Triggereffizienz und der Selektionsakzeptanz in Kapitel 8 wird ein Wirkungsquerschnitt für die Produktion isolierter hochenergetischer Photonen in der Elektron-Proton-Streuung berechnet und mit QCD-Rechnungen verglichen.

Kapitel 1

Photon-Streuprozesse

Die Fluktuation des Photons in ein Quark-Antiquark-Paar ist im Gegensatz zur Fluktuation in ein Leptonpaar störungstheoretisch nicht vollständig berechenbar. Im Fall einer Fluktuation in ein $q\bar{q}$-Paar geringer Virtualität ($q^2 \sim \Lambda^2_{QCD}$) ist die Bildung eines gebundenen Zustands möglich, der nicht perturbativ beschrieben werden kann. Nur im Fall großer Virtualität ($q^2 \gg \Lambda^2_{QCD}$) lassen sich störungstheoretische Vorhersagen ableiten[8].

1.1 Modelle zur Beschreibung von Photon-Streuprozessen

Da bislang keine geschlossene Beschreibung der hadronischen Struktur des Photons innerhalb der QCD möglich ist , ist man gezwungen, den störungstheoretisch unzugänglichen Bereich durch phänomenologisch motivierte Modelle zu beschreiben. Ein seit vielen Jahren erfolgreich angewandtes Modell ist das Vektormeson-Dominanz-Modell.

1.1.1 Vektormeson-Dominanz-Modell

Ausgangspunkt des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) ist die Beschreibung der Wechselwirkung von Photonen und Hadronen als zweistufiger Vorgang:

1. Das Photon geht in einen virtuellen Vektormeson-Zustand über.
2. Der Vektormeson-Zustand wechselwirkt mit dem Hadron.

Die Wellenfunktion des Photons wird dazu als Linearkombination von Wellenfunktionen der Vektormesonen geringster Masse dargestellt. Da die Vektormesonen die gleichen Quantenzahlen wie das Photon aufweisen ($J^{PC} = 1^{--}$ und

$Q = B = S = 0$), bleibt die Symmetrie des Gesamtzustandes bei dieser Ersetzung erhalten.

$$| \gamma >= \sum_{V=\rho,\omega,\varphi,\ldots} c_V | V >$$

Als Konsequenz ergibt sich aus diesem Modell und den experimentell bestimmten Photon-Meson-Kopplungsfaktoren γ_V eine Verknüpfung des Vektormeson-Nukleon-Wirkungsquerschnittes σ_{Vp} mit dem Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$.

$$\sigma_{\gamma p} = \sum_{V=\rho,\omega,\varphi,\ldots} \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2} \sigma_{Vp}$$

Die aus diesem Modell abgeleiteten Vorhersagen wurden von *fixed target* Photon-Nukleon Streuexperimenten überprüft, und waren für niedrige Transversalimpulse ($p_t < 1GeV$) der Hadronen im Endzustand weitgehend im Einklang mit den Daten[9].

1.1.2 Harte Photon-Streuprozesse

Bei Experimenten mit höherer γp-Schwerpunktenergie, insbesondere bei HERA, zeigte sich jedoch, daß der VDM-Ansatz allein nicht ausreicht, um den relativ hohen gemessenen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Teilchen mit höheren Transversalimpulsen zu erklären[10, 11, 12, 13, 14]. Zudem wurde die Photoproduktion von Teilchenjets beobachtet. Beide Beobachtungen werden im Rahmen des Quark-Parton-Modells als Auswirkung eines “harten” Streumechanismus gedeutet, bei dem quasi-freie, punktförmige Partonen[1] aus Photon und Nukleon elastisch aneinander gestreut werden.

Die beitragenden Graphen können anhand der Rolle des Photons in zwei Gruppen aufgeteilt werden.

“Direkte” Photon-Komponente

Die Graphen des QCD-Compton-Prozesses (Abb. 1.1a) und der Photon-Gluon-Fusion (Abb. 1.1b) bilden den Beitrag des punktförmig und als ganzes wechselwirkenden Photons, das direkt an ein Parton des Protons koppelt. Die Messung des Wirkungsquerschnitts der Photon-Gluon-Fusion erlaubt somit eine direkte Bestimmung des Gluonanteils im Proton.

---

[1] Der Begriff *Parton* schließt hier auch das Photon als ganzes ein (vgl. “direkte” Photon-Komponente).

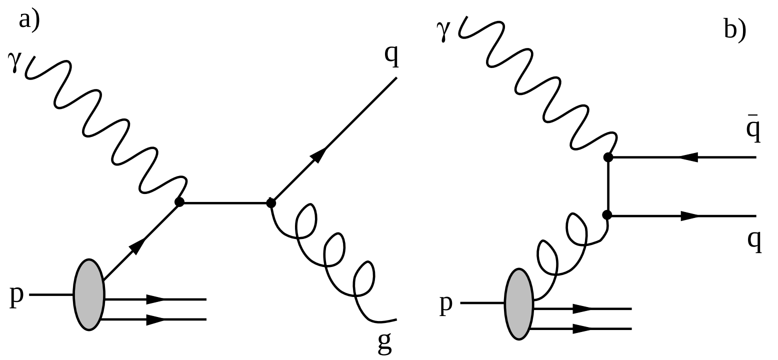

Abbildung 1.1: Prozesse der "direkten" Photon-Komponente führender Ordnung in α_s

"Aufgelöste" Photon-Komponente

Die in Abb. 1.2 dargestellten Graphen zeichnen sich dadurch aus, daß das Photon nur *indirekt* über einen hadronischen Zwischenzustand mit einem Parton des Protons wechselwirkt.

Die in Abbildung 1.2b dargestellte Fluktuation in einen gebundenen Vektormesonzustand V wird im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells (vgl. Abschnitt 1.1.1) beschrieben.

Abbildung 1.2a) zeigt schematisch die Streuung eines Partons im Photon an einem Parton des Protons.

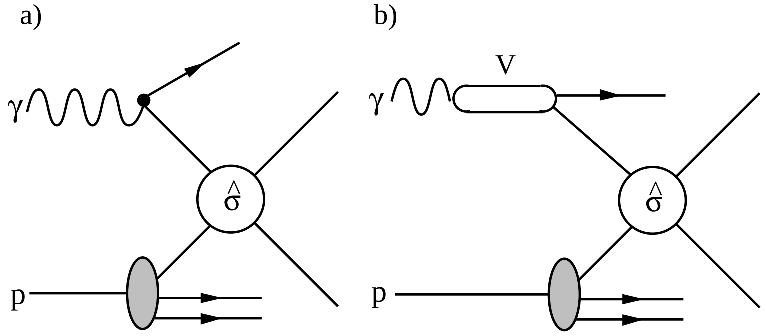

Abbildung 1.2: Prozesse der "aufgelösten" Photon-Komponente führender Ordnung in α_s

Durch den Farbfluß zum Vertex der harten Streuung ist sowohl das Restsystem auf der Photon- wie auch auf der Protonseite nicht mehr farbneutral und hadronisiert. Bei Prozessen der "aufgelösten" Photon-Komponente bildet sich daher neben den hadronischen Endzuständen der auslaufenden Partonen und dem Proton-Rest-Jet auch ein Photon-Rest-Jet aus[2].

---

[2] An dieser Stelle sei angemerkt, daß die hier benutzte Unterscheidung zwischen direkter und aufgelöster Komponente durch weitere Gluonabstrahlung bei Prozessen höherer Ordnung in α_s

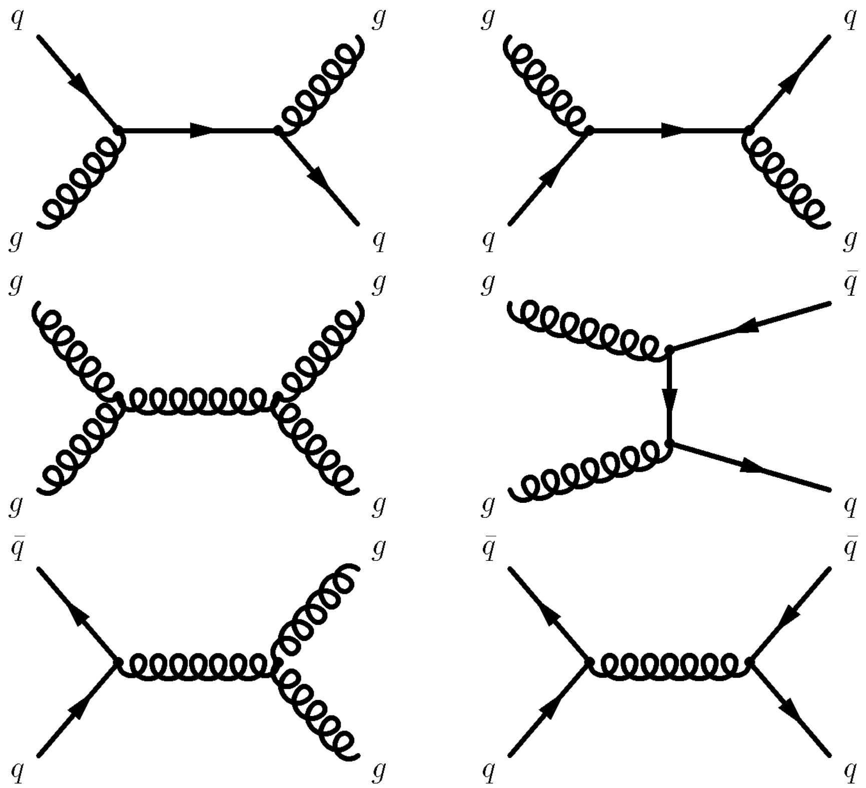

Abbildung 1.3: Graphen für 2 → 2 Parton-Streuprozesse der aufgelösten Photon-Komponente

Ausgangspunkt der quantitativen Beschreibung harter γp-Streuprozesse ist die Darstellung des Wirkungsquerschnitts als Faltung der Partondichten in Proton und Photon (a^p und b^γ) mit den Querschnitten für einen harten partonischen Streuprozeß $\hat{\sigma}(ab \to cd)$.

$$\sigma(p\gamma \to cd) = \sum_a \sum_b a^p \otimes b^\gamma \otimes \hat{\sigma}(ab \to cd) \qquad (1.1)$$

Die Querschnitte $\hat{\sigma}$ für die verschiedenen Prozesse der "harten" Parton-Streuung (vgl. Abb. 1.3) sind im Rahmen der störungstheoretischen QCD vollständig bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ berechnet worden.

Als Partondichten treten in Gl. 1.1 die Quarkdichte $q_f^\gamma(x, Q^2)$ und Gluondichte $g^\gamma(x, \mu^2)$ auf. Die Quarkdichte gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der in einer Kollision bei der QCD-Skala μ^2 ein Quark der Sorte f mit einem Impulsanteil x anzutreffen ist, die Gluondichte entspricht der Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines Gluons.

---

nicht mehr eindeutig vorgenommen werden kann.

Im Gegensatz zur Nukleon-Quarkdichte kann die Photon-Quarkdichte im Quark-Parton-Modell über den QED-Prozeß $\gamma^*\gamma \to q\bar{q}$ berechnet werden[8], und weist bereits ohne Berücksichtigung von QCD-Effekten eine Q^2-Abhängikeit[3] auf.

Im asymtotischen Grenzfall großer Q^2 und x gilt:

$$q_i^\gamma(x, Q^2) \propto \alpha \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}} F_i(x) \simeq \frac{\alpha}{\alpha_s(Q^2)} F_i(x). \tag{1.2}$$

Die Q^2-Abhängigkeit der Partondichten im Photon wird im Rahmen der QCD durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen[15] beschrieben, die hier in der sogenannten "leading log"-Näherung angegeben sind[4].

Für Quark- und Gluondichten gilt

$$\frac{dq_f^\gamma(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{q\gamma}(x) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [P_{qq}(x) \otimes q_f^\gamma(x, Q^2) + P_{qg}(x) \otimes g^\gamma(x, Q^2)] \tag{1.3}$$

und

$$\frac{dg^\gamma(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [2 P_{gq}(x) \otimes \sum_{f=1}^{n_f} q_f^\gamma(x, Q^2) + P_{gg}(x) \otimes g^\gamma(x, Q^2)]. \tag{1.4}$$

Dabei wurde der Faltungsoperator $a \otimes b = \int_x^1 dy/y \, a(x/y) \, b(y)$ verwendet. Die sogenannten "splitting kernels" $P_{ij}(x)$ geben die Wahrscheinlichkeit an für eine Aufteilung eines Partons der Sorte j in ein Parton der Sorte i mit dem Impulsanteil x des ursprünglichen Teilchens sowie ein weiteres Parton mit dem Impulsanteil $(1 - x)$.

Der Ausdruck 1.4 für die Gluondichte hat die gleiche Form wie die entsprechende Entwicklungsgleichung für die Gluondichte im Nukleon. Der Ausdruck 1.3 unterscheidet sich jedoch durch den zusätzlichen ersten Term von der entsprechenden Gleichung im Falle des Nukleons. Dieser Term beschreibt die dem Photon im Gegensatz zu Hadronen mögliche punktförmige Kopplung an ein Quark-Antiquarkpaar und macht die Entwicklungsgleichungen zu einem inhomogenen Gleichungssystem[5].

Als wichtige Konsequenz ergibt sich aus den Altarelli-Parisi-Gleichungen die Möglichkeit, aus einer Messung der Partonverteilungen bei einem festgelegten Q_0^2 die entsprechenden Verteilungen für andere Werte von Q^2 zu berechnen. Diese Tatsache wird genutzt, um aus einer Anpassungsrechnung an Meßdaten eine allgemeine Parametrisierung der Partondichten zu gewinnen[16, 17, 18, 19, 20]. Die einzelnen

---

[3] Im Fall der Nukleon-Strukturfunktionen tritt die auch als Skalenverletzung bezeichnete Abhängigkeit von Q^2 erst nach der Erweiterung des einfachen Quark-Parton-Modells um Gluon-Abstrahlungen im Rahmen der QCD auf.

[4] Bei der Ableitung wurden nur Terme führender Ordnung in $\ln Q^2/\Lambda_{QCD}^2$ berücksichtigt.

[5] Die Entwicklung der Partondichten im Nukleon werden durch ein homogenes Gleichungssystem beschrieben.

Methoden unterscheiden sich in der Auswahl der Partonverteilung am Startpunkt der Q^2-Entwicklung Q_0^2, in den benutzten Näherungen bei der Berechnung der Q^2-Entwicklung und in der technischen Durchführung der Anpassung.

In den folgenden Abschnitten sind einige Methoden zur experimentellen Bestimmung der Partondichten im Photon zusammengefasst.

1.2 Partondichten im Photon

1.2.1 Bestimmung der Quarkdichte

Als experimenteller Beschreibung von Photon-Streuprozessen wird in der Zwei-Photon-Physik an e^+e^--Beschleunigern die Photon-Strukturfunktion $F_2^\gamma(x, Q^2)$ benutzt. Wie die in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung gemessene Nukleon-Strukturfunktion F_2^N ist auch die Photon-Strukturfunktion F_2^γ durch einen einfachen Zusammenhang mit der Quarkdichte verknüpft. Im Quark-Parton-Modell gilt:

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = \sum_{f=1}^{n_f} x e_f^2 [q_f^\gamma(x, Q^2) + \bar{q}_f^\gamma(x, Q^2)].$$

Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Darstellung der zur Messung von $F_2^\gamma(x, Q^2)$ untersuchten Zwei-Photon-Wechselwirkung.

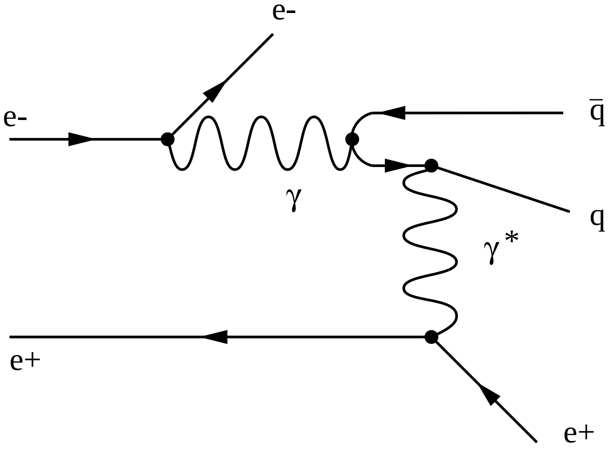

Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des Zwei-Photon-Prozesses in der e^+e^--Streuung

Elektron und Positron strahlen jeweils ein Photon mit den Viererimpulsen μ und p ab. Gilt für die übertragenen Impulse beider Photonen die Relation $p^2 \ll \Lambda_{QCD}^2 \ll \mu^2$, kann dieser Prozeß analog zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung gedeutet werden als Abtastung der Struktur des ausgedehnten, reellen Photons durch ein punktförmiges, virtuelles Photon.

Durch die Messung von $F_2^\gamma(x, Q^2)$ an e^+e^--Beschleunigern konnte der Quarkanteil des Photons für Impulsanteile des getroffenen Quarks von $0.007 < x_\gamma < 1$ bestimmt werden[21]. Abbildung 1.5 zeigt eine Messung mit dem OPAL Detektor am LEP Speicherring[22].

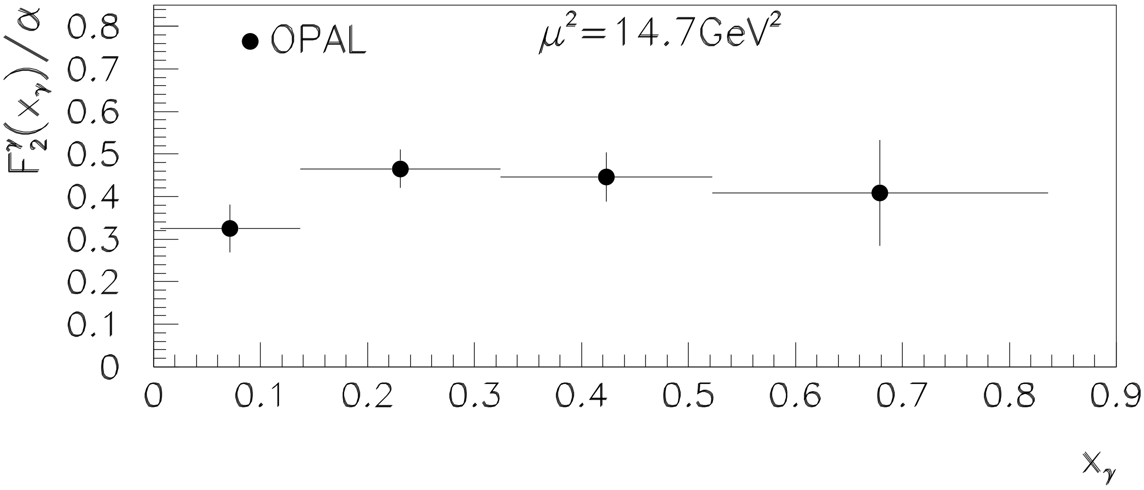

Abbildung 1.5: Messung der Strukturfunktion F_2^γ bei einer mittleren Energieskala $\mu^2 = 14.7\,GeV^2$ (aus [22])

1.2.2 Bestimmung der Gluondichte

Das virtuelle Photon als Probeteilchen der $\gamma^*\gamma$-Physik und der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung koppelt nur an die geladenen Quarks im Photon bzw. Proton. Diese Prozesse erlauben deshalb die Bestimmung des Gluonanteils nur indirekt über den skalenverletzenden Anteil der gemessenen Strukturfunktion.

Der Beitrag von Gluonen als Partonen des Photons konnte deshalb erst spät anhand von $\gamma\gamma$-Ereignissen mit Jets experimentell nachgewiesen werden[23][24].

Einen direkten Zugang zur Gluondichte in Photon und Proton liefert die Photon-Nukleon-Streuung: Der Streuquerschnitt für Prozesse der aufgelösten Photon-Komponente ist in führender Ordnung α_s abhängig von den Gluon- und Quarkdichten sowohl im Proton als auch im Photon. Setzt man die in der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung und der Zwei-Photon-Physik gemessenen Quarkdichten von Proton und Photon als bekannt voraus, erhält man durch Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte Aufschluß über die Gluondichten von Proton und Photon.

Experimentell wurde die Photoproduktion bislang mit sogenannten "*fixed target*"-Experimenten untersucht, bei denen Wechselwirkungen zwischen hochenergetischen Photonen und ruhenden Nukleonen eines Zielmaterials beobachtet werden. Die

Strahl-Photonen wurden dazu meist als Bremsstrahlung beim Durchgang eines Elektronenstrahles durch eine dünne Radiatorschicht erzeugt. Die zur Verfügung stehende Schwerpunktenergie war durch die Energie der einlaufenden Photonen begrenzt auf $\sqrt{s_{\gamma N}} < 20\,GeV$.

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA eröffnet erstmals die Möglichkeit zur Untersuchung von γp-Wechselwirkungen bis in den Bereich geringer Werte von x_γ, in dem der bisher nur ungenau bekannte Gluonanteil die Partondichte dominiert. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über den Beschleuniger und den HERA-Detektor H1.

Kapitel 2

HERA-Speicherring und H1-Detektor

Mit HERA[1] wurde zum erstenmal ein Speicherringsystem verwirklicht, bei dem Elektronen und Protonen miteinander zur Kollision gebracht werden. Abb. 2.1 zeigt einen Überblick der Anlage und der verwendeten Vorbeschleuniger DESY und PETRA. Elektronen und Protonen werden in zwei getrennten Speicherringen mit $6.3\,km$ Umfang von der Einschußenergie von $14\,GeV$ bzw. $40\,GeV$ auf die nominelle Endenergie von $E_e = 30 GeV$ und $E_p = 820\,GeV$ beschleunigt.

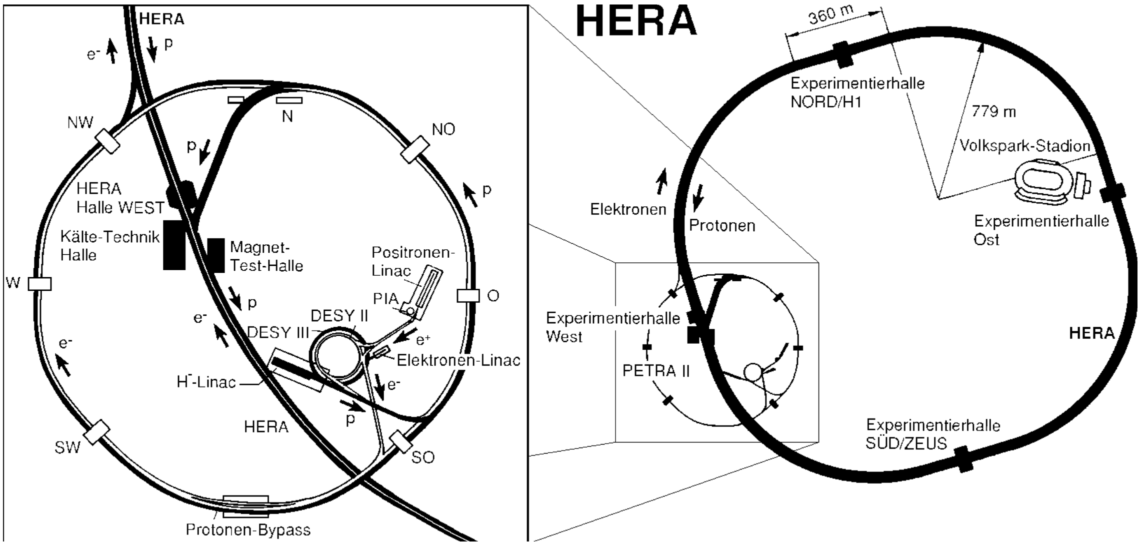

Abbildung 2.1: Die HERA Speicherringe mit Vorbeschleunigern

Um die angestrebte Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ zu erreichen, ist geplant,

---

[1] Hadron-Elektron-Ring-Anlage

jeweils 210 Teilchenpakete (*bunches*) mit insgesamt $\sim 10^{11}$ Teilchen gleichzeitig zu speichern und alle $96\,ns$ in bis zu vier Wechselwirkungszonen zur Kollision zu bringen. In der südlichen und nördlichen Zone werden seit 1992, dem erstem Betriebsjahr von HERA, die Experimente ZEUS und H1 betrieben.

Die in dieser Arbeit beschriebene Untersuchung basiert auf Daten, die mit dem H1-Experiment während der Meßperiode 1993 aufgezeichnet wurden. Zu diesem Zeitpunkt wurden noch nicht alle angestrebten Betriebsparameter voll erreicht. In Tabelle 2 sind nominelle und erreichte Werte für einige HERA Betriebsparameter zusammengestellt.

Betriebsparameter	Nominalwert	Meßperiode 1993
E_p [GeV]	820.0	820.0
I_p [mA]	120.0	10-15
p-Pakete	210	84+6
E_e [GeV]	30.0	26.7
I_e [mA]	60	10-15
e^--Pakete	210	84+10
Luminosität $[cm^{-2}s^{-1}]$	$1.5 \cdot 10^{31}$	$1.5 \cdot 10^{30}$
$\sqrt{s_{ep}}$ [GeV]	314	296

Tabelle 2.1: Betriebsparameter des HERA Beschleunigers

2.1 H1-Detektor

Der Unterschied in der Energie der Elektronen und Protonen bei HERA führt zu einem Lorentz "boost" des Endzustandes in Protonrichtung. Die beiden 1993 bei HERA betriebenen Detektoren H1 und ZEUS tragen dieser Asymmetrie durch eine verstärkte Instrumentierung in dieser Richtung Rechnung. Sie wurden als Universaldetektoren konzipiert und erlauben einen Teilchennachweis in nahezu dem gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt.

Abb. 2.2 zeigt eine perspektivische Ansicht des H1-Detektors. Wegen der Vielzahl und Komplexität der Detektorelemente kann an dieser Stelle nur ein kurzer Überblick über das H1-Experiment gegeben werden. Dabei werden besonders die Detektorteile berücksichtigt, die im Verlauf diese Untersuchung von besonderer Bedeutung sind. Für eine umfassende Darstellung des gesamten Detektors sei auf [25, 26] und die Referenzen in den folgenden Abschnitten verwiesen.

Das bei H1 benutzte Koordinatensystem hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt, etwa im Zentrum des Detektors. Die Protonrichtung bildet die positive z-Achse, die y-Achse ist nach oben, die x-Achse zum Zentrum des

Abbildung 2.2: Perspektivische Darstellung des H1-Detektors

Speicherrings gerichtet. Der Zenitwinkel θ, sowie Transversalenergien und -impulse werden im folgenden auf die z-Achse[2] bezogen. Die Pseudorapidität[3] wird definiert als $\eta = -\ln \tan \theta/2$.

2.2 Spurdetektoren

Das Strahlrohr wird im inneren Teil des Detektors von den zentralen und vorderen Spurdetektoren (CTD,FTD) umschlossen (vgl Abb. 2.2 $\boxed{2}$ und $\boxed{3}$). Dieser Bereich ist in Abbildung 2.3 und 2.4 vergrößert dargestellt. Beide Kammersysteme bestehen aus mehrere Lagen unterschiedlicher Drift- und Proportionalkammern[27].

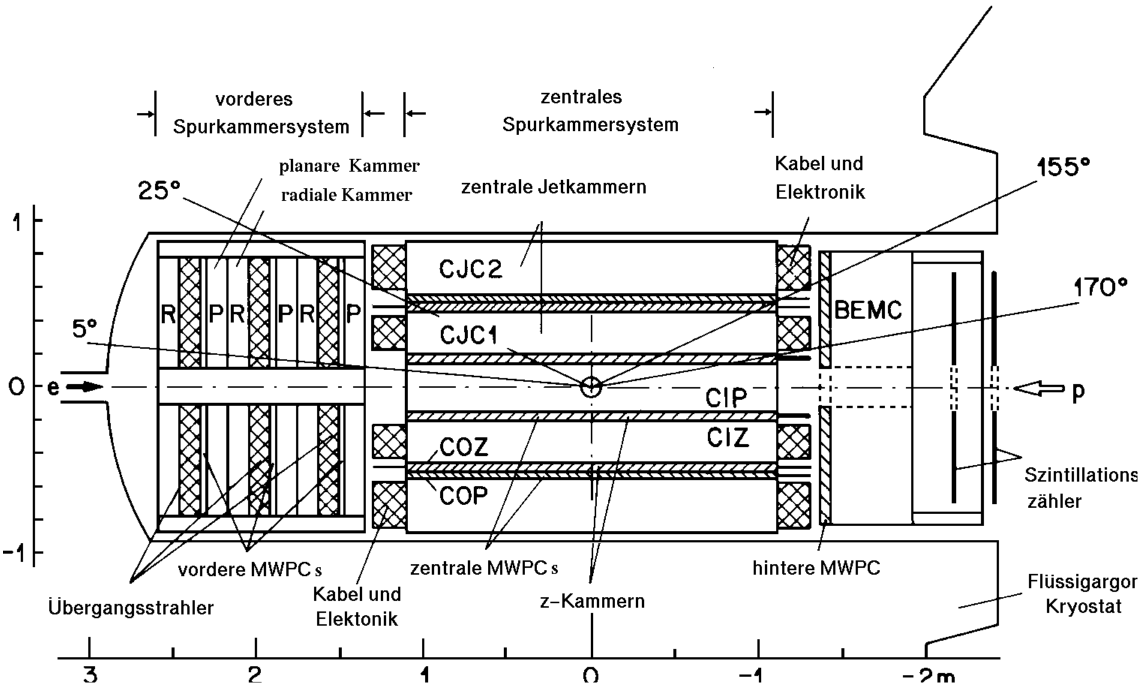

Abbildung 2.3: Übersicht über die vorderen und zentralen Spurdetektoren

Zentrale Spurkammern

Das Hauptvolumen des zentralen Spurdetektors bilden die beiden zylindrischen Driftkammern `CJC1` und `CJC2`, die nach dem Jetkammerprinzip konstruiert sind[28]. Die einzelnen Driftzellen sind zur Kompensation des Lorentzwinkels um 30^o gegen

---

[2] Der Zenitwinkel des auslaufenden Elektrons ist damit nicht identisch mit seinem Streuwinkel.

[3] In Veröffentlichungen der Photoproduktion wird die Pseudorapidität häufig mit umgekehrter Vorzeichenkonvention definiert.

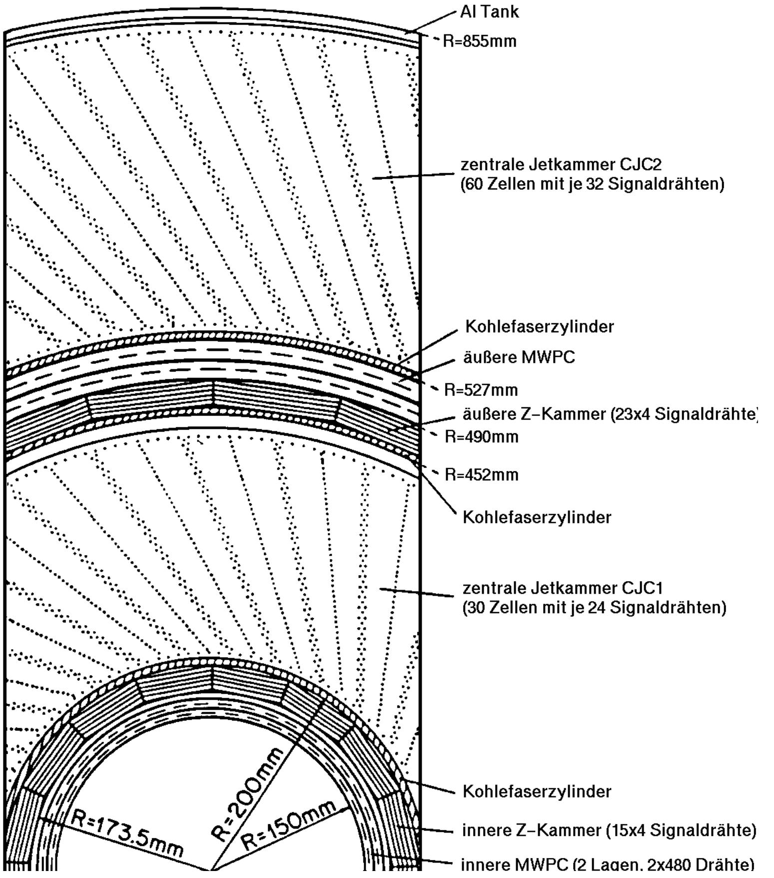

Abbildung 2.4: Radialer Schnitt durch die zentralen Spurdetektoren

die radiale Richtung verdreht (vgl. Abb. 2.4). Ingesamt 2640 parallel zur Strahlrichtung angeordnete Signaldrähte werden über eine FADC-Elektronik an beiden Drahtenden ausgelesen. Aus der Driftzeit der Elektronen, die bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens in der gasgefüllten Kammer freigesetzt werden, kann der Abstand des Teilchendurchgangs vom Draht und damit die Teilchenkoordinate in der Ebene senkrecht zum Draht ($r\varphi$-Ebene) mit einer Genauigkeit von $\sim 170 \mu m$ bestimmt werden[29]. Die Koordinate des Durchgangs in Drahtrichtung (z-Koordinate) wird durch Vergleich der an beiden Drahtenden mit einer effektiven Auflösung von $10\,bit$ digitalisierten Ladung mit einer Genauigkeit von $\sim 2\,cm$ bestimmt[30]. Die Rekonstruktion von Teilchenspuren aus den vermessenen Teilchendurchgängen (engl. *hits*) wird in Abschnitt 2.2 beschrieben. Aus der dabei bestimmten Krümmung einer Spur im Magnetfeld wird der Transversalimpuls des auslösenden Teilchens mit einer Auflösung von $\Delta p/p^2 \sim 0.009\,GeV^{-1}$ bestimmt. Durch die hohe Rate von $104\,MHz$, mit der die Kammerpulse durch die FADC-Elektronik abgetastet werden, können auch benachbarte Spuren mit einem Abstand von $2\,mm$ noch getrennt rekonstruiert werden. Aus der entlang der Spur gemessenen Ladung kann der Energieverlust des Teilchens dE/dx mit einer Auflösung von $\sim 10\%$ bestimmt werden[31]. Diese Information kann zur Identifikation der Teilchensorte benutzt werden.

Spurrekonstruktion

Die Bahnen geladener Teilchen können unter der Annahme[4] eines homogenen Magnetfelds durch eine Helix parametrisiert werden. Die Spurkoordinate in Feldrichtung in Abhängigkeit der Spurlänge s ergibt sich zu:

$$z = z_0 + \frac{s}{\tan\theta}$$

In der $r\varphi$-Ebene wird als Parametrisierung benutzt:

$$\frac{1}{2}\kappa(r^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa d_{ca})r\sin(\varphi - \varphi_{ca}) - d_{ca} = 0$$

Die Spurparameter haben dabei folgende Bedeutung.

κ Inverser Krümmungsradius der Spur mit dem der Ladung entgegengesetzten Vorzeichen $\kappa = -\frac{q}{|q|r}$

d_{ca} Kleinster Spurabstand zum erwarteten Ort der Wechselwirkung

φ_{ca} Azimutwinkel der Spur im Punkt kleinsten Abstandes

θ Polarwinkel der Spur

z_0 z-Koordinate im Punkt kleinsten Abstandes

Die Aufgabe des Spurrekonstruktionsprogramms `CJCREC` ist es, die gemessenen Spurpunkte (*Treffer*) Spuren zuzuordnen und deren Spurparameter zu bestimmen. Als erster Schritt werden dazu Spursegmenete aus jeweils drei Treffern benachbarter Drähte innerhalb einer Driftzelle gebildet (*tripel hits*).

Für die Verbindung mehrerer solcher Spursegmente über die Grenze einer Driftzelle hinaus wird eine grobe Information über den Zeitnullpunkt des Ereignisses t_0 benötigt, die z.B. als untere Schwelle aus dem Histogramm aller Driftzeiten gewonnen werden kann. Nachdem für alle Spurstücke vorläufige Spurparameter berechnet wurden, kann nun eine Verkettung der Spurstücke über Zellgrenzen hinaus erfolgen. Da die Ortsauflösung der CJC konstruktionsbedingt in der $r\varphi$-Ebene

---

[4] Das Magnetfeld des H1 Solenoiden variiert im Bereich des zentralen Spurdetektors um $B_z/B_0 \sim 5\%$ und verursacht damit eine Abweichung bei der Bestimmung des Tranversalimpulses im Bereich von $\sim 1\%$. Diese Abweichung kann mit geeigneten Methoden[35] anhand des gemessenen Feldverlaufes korrigiert werden.

mit $\sigma_{r\varphi} = 195\,\mu m$ um zwei Größenordnungen kleiner ist als die Auflösung in der z-Koordinate $\sigma_z = 2.5\,cm$, wird diese Zuordnung in der dazu inversen $\kappa\varphi$-Ebene durchgeführt. Für die so gebildeten Ketten von Spursegmenten werden aus einer Anpassungsrechnung die endgültigen Spurparameter berechnet sowie spurweise ein Zeitnullpunkt für das Ereignis berechnet. Die so gewonnenen Werte werden als gewichtetes Mittel zu einem endgültigen Ereigniszeitpunkt kombiniert.

Innere und äußere z-Kammern

Um die `CJC1` sind zwei dünne Driftkammern (in den Abbildungen als `CIZ` und `COZ` bezeichnet) angeordnet, deren Aufgabe eine genauere Messung der z-Koordinate eines Teilchendurchgangs ist. Die Signaldrähte dieser Kammern sind zu diesem Zweck konzentrisch um die Strahlrichtung gespannt. Die von geladenen Teilchen freigesetzte Ladung driftet in z-Richtung. Beide Kammern erreichen so eine Auflösung von $\sigma_z \sim 300\mu m$ und $\sigma_\varphi \sim 9^o$[32, 33].

Innere und äußere Proportionalkammern

Diese beiden als `CIP` und `COP` bezeichneten zylindrischen Vieldraht-Proportionalkammern (engl. MWPC) bestehen aus jeweils zwei Anodendrahtlagen mit 480 (bzw. 288) ausgelesenen Kathodenflächen (“*pads*”) und überdecken den Winkelbereich $10^o < \theta < 170^o$ (bzw. $25^o < \theta < 155^o$)[34]. Die Hauptaufgabe dieser Kammern liegt in der Bereitstellung eines bereits kurz nach einem Teilchendurchgang verfügbaren Signals, das für die Gewinnung der Ausleseentscheidung (*Trigger*) benutzt werden kann. Im vorderen Detektorbereich ($6^o < \theta < 25^o$) wird diese Aufgabe durch drei weitere Proportionalkammern übernommen.

Spurkammern im Vorwärts- und Rückwärtsbereich

Die zentralen Spurkammern werden im Detektorabschnitt ($6^o < \theta < 25^o$) ergänzt durch die drei “Supermodule” des Vorwärtsspurkammersystems. Jedes Supermodul besteht aus einer planaren Driftkammer zur Messung der θ-Koordinate, einer Vieldraht-Proportionalkammer für Triggerzwecke und einer radialen Driftkammer zur Bestimmung der Koordinaten in der $r\varphi$-Ebene und zur Messung von Übergangsstrahlung in einem vorgelagerten Radiatorvolumen. Der rückwärtige Detektorteil ($155^o < \theta < 175^o$) ist mit einer weiteren Vieldraht-Proportionalkammer (BPC) ausgerüstet, die durch unterschiedlich orientierte Anodendrähte Raumpunkte mit einer Auflösung von $\sim 0.5\,mrad$ liefert.

2.3 Kalorimetrie

An den Spurdetektor schließt sich in einem Kryostaten das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAC) [36] an, das den gesamten vorderen und zentralen Winkelbereich ($4^o < \theta < 156^o$) des H1-Detektors abdeckt(vgl. Abb. 2.5). Um die Anforderungen der Physik-Analyse an die Richtung- und Energieauflösung zu erfüllen[5], wird bei H1 ein fein segmentiertes Kalorimeter nach dem Sandwichprinzip eingesetzt.

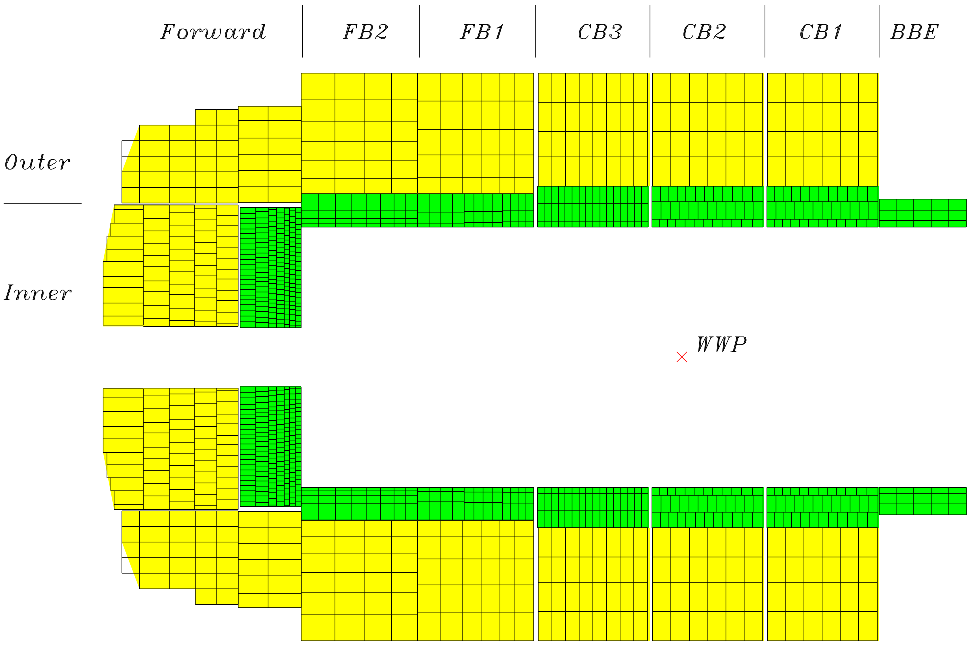

Abbildung 2.5: Seitenansicht des Flüssig-Argon Kalorimeters

Zwischen Absorberplatten, in denen sich bei einem Teilchendurchgang elektromagnetische oder hadronische Schauer ausbilden, liegen Schichten aus flüssigem Argon als Nachweismedium. Die durch Ionisation der Schauerteilchen im Argon freigesetzte Ladung wird mittels einer angelegten Hochspannung an Ausleseelektroden gesammelt. Die gemessene Ladung ist ein Maß für die Summe der Spurlängen geladener Schauerteilchen im Nachweismedium und erlaubt somit die Bestimmung der deponierten Energie[37, 38]

---

[5] Für die Energierekonstruktion im elektromagnetischen (bzw. hadronischen) Teil des Kalorimeters wird eine Auflösung von $\sigma(E)/E \sim 0.10/\sqrt{E}$ (bzw. $\sim 0.55/\sqrt{E}$) angestrebt.

Der innere Teil des Kalorimeters – das sogenannte *elektromagnetische* Kalorimeter (`ECAL`) – dient der möglichst vollständigen Absorption elektromagnetischer Schauer von Elektronen oder Photonen. Hadronen ab einer Energie von einigen GeV verlieren im allgemeinen nur einen geringen Teil ihrer Energie in diesem Detektorabschnitt. Als Absorber werden hier $2.4\,mm$ dicke Bleischichten verwendet, die jeweils durch eine $2.35\,mm$ dicke Argonschicht getrennt sind. Die Gesamtdicke dieses Kalorimeterteils beträgt $20-30$ Strahlungslängen (X_0).

Im äußeren hadronischen Teil des Kalorimeters `HCAL` werden als Absorber $16\,mm$ dicke Edelstahlplatten benutzt, die durch $4.8\,mm$ Argon getrennt sind. Die Gesamtdicke beider Kalorimeterabschnitte liegt zwischen 5 und 8 nuklearen Wechselwirkunglängen (λ).

Die Abmessungen der Ausleseelektroden ("pads") liegen bei etwa $4 \times 4\,cm$ im elektromagnetischen Teil [6] und etwa $8 \times 8\,cm$ im hadronischen Teil. In radialer Richtung ist der elektromagnetische Teil 3-4 fach, der hadronische Teil 4-6 fach unterteilt. Durch die Pad-Struktur wird das Kalorimeter in insgesamt 45 000 einzeln ausgelesene Zellen[7] unterteilt. Die Granularität ermöglicht eine hohe Winkelauflösung und erlaubt es, die longitudinale und laterale Energieverteilung eines Schauers in mehreren Punkten zu vermessen.

Die Ladungssignale aller Auslesekanäle werden im Anschluß an einen pulsformenden Vorverstärker mit einer Rate von $10.4\,MHz$ digitalisiert[39]. Durch eine anschließende Rauschunterdrückung bei der Auslese mit einem Mikroprozessorsystem wird das weiterzuverarbeitende Datenvolumen auf $10-20\,kB$ pro Ereignis reduziert.

Die Eichung der Energieskala für elektromagnetische Schauer wurde in einem Testaufbau mit Elektronen im Energiebereich von $3.7-80\,GeV$ durchgeführt[40]. Die Energieauflösung beträgt im Mittel $\sigma_E/E = 11.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ bei einer systematischen Unsicherheit der Skala von $\sim 3\%$.

Konstruktionsbedingt hat das H1-Kalorimeter ein unterschiedliches Ansprechverhalten für elektromagnetische und hadronische Schauer: die gemessene Ladungssumme für elektromagnetische und hadronische Schauer gleicher Energiedeposition ist unterschiedlich, da ein Teil der Energie eines hadronischen Schauers z.B. getragen von niederenergetischen Neutronen nicht zur Ionisation des Nachweismediums beiträgt.

Die sogenannte "hadronische Energieskala" wird deshalb durch ein Wichtungsverfahren[41, 42] definiert und wurde mit Teststrahl-Pionen im Energiebereich von $3.7-205\,GeV$ geeicht[43]. Als Energieauflösung ergab sich $\sigma_E/E = 51\%/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$. Die Güte der Interkalibration zwischen elektromagnetischer und hadronischer Ener-

---

[6] Dies entspricht etwa 2 Molière Radien und erlaubt damit eine Trennung von hadronischen und elektromagnetischen Schauern anhand der lateralen Schauerausdehnung.

[7] Mehr als 70% der Auslesekanäle liegen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters.

gieskala wurde anhand der Doppelwinkelmethode[8] und der Transversalimpulsbalance überprüft und schränkt die systematische Unsicherheit der hadronischen Skala auf ±5% ein.

Der extreme Vorwärtsbereich ($0.7^o - 3.3^o$) des H1-Detektors wird durch das sogenannte *plug*-Kalorimeter, ein Kupfer-Silizium-Sandwich Kalorimeter, abgedeckt. In Rückwärtsrichtung ($150^o < \theta < 176^o$) ist der H1-Detektor mit einem Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter `BEMC` ausgerüstet, das über Wellenlängenschieber mit Silizium-Photodioden ausgelesen wird. Seine Hauptanwendung ist die Messung der Energie von DIS-Elektronen im mittleren Q^2-Bereich ($Q^2 < 100\,GeV^2$). Durch seine geringe Tiefe von $\sim 1\,\lambda$ ist das `BEMC` nur begrenzt zur Energiemessung von hadronischen Schauern geeignet.

Der Kryostat des Flüssig-Argon Kalorimeters wird umgeben von einem supraleitenden Solenoiden, der das Magnetfeld von $1.15\,T$ für die Impulsmessung durch die Spurdetektoren erzeugt. Durch diese Konstruktion konnten die Materiedicke, die Teilchen vom Wechselwirkungspunkt durchlaufen, bevor sie das Kalorimeter erreichen, und die dadurch verusachten Energie-Korrekturen gering gehalten werden.

Myonsystem

Der magnetische Fluß wird durch die Eisenstruktur (vgl. Abb. 2.2 $\boxed{10}$) zurückgeführt. Insgesamt 16 Lagen eingelassener Streamer-Rohre dienen einerseits als "*tail catcher*", indem sie die Leck-Energie messen, die das LAC verläßt, andererseits dienen sie dem Nachweis von Myonen[44].

Im vorderen Bereich ($3^o < \theta < 17^o$) wird der H1-Detektor komplettiert durch ein Myon-Spektrometer, das aus je drei Driftkammer-Paaren besteht, die um einen Toroid-Magneten gruppiert sind. Dieser Aufbau erlaubt eine Impulsmessung für Myonen im Bereich $5 - 200\,GeV$.

Flugzeitsystem und Vetowand

An das `BEMC` schließt sich in Rückwärtsrichtung das Flugzeitsystem (engl. *time of flight* – `TOF`)[45] an. In 195 cm (bzw. 225 cm) Abstand vom nominellen Wechselwirkungspunkt registrieren zwei großflächige Szintillator-Ebenen ($317 \times 317\,cm$ bzw. $317 \times 634\,cm$) den Zeitpunkt von Teilchendurchgängen. Durch die Segmentierung in 16 bzw. 8 Einzel-Szintillatoren werden kurze Lichtwege und damit eine Zeitauflösung von $\sim 1\,ns$ erreicht[46]. Da der Laufzeitunterschied zwischen Teilchen aus einer *ep*-Wechselwirkung und Teilchen aus Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Wechselwirkungen vor dem H1-Detektor etwa $13\,ns$ beträgt, kann diese Zeitinformation bereits auf der

---

[8] Bei dieser Methode wird die Redundanz bei der Bestimmung der Ereigniskinematik ausgenutzt, um in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung die Messungen der Energie des gestreuten Elektrons mit der des hadronischen Endzustandes zu verküpfen.

ersten Trigger-Stufe wirksam zur Unterdrückung von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Untergrund benutzt werden. Eine weitere im Zusammenhang mit der Untergrundunterdrückung wichtige Komponente ist die sogenannte "Vetowand"[47], die aus zwei Szintillator-Ebenen $6.5\,m$ und $8.1\,m$ vor dem Wechselwirkungspunkt besteht, die durch eine Betonwand getrennt sind. Die Information der Vetowand wurde 1993 erstmals auch bei der Triggerentscheidung berücksichtigt

2.4 Luminositäts-System

Zur Messung der Luminosität wird bei H1 und ZEUS die Rate des Bremsstrahlungs-Prozesses

$$ep \rightarrow ep\gamma$$

gemessen. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses kann mit großer Genauigkeit im Rahmen der QED berechnet werden[48]. Die Ereignisse werden durch die Messung von Elektron und Photon im Endzustand jeweils durch ein total absorbierendes Cherenkov-Kalorimeter (TlCl/TlBr-Kristalle mit 21.5 Strahlungslängen Dicke) nachgewiesen. Das Kalorimeter zum Nachweis des Elektrons – der *electron tagger* (ET) – befindet sich bei $z = -33\,m$ (vgl. Abb. 2.4) und erlaubt eine Messung der Elektron-Energie mit einer Auflösung von $\sigma E/E \sim 0.10/\sqrt{E}$. Der Photon-Detektor (PD) ist bei $z = -103\,m$ hinter einem $2\,X_0$ dicken Bleifilter zum Schutz vor Synchrotronstrahlung aufgebaut. Ein zwischengelagerter Wasser-Cherenkov-Zähler wird benutzt, um Photonen ohne vorherige Wechselwirkung zur Messung auszuwählen. Die Unsicherheit, mit der die integrierte Luminosität für die Datennahme-Periode 1993 bestimmt werden konnte, beträgt 5%.

Die zweite Anwendung des Elektron-Detektors besteht im Nachweis des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsereignissen. Hierbei wird eine Energiedeposition im Elektron-Detektor, jedoch keine signifikante Aktivität im Photon-Detektor gefordert. Damit steht auch für Ereignisse mit geringen Impulsüberträgen ($Q^2 < 0.01\,GeV^2$), bei denen das Elektron nicht mit dem Hauptdetektor nachgewiesen werden kann, eine vom hadronischen Endzustand unabhängige Bestimmung der Ereigniskinematik zur Verfügung[9].

Die Information des Photon- und Elektron-Detektors kann bereits auf der ersten Triggerstufe zur Definition eines "Photoproduktions"-Triggers ($ETAG = ET \wedge \bar{PD}$) verwendet werden. Die mit diesem Trigger ausgewählten Ereignisse werden auch als *e-tagged*-Ereignisse bezeichnet.

---

[9] Der Akzeptanzbereich für den Nachweis ist jedoch eingeschränkt auf eine Auslenkung des Elektrons aus der Elektron-Strahlrichtung von weniger als $5\,mrad$.

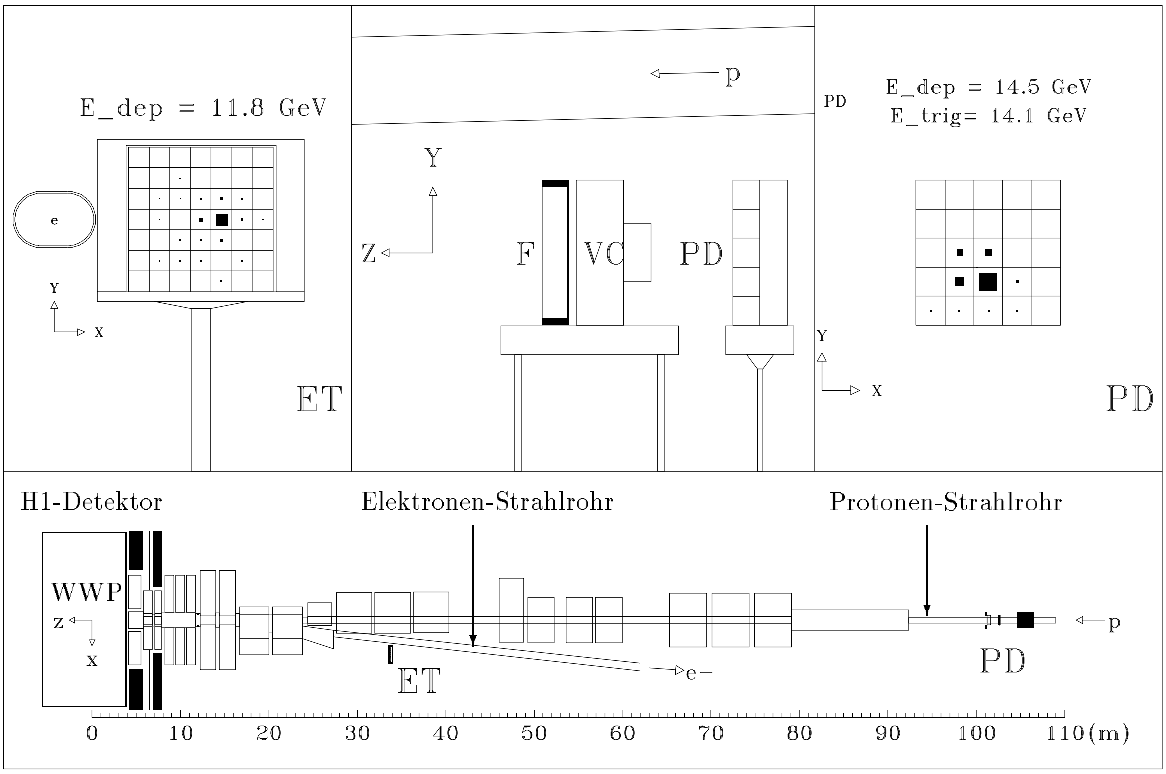

Abbildung 2.6: Nachweis einer Bremsstrahlungsreaktion mit dem Luminositäts-System: das gestreute Elektron deponiert 11,8 GeV im Elektron-Tagger (ET, oben links), das abgestrahlte Photon 14,5 GeV im Photon-Detektor (PD, oben rechts). Im unteren Bild ist die Aufsicht des Luminositäts-Systems dargestellt, im mittleren Bild oben ist die Ansicht des Photonarmes – bestehend aus Filter (F), VETO-Zähler (VC) und Photon-Detektor (PD) – gezeigt[49].

2.5 Datenauslesekette

An die Datenauslesesysteme der HERA Experimente werden sehr hohe Anforderungen gestellt. Die große Anzahl auszulesender Kanäle und der geringe zeitliche Abstand der Paketüberkreuzungen von $96\,ns$ erfordern eine leistungsfähige Detektorelektronik und Datenverarbeitung, um die anfallende Datenmenge zu bewältigen[50].

Das Hauptforschungsinteresse bei HERA gilt der Untersuchung der ep-Streuung, die als elektroschwacher Prozeß einen im Vergleich zu Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen – Prozessen der starken Wechselwirkung – einen um Größenordnungen geringeren Wirkungsquerschnitt hat[10]. Eine besonders wichtige Rolle kommt deshalb der sogenannten “Trigger”-Elektronik[51] zu, die anhand schnell verfügbarer Detektor-Informationen für jede Strahlüberkreuzung darüber entscheidet, ob ein

---

[10] Der Photoproduktion als dominierendem ep-Prozeß mit einer Rate von $\mathcal{O}(100)Hz$ steht eine Untergrundrate von $\mathcal{O}(100)kHz$ gegenüber.

“interessantes” Ereignis vorliegt, für das eine Detektorauslese erfolgen soll. Um die Rate von Ereignissen, die weiterverarbeitet werden möglichst frühzeitig zu reduzieren, sind für das H1-Experiment fünf aufeinanderfolgende Trigger-Stufen (L1-L5) geplant, die sich in Eingangsinformation, Technologie und Laufzeit unterscheiden.

L1 Diese erste Triggerstufe entscheidet etwa $2.4\,\mu s$ nachdem die Teilchenpakete zur Kollision gebracht wurden darüber, ob die zur Zwischenspeicherung der Daten von verschiedenen Detektorteilen benutzten “pipelines” angehalten werden. Die Eintscheidung basiert auf einer logische Verknüpfung von schnell verfügbaren Detektorsignalen, den sogenannten Triggerelementen.

L2 An die erste Triggerstufe schließt sich eine weitere Stufe an, bei der durch die größere Latenzzeit von etwa $20\mu s$ komplexere Verknüpfungen der gleichen Eingangsdaten wie in Stufe L1 möglich werden. Erfüllt ein von Stufe L1 akzeptiertes Ereignis nicht die gestellten topologischen Anforderungen, werden die Subdetektor-“Pipelines” erneut gestartet, ohne daß die zeitaufwendige Auslese vollständig durchgeführt werden muß.

L3 Die dritte Triggerstufe wird durch ein Mikroprozessorsystem realisiert und fällt ihre Entscheidung in weniger als $800\,\mu s$. Über einen schnellen Datenbus kann dieser Stufe auf detaillierte Daten der Subdetektoren zugreifen.

L4 Dieses auch als Filterfarm bezeichnete Multiprozessorsystem kann auf eine vereinfachte Version der Rekonstruktionsprogramme zurückgreifen, um abhängig von den in Stufe L1 erfüllten Triggerbedingungen gezielt weitere Anforderungen an ein Ereignis zu stellen. Die 1993 auf dieser Stufe erreichte Ratenreduktion betrug etwa 1 : 10. Neben der Ereignisauswahl dient die vereinfachte Rekonstruktion auch zur Überwachung der Detektorkomponenten und kontinuierlichen Bestimmung von Kalibrationskonstanten, die bei der endgültigen Rekonstruktion verwendet werden. Die akzeptierten Ereignisse wurden mit einer Rate von etwa $15\,Hz$ auf Magnetband-Kassetten aufgezeichnet.

L5 Diese fünfte Triggerstufe führt asynchron zu den ersten vier Stufen eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisdaten durch, und ordnet die Ereignisse anschließend anhand einfacher Kriterien sogenannten Ereignisklassen[11] zu[52]. Alle Ereignisse die mindestens einer Klasse angehören, bilden die DST-Selektion[12] und stehen als leicht zugänglicher Ausgangsdatensatz für die weitere Analyse zur Verfügung. Etwa die Hälfte aller von Stufe L4 akzeptierten Ereignisse passierte 1993 diese Auswahl.

---

[11] Beispiele solcher Klassen sind “tiefinelastische Streuung” oder “Photoproduktion mit nachgewiesenem Elektron”.

[12] data summary tape

Kapitel 3

Physik am Speicherring HERA

Zur Beschreibung der Kinematik der ep-Streuung werden bei HERA verschiedene Größen benutzt, deren Definition und Bestimmung aus den Meßgrößen hier kurz erläutert wird. Abbildung 3.1 zeigt dazu eine schematische Darstellung des Prozesses. Das einlaufende Elektron l mit dem Viererimpuls k wechselwirkt mit dem Proton p durch Austausch eines γ, Z^0 oder W-Bosons. Wird ein γ- oder Z^0-Boson ausgetauscht, besteht der Endzustand aus einem unter dem Winkel θ zum Elektronstrahlrichtung gestreuten Elektron l' und dem hadronischen System X. Man spricht von einem Ereignis des "neutralen Stromes" (*neutral current* – NC). Wird eine W-Boson ausgetauscht, ist das gestreute Lepton ein Elektron-Neutrino, man spricht von einem Ereignis des "geladenen Stromes" (*charged current* – CC).

Die Virtualität des ausgetauschten Boson q^2 ergibt sich aus den Viererimpulsen von einlaufendem und auslaufendem Lepton zu

$$q^2 = (k - k')^2.$$

Das Quadrat des Impulsübertrags $Q^2 = -q^2$ nimmt Werte zwischen 0 und $s_{ep} = (k+P)^2 \approx 4E_eE_p$ an. P bezeichnet hier den Viererimpuls der einlaufenden Protons.

Der Anteil von CC-Ereignissen ist wegen der Abhängigkeit des Propagators von der Masse des ausgetauschten Bosons nur für große Impulsüberträge ($Q^2 > 5000\,GeV^2$) mit dem Anteil aus NC-Ereignissen vergleichbar. Aus dem gleichen Grund kann der Z^0 Austausch im Bereich kleiner Impulsüberträge vernachlässigt werden.

Von Bjorken wurden die beiden Lorentz-invarianten Skalenvariablen x und y eingeführt. Die Größe y beschreibt den Anteil der Elektronenergie, die im Protonruhesystem vom Austauschboson getragen wird, und ist definiert als

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}.$$

Die Variable x, die im Quark-Parton-Modell den Impulsanteil des getroffenen Partons im Proton x bezeichnet, ergibt sich aus den Viererimpulsen von Proton und

Boson zu:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq}$$

Zwischen den drei Größen Q^2, x und y und der Schwerpunktenergie besteht der Zusammenhang

$$Q^2 = xys_{ep},$$

so daß zwei Größen zur vollständigen Beschreibung der Kinematik ausreichen.

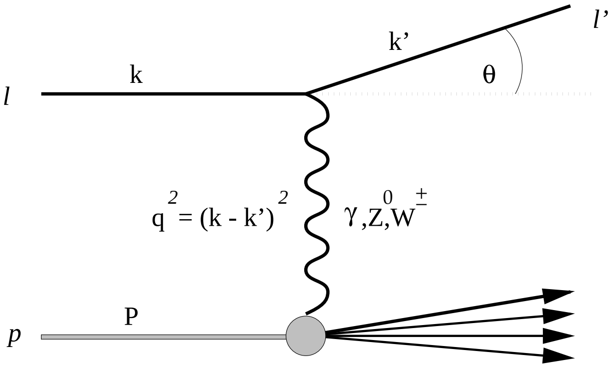

Abbildung 3.1: Kinematische Variable der Elektron-Proton-Streuung

Da die HERA-Detektoren häufig sowohl Winkel $\theta_{e'}$ und Energie $E_{e'}$ des gestreuten Elektrons messen als auch auch den hadronischen Endzustand nachweisen, kann sich die Rekonstruktion der kinematischen Variablen auf unterschiedliche Kombinationen der Meßgrößen stützen. Einerseits wird hiermit der zugängliche kinematische Bereich der Messung erweitert, andererseits kann die Redundanz zur Untersuchung systematischer Unsicherheiten genutzt werden. An dieser Stelle werden zwei Methoden als Beispiel angegeben.

Die sogenannte Elektron-Methode basiert ausschließlich auf den Meßgrößen des Elektrons[1]:

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \tag{3.1}$$

$$Q_e^2 = 4E_e E_{e'} \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2}$$

Die von Jaquet und Blondel vorgeschlagene Methode[53] rekonstruiert die Kinematik anhand des hadronischen Endzustandes, und kann deshalb auch für Ereignisse angewendet werden, für die das gestreute Lepton nicht nachgewiesen wurde. Ein wichtiger Anwendungsbereich dieser Methode ist z.B. die Untersuchung von

---

[1] Die Masse des Elektrons und der Hadronen sind hier vernachlässigt.

Ereignisse des "geladenen Stromes" (*charged current*), bei denen das Neutrino im Endzustand den Detektor ohne weitere Wechselwirkung verläßt.

$$y_{jb} = \frac{1}{2E_e} \sum (E_h - p_{z,h})$$

$$Q^2_{jb} = \frac{1}{1 - y_{jb}} \sum p_{t,h}$$

E_h bezeichnet hier die Energie, $p_{t,h}$ den Transversalimpuls in Bezug auf die Strahlachse und $p_{z,h}$ die Impulskomponente in z-Richtung der Hadronen im Endzustand. Die Eigenschaften verschiedener Rekonstruktionsmethoden wurden z.B. in [54, 55] untersucht.

3.1 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung

Die bei HERA-Kollisionen zur Verfügung stehende Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 314\,GeV$ erlaubt eine Weiterführung des klassischen Programms der Untersuchung der Nukleonstruktur[1, 56, 57] durch Lepton-Streuexperimente in einem neuen kinematischen Bereich. Das Quadrat des maximalen Viererimpulsübertrags ist mit $Q^2 \sim 10^5\,GeV^2$ um eine Größenordnung höher als bei bisherigen *fixed target* Experimenten, und ermöglicht die Untersuchung von Substrukturen des Proton mit Ausdehnungen von $\sim 10^{-20}\,m$. Im diesem Bereich hoher Impulsüberträge ist die QCD als Störungstheorie anwendbar, und liefert Vorhersagen, die durch HERA-Daten überprüft werden können.

Ein Schwerpunkt des Meßprogrammes bei HERA besteht in der Untersuchung der Region geringer Impulsanteile des getroffenen Partons im Proton ($x \sim 10^{-4}$). In diesem Bereich hoher, durch den Gluonanteil dominierter Partondichte können die einzelnen Bestandteile des Protons nicht mehr als unabhängig angesehen werden. Neben der Aufteilung der Partonen in der durch die GLAP-Gleichung beschriebenen Teilchenkaskade muß auch die Rekombination berücksichtigt werden[2].

Von theoretischer Seite wurden daher verschiedene Modifikationen[58] vorgeschlagen, die durch Einführung einer nichtlinearen Wechselwirkung zwischen den Partonen zu einer "Sättigung" bei geringem x führen. Eine andere Hypothese[59, 60] geht von einer Gruppierung der Gluonen um die Valenzquarks zu sogenannten *hot spots* aus. Von einer detaillierte Untersuchung des Sättigungbereichs bei geringem x mit den HERA-Experimenten werden neue Aufschlüsse über die Gültigkeit der verschiedenen Modelle erwartet.

---

[2] Ohne diese Modifikation wird die Partondichte für kleine x sehr groß und der Wirkungsquerschnitt übersteigt die Froissart-Grenze. Ein solches Modell ist nicht mit dem Unitaritätsprinzip vereinbar.

3.2 Photoproduktion bei HERA

Neben der Untersuchung der Proton-Struktur in der tiefinelastischen Streuung eröffnet HERA auch bei der Untersuchung der Photon-Struktur einen neuen kinematischen Bereich. Bei kleiner Virtualität des ausgetauschten Photons ($Q^2 \ll 1\,GeV^2$) können Elektron-Proton-Kollisionen als Streuung quasireeller Photonen an Protonen gedeutet werden. HERA stellt in diesem Sinn kollidierende, hochenergetische Photon- und Proton-Strahlen zur Verfügung (vgl. Abb. 3.2). Der Streuwinkel des auslaufenden Elektrons ist in diesem Fall gering, so daß es den Hauptdetektor durch die Strahlröhre verläßt, ohne dort nachgewiesen zu werden. Das Photon wird nahezu kollinear zur Elektron-Flugrichtung abgestrahlt. Transversalenergie und Zenitwinkel im Laborsystem bezogen auf die Strahlachse geben deshalb in guter Näherung die entsprechenden Größen im γp-Schwerpunktsystem bezogen auf die Photon-Flugrichtung wieder.

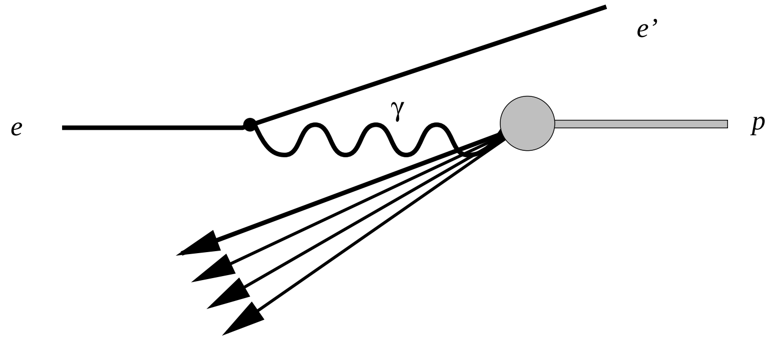

Abbildung 3.2: Kollisionen quasireeller Photonen mit Protonen in der Elektron-Proton-Streuung

Im Bereich geringer Q^2 kann die Weizsäcker-Williams Näherung[61, 62] benutzt werden, um den bei HERA gemessenen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt mit dem γp-Wirkungsquerschnitt in Beziehung zu setzen.

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\frac{1+(1-y)^2}{y}\sigma_{\gamma p}$$

Die mittlere Schwerpunktenergie des γp-Systems bei HERA beträgt $\sqrt{s_{\gamma p}} \sim 200\,GeV$ und liegt damit um eine Größenordnung höher als bei den bisherigen Experimenten mit ruhendem Nukleon-Ziel.

Der Großteil der Photoproduktionsereignisse zeichnet sich durch Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls ($p_t < 1.5\,GeV$) aus, und entzieht sich einer störungstheoretischen Beschreibung ($p_t \sim \Lambda_{QCD}$). Neben diesem *VDM*-Anteil (vgl. Abschnitt 1.1.1) konnte jedoch bereits in den ersten HERA-Daten auch die Photoproduktion von Teilchen mit höheren Transversalimpulsen beobachtet werden, die als störungstheoretisch berechenbare, “harte” QCD-Wechselwirkung zwischen Partonen des Photons und Partonen des Protons gedeutet wird[13]. Die Untersuchung der HERA-Daten im Übergangsbereich zwischen VDM- und QCD-Beschreibung stellt einen Forschungsschwerpunkt dar, und ist wegen des hohen Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion Voraussetzung für das Verständnis des durch diesen Prozeß verursachten Untergrunds im Bereich der tiefinelastischen Streuung sowie bei der Suche nach bislang nicht nachgewiesenen Teilchenzuständen wie supersymmetrischen Teilchen oder schweren Leptonen[63, 64].

3.3 Bestimmung der Partondichten in der Photoproduktion

In der γp-Streuung bei HERA überwiegt der Beitrag der aufgelösten Photon-Komponente im Bereich der "harten" Streuereignisse[65]. Im Vergleich zu γp *fixed target*-Experimenten werden bei HERA nachweisbare Transversalimpulse bereits bei geringem Impulsanteilen der getroffenen Partonen erreicht, so daß der Meßbereich für eine Bestimmung des Partoninhalts zu kleinen x_γ bzw. x_p erweitert wird.

Anhand des untersuchten Endzustands kann man verschiedene experimentelle Methoden der Bestimmung der Gluondichte im Photon unterscheiden.

Produktion von J/Ψ-Mesonen

Die Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen $\gamma p \to J/\Psi + X$ erfolgt über eine Vielzahl unterschiedlicher Prozesse und wurde bereits bei HERA untersucht[66, 67]. Der inklusive Wirkungsquerschnitt wird durch "direkte" Prozesse wie die Photon-Gluon-Fusion (Abb. 1.1b) und elastische und diffraktive Streuprozesse dominiert. Von einer Untersuchung dieses Prozesses erhofft man Aufschlüsse über den Gluonanteil im Proton bzw. Pomeron.

Für die Bestimmung der Gluondichte im Photon wurde die Untersuchung des Prozesses

$$\gamma\, p \to J/\Psi\, \gamma X$$

vorgeschlagen. Der Wirkungsquerschnitt wird dominiert durch Partonprozesse der aufgelösten Photonkomponente $g^\gamma\, g^p \to J/\Psi\, \gamma$ und kann anhand des zusätzlichen hochenergetischen Photons von der "direkten" Produktion unterschieden werden. Berücksichtigt man jedoch, daß J/Ψ-Mesonen über ihre leptonischen Zerfälle $J/\Psi \to e^+\, e^-$ bzw. $J/\Psi \to \mu^+\, \mu^-$ nachgewiesen werden, ergibt sich ein meßbarer Wirkungsquerschnitt von weniger als $1\, pb$ für diesen Kanal, so daß diese Methode nur bei hoher Datenstatistik erprobt werden kann.

Produktion von Jets

Eine bereits bei geringeren Datenmengen anwendbare Methode zur Bestimmung der Partondichte im Photon ist die Untersuchung der Photoproduktion von Ereignissen mit eng kollimierten Teilchenbündeln (Jets) im Endzustand. Bei HERA wird der Produktionsquerschnitt für die Produktion von Ereignissen mit Jets

$$\gamma\, p \rightarrow jet\, X$$

dominiert durch Prozesse des aufgelösten Photons. Betrachtet man die Prozesse der Ordnung α_s^2 (Abb. 1.2a mit Abb. 1.3), erwartet man, daß die auslaufenden Partonen nach der harten Streuung in einen Endzustand hadronisieren, der sich durch zwei Jets mit näherungsweise balancierten Transversalimpulsen auszeichnet. Die Ereignisse dieser Klasse werden im folgenden als Zwei-Jet-Ereignisse bezeichnet. Die partonischen Wirkungsquerschnitte für diesen Prozeß können im Rahmen der QCD in *next to leading order*-Näherung berechnet werden.

Mit geeigneten Methoden (vgl. Abschnitt 5.2) kann aus dem Energiefluß innerhalb der Jets eine Schätzung für Energie und Richtung der auslaufenden Partonen gewonnen werden.

Aus der gemessenen Transversalenergie $E_{t,jet}$ und der Pseudorapidität η_{jet} der beiden Jets, erhält man unter Vernachlässigung der beteiligten Massen und des Transversalimpulse der einlaufenden Partonen eine Schätzung für deren Impulsanteile

$$x_\gamma \approx \frac{E_{t,1}\, e^{-\eta_1} + E_{t,2}\, e^{-\eta_2}}{2E_\gamma} \tag{3.2}$$

und

$$x_p \approx \frac{E_{t,1}\, e^{\eta_1} + E_{t,2}\, e^{\eta_2}}{2E_p}.$$

Die Größen E_γ bzw. E_p geben in diesem Ausdruck die Energie des einlaufenden Photons bzw. Protons an.

Diese Methode wurde erfolgreich auf HERA-Meßdaten angewandt, und wird detailliert in [68] diskutiert. Durch diese Messung im Bereich $0.04 < x_\gamma < 1$ (vgl. Abb. 3.3) konnten Modelle mit extrem hohen Gluonanteil bei großen Werten für x_γ oder bei sehr geringen Werten für x_γ ausgeschlossen werden.

Nachteilig auf die Genauigkeit, mit der die Kinematik des Partonprozesses aus den rekonstruierten Jetgrößen bestimmt werden kann, wirken sich bei dieser Methode vor allem zwei Probleme aus. Zum einen schränken Fluktuationen während des Hadronisierungsprozesses und während der kalorimetrischen Messung der räumlich verteilten Jet-Energie die Auflösung bei der Rekonstruktion von Parton-Energie und -Richtung ein. Zum anderen ist die gemessene Partondichte durch die Ambiguität bei der Wahl des QCD-Modells zur Akzeptanzkorrektur modellabhängig. Diese

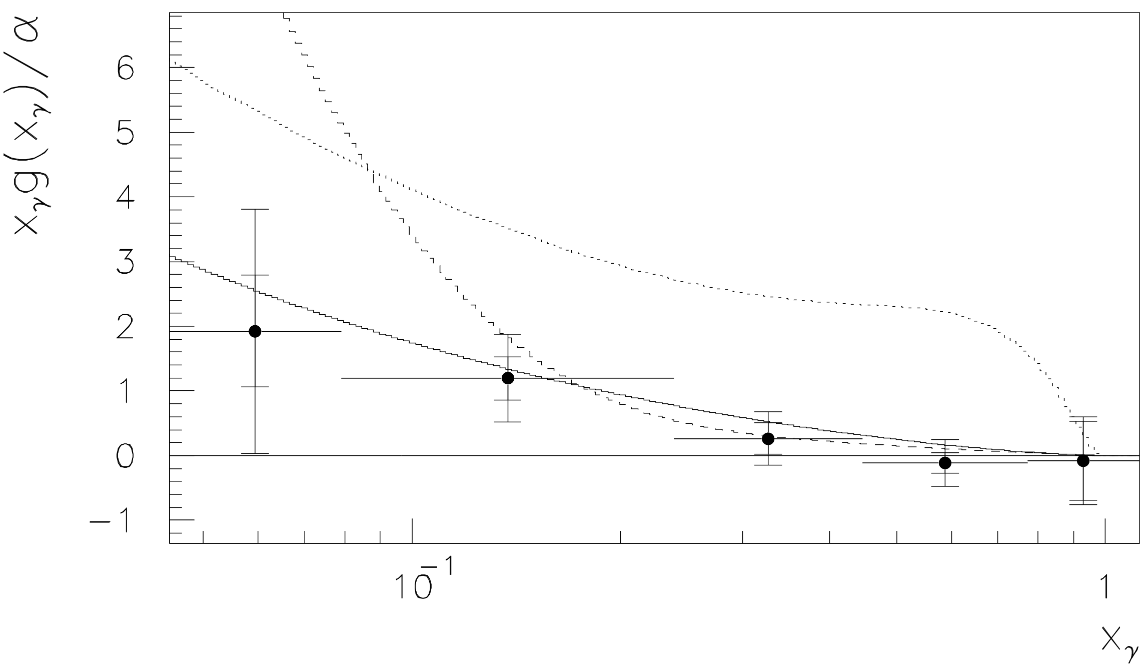

Abbildung 3.3: Gemessene Gluondichte $x_\gamma g(x_\gamma)$ mit statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern (äußere Fehlerbalken) aus [68]. Zum Vergleich sind die Simulationserwartungen für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten eingezeichnet: `GRV` (—), `LAC-1` (- -) und `LAC-3` (···) .

Unsicherheiten werden auch bei höherer Datenstatistik den Gesamtmeßfehler dominieren.

Beide Probleme können vermieden werden, wenn anstelle von Teilchenjets im Endzustand hochenergetische Photonen betrachtet werden.

Produktion prompter Photonen

Als alternative Methode zur Untersuchung der Partondichte im Photon und Proton wurde vorgeschlagen[6] Ereignisse zu betrachten, bei denen unmittelbar im harten Streuprozeß ein hochenergetisches Photon erzeugt wird. Solche Photonen werden im folgenden als "prompte" Photonen[3] bezeichnet.

Die Hauptmotivation zur Untersuchung dieser Ereigniss-Klasse ergibt sich aus der Tatsache, daß die Photonen im Endzustand als farbneutrale Teilchen nicht der

---

[3] In vielen Publikationen wird auch der Begriff *direct photon* benutzt. Um Verwechslungen mit der in Abschnitt 1.1.2 beschriebenen Prozeßklassifizierung anhand des einlaufenden Photons (*direkte vs. aufgelöste Photon-Komponente*) zu vermeiden, bezieht sich im folgenden *prompt* auf die Erzeugung des Photons im Endzustand unmittelbar im harten QCD-Streuprozeß im Gegensatz zu Photonen aus Fragmentation und Teilchenzerfällen.

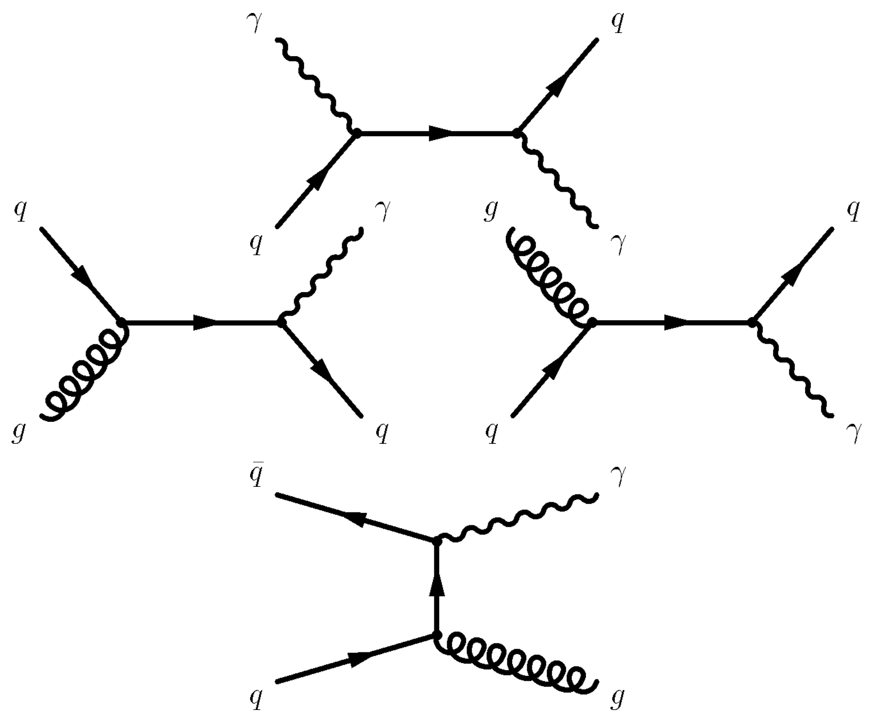

Abbildung 3.4: Prompt-Photon-Prozesse der a) direkten und b-d) der aufgelösten Photon-Komponente

Fragmentation unterliegen. Prompt-Photon-Ereignisse ermöglichen damit die *direkte* Beobachtung eines Teilchens aus dem harten QCD-Streuprozeß.

Prompt-Photon-Ereignisse wurde bei *fixed target*-Experimenten [69, 70, 71] und bei Speicherring-Experimenten am CERN $Sp\bar{p}S$ [72, 73] und am FERMILAB Tevatron[74, 75] untersucht. Die Bestimmung der Partondichte im Proton aus der Prompt-Photon-Produktion in Hadron-Kollisonen decken den Bereich $0.13 < x_p < .55$ ab[76], und stellt somit eine wichtige Ergänzung zu anderen Messungen bei geringerem x_p dar. Besonderes Interesse an diesem Prozeß ergibt sich aus der Möglichkeit durch den dominierenden Partonprozeß $gq \rightarrow \gamma q$ Aufschluß über den Gluoninhalt des Protons zu bekommen[7].

Die relevanten Graphen für die Photoproduktion prompter Photonen erhält man durch die Betrachtung der Graphen direkter oder aufgelöster Photoproduktionsprozesse (vgl. Abb. 1.1 bis 1.3), deren Parton-Endzustand ein Gluon enthält. Wurde dieses Gluon von einer Quarklinie abgestrahlt, kommt man durch Ersetzung gegen ein Photon zu einem Diagramm mit einem prompten Photon. Die resultierenden Graphen sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

Als Vorteile gegenüber der Untersuchung von Jet-Ereignissen ergeben sich damit:

- Eine genauere Rekonstruktion der Kinematik des Partonstreuprozesses durch

Nachweis eines einzelnen elektromagnetischen Schauers: Die in den Abbildungen 3.5 und 3.6 dargestellten Verteilungen der Meßgrößen für simulierte Ereignisse zeigen, daß die Parton-Energie für Photonen auf etwa 6% genau bestimmt werden kann, während die Ungenauigkeit der rekonstruierten Jet-Energie etwa 24% beträgt. Bei der Rekonstruktion des Parton-Azimutwinkels steht der Auflösung von etwa $4\,mrad$ bei Messung von Photonen eine Auflösung von $80\,mrad$ bei der Messung von Jets gegenüber. Wendet man Gl. 3.2 auf Prompt-Photon-Ereignisse an, indem man bei der Berechnung von x_γ die kinematischen Größen eines Jets durch die entprechenden Größen des prompten Photons ersetzt, ergibt sich eine etwa um den Faktor zwei bessere Auflösung wie im Fall der Rekonstruktion aus Jetgrößen (vgl. Abbildung 3.7).

- Eine wesentlich geringere Abhängigkeit vom Fragmentationsmodell durch den direkten Nachweis eines prompten Photons.
- Eine wesentlich geringere Abhängigkeit vom QCD-Modell für die harte Streuung durch die geringere Anzahl beitragender Graphen.

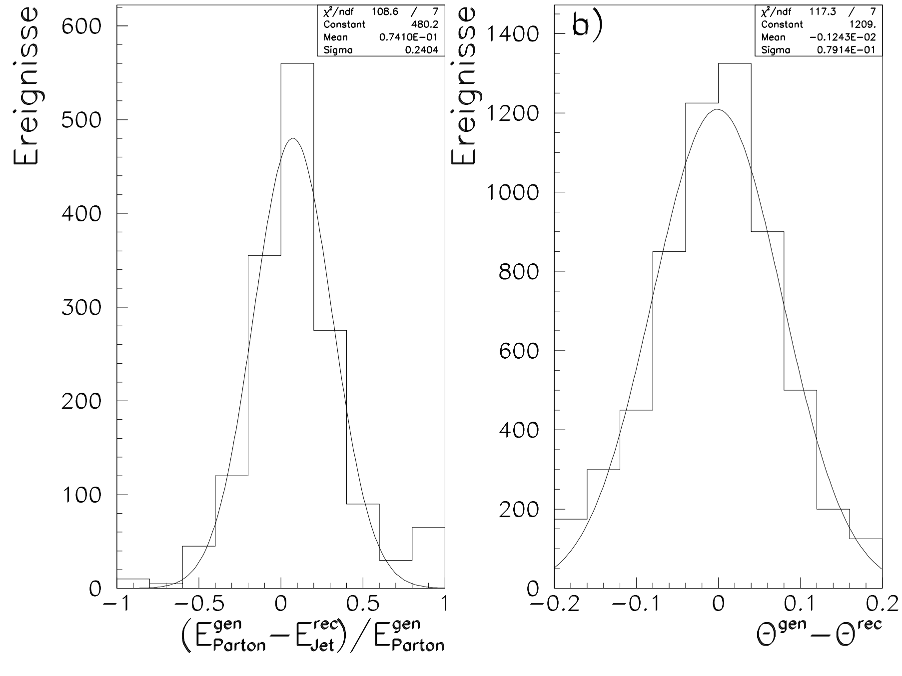

Abbildung 3.5: Auflösungen bei der Rekonstruktion der Partonkinematik aus Jetgrößen für simulierte Jet-Ereignisse

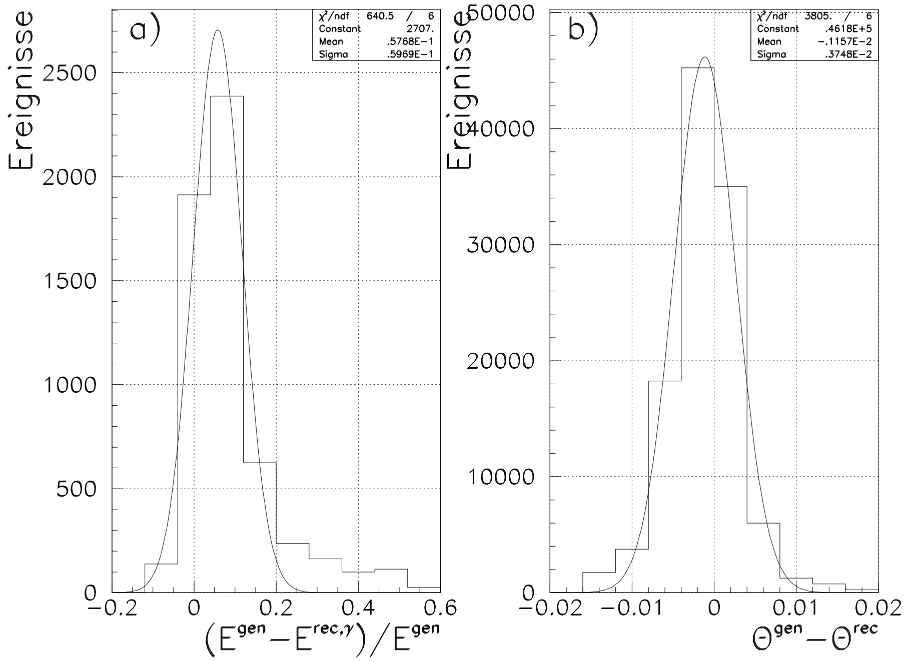

Abbildung 3.6: Auflösungen bei der Rekonstruktion a) der Energie und b) des Polarwinkels für simulierte Ereignisse mit prompten Photonen

Hauptnachteil einer auf Prompt-Photon-Ereignisse gestützten Untersuchung der Partondichte ist der im Vergleich zur Jet-Produktion geringere Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses: Die Prompt-Photon-Graphen sind durch die Ersetzung eines "starken" Vertex durch einen "elektromagnetischen" Vertex gegenüber den entsprechenden Graphen der Jet-Produktion um einen Faktor der Größenordnung $\mathcal{O}(\alpha/\alpha_s)$ unterdrückt.

Experimentell ergibt sich aus dem relativ geringen Wirkungsquerschnitt das Problem, einen Prompt-Photon-Datensatz mit ausreichender Ereignisanzahl und Reinheit aus der Vielzahl anderer Ereignistypen zu selektieren. In den folgenden Abschnitten wird die Topologie von Prompt-Photon-Ereignissen und relevanten Untergrundklassen untersucht, mit dem Ziel, Selektionskriterien zur Auswahl von Ereignissen mit prompten Photonen zu entwickeln.

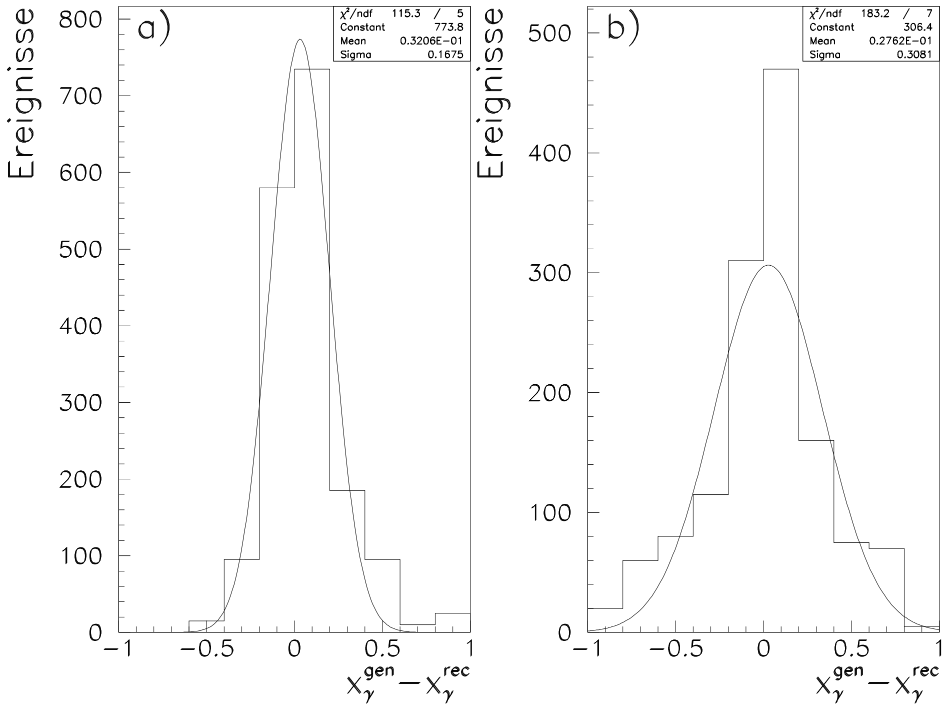

Abbildung 3.7: Auflösung bei der x_γRekonstruktion für simulierte Prompt-Photon- und Jet-Jet-Ereignisse

Kapitel 4

Produktion hochenergetischer Photonen bei HERA

Zur inklusiven Produktion von hochenergetischen Photonen in der ep-Streuung bei HERA

$$ep \rightarrow \gamma X$$

tragen neben der Photoproduktion von Prompt-Photon-Ereignissen andere Prozesse bei, die als Untergrund berücksichtigt werden müssen.

- Ereignisse mit Photonen aus Mesonzerfällen
- Ereignisse mit Photonen aus QED-Strahlungskorrekturen zur ep-Streuung

In den folgenden Abschnitten wird anhand von Modellrechnungen die Topologie der einzelnen Prozesse untersucht, mit dem Ziel, Auswahlkriterien für Ereignisse mit prompten Photonen zu entwickeln.

4.1 Theoretische Vorhersagen für die Photoproduktion von Photonen

Prompt-Photon-Diagramme lassen sich im Hinblick auf ihren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt z.B. anhand der Ordnung klassifizieren, mit der die Kopplungskonstante α_s bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts auftritt.

Prompt-Photon-Beitrag $\mathcal{O}(\alpha^2)$ – Born-Diagramm

Als Streuprozeß niedrigster Ordnung in α_s ("Born-Diagramm") trägt die QED-Compton-Streuung mit $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^0)$ (vgl. Abb. 3.4a) bei.

$$q\gamma \rightarrow q\gamma$$

Prompt-Photon-Beiträge der aufgelösten Photonkomponente $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$

Berücksichtigt man die Größenordnung der Partondichten $\mathcal{O}(a^\gamma(x, Q^2)) \sim \alpha/\alpha_s$ (siehe Gleichung 1.2), erkennt man, daß auch Diagramme der aufgelösten Photon-Komponente, die formal von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ sind, "effektiv" in gleicher Größenordnung wie der Born-Prozeß zum Wirkungsquerschnitt beitragen (vgl. Abb. 3.4b-d).

$$q^\gamma g^p \rightarrow \gamma g$$

$$g^\gamma q^p \rightarrow \gamma g$$

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma g$$

Beiträge von Photonen aus der Fragmentation

Neben Photonen aus dem harten QCD-Streuprozeß tragen auch Photonen bei, die während der Fragmentation der auslaufenden Partonen entstehen. Aus diesem Grund muß auch für die Prozesse der Jet-Produktion führender Ordnung

$$\gamma g \rightarrow q\bar{q}$$

$$\gamma q \rightarrow qg$$

der Anteil von Ereignissen berücksichtigt werden, bei dem während der Fragmentation ein hochenergetisches Photon entsteht.

Für die aufgeführten Beiträge sind vollständige Rechnungen höherer Ordnung[1] [77, 78] verfügbar. Ein neuerer Ansatz von Gordon et al. [79] hat es ermöglicht, auch den Einfluß von Isolationsforderungen auf Photonen aus der Fragmentation zu berücksichtigen, und einen NLO-Wirkungsquerschnitt für die Produktion von isolierten Photonen in der ep-Streuung zu berechnen[80].

---

[1] *next to leading order* (NLO)

4.2 Photonen aus Strahlungskorrekturen zur ep-Streuung

Die QED-Strahlungskorrekturen zur ep-Streuung können klassifiziert werden als virtuelle Korrekturen wie Vertexkorrekturen, Selbstenergiekorrekturen und Box-Diagramme sowie Korrekturen mit reellen Photonen im Endzustand. Während alle Prozesse als Korrektur zum ep-Wirkungsquerschnitt beitragen, müssen als Untergrund für Prompt-Photon-Prozesse nur die reellen Korrekturen berücksichtigt werden die in Ordnung α in Abb. 4.1 dargestellt sind.

Abbildung 4.1: Reelle QED-Strahlungskorrekturen zur ep-Streuung in $\mathcal{O}(\alpha)$[49]

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Abtrahlung eines Photon mit dem Viererimpuls k von der Elektron-Linie kann dargestellt werden[81] als:

$$\frac{d^5\sigma}{dx\,dy\,d^3k} = \frac{M_1}{k \cdot P_e} + \frac{M_2}{k \cdot P_{e'}} + \frac{M_3}{\hat{Q}^2}$$

Man erkennt drei Singularitäten des Ausdrucks, die sich als drei Ereignisklassen mit unterschiedlicher Topologie darstellen:

- Der erste Summand wird singulär für die Abstrahlung in Richtung des einlaufenden Elektrons. Diese Ereignisse werden als *initial state radiation* (ISR) bezeichnet (vgl. Abb. 4.1a).

- Der zweite Summand wird singulär für die Abstrahlung in Richtung des auslaufenden Elektrons. Diese Ereignisse werden als *final state radiation* (FSR) bezeichnet (vgl. Abb. 4.1b).

- Der dritte Summand zeigt eine Singularität für die Abstrahlung bei $Q^2 \to 0$. Diese Ereignisse können gedeutet werden als Compton-Streuung eines vom Proton abgestrahlten, nahezu reellen Photon am Elektron und werden deshalb auch als QED-Compton-Ereignisse bezeichnet[82]. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse genau berechnet werden kann[83], können sie zur Bestimmung der integrierten Luminosität eingesetzt werden[84].

4.3 Simulation von Prompt-Photon-Prozessen

Die Anteile der einzelnen Prompt-Photon-Prozesse am meßbaren Wirkungsquerschnitt und ihre Ereignistopologie wurden anhand von Simulationsrechnungen untersucht, die hier vorgestellt werden sollen.

Für die Simulation der Photoproduktionsereignisse wurde der Monte Carlo-Ereignisgenerator `PYTHIA 5.6`[85] benutzt, wobei durch das Programm `IJRAY 1.5` [86] die Kinematik der Photon-Abstrahlung vom Strahl-Elektron berücksichtigt wird. Dieses Modell generiert anhand der Matrixelemente für harte Streuprozesse in führender Ordnung und selektierbarer Partondichteverteilungen ereignisweise eine Teilchen-Konfiguration[2]. Der Einfluß von Graphen höherer Ordnung α_s wird durch die Simulation von Partonschauern für ein- und auslaufende Quarks und Gluonen berücksichtigt. Als Faktorisierungskala μ^2 für die Partondichten $q_f(x, \mu^2)$, $g(x, \mu^2)$ und als Renormalisierungsskala μ'^2 für die Kopplung $\alpha_s(\mu'^2)$ wurde der Transversalimpuls der auslaufenden Teilchen $\hat{p}_t$ bezogen auf die Photon-Richtung im γp-Schwerpunktsystem gewählt. Zur Simulation der Fragmentation wird in `PYTHIA` das Programm `JETSET 7.3` [87] benutzt, das auf dem Modell der sogenannten String-Fragmentation beruht. In einem iterativen Verfahren werden im Feld zwischen zwei Farbladungen im Endzustand der harten Wechselwirkung Quark-Antiquark-Paare erzeugt und zu farbneutralen Hadronen kombiniert. Der Einfluß des H1-Detektors wurde mit dem `H1SIM`-Programmpaket[88] simuliert.

Für die folgenden Untersuchungen wurde ein im Rahmen dieser Arbeit erzeugter Datensatz mit 2000 Prompt-Photon-Ereignissen benutzt, die mit der `GRV-LO`-Parametrisierung[20] für die Partonen in Photon und Proton simuliert wurden. Die Aufteilung des vom Generator berechneten Wirkungsquerschnitts ist in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Der Gesamtquerschnitt variiert bei Verwendung einer anderen Partondichteparametrisierung im Photon (`LAC-1`,`LAC-3`,`DO`,`DG`) um bis zu 50%.

Prozeß	$\sigma(\hat{p}_t > 4\,GeV)$[pb]
$q + \gamma \rightarrow q + \gamma$	531
$q + g \rightarrow q + \gamma$	980
$q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$	90
Summe	1601

Tabelle 4.1: Beiträge der Subprozesse zur Simulation von Ereignissen mit prompten Photonen

---

[2] "Teilchen" bezeichnet hier alle an der harten 2 → 2-QCD-Streuung teilnehmenenden Teilchen, und beinhaltet neben den Partonen aus Photon und Proton also auch ein- bzw. auslaufende Photonen.

Kinematische Verteilungen der einzelnen Produktionsprozesse

In Abb. 4.2 ist der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Prompt-Photon-Unterprozesse gegen die Transversalenergie und die Rapidität des prompten Photons im Laborsystem aufgetragen. Man erkennt in der Rapiditätsverteilung eine Häufung im Bereich $\eta \sim 2$, die die mittlere Rapidität des Schwerpunktsystems relativ zum Laborsystem darstellt. Der Nachweis von prompten Photonen ist damit hauptsächlich im Zentral- und Vorwärtsbereich des H1-Detektors zu erwarten.

Vergleicht man in der Impulsverteilung die Anteile der einzelnen Unterprozesse, erkennt man, daß insbesondere im Bereich geringer Transversalenergie $E_t^\gamma < 15\, GeV$ der Beitrag der aufgelösten Photonkomponente dominiert ($g^\gamma + q^p$ und $q^\gamma + g^p$), während bei höherer Energie der direkte Prozeß ($\gamma + q$) den größten Anteil stellt. Dieser Umstand erklärt sich dadurch, daß bei direkten Prozessen der gesamte Impuls des Photons im harten Streuprozeß zur Verfügung steht. Als Konsequenz ergibt sich, daß in diesem Energiebereich die größte Sensitivität für eine Bestimmung der Gluondichte im Photon zu erwarten ist.

Unter den aufgelösten Photon-Prozessen dominiert der QCD-Compton-Prozeß ($g^\gamma + q^p$ und $q^\gamma + g^p$) im Vergleich zur Quark-Antiquark-Vernichtung ($q\bar{q}$), da bei der zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie ein Großteil der Ereignisse im Bereich kleiner Parton-Impulsanteile x_γ bzw. x_p auftritt, wo Gluonen die dominierende Partonsorte in Photon und Proton sind. Die beiden QCD-Compton-Konfigurationen zeigen je nach Ursprungsteilchen des Gluons eine Häufung bei $\eta \sim 3.5$ (Gluon aus dem Photon) und bei $\eta \sim 1$. Auch dieser Umstand ist Ausdruck der unterschiedlichen Form der Gluon- und Quarkdichten: Gluonen tragen im allgemeinen einen geringeren Impulsanteil des Ursprungsteilchens, während Quarks gehäuft bei höheren Impulsanteilen auftreten. Die mittlere Rapidität des Parton-Parton-Schwerpunktsystems verschiebt sich demzufolge in Flugrichtung des Ursprungsteilchens, welches das Quark für den harten Streuprozeß stellt.

Nachdem anfänglich die Vermutung geäußert wurde, daß allein anhand der Rapidität der prompten Photonen der Prozeß $g^\gamma + q^p \to \gamma X$ so weit angereichert werden kann, daß eine Messung der Gluondichte im Photon möglich wird[77, 89], zeigen neuere Berechnungen unter Berücksichtigung des Energiespektrums der einlaufenden Photonen[78, 80] und die hier vorgestellte Simulationsrechnung (vgl. Abb. 4.2b), daß dieser Prozeß nur im Vorwärtsbereich ($\eta > 2$) den Wirkungsquerschnitt dominiert. Aus diesem Grund ist nicht auszuschließen, daß zusätzlich die Information des Jets herangezogen werden muß, um die einzelnen Prozesse zu trennen.

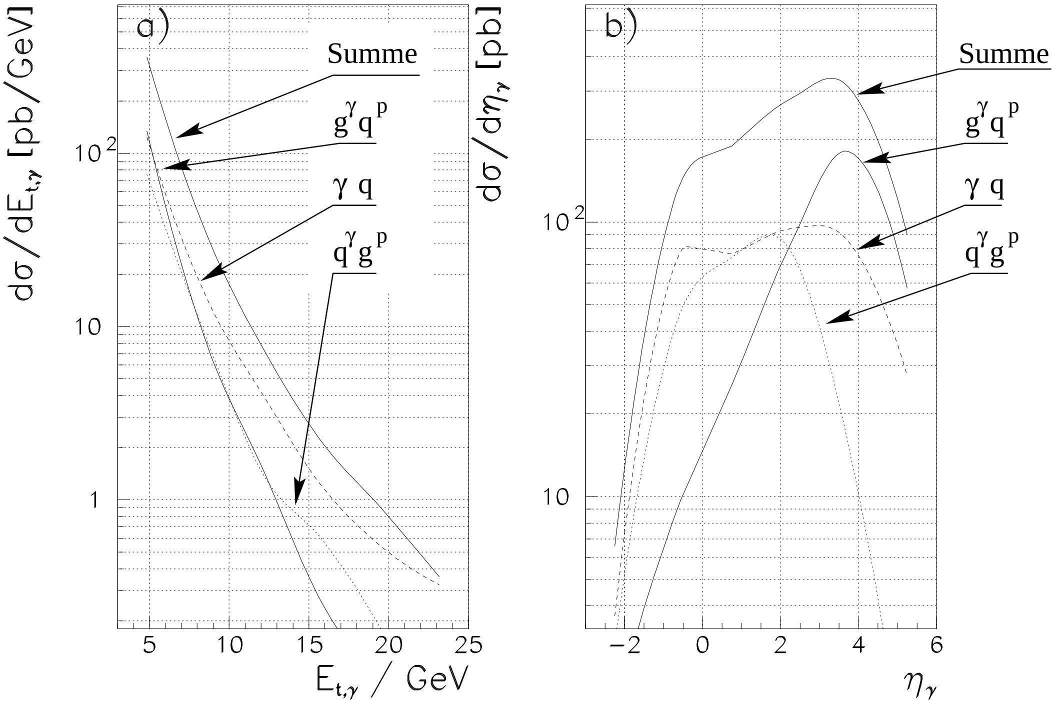

Abbildung 4.2: Simulation der Photon Transversalenergie a) und Rapidität b) für verschiedene Produktionsprozesse prompter Photonen

4.4 Simulation von Untergrundereignissen

Jet-Jet-Simulation

Zur Untersuchung von Untergrundereignissen aus der Photoproduktion von Jets konnte auf einen Datensatz von ~ 125 000 simulierten Ereignissen der direkten und aufgelösten Photonkomponente zurückgegriffen werden, für den bei einer Untersuchung von Zwei-Jet-Ereignissen eine gute Beschreibung der Meßdaten festgestellt wurde[90]. Für die Partonverteilung in Proton und Photon wurde bei der Generierung die `GRV`-Parametrisierung verwendet[20]. Um die Anzahl der zu berücksichtigenden Ereignisse zu verringern, wurde bereits bei der Generierung für die Transversalenergie aller stabilen Generatorteilchen $E_{t,i}$ gefordert

$$\sum_{5^o<\theta_i<174^o} E_{t,i} > 19\,GeV.$$

Zusätzlich wurden anhand der Gewichtungsfunktion

$$w(\hat{p}_t) = \frac{1}{min(1, 0.04 \cdot e^{0.4 \cdot \hat{p}_t})}$$

Ereignisse mit geringem Parton-Transversalimpuls $\hat{p}_t$ statistisch unterdrückt, so daß $\sim 15\,000$ gewichtete Ereignisse verblieben.

Jet-Jet-Simulation mit isolierten Mesonen

Da der zuvor beschriebene Datensatz für eine quantitative Untersuchung von Untergrundereignissen mit isolierten Photonen aus Mesonzerfällen nicht die erforderliche Statistik aufwies, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein spezieller Datensatz solcher Ereignisse erzeugt. Dazu wurden aus $\sim 500\,000$ generierten Jet-Jet-Ereignissen durch Isolationsanforderungen an die generierten Hadronen (vgl. Abschnitt 7.1) ~ 3000 Untergrundereignisse selektiert.

DIS-Simulation

Zur Untersuchung von Untergrund aus der tiefinelastischen ep-Streuung konnte auf einen Datensatz zurückgegriffen werden, der unter Berücksichtigung der radiativen QED-Korrekturen mit dem `DJANGO 2.1` Programmpaket [91] erzeugt wurde. `DJANGO` faßt den Ereignisgenerator `LEPTO 5.2` [92] zur Berechnung des tiefinelastischen Prozesses und das Programm `HERACLES 4.2` [93] zur Berechnung radiativer Korrekturen zusammen. Die Fragmentation wird auch in diesem Modell mit `JETSET 7.3` simuliert.

Der benutzte Datensatz besteht aus 27817 Ereignissen, die auf der Basis der `MRSD0'`-Parametrisierung für die Partondichte im Proton mit der Forderung $Q^2 > 80\,GeV^2$ generiert wurden. Der vom Generator berechnete Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma(Q^2 > 80\,GeV^2) \sim 9\,nb$. [22]

Kapitel 5

Auswahl der analysierten Ereignisse

Wie im vorherigen Abschnitt deutlich wurde, benötigt man zur Auswahl von Ereignissen mit prompten Photonen einen Satz von Kriterien, der es erlaubt, diese Ereignisse anhand ihrer Topologie aus der Vielzahl von Ereignissen anderer Prozesse zu selektieren.

Ein Satz solcher Auswahlbedingungen kann im allgemeinen im Hinblick auf die Selektionseffizienz oder die Reinheit der selektierten Datenmenge hin optimiert werden. Wegen der geringen erwarteten Anzahl von $\mathcal{O}(100)$ Prompt-Photon-Ereignissen und dem ungünstigen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durch Photonen aus anderen Prozessen, müssen Reinheit *und* Effizienz der Selektion maximiert werden, um den verbleibenden Datensatz noch mit ausreichender statistischer Signifikanz mit QCD-Modellrechnungen vergleichen zu können.

5.1 Auswahl der Kandidatenschauer im Flüssig-Argon Kalorimeter

Die in Abschnitt 4.3 beschriebene Topologie von Ereignissen mit prompten Photonen legt nahe, die Existenz des isolierten hochenergetischen Photons als Hauptkriterium der Ereignisauswahl zu nutzen. Ausgangspunkt für die Auswahl der Photon-Kandidaten ist die Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter. Durchgeführt wird die Suche auf der Ebene rekonstruierter Schauer[1], wobei zunächst angenommen wird, daß die Energie eines Schauers von *einem* Teilchen deponiert wurde, und daß die *gesamte* Energie des Teilchens als einzelner Schauer rekonstruiert wurde. Diese

---

[1] Im folgenden wird der Begriff Schauer synonym für eine getrennt rekonstruierte Energiedeposition im Sinne des Energie-“Clustering” [94] benutzt (RCLU Bank).

Annahme ist in eng gebündelten Teilchenjets wie auch für die Zerfallsprodukte leichter hochenergetischer Mesonen nicht immer erfüllt, so daß die deponierte Energie mehrerer Teilchen als ein Schauer rekonstruiert wird. Der Beitrag solcher Ereignisse zur Datenselektion wird in Abschnitt 7 untersucht.

Da prompte Photonen in guter Näherung den Transversalimpuls des gegenüberliegenden Jets balancieren, kann die Kandidatensuche auf den Schauer mit dem größten Transversalimpuls in einem Ereignis eingeschränkt werden.

Die Rapiditätsverteilung aus der Simulation prompter Photonen (siehe Abb. 4.2) zeigt, daß der Großteil der Photonen im vorderen und zentralen Bereich des H1 Detektors zu erwarten ist. Weiter besteht im rückwärtigen Detektorbereich ($\eta < -0.5$) ein signifikanter Untergrund aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung (siehe auch Abschnitt 6.4). Aus diesen Gründen wird in dieser Untersuchung die Kandidatensuche auf den Bereich mit $\eta_{lab} > -0.5$ eigeschränkt[2].

Um hadron-initiierte Schauer auszuschließen, wird der Anteil der Gesamtenergie eines Schauers betrachtet, der im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert wurde:

$$f_{em} = \frac{E_{em}}{E_{em} + E_{had}}$$

In Abb. 5.1a wird die Form der Verteilung für Monte-Carlo-Ereignisse mit prompten Photonen verglichen mit der gemessenen Verteilung für Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung. Die Abbildung zeigt, daß die Suche nach elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen ohne großen Verlust auf den Bereich mit einem Energieanteil von mehr als 90% im elektromagnetischen Kalorimeter eingeschränkt werden kann.

Definition der Kandidatenenergie

Da der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von prompten Photonen und Jet-Jet Ereignissen näherungsweise proportional zu E_t^{const} fällt, kommt der Definition der Kandidatenenergie bereits bei der Ereignisselektion eine große Bedeutung zu. Bei der Rekonstruktion der Schauerenergie aus den gemessenen Ladungen des nicht kompensierenden Flüssig-Argon Kalorimeters wird das Schauerprofil zur Unterscheidung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern herangezogen und damit eine korrekte Wichtung der Zellenergie erzielt.

Der Energieanteil des Schauers in der ersten radialen Lage des elektromagnetischen Kalorimeters (K0-Lage) wird z.B. als Unterscheidungskriterium benutzt. Ein hoher Energieanteil in dieser Lage führt zu einer elektromagnetischen Gewichtung

---

[2] Ausgehend von einer Wechselwirkung am nominellen Wechselwirkungspunkt entspricht dies einem Zenitwinkel des Kandidaten von weniger als 118^o.

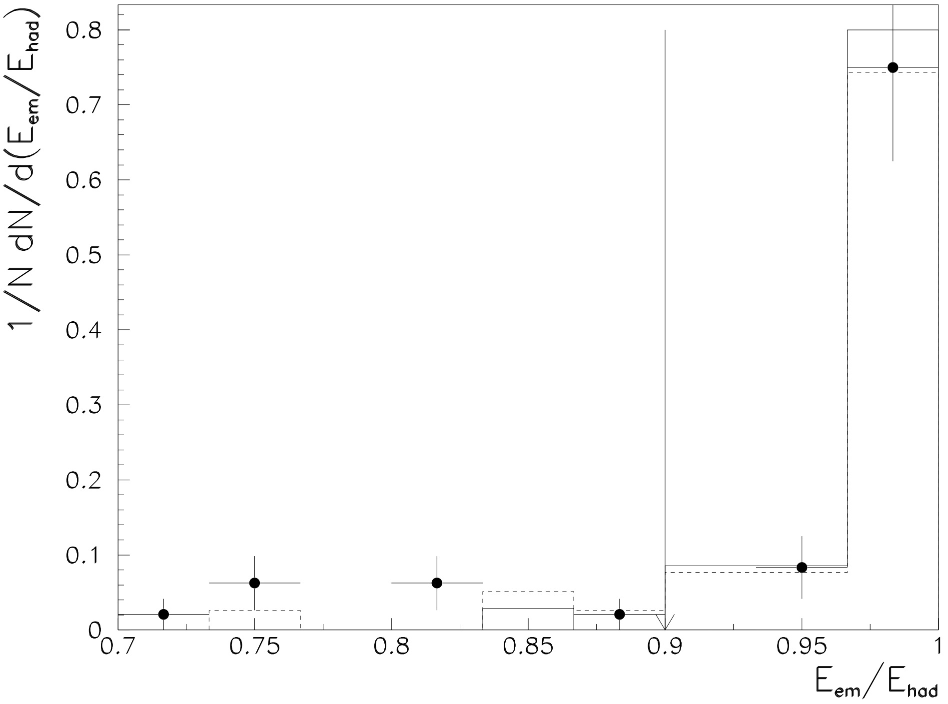

Abbildung 5.1: Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter für simulierte Schauer prompter Photonen (—), gemessene Schauer von DIS-Elektronen (●) und alle in p_t führenden Schauer (- -). Die Verteilungen sind auf gleiche Anzahl von Einträgen normiert. Der vertikale Pfeil zeigt die Lage der Mindestanforderung für γ-Kandidaten

der Energie des gesamten Schauers; wird nur ein geringer Anteil ($E_{K0}/E < 10\%$ bei $E = 4\,GeV$) deponiert, so wird die Schauerenergie mit dem Gewichtsfaktor $e/h \approx 1.35$ multipliziert und damit für hadronische Schauer korrekt gewichtet. Die bei der Energiegewichtung verwendeten Methoden sind unter dem Gesichtspunkt einer guten e/π Trennung entwickelt worden und haben sich bei Testmessungen bewährt[41, 42].

Bei der Rekonstruktion Photon-induzierter Schauer im Bereich kleiner Energien ($E \sim 4\,GeV$) kommt es jedoch in etwa 30% aller Fälle zu einer Fehlrekonstruktion der Schauerenergie weil sich der Photonschauer verzögert ausbildet. Im Unterschied zu Elektron-induzierten Schauern, muß in diesem Fall zunächst eine Paarbildung erfolgen, bevor sich eine elektromagnetische Kaskade ausbilden kann. Häufiger als im Fall von Elektronen wird nur ein geringer Energieanteil in der K0 Lage deponiert (vgl. Abb. 5.2a). Es kann deshalb vorkommen, daß der Gesamtschauer als hadronischen Ursprungs bewertet und damit in seiner Energie um den Faktor e/h überschätzt wird. Dieser Umstand zeigt sich z.B. bei der Simulation monoenergetischer Photonen ($E_\gamma = 4\,GeV$). In Abb. 5.2b ist deutlich ein zweiter Häufungspunkt im Spektrum der rekonstruierten Energie sichtbar.

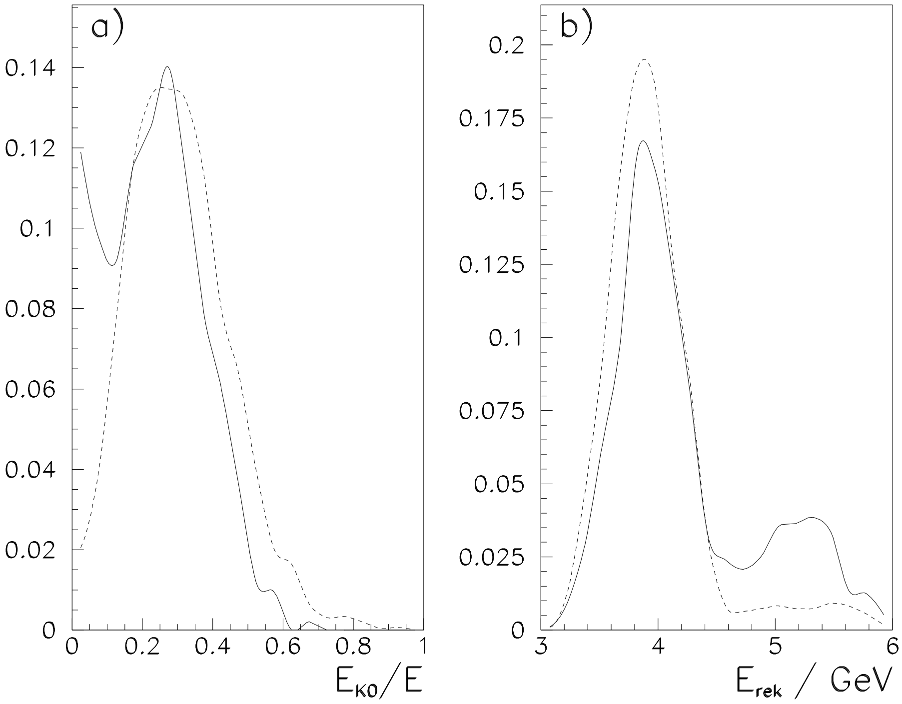

Abbildung 5.2: a) Energieanteil in der K0 Lage und b) rekonstruierte Schauerenergie für simulierte Schauer von Photonen (—) und Elektronen (- -) mit einer Energie von $4\,GeV$

Um dieses Problem zu umgehen, wird als Definition der Kandidatenenergie nicht die rekonstruierte Energie benutzt, sondern die Energiesumme aller zum Schauer zugehörigen Kalorimeterzellen auf der elektromagnetischen Skala (AE1R). Diese Energie enthält bereits eine Korrektur der Energieverluste vor dem Kalorimeter und in den Spalten zwischen den Kalorimetermodulen (*cracks*). Aus dieser Fixierung der Energieskala resultiert, daß die Kandidatenergie nur für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen korrekt bestimmt wird; Hadronen werden in ihrer Energie unterschätzt.

Um den Anteil von Photon-Kandidaten aus Mesonzerfällen innerhalb von Jets zu reduzieren, wird eine Isolationsforderung an den Kandidaten gestellt. Der vom Kandidaten getragene Energieanteil soll mindestens 80% der Energiesumme in einem konzentrischen Konus um den Kandidaten betragen. Der Konusradius wurde dabei als $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ definiert und auf $R = 0.7$ festgelegt. Ähnliche Forderungen werden bei Untersuchungen $p\bar{p}$-Speicherringen angewendet, um den Anteil von Prompt-Photon-Ereignissen an der Datenselektion zu erhöhen. Für eine detailliertere Untersuchung von Isolationsforderungen sei auf Abschnitt 7.2.1 verwiesen.

Insgesamt ergibt sich für die beschriebenen Methode der Kandidatenauswahl, wie in den Abbildungen 5.3 und 5.4 dargestellt ist, eine sehr gute Korrelation zwischen den wahren kinematischen Variablen prompter Photonen und den rekonstruierten Größen.

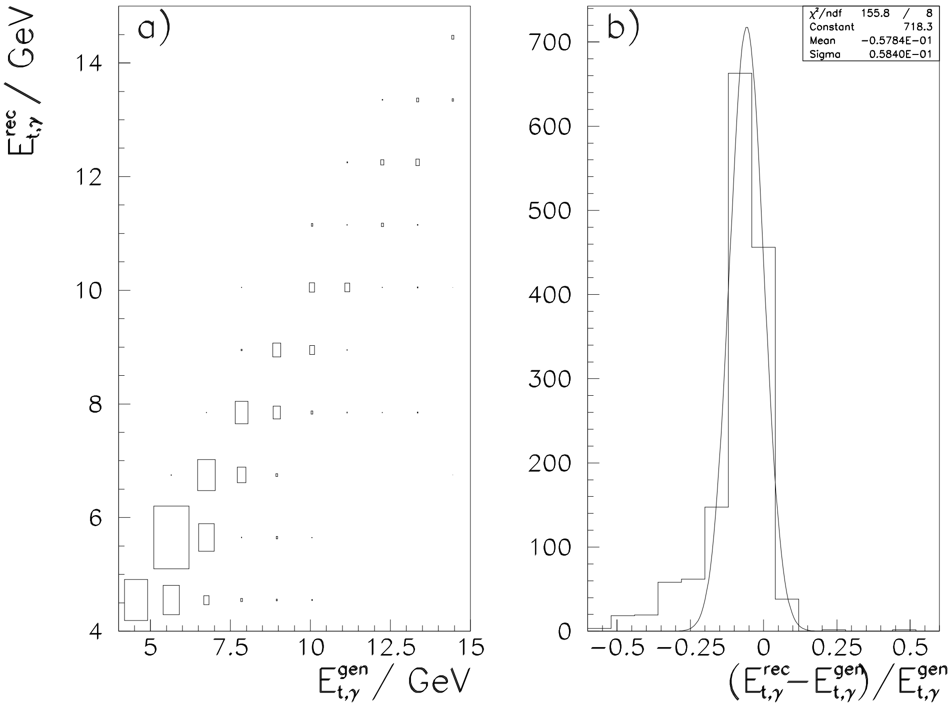

Abbildung 5.3: Korrelation zwischen generierter und rekonstruierter Transversalenergie prompter Photonen. Die durchgezogene Line zeigt eine angepasste Gaußfunktion.

5.2 Auswahl von Ereignissen mit Jets

Neben dem inklusiven Prozeß

$$\gamma + p \to \gamma + X$$

soll als Kontrolldatensatz auch die Untermenge der Ereignisse betrachtet werden, bei der neben einem Photon-Kandidat auch ein Jet rekonstruiert werden konnte.

$$\gamma + p \to \gamma + Jet + X$$

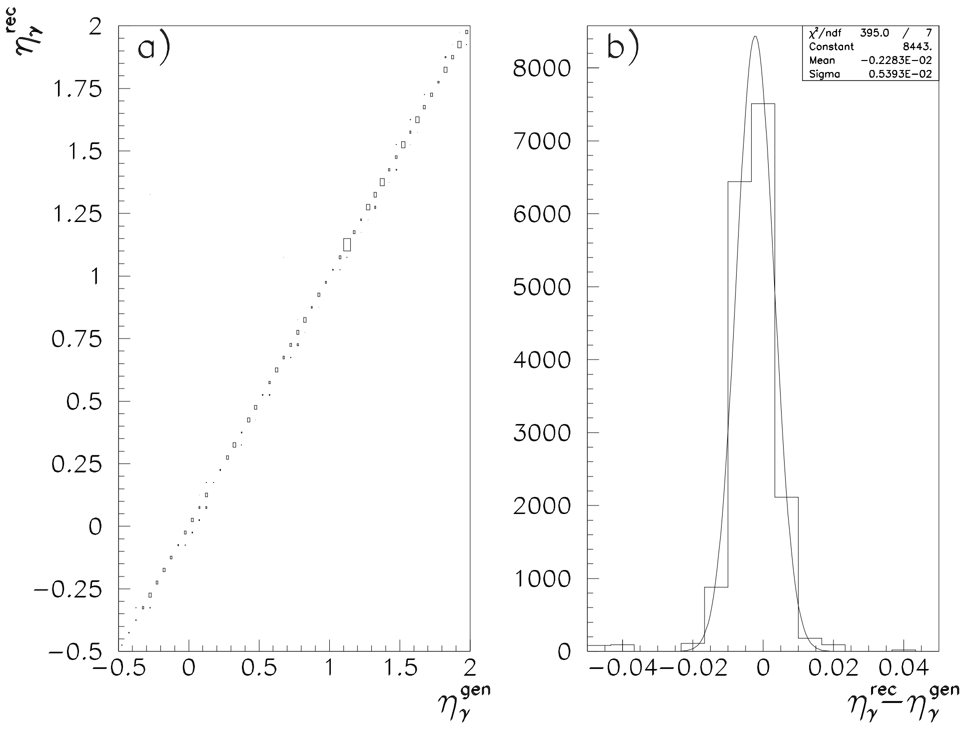

Abbildung 5.4: Korrelation zwischen generierter und rekonstruierter Rapidität prompter Photonen. Die durchgezogene Line zeigt eine angepasste Gaußfunktion.

Zur Rekonstruktion von Jets stehen verschiedene Algorithmen zur Verfügung, deren Aufgabe es ist, aus der Energiedeposition im Kalorimeter oder den Teilchenspuren im Spurdetektor eine Schätzung der kinematischen Variablen des auslösenden Partons zu gewinnen. Die einzelnen Algorithmen unterscheiden sich sowohl darin, welche Einzelenergien zusammengefaßt werden, als auch in der Berechnung des Viererimpulses der Kombination. In dieser Arbeit wurde ein “Konus-Algorithmus” auf der Basis der Zellenergien im Flüssig-Argon Kalorimeter und im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC) benutzt, der hier kurz erläutert werden soll.

Ausgangspunkt für die Suche nach Jets ist ein zweidimensionales Histogramm in Pseudorapidität η und Azimutwinkel φ, in das für alle Kalorimeterzellen die deponierte Transversalenergie $E_{t,cell}$ eingetragen wird. In Abb. 5.5 ist dieses Histogramm schematisch dargestellt.

Als Aufteilung für dieses Histogramm wurden 20×20 Bins äquidistant verteilt über den Bereich $-3 < \eta < 3$ und $-\pi < \varphi < \pi$ gewählt. Als möglicher Ausgangspunkt (Initiator) für einen Jet werden alle Histogramm-Zellen betrachtet, deren

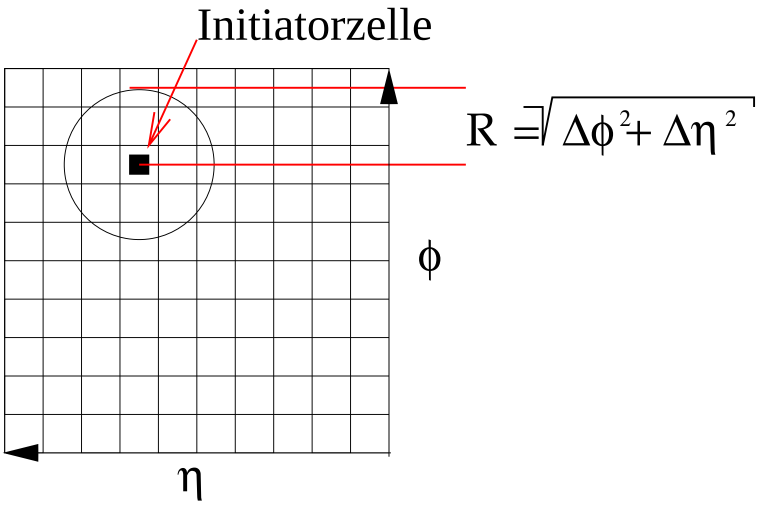

Abbildung 5.5: Arbeitsweise des Konusalgorithmus zur Jetsuche

gesammelte Transversalenergie $E_{t,bin}$ den Schwellwert von $0.2\,GeV$ überschreitet. Ausgehend vom Histogrammbin mit der höchsten gesammelten Transversalenergie werden nun alle Transversalenergien der Nachbarbins mit einem Abstand $R < 1$ summiert. Der Abstand R ist dabei definiert als $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$, so daß die Summe alle Energiedepositionen in einem Konus um den Initiator ausgehend vom Wechselwirkungspunkt umfaßt. Überschreitet die Summe eine minimale Schwelle, die in dieser Analyse zu $\sum E_{t,min}^{jet} = 5\,GeV$ gewählt wurde, gilt die Energie als einem Jet zugehörig und wird aus dem Histogramm entfernt. Die kinematischen Variablen des als masselos angenommenen Jets werden in Übereinstimmung mit dem "Snowmass-Accord" [95] festgelegt.

$$E_{\mathrm{T,Jet}} = \sum_{R<1} E_{\mathrm{T,bin}}$$

$$\eta_{\mathrm{Jet}} = \frac{1}{E_{\mathrm{T,Jet}}} \sum_{R<1} E_{\mathrm{T,bin}} \cdot \eta_{\mathrm{bin}}$$

$$\varphi_{\mathrm{Jet}} = \frac{1}{E_{\mathrm{T,Jet}}} \sum_{R<1} E_{\mathrm{T,bin}} \cdot \varphi_{\mathrm{bin}}$$

Anschließend wird der Vorgang mit der nächsten Initiatorzelle wiederholt, bis keine weiteren Jets mehr gebildet werden können.

Zu beachten ist, daß im Verlauf dieses Algorithmus nicht die gesamte rekonstruierte Energie auf Jets aufgeteilt wird, sondern nur Energie in der "Nachbarschaft" von Initiatorzellen. Hieraus ergibt sich eine größere Unempfindlichkeit gegen Energiedepositionen von Bestandteilen des Proton- oder Photon-"Restjets".

Von den auf diese Weise gefundenen Jets ist für die weitere Untersuchung vor allem der Jet relevant, der Aufschluß über die Kinematik des zweiten Partons gibt, das neben dem prompten Photon den Endzustand des harten QCD-Prozesses bildet. Die Auswahl dieses Jets basiert auf der näherungsweise geltenden Balance der Transversalimpulse beider Teilchen. Von allen rekonstruierten Jets mit $|\varphi_{jet} - \varphi_{\gamma}| > \pi/2$ wird im folgenden der Jet mit dem höchsten Transversalimpuls zur Rekonstruktion der Kinematik des Partons benutzt. Da das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) den hadronischen Energiefluß nicht genau rekonstruiert und im vorderen Detektorbereich die Akzeptanzgrenze des Flüssig-Argon Kalorimeters zu beachten ist, werden in dieser Analyse Jets mit rekonstruierten Rapiditäten im Bereich $0 < \eta_{Jet} < 2.5$ berücksichtigt. Wie in den Abbildungen 5.6 und 5.7 anhand von simulierten Ereignissen mit prompten Photonen gezeigt, wird mit dieser Auswahl eine relativ gute Korrelation zwischen Jet- und Parton-Kinematik erreicht.

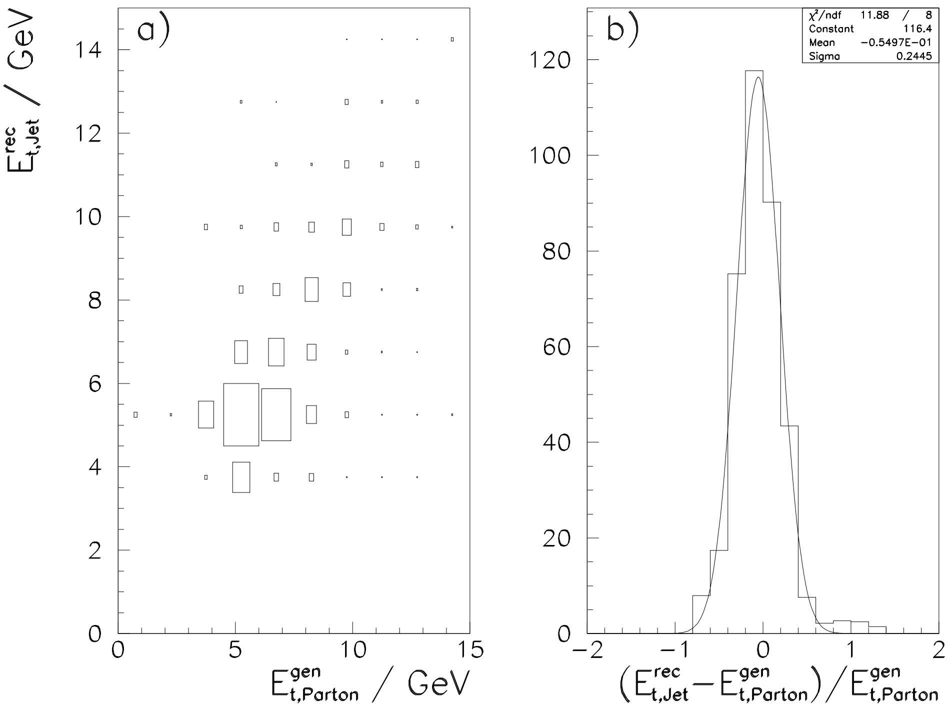

Abbildung 5.6: Korrelation zwischen generierter Parton-Transversalenergie und der Transversalenergie des rekonstruierten Jets für simulierte Prompt-Photon-Ereignisse: die durchgezogene Line zeigt eine angepasste Gaußfunktion

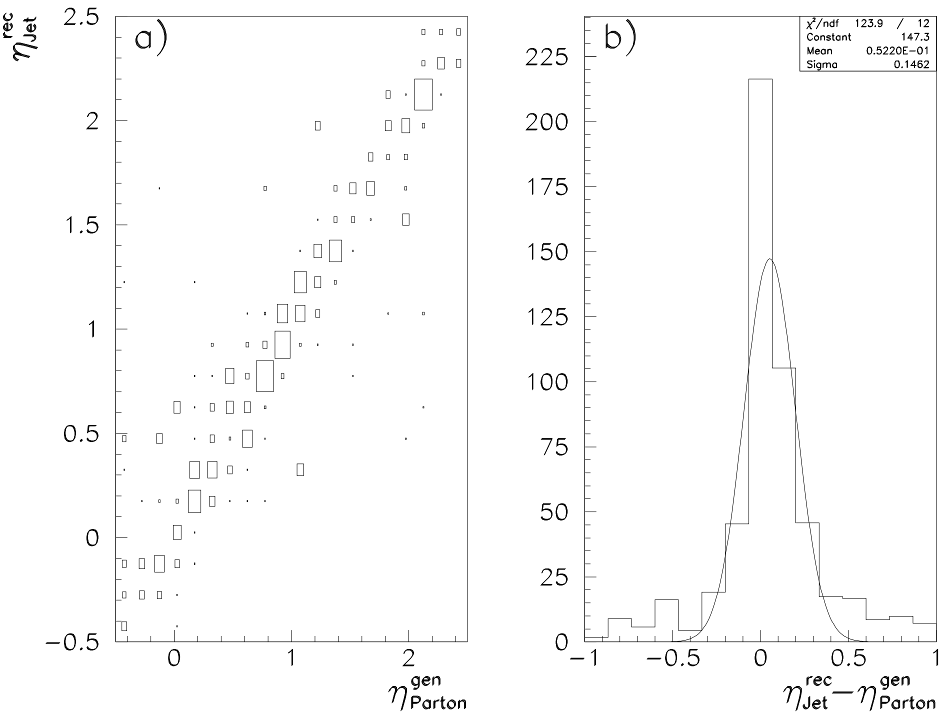

Abbildung 5.7: Korrelation zwischen generierter Parton-Rapidität und der Rapidität des rekonstruierten Jets für simulierte Prompt-Photon-Ereignisse: die durchgezogene Line zeigt eine angepasste Gaußfunktion

5.3 Unterdrückung geladener Kandidaten

Bislang wurden ausschließlich kalorimetrische Größen zur Rekonstruktion der Kandidaten-Kinematik betrachtet, so daß noch keine Aussage über die Ladung der Teilchen getroffen werden kann. Im Gegensatz zur Suche nach prompten Photonen in Hadron-Hadron Kollisionen, spielt jedoch diese Information im Fall der *ep*- Streuung ein wichtige Rolle, um gestreute Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung zu erkennen und zu unterdrücken. Im H1-Detektor können rekonstruierte Spuren der zentralen und vorderen Spurkammern herangezogen werden, um die Ladung der Kandidatenschauer zu bestimmen. Die vorliegende Untersuchung beschränkt sich wegen der geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit der Vorwärtskammern auf den Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer.

Kriterien zur Spurauswahl

Ein wichtiger Punkt bei der Nutzung der von der Spurkammer gelieferten Information ist die Auswahl geeigneter Spuren. Nicht alle rekonstruierten Spuren sind mit ausreichender Genauigkeit vermessen, um Verwendung zu finden. Sowohl die Anforderungen der Analyse an die Genauigkeit der rekonstruierten Spurinformation als auch der Detektorzustand zum Zeitpunkt der Datennahme müssen berücksichtigt werden, so daß sich nur schwer allgemeingültige, von der Analyse unabhängige Auswahlkriterien angeben lassen.

Als Maß für die Güte einer Spur kann ihre radiale Länge herangezogen werden; lange Spuren erlauben eine genauere Bestimmung der Spurparameter durch die größere Anzahl von Spurpunkten und den größeren "Hebelarm" bei der Anpassungsrechnung.

An dieser Stelle muß jedoch in Betracht gezogen werden, daß die Spurkammer während der Datennahme 1993 wegen einiger ausgefallener Driftzellen nicht im gesamten geometrischen Akzeptanzbereich mit voller Effizienz betrieben werde konnte. Die meisten ineffizienten Zellen waren in der inneren Kammer (CJC1) lokalisiert.

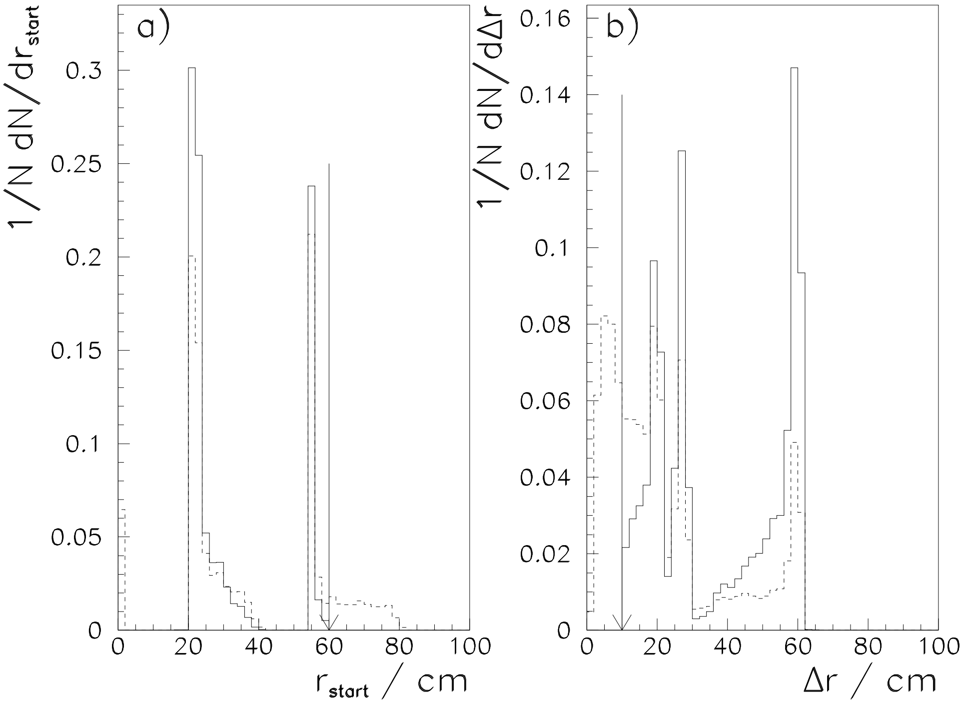

Abbildung 5.8: Verteilung gemessener Größen für alle CJC-Spuren (- -) und für selektierte Spuren (—): a) Radius des ersten gemessenen Spurpunktes r_{start} b) radiale Spurlänge Δr

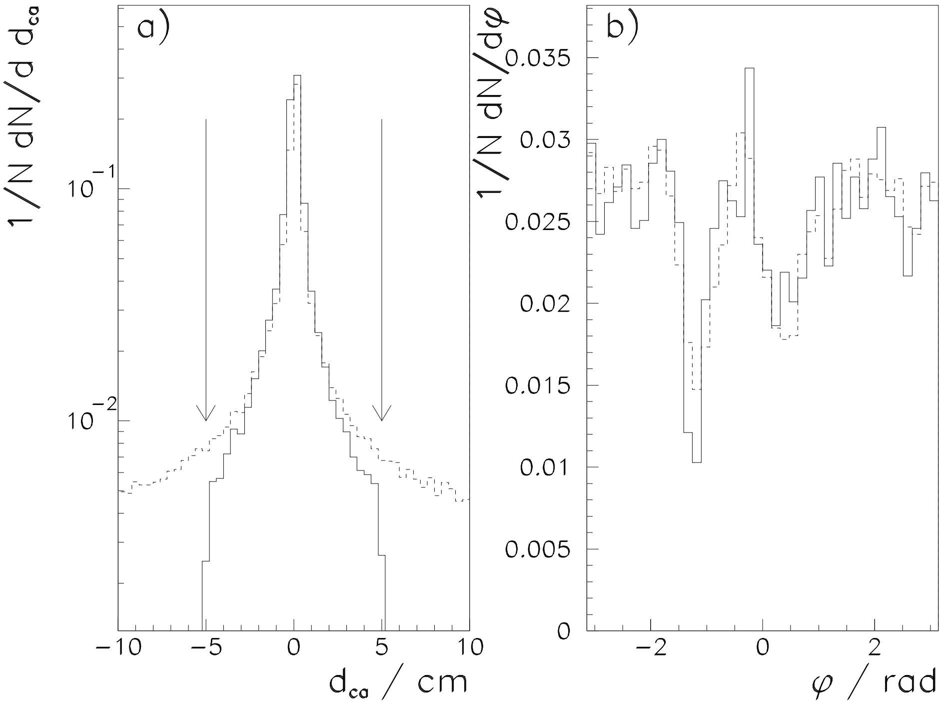

Abbildung 5.9: Verteilung gemessener Größen für alle CJC-Spuren (- -) und für selektierte Spuren (—): a) Spurabstand zur Strahlachse d_{ca} b) Azimutwinkel φ

Eine Beschränkung der Kandidatensuche auf den Azimutwinkelbereich mit voll effizientem Spurdetektor wurde für die Suche nach prompten Photonen wegen des damit verbundenen Akzeptanzverlustes vermieden. Vielmehr wurde versucht, durch die Forderung einer relativ geringen minimalen Spurlänge von $\Delta r > 10\,cm$ den Einfluß der defekten Zellen zu reduzieren. Auch Spuren, die ausschließlich in CJC2 vermessen wurden, können auf diese Weise zur Unterdrückung geladener Kandidaten und zur Bestimmung der Isolation beitragen. Aus gleichem Grund wurde ein relativ großer Spurabstand zum Ursprung ($d_{ca} < 5\,cm$) zugelassen, da diese Größe im Fall einer ausschließlich in CJC2 gemessenen Spur wegen der größeren Entfernung der Spurpunkte zum Ursprung mit geringerer Genauigkeit bestimmt wird. Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigt die Verteilung für alle Spuren und die Lage des Schnittes.

Hauptaugenmerk bei der Ladungsbestimmung der Kandidaten liegt auf einer sicheren Zuordnung einer Spur zu einem Kandidatenschauer. Dabei ist zu beachten, daß wegen der für den Kandidatenschauer geforderten minimalen Transversalenergie von $4\,GeV$ niederenergetische Spuren nicht für eine solche Zuordnung in Frage kommen. Aus diesem Grund werden hier nur Spuren mit einem minimalen Transversalimpuls von $1\,GeV$ berücksichtigt. Als Kriterium für die Zuordnung wird der Winkelabstand zwischen dem Schwerpunkt des Kandidatenschauers und der zum gleichen Radius extrapolierten Spur benutzt.

$$\Delta\varphi = \varphi_{Spur}(r_{Kand}) - \varphi_{Kand}$$
$$\Delta\theta = \theta_{Spur}(r_{Kand}) - \theta_{Kand}$$

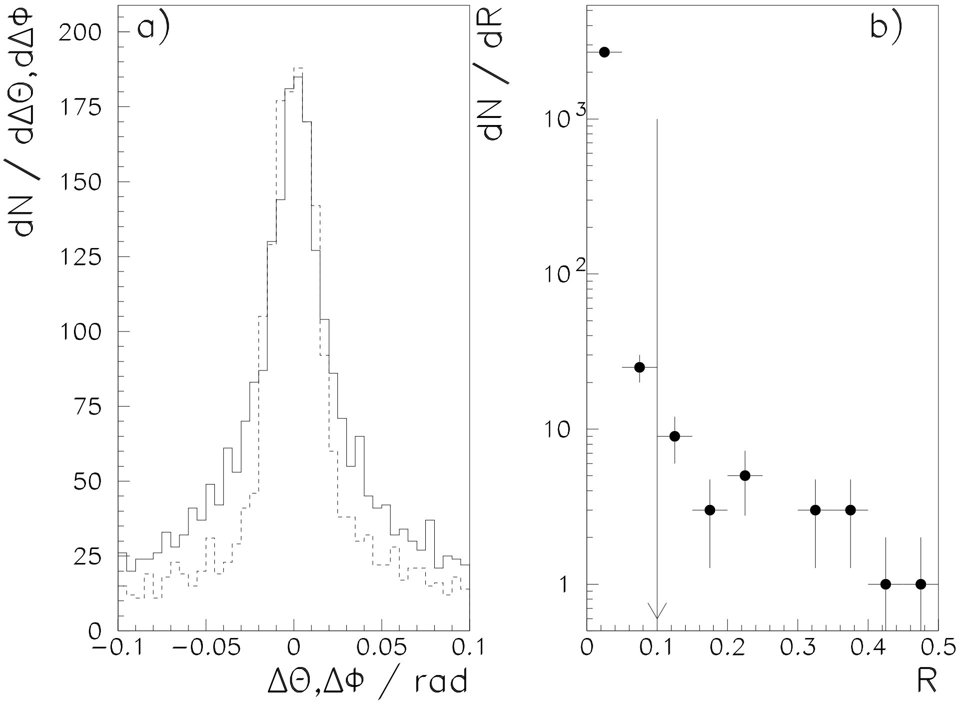

Abbildung 5.10: Zuordnung einer extrapolierten Spur zu Kandidatenschauern: a) Winkelabstand der extrapolierten Spur zum Kandidatenschauer $\Delta\varphi$ (- -) und $\Delta\Theta$ (—) b) Spurabstand R

Wie in den Abbildungen 5.10a dargestellt ist, zeigt die Verteilung beider Winkeldifferenzen etwa die gleiche Breite von $\approx 0.02\,rad$. Die Auflösung wird dominiert durch die in θ und φ ähnliche Winkelauflösung bei der Bestimmung des Schauerschwerpunktes; die in beiden Winkeln stark unterschiedliche Auflösung des Spurdetektors trägt kaum bei. Als Kriterium für die Spurzuordnung kann daher das einfache geometrische Mittel beider Winkelabweichungen R benutzt werden.

$$R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\theta^2}$$

Die Verteilung dieser Größe in den Meßdaten ist in Abb. 5.10b dargestellt. Der eingezeichnete Pfeil deutet den maximalen Abstand für eine Spurzuordnung an. Im folgenden werden solche Schauer mit zugeordneter Spur als geladen betrachtet, und nicht weiter als Photon-Kandidat in Betracht gezogen.

Der Anteil der durch diesen Schnitt zurückgewiesen Ereignisse mit prompten Photonen wurde mithilfe der Detektorsimulation auf $< 3.6\%$ abgeschätzt. Vor allem vor oder innerhalb des Spurdetektors konvertierte prompte Photonen gehen an dieser Stelle verloren. Der weitaus größere Teil der geladenen Kandidaten wird durch gestreute Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung verursacht (siehe Abschnitt 6.4.2).

Aus dem Vergleich der Winkelverteilung zugeordneter Spuren zur Verteilung aller Kandidatenschauer kann die verbleibende Ineffizienz in Abhängigkeit vom Azimutwinkel der Spur abgeschätzt werden.

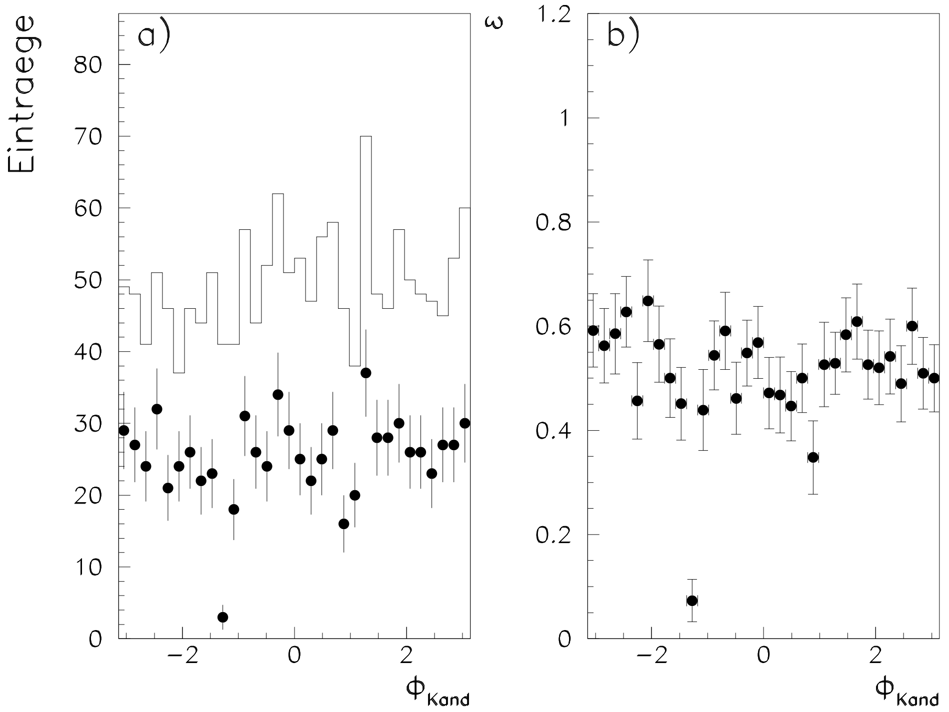

Abbildung 5.11: a) Azimutwinkel aller Kandidaten (—) und Kandidaten mit zugeordneter Spur (●). b) Kandidatenanteil mit zugeordneter Spur in Abhängigkeit des Azimutwinkels

In Abbildung 5.11a sind die Azimutwinkel aller Kandidaten (—) und aller Kandidaten mit zugeordneter Spur (●) dargestellt. Abb. 5.11b zeigt in Abhängigkeit des Azimutwinkels den Anteil erfolgreicher Zuordnungen. Der relativ flache Verlauf zeigt, daß auch in Bereichen mit defekten CJC1 Zellen geladene Schauer mit vergleichbarer Effizienz rekonstruiert werden wie im restlichen Teil der Kammer. Im Intervall $-1.37 < \varphi < -1.17$ können jedoch nur etwa 8% der Kandidaten Spuren zugeordnet werden, was auf eine wesentlich verringerte Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Bereich schließen läßt. In diesem Azimutwinkelbereich der Spurkammer befand sich eine defekte Zelle in der inneren Driftkammer und einer äußeren Zelle, die wegen Hochspannungsproblemen mit reduzierter Kathodenspannung betrieben werden mußte. Die Photon-Kandidaten in diesem Winkelbereich werden im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Der sich aus diesem Schnitt ergebende Akzeptanzverlust ist mit $\sim 3\%$ gering.

Die Tabellen 5.1 und 5.2 fassen die Auswahlkriterien für die Ladungsbestimmung von Kandidatenschauern sowie für Photon-Kandidaten und zusätzliche Jets zusammen.

Transversalimpuls	$p_t > 1\,GeV$
radiale Länge	$\Delta r > 10\,cm$
Startradius	$r_{start} < 60\,cm$
Abstand von Ursprung	$d_{ca} < 5\,cm$
Zenitwinkel	$22^o < \theta < 157^o$

Tabelle 5.1: Auswahl von Spuren für die Ladungsbestimmung des Kandidaten

Photon-Kandidat	
Transversalenergie (em. Skala)	$E_{\gamma,t} > 4\,GeV$
Energieanteil im em. Kalorimeter	$f_{em} > 80\%$
Pseudorapidität	$-0.5 < \eta^\gamma < 2$
Isolation	$E_\gamma / E_{Konus(R=0.7)} > 80\%$
Spurabstand (siehe Tab.5.1)	$R > 0.1$
Jet	
Transversalenergie	$E_t^{Jet} > 5\,GeV$
Pseudorapidität	$-0.5 < \eta^{jet} < 2.5$

Tabelle 5.2: Selektionskriterien für Photon-Kandidaten und Jets

5.4 Auswahl der verwendeten Triggerbedingung

Für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts können die ausgelesenen Ereignisse nicht unabhängig von der auslösenden Triggerbedingung herangezogen werden. Eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers unter Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den einzelnen Bedingungen wäre für eine größere Anzahl oder den gesamten Satz verfügbarer Triggerbedingungen sehr aufwendig. Es ist deshalb sinnvoll, die Analyse auf einen kleinen Satz von möglichst unabhängigen Triggerbedingungen zu beschränken. An dieser Stelle werden einige Triggersysteme vorgestellt und auf Anwendbarkeit für die Selektion von Ereignissen mit isolierten Photonen untersucht. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Triggerbedingungen aus den Meßdaten ist in Abschnitt 8.1 beschrieben.

Um die Statistik nicht zu stark einzuschränken, sollten Triggerbedingungen mit möglichst großer Nachweiswahrscheinlichkeit für die betrachtete Ereignisklasse ausgewählt werden. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß einige der bei H1 verwendeten Triggerbedingungen nicht direkt zur Detektorauslese führen, sondern wegen ihrer hohen Ansprechrate und der dadurch verursachten Totzeit bei der Datennahme mit einem Untersetzungsfaktor $1 : f_{prescale}$ betrieben werden müssen. Die für die Auswahl einer Triggerbedingung relevante Größe ist daher die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit.

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_{trig}}{f_{prescale}}$$

Die Triggerbedingungen setzen sich aus logischen Verknüpfungen von sogenannten Triggerelementen zusammen, die Informationen einzelner Detektorkomponenten darstellen. Aus der Ereignistopologie von Prompt-Photon-Ereignissen erwartet man, daß im wesentlichen drei Gruppen von Triggerelementen beitragen, die im folgenden zusammen mit ihren Nachweisprinzipien kurz beschrieben werden.

Geladene Spuren vom Primärvertex

Die Triggerelemente der Vieldraht-Proportionalkammern `ZVTX` und der Spurkammer `DC-RPHI` treffen ihre Entscheidung anhand der Anzahl von geladenen Spuren aus der Vertexregion. Der sogenannte *z-Vertextrigger*[96] benutzt dazu ein Histogramm der Schnittpunktkoordinate der Verbindungslinie zweier MWPC-Treffer mit der Strahlachse. Bei minimaler Aktivität — ein Eintrag im Histogrammbereich $-50\,cm < z < 50\,cm$ — wird das Triggerelement `ZVTX-T0` gesetzt, das eine Information über den Ereigniszeitpunkt in Kombinationen mit anderen Triggerelementen geringerer Zeitauflösung beiträgt. Bei größerer Signifikanz für einen Häufungspunkt im z-Histogramm werden entsprechende weitere Triggerelemente gesetzt.

Die von der CJC gemessene Spurinformation in der $r\varphi$-Ebene wird vom sogenannten *$r\varphi$-Trigger* genutzt. Eine programmierbare Logik untersucht aus Schieberegistern gebildete "Pipelines" auf Trefferanordnungen, die mit Vertexspuren kompatibel sind[97].

Im Fall eines Prompt-Photon-Ereignisses werden diese Triggerelemente von geladenen Spuren des dem Photon gegenüberliegenden Jets ausgelöst. Ausschließlich auf Spurinformation basierende Triggerbedingungen sind im allgemeinen stark von

Strahl-Gas und Strahl-Wand Untergrund betroffen. Wegen hoher Ansprechraten mußten diese Trigger 1993 mit relativ hohen Untersetzungsfaktoren betrieben werden; sie kommen somit nicht für die Untersuchung von Prozessen mit geringem Wirkungsquerschnitt in Frage.

Nachweis des unter kleinem Winkel gestreuten Elektrons

Das Triggerelement des Kleinwinkel-Elektron-Detektors `ETAG` wird ausgelöst durch ein gestreutes Elektron in Antikoinzidenz mit einer Energiedeposition im Photon-Detektor (vgl. Abschnitt 2.4). Die Effizienz dieses Triggers ist im zentralen Akzeptanzbereich $0.30 < y_{el} < 0.75$ nahezu vollständig durch die geometrische Akzeptanz des Elektron-Detektors bestimmt, und wird durch die Detektorsimulation gut wiedergegeben[98]. Da die Entscheidung dieses Triggerelementes anhand des gestreuten Elektrons getroffen wird, ist sie relativ unabhängig von der Ereignistopologie im Hauptdetektor und kann gut zu vergleichenden Studien der Nachweiswahrscheinlichkeit anderer Triggerbedingungen herangezogen werden.

Das `ETAG`-Triggerelement liefert in Koinzidenz mit dem `ZVTX-T0`-Triggerelement die `ETAG`-Triggerbedingung. Aufgrund der eingeschränkten `ETAG`-Akzeptanz erhält man aus der Triggersimulation eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\varepsilon_{ETAG} \sim 15\%$. Die damit zugängliche Statistik der Datennahmeperiode 1993 ist für die Analyse von Ereignissen mit prompten Photonen zu gering.

Energiedeposition im Kalorimeter

Die Triggerelemente des Flüssig-Argon Kalorimeters werden durch die deponierte Energie des Photons oder des gegenüberliegenden Jets ausgelöst. In Betracht kommen vor allem die `LAR-ELECTRON` Triggerelemente, die auf einer lokalen Energiedeposition im elektromagnetischen Teil *eines* Triggerturms ("big tower") in Antikoinzidenz mit zusätzlicher Energie im hadronischen Teil basieren. Aus diesen Triggerelementen werden zwei Triggerbedingungen gebildet: Die `LAR-ELECTRON-1` Bedingung spricht im Zentralbereich des Kalorimeters bereits ab einer Energie von $\sim 5\,GeV$ an, erfordert aber zusätzlich minimale Aktivität in den Proportional- oder Spurkammern[3]. Die `LAR-ELECTRON-2` Triggerbedingung akzeptiert Ereignisse erst ab einer höherer Energieschwelle ($E_{BT} > 8GeV$) und konnte deshalb unabhängig vom Spurdetektor betrieben werden.

Die Triggerelemente `LAR-CB` und `LAR-FB` treffen ihre Entscheidung anhand der Energiesumme im "central barrel"- bzw. "forward barrel"-Bereich des Flüssig-Argon Kalorimeters. Sie bilden jeweils mit der Forderung von zwei Spursegmenten des R-φ Triggers die Triggerbedingungen `LAR-CB-DC-RPHI` und `LAR-FB-DC-RPHI`.

---

[3] Das `ZVTX-T0` oder das `DC-RPHI-T0` Triggerelement muß gleichzeitig gesetzt sein.

Die beschriebenen kalorimetrischen Triggerbedingungen wurden 1993 ohne zusätzliche Untersetzung betrieben. Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitt für die Produktion prompter Photonen (Abschnitt 8.4) werden nur Ereignisse berücksichtigt, für die mindestens eine der in Tab. 5.3 zusammengefaßten Triggerbedingungen erfüllt ist.

`LAR-ELEKTRON-1`
`LAR-ELEKTRON-2`
`LAR-FB-DC-RPHI`
`LAR-CB-DC-RPHI`

Tabelle 5.3: Verwendete Triggerbedingungen

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß mit Auswahlkriterien, die auf der Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter und rekonstruierten Spuren der zentralen Jetkammer beruhen, Ereignisse mit prompten Photonen selektiert werden können. Die "wahren" kinematischen Größen der prompten Photonen und zusätzlicher Jets werden mit guter Genauigkeit rekonstruiert. Weiter wurde ein Satz von Triggerbedingungen ausgewählt, der wie in Abschnitt 8.1 dargestellt, für diese Ereignisse mit ausreichender Wahrscheinlichkeit die Detektorauslese auslöst.

Durch die hier beschriebenen Selektionskriterien werden 1491 Ereignisse mit Photon-Kandidat aus der Gesamtdatenmenge von $\sim 10^6$ im Jahr 1993 aufgezeichneten ep-Ereignissen ausgewählt. Wie eine visuellen Untersuchung der Ereignisse zeigt, wird der ausgewählte Datensatz dominiert durch Untergrund aus verschiedenen Ereignisklassen, die im folgenden genauer untersucht werden.

Kapitel 6

Unterdrückung von Untergrundereignissen

Aufgrund der geringen erwarteten Rate für Ereignisse mit prompten Photonen ist die Unterdrückung von Ereignistypen ähnlicher Topologie von besonderer Bedeutung. Sowohl selten auftretende technische Störungen als auch von außen in den Detektor eindringende hochenergetische Myonen, müssen bei der Ereignisselektion erkannt und verworfen werden. In den Abschnitten 6.1-6.2 werden die Beiträge der verschiedenen Untergrundklassen beschrieben und Methoden zu ihrer Unterdrückung untersucht.

Zusätzlich tragen auch andere Prozesse der ep-Streuung bei. Im Unterschied zur Hadroproduktion prompter Photonen muß bei HERA insbesondere der Untergrund aus Ereignissen der tiefinelastischen ep-Streuung untersucht werden (Abschnitt 6.4.2).

6.1 Kohärente Störungsquellen im Kalorimeter

Die Ereignissen dieser Untergrundklasse werden durch elektronische Einstreuungen in das Auslesesystem des Kalorimeters verursacht, die zeitlich kohärent mit dem Auslesesignal auftreten. Als Folge dieser Störungen werden fälschlicherweise lokale Ladungsverteilungen rekonstruiert, die Energiedepositionen im Bereich von $5-10\,GeV$ entsprechen. Typisch für diese Störungen sind, wie in Abb. 6.1 dargestellt, wiederkehrende Störungsmuster in bestimmten Kalorimeterabschnitten. Diese Muster können – einmal als Störung erkannt – mithilfe eines geeigneten Programms festgestellt werden. Für diese Untersuchung wurde die Routine `QNOISE`[99] der `H1PHAN`-Programmbibliothek[100] benutzt, um die betreffenden Ereignisse von den weiteren Analyseschritten auszuschließen.

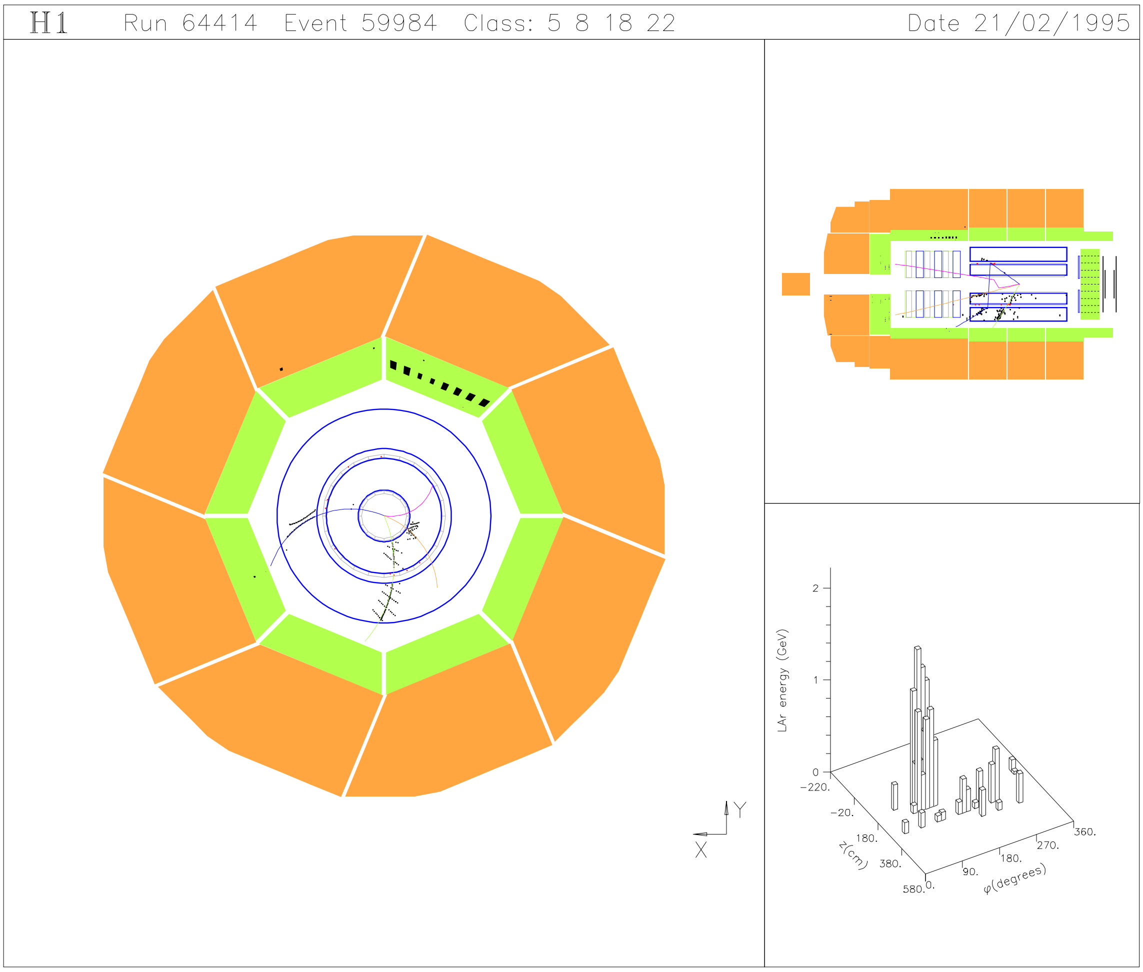

Abbildung 6.1: Ereignis mit kohärenter Einstreuung im Flüssig-Argon Kalorimeter

6.2 Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

Ein wichtiger Untergrund bis in den Bereich von hohen Kandidatenenergien wird durch kosmische Myonen verursacht. Zur Behandlung dieser Ereignisse ist es sinnvoll, verschiedene Topologien zu unterscheiden, die unterschiedliche Methoden zu ihrer Unterdrückung erfordern.

6.2.1 Rekonstruktion einer Myonspur mit der Spurkammer

Ein Beispielereignis der ersten Gruppe ist in Abb. 6.2 dargestellt.

In diesem Fall durchqueren zwei Myon kosmischen Ursprungs den Spurdetektor in geringem Abstand zur Strahlachse. Während ein Myon im Kalorimeter und im Spurdetektor nur eine minimale Ionisation hervorruft deponiert das zweite Myon

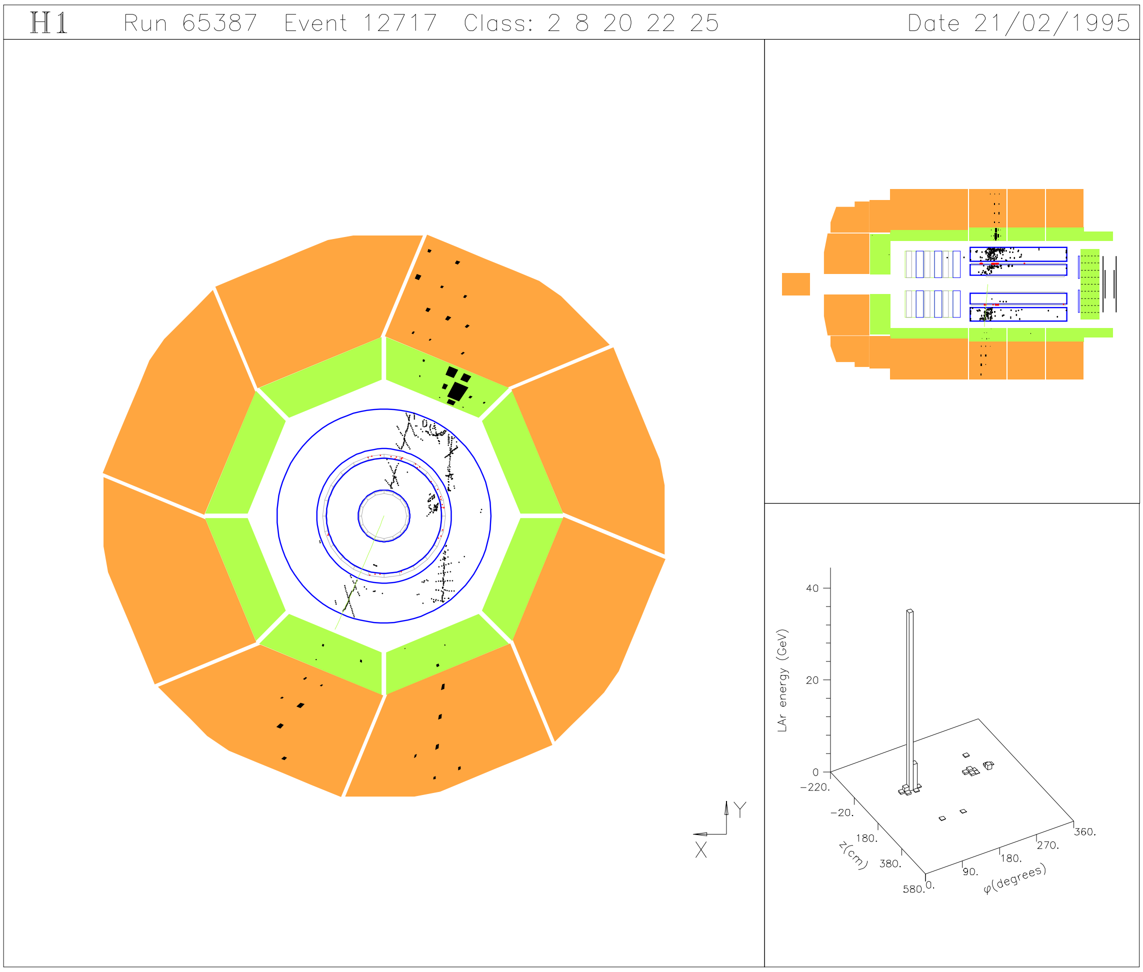

Abbildung 6.2: Kosmisches Myon mit gemessener Spur in der Spurkammer

eine beträchtliche Energie im elektromagnetischen Kalorimeter.

Tritt der vom Myon verursachte Schauer nicht aus dem Kalorimeter aus, zeichnen sich solche Ereignisse durch eine geringe Anzahl von rekonstruierten Spuren aus. Die Detektorauslese wird häufig durch eine von der Myonspur erfüllte Spurtriggerbedingung ausgelöst; beide Spurstücke der Myonspur ergeben – fehlinterpretiert als zwei Spuren vom Wechselwirkungspunkt – zwangsläufig auch einen gemeinsamen Vertex im Zentralbereich der Spurkammer.

Die Tatsache, daß die rekonstruierten Spurstücke in der oberen und unteren Hälfte der Spurkammer von ein und demselben Teilchen stammen, kann ausgenutzt werden, um solche Ereignisse zu erkennen und von der weiteren Analyse auszuschließen. Das Programm `CJCOSF`[101] führt dazu für Paare aus gut gemessenen Spursegmenten eine Spuranpassung unter der Zwangsbedingung gemeinsamer Spurparameter durch. Stützt das in der Anpassungsrechnung bestimmte χ^2 die Hypothese einer durchgehenden Einzelspur, wird das Ereignis als kosmisches Myon für die weitere Analyse verworfen. Wie die Untersuchungen in [102] zeigen, ist auch eine vereinfachte Definition eines χ^2 aus Abweichungen der einzelnen Spurparameter zwischen den beiden Spursegmenten ausreichend, um ohne den numerischen Aufwand einer kompletten Spuranpassung eine effiziente Unterdrückung dieses Ereignistyps zu erreichen.

Haupteinschränkung für die Anwendung eines solchen Algorithmus ist der kombinatorische Untergrund aus Spurpaaren in *ep*-Ereignissen, die zufällig kompatible Spurparameter besitzen. Insbesondere Jet-Jet Endzustände mit hoher geladener Multiplizität können fälschlicherweise als kosmisches Myon abgewiesen werden. Aus diesem Grund wird dieser Algorithmus bei der Ereignisklassifikation (vgl. Abschnitt 2.5) nur bei Ereignissen mit weniger als 10 rekonstruierten Spurstücken angewandt. Bei Ereignissen mit prompten Photonen ist eine solche Fehlidentifikation nicht zu erwarten, da in diesem Fall die Anzahl geladener Spuren in der Hemisphäre des Photons gering ist. Der Algorithmus konnte deshalb nachträglich auch bei größeren Spurmultiplizitäten angewandt werden.

6.2.2 Myonereignisse mit hoher Spurmultiplizität

Die zweite Gruppe von Myonereignissen zeichnet sich durch einen ausgeprägten Schauer aus, der aus dem Kalorimeter in den Spurdetektor eintritt und dort eine relativ hohe Spurmultiplizität verusacht. In Abb. 6.3 ist ein typisches Ereignis dargestellt.

6.2.3 Unterdrückung anhand der Information der zentralen Spurkammer

Die Effizienz, mit der eine Unterdrückung solcher Ereignisse auf der Basis einzelner Spuren (vgl. Abschnitt 6.2.1) durchgeführt werden kann, ist beschränkt: Die Länge der meisten Spursegmente ist gering, wodurch die Spurparameter nur mit großer Unsicherheit bestimmt werden können. Eine Anpassungrechnung wie unter 6.2.1 beschrieben, kann deshalb nur mit geringer Signifikanz Kandidaten für kompatible Spurpaare liefern.

Aus diesem Grund wurden andere Größen untersucht, die die Eigenschaften einer größeren Anzahl von Spuren charakterisieren und deshalb unabhängiger von der Meßungenauigkeit einer Einzelspur sind. Dazu kann z.B. ausgenutzt werden, daß Ereignisse mit kosmischen Myonen sich von Ereignissen der *ep*-Streuung besonders in Bezug auf den räumlichen und zeitlichen Ursprung der geladenen Spuren unterscheiden.

- Der gemeinsame Ursprung der meisten rekonstruierten Spuren liegt nicht im

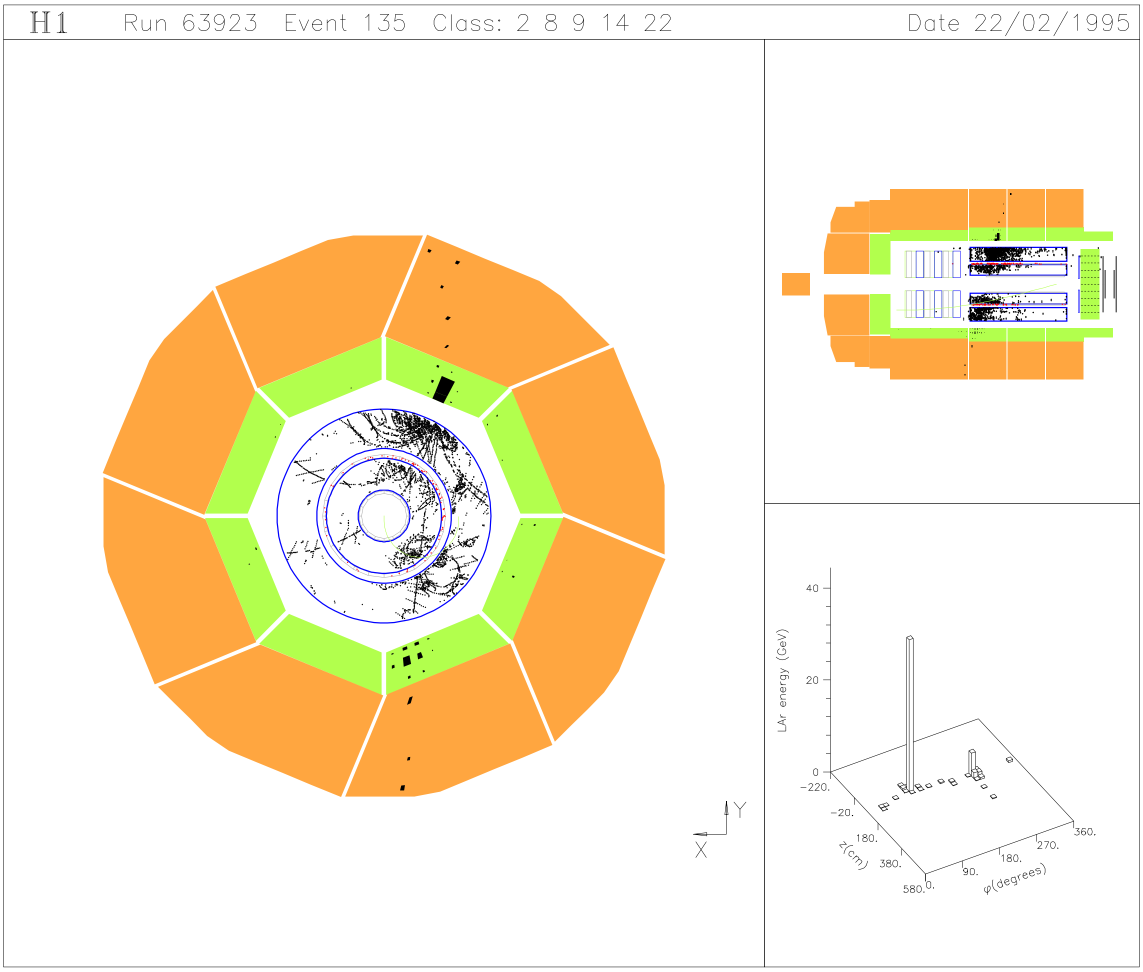

Abbildung 6.3: Durch ein kosmisches Myon ausgelöster Schauer im Flüssig-Argon Kalorimeter und zentralen Spurdetektor

Bereich des erwarteten Überkreuzungspunktes der Teilchenpakete, sondern im Austrittspunkt des myoninduzierten Schauers aus dem Kalorimeter (siehe Abb. 6.3).

- Der Ereigniszeitpunkt t_0 stimmt nicht mit dem erwarteten Überkreuzungszeitpunkt der Elektron- und Protonpakete überein.

Beide Informationen können unabhängig benutzt werden, um Ereignisse mit kosmischen Myonen zu unterdrücken.

Anteil von Spuren aus der Region des Wechselwirkungspunkts

Für ein einzelnes Ereignis kann die z-Koordinate der Vertexposition aus CJC-Spuren mit einer Genauigkeit von $\sigma_z^{event} \sim 4\,cm$ bestimmt werden. Die Schwankung dieser Größe wird bestimmt durch die Ausdehnung der Teichenpakete in Strahlrichtung, $\sigma_z \sim 20\,cm$ für Protonpakete und $\sigma_z \sim 1\,cm$ für Elektronpakete. Sie beträgt $\sigma(z_{\text{vertex}}) \sim 10\,cm$. Die Vertexposition in der xy-Ebene hat eine um drei Größenordnungen geringere Schwankung als entlang der Strahlachse und wird laufweise bestimmt[35, 103].

Als Maß für die Zugehörigkeit einer gemessenen Spur zum primären Vertex einer ep-Wechselwirkung kann somit z.B. der nächste Abstand der Spur zum Laufvertex in der xy-Ebene – die Größe d'_{ca} – benutzt werden. Für ep-Ereignisse ist zu erwarten, daß ein hoher Anteil von rekonstruierten Spuren einen geringen Abstand besitzt. Im Falle eines radiativen Myon-Ereignisses erwartet man nur einen geringen Spuranteil aus der Region des erwarteten Vertex. In Abb. 6.4a sind die gemessenen Spuranzahlen pro Ereignis aus der Vertexregion, hier definiert über die Auswahlbedingung $d'_{ca} < 5cm$, und die Anzahl der restlichen Spuren dargestellt. Man erkennt eine relativ flache Verteilung der Nicht-Vertex-Spuren mit Ausläufern bis zu hohen Multiplizitäten. Abb. 6.4b zeigt den relativen Anteil der Vertexspuren v_{frac}, an der Gesamtanzahl der Spuren.

$$v_{frac} = \frac{\#Vertexspuren}{\#Spuren}$$

Man erkennt in den Meßdaten eine Anhäufung von Ereignissen mit weniger als 20% der Spuren aus der Vertexregion. Die Simulation von Ereignissen der Photoproduktion sagt in diesem Bereich nur wenige Ereignisse voraus, so daß ein Schnitt in dieser Größe sinnvoll scheint. Im folgenden werden daher Ereignisse mit weniger als 20% Spuren aus der Vertexregion ausgeschlossen.

Rekonstruierter Ereigniszeitpunkts t_0

Um die unterschiedliche zeitliche Verteilung von ep-Ereignissen und Nicht-ep-Untergrund auszunutzen, kann z.B. der gemessene Ereigniszeitpunkt bezogen auf den Zeitpunkt der Strahlüberkreuzung t_0 benutzt werden. Diese Größe wird aus den gemessenen Driftzeiten des zentralen Spurdetektors ermittelt. Zur Messung der Driftzeiten und Ladungen werden die Kammersignale durch eine FADC-Elektronik alle $9.6\,ns$ digitalisiert, wobei der Zeitpunkt der Digitalisierung (“FADC-Clock”) in fester Phase zum HERA-Zyklus gehalten wird.

Durch den Anstellwinkel der CJC-Driftzellen weisen radiale Spuren mindestens einem Durchtritt durch eine Signaldrahtebene auf. In der Nähe dieses Durchtrittspunktes sind die Driftabstände und somit die gemessenen Driftzeiten gering, so daß

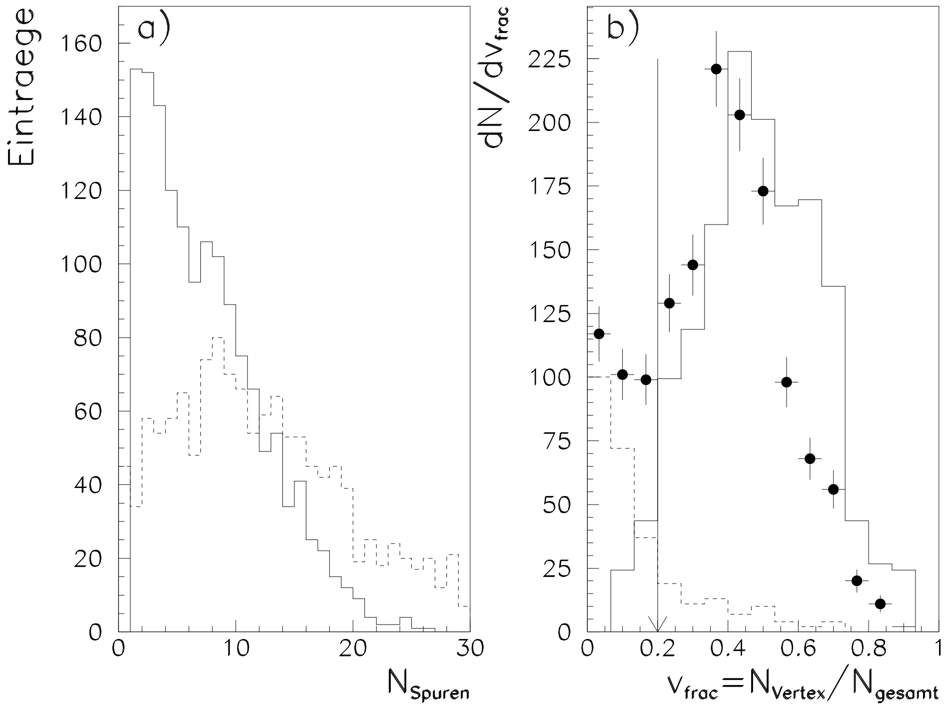

Abbildung 6.4: a) Anzahl von Spuren pro Ereignis aus der Vertexregion (—) und von ausserhalb der Vertexregion (- -). b) Anteil von Spuren aus der Vertexregion an der Gesamtspuranzahl pro Ereignis für simulierte Jet-Ereignisse (—), für alle gemessenen Ereignisse mit Kandidatenschauer (•) und für gemessenen Ereignisse mit rekonstruierter Spur im Myonsystem (- -). Der eingezeichnete Pfeil zeigt die Minimalanforderung für akzeptierte Ereignisse.

das Minimum im der Driftzeitverteilung näherungsweise als Ereigniszeitpunkt benutzt werden kann[29].

Eine genauere Bestimmung des Ereigniszeitpunkts erhält man aus der Anpassung des Spurmodells an die Datenpunkte im Rahmen der Spurrekonstruktion[104]. In Abb. 6.5a ist diese Größe $t_0 - < t_0 >$ aufgetragen. Man erkennt einen deutliche Häufung um den erwarteten Ereigniszeitpunkt bei $t_0 - < t_0 >= 0$ mit einem starken Abfall um nahezu zwei Größenordnungen auf ein Untergrundniveau, das Ereignissen zugeschrieben wird, die nicht durch ep-Wechselwirkungen verursacht wurden. Abb. 6.5b zeigt einen Auschnitt der Verteilung um den Nullpunkt. Aus der eingezeichneten Anpassung einer Gaußfunktion erhält man eine Auflösung des Zeitsignales von $1.2\,ns$.

Vergleicht man diese Auflösung mit dem Zeitabstand zwischen zwei Strahlüberkreuzungen von $96\,ns$, erkennt man, daß mithilfe des Ereigniszeitpunkts eine wirksame Unterdrückung von Untergrund möglich wird, der zeitlich nicht mit dem HERA-

Zyklus korreliert ist. Bei der weiteren Analyse wurde daher für die Abweichung vom erwarteten Ereigniszeitpunkt gefordert

$$|t_0 - < t_0 > | < 5\,ns$$

.

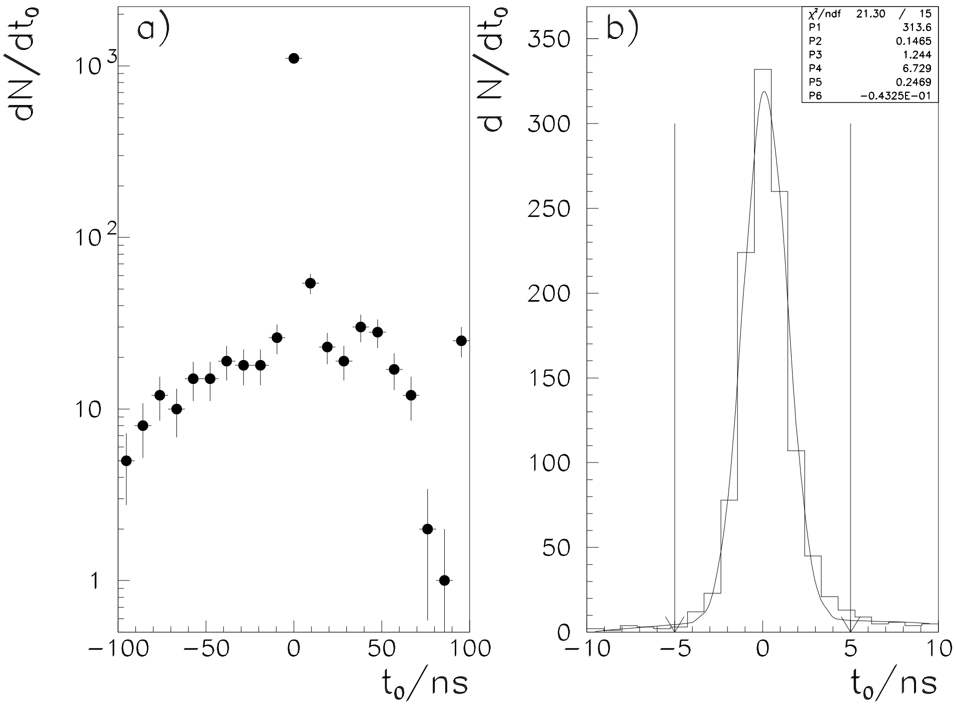

Abbildung 6.5: Verteilung des Ereigniszeitpunkts: a) alle betrachteten Ereignisse der Vorselektion b) Ausschnitt um den erwarteten Zeitpunkt für *ep*-Ereignisse. Die Pfeile deuten den für die weitere Analyse akzeptierten Bereich an.

6.2.4 Unterdrückung anhand der Information der Myonkammern

Einen wichtigen Beitrag zur Unterdrückung kosmischer Myonen liefert die Spurinformation des Myonsystems. Dazu kann ausgenutzt werden, daß die Energiedeposition in einem radiativen Myonereignis nahezu ausschließlich entlang der Myonbahn stattfindet und damit meist auch Kandidatenschauer entlang dieser Bahn gefunden werden.

In Abb. 6.6a ist die Verteilung des kleinsten räumlichen Abstands des Kandidatenschauers zu extrapolierten Spuren der Myonkammern Δ_{ITKR} dargestellt. Man erkennt deutlich die Häufung bei kleinen Abständen. Für die weitere Analyse wird deshalb ein Mindestabstand des Kandidatenschauers von $100\,cm$ zur nächsten rekonstruierten Spur des Myonsystems gefordert.

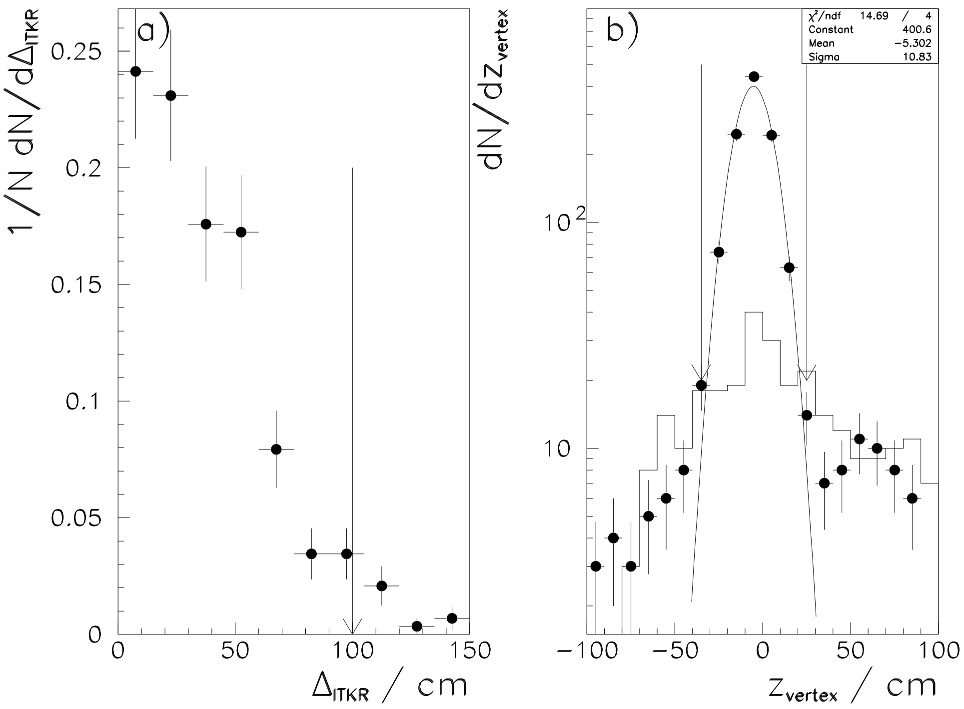

Abbildung 6.6: a) Abstand der Kandidatenschauer zur nächsten rekonstruierten Spur im Myonsystem und b) z-Vertex der zurückgewiesenen Ereignisse (—) und des verbleibenden Datensatzes (●). Die Kurve zeigt eine an die verbleibenden Ereignisse angepasste Gaußfunktion. Die Pfeile deuten den für die weitere Analyse akzeptierten z-Vertex Bereich an.

Im Histogramm in Abb. 6.6b ist die z-Vertex Verteilung der zurückgewiesenen Ereignisse im Vergleich zu akzeptierten Ereignissen dargestellt. Es zeigt sich eine für Nicht-ep-Ereignisse typische geringe Abhängigkeit von der Vertexposition. Um eventuell verbliebenen Nicht-ep-Untergrund zu unterdrücken wird für die weitere Analyse gefordert, daß die rekonstruierte Position des z-Vertex weniger als $30\,cm$ vom der mittleren Vertexposition $< z_{vertex} >\sim -5\,cm$ abweicht.

6.3 Strahl–Restgas- und Strahl–Wand–Ereignisse

Die Ereignisse dieser Klasse werden verursacht durch Wechselwirkung von Strahl-Protonen oder Elektronen mit Nukleonen der Restgasatome oder der Strahlrohrwand.

Proton-Restgas- bzw. Proton-Wand-Wechselwirkungen führen wegen ihres für die starke Wechselwirkung typischen großen Wirkungsquerschnitts für einige Triggerelemente zu Ansprechraten von $\sim 35\,kHz(\sim 70\,kHz)$ und machen diese Klasse zum dominierenden Untergrund auf den ersten Stufen der Auslesekette[105, 106]. Diese Ereignisse sind gekennzeichnet durch eine hohe geladene Spurmultiplizität und einen erhöhten Anteil von Protonen (und Deuteronen) aus dem getroffenen Kern. Durch den asymmetrischen Stoß eines $820\,GeV$-Protons mit dem ruhenden Kern ergibt sich eine starke Ausrichtung des Energieflusses in Protonrichtung.

Bei der hier durchgeführten Selektion von Ereignissen mit Energiedeposition von mehr als $4\,GeV$ im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters treten besonders eine Klasse von Proton-Wand Ereignisse hervor, bei der die eigentliche Wechselwirkung des Strahls bereits vor dem H1-Detektor stattgefunden hat. Zerfallsmyonen aus dieser Wechselwirkung bewegen sich auf Bahnen nahezu parallel zum Proton-Strahl und bilden so den sogenannten Strahl-Halo.

6.3.1 Myonen aus dem Strahl-Halo

Diese außen in den Detektor eindringenden Myonen können im elektromagnetischen Kalorimeter beträchtliche Energien deponieren (typisch: $5-30\,GeV$). Ein typisches Ereignis mit einem Myon aus dem Strahl-Halo ist in Abb. 6.7 gezeigt.

Man erkennt im elektromagnetischen Kalorimeter eine zusammenhängende Energiedeposition mit einer Gesamtenergie von $\sim 29\,GeV$, die die Auslese dieses Ereignises ausgelöst hat. In z-Richtung ausgehend von dieser Deposition erkennt man im elekromagnetischen und hadronischen Kalorimeter eine "Spur" eines minimal ionisierenden Teilchens die auch in der $z\phi$-Darstellung sichtbar ist.

Der größte Teil dieser Ereignisse wird bereits von der Ausleseelektronik anhand der Triggerelemente von Flugzeitsystem und Veto-Wand unterdrückt.

Der verbleibende Anteil an der aufgezeichneten Datenmenge hängt stark von den Strahlbedingungen und der Definition der Auslesekriterien ab. Ein relativ hoher Anteil wurde z.B. zu Anfang der Datennahmeperiode 1993 festgestellt, als erstmals Triggerbedingungen aktiviert wurden, die eine Ausleseentscheidung ausschließlich auf Grundlage der Kalorimeterinformation fällen.

Für einen Teil der Datennahmeperiode wurden die betreffenden Triggerelemente nicht der korrekten Paket-Kollision ("bunch crossing") zugeordnet, so daß ein Teil der Halo-Myon-Ereignisse nicht von der Triggerelektronik zurückgewiesen werden konnte (vgl. Abb. 6.8). Es wurden deshalb alle Ereignisse verworfen, für die im

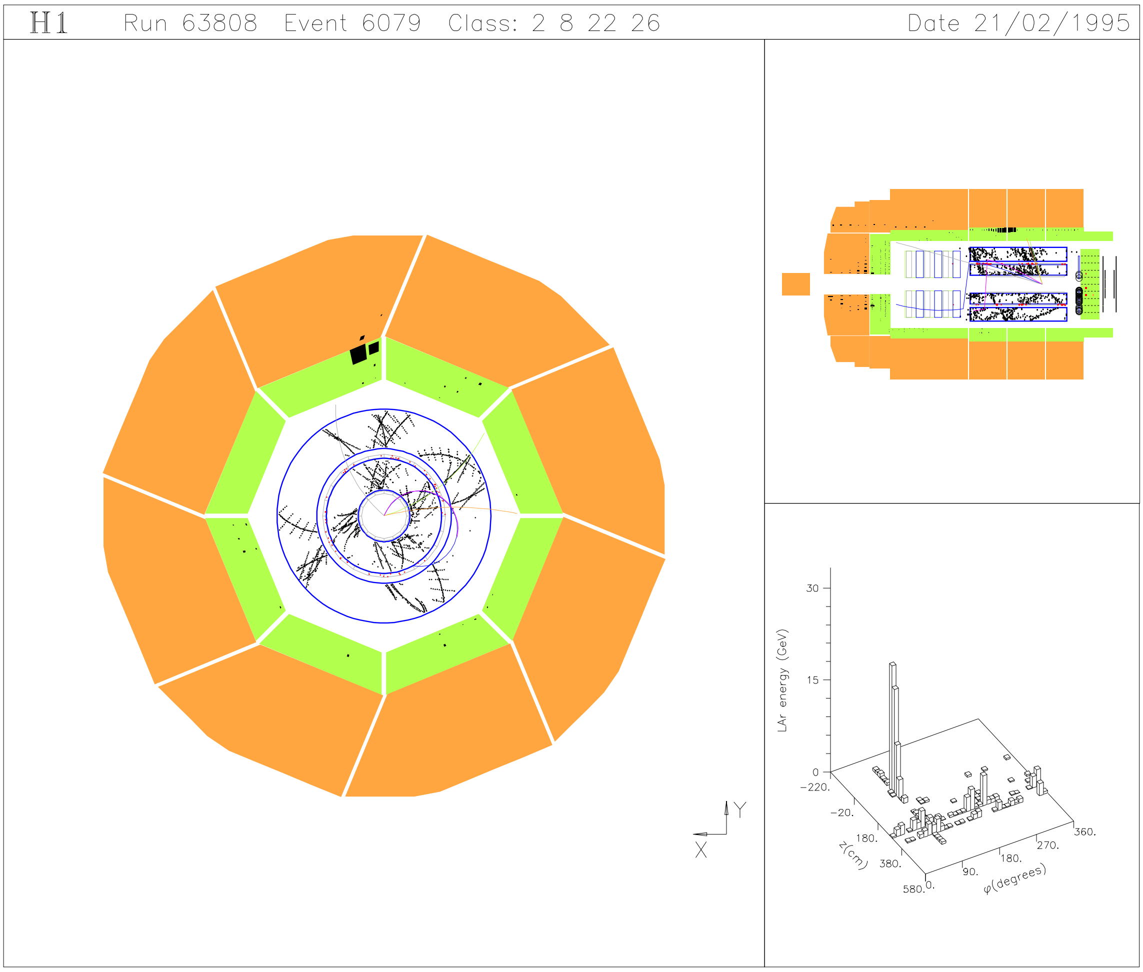

Abbildung 6.7: Beispiel für ein Ereignis, das durch ein Strahl-Halo Myon ausgelöst wurde

Intervall von $\pm 3 \cdot 96\,ns$ um den Auslesezeitpunkt das Triggerelement `TOF-BG` oder `VETO-OUTER-GLOBAL` gesetzt war.

Eine Möglichkeit, den Beitrag dieser Ereignisse zur Datenselektion stark zu reduzieren, besteht darin, zusätzlich zu einem Photon-Kandidaten im Kalorimeter mindestens eine gemessene Spur im zentralen Spurdetektor zu fordern. Wie die Untersuchung simulierter Ereignisse zeigt, wird durch eine solche Forderung nur ein geringer Anteil ($< 1\%$) von Ereignissen mit prompten Photonen verworfen, die die anderen Selektionskriterien erfüllen. Die Spurforderung konnte aus diesem Grund bereits in die Definition der Prompt-Photon Ereignisklasse der Auslesestufe 5 aufgenommen werden, um Untergrund möglichst frühzeitig zu unterdrücken.

Im verbleibenden Datensatz finden sich nur noch Halo-Myon-Ereignisse, bei denen entweder geladene Teilchen aus dem myoninduzierten Schauer in den Spurdetektor gelangen oder bei denen ein ep- oder Unterdrund-Ereignis mit der Energie-

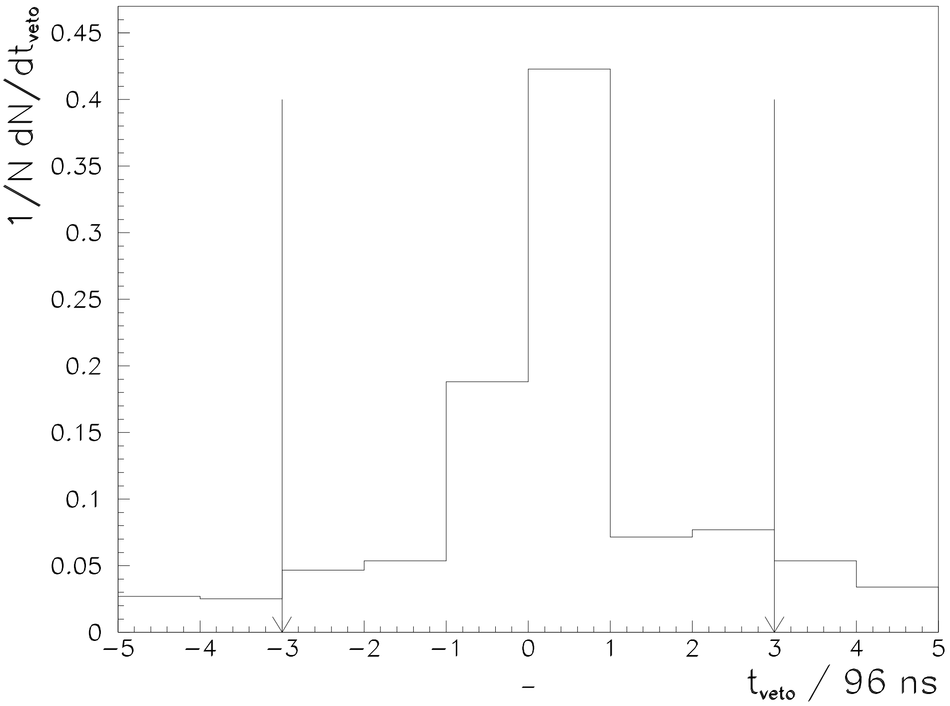

Abbildung 6.8: Zustand der Triggerelemente `TOF-BG` und `VETO-OUTER-GLOBAL` in der zeitlichen Umgebung selektierter Ereignisse

deposition eines Halo Myon überlagert ist.

Solche Ereignisse können bei der weiteren Datenanalyse erkannt werden, indem die Verteilung der deponierten Energie im Kalorimeter betrachtet wird. Im Fall eines Halo-Myon-Ereignisses wird ein Großteil der Energie in einem Zylinder mit einigen *cm* Radius parallel zur Strahlachse deponiert. In *ep*-Ereignissen mit zumeist radial verlaufenden Teilchenbahnen ist der Energieanteil in einem solchen Zylinder relativ gering. Das im folgenden benutzte Programm `QGMHALO` [107] nutzt diese Tatsache zur Unterdrückung von Untergrundereignissen dieser Art.

Der verbleibende Untergrundanteil durch Strahl-Gas und Strahl-Wand-Ereignisse kann aus den Meßdaten abgeschätzt werden anhand der Anzahl von selektierten Ereignissen, für die die Elektron- und Proton-Pakete am Wechselwirkungsort nicht gleichzeitig gefüllt waren ("pilot bunch"-Ereignisse). Während der Meßperiode 1993 wurden jeweils 84 Teilchenpakete zur Kollision gebracht, während 6 Proton- und 10 Elektronpakete ohne Kollisionspartner waren. Aus dem Anteil von 2 selektierten Ereignissen mit gefülltem Protonpaket ohne Kollisionspartner ergibt sich als Abschätzung für den Proton-induzierten Untergrund ein Anteil von 6 ± 4%. Es wurde kein Ereignis mit leerem Proton-Paket selektiert.

6.4 Ereignisse der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung

Der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Streuung eines Elektrons in das Flüssig-Argon Kalorimeter im Bereich kleiner Rapidität ($\eta < 0$) ist wesentlich größer als der Wirkungsquerschnitt für die Produktion prompter Photonen (Abb. 6.9). Aus diesem Grund muß auch der Beitrag von QED-Strahlungskorrekturen zu diesem Prozeß sowie die Beiträge durch eine Fehlrekonstruktion solcher Ereignisse als mögliche Quellen für Untergrundereignisse untersucht werden. Folgende Mechanismen sollen dazu näher untersucht werden:

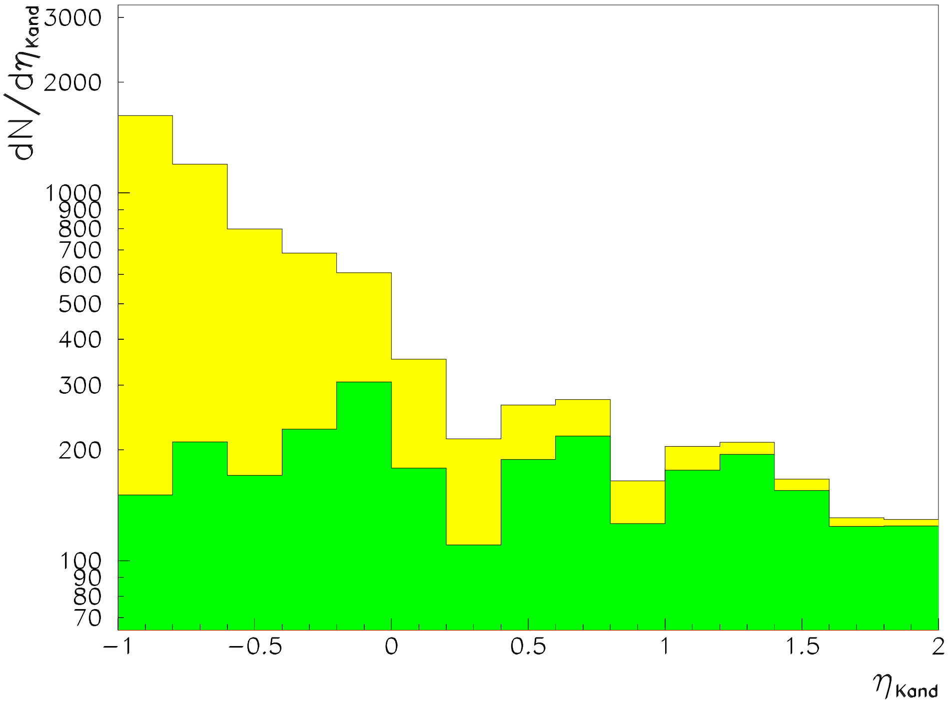

Abbildung 6.9: Simulationserwartung für die Produktion isolierter Kandidatenschauer in DIS-(hell) und Photoproduktionsereignissen (mittel)

- **Abstrahlung**
  Das Elektron strahlt ein Photon in das Flüssig-Argon Kalorimeter ab, das als

Prompt-Photon-Kandidat selektiert wird. Das Elektron kann in diesem Fall außerhalb des Akzeptanzbereiches der Kandidatenselektion liegen.

- **Fehlidentifikation**
  Der Elektron-Schauer im Flüssig-Argon Kalorimeter kann keiner rekonstruierten Spur zugeordnet werden und wird deshalb fälschlicherweise als Photon-Kandidat identifiziert.

6.4.1 QED-Strahlungskorrekturen zur *ep*-Streuung

Wie unter Abschnitt 4.2 beschrieben, ergibt sich als mögliche Untergrundquelle die Photonabstrahlung eines Elektrons im Anfangszustand (ISR) oder im Endzustand (FSR) der *ep*-Streuung. Die Häufigkeit einer solchen Abstrahlung fällt stark mit dem Winkel des Photons zum abstrahlenden Elektron. Da ein ISR-Photon, um den Akzeptanzbereich der Selektion zu erreichen, unter etwa 60^o zum Elektron abgestrahlt werden muß, wird nur ein sehr geringer Beitrag erwartet.

Eine ähnliche Argumentation gilt für die Photonabstrahlung eines Elektrons im Endzustand. Auch hier wird der Großteil der Photonen unter geringem Winkel zum Elektron abgestrahlt, so daß beide Teilchen im Flüssig-Argon Kalorimeter als einzelner, *geladener* Schauer rekonstruiert werden und somit nicht als Photon-Kandidat selektiert werden.

Im Fall, daß beide Teilchen getrennt rekonstruiert werden, kann je nach Aufteilung des Transversalimpulses das FSR-Photon als Kandidat selektiert werden. Die zusätzliche, vom Elektron deponierte Energie führt jedoch in diesem Fall meist zu einer mangelnden Isolation des Photons.

Der verbleibende Untergrundbeitrag aus beiden Strahlungskorrekturen wird anhand einer Monte Carlo-Studie untersucht.

6.4.2 Untergrund aus der Fehlidentifikation von DIS-Elektronen

Gestreute DIS-Elektronen sind im Gegensatz zu elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen aus Jet-Jet-Ereignissen im Normalfall stark isoliert. Sie balancieren näherungsweise den Transversalimpuls des Strom-Jets und werden daher in $\sim 98\%$ aller DIS-Ereignisse mit Elektron im Akzeptanzbereich der Selektion als Kandidatenschauer ausgewählt. Wegen der relativ geringen Abhängigkeit des DIS-Wirkungsquerschnitts ($Q^2 > 80\,GeV^2$) vom Transversalimpuls der gestreuten Elektronen, tragen fehlidentifizierte Elektronen haupsächlich bei hohen Tranversalimpulsen bei.

Die Trennung zwischen Elektron- und Photon-Schauern basiert auf der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Zuordnung einer rekonstruierten Spur des zentralen Spurdetektors (CJC). Die Wirksamkeit dieser Methode soll im folgenden demonstriert werden.

Abbildung 6.10a zeigt dazu die über alle Kalorimeterzellen summierte Größe y_{calo} gemeinsam für gemessene Ereignisse und Erwartungen aus Simulationrechnungen für verschiedene Prozesse.

$$y_{calo} = \frac{\sum_{Hadronen} E - p_z}{2E_e}$$

Zur Ereignisauswahl wurden alle Selektionskriterien bis auf den Ladungsschnitt angewandt. Man sieht, daß der Verlauf der Meßdaten gut durch die Summe der drei Simulationsanteile (DIS,Jet-Jet und Prompt-Photon) wiedergegeben wird. Weiter erkennt man die ausgeprägte Häufung der Meßdaten und der DIS-Simulation im Bereich $y_{calo} \sim 1$.

Diese Häufung ist typisch für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung. Im Unterschied zu Ereignissen der Photonproduktion wird hier das Strahlelektron mit dem Hauptdetektor nachgewiesen, so daß aus Energie- und Impulserhaltung näherungsweise folgt $y_{calo} \approx 1$.

Für Ereignisse der Photoproduktion entweicht das gestreute Elektron, ohne Energie im Hauptdetektor zu deponieren, unter kleinem Winkel, und die betrachtete Größe entspricht der aus dem hadronischen Endzustand bestimmten Inelastizität y_{jb}. In diesem Fall erwartet man eine dem Bremsstrahlungsspektrum ähnliche Verteilung.

Abbildung 6.10b zeigt die gleiche Verteilung, nachdem der Schnitt zur Unterdrückung geladener Teilchen angewendet wurde. In der Verteilung der Meßdaten erkennt man deutlich die starke Reduktion im Bereich $y_{calo} \sim 1$. Die Auswirkung des Schnittes auf die Meßdaten wird gut durch die Simulation beschrieben.

Sowohl die Vorhersage aus der DIS-Simulation als auch der Anteil der Meßdaten im Bereich, in dem der Untergrund erwartet wird, sind geringer als 5%. Dieser Anteil wird daher als Obergrenze des verbleibenden DIS-Untergrundes angesehen.

6.5 QED-Compton-Ereignisse

Der Wirkungsquerschnitt für QED-Compton-Prozeß fällt stark mit dem Winkel des Photons bzw. Elektrons im Endzustand zur Flugrichtung des einlaufenden Elektrons.

Wegen der geringen Erwartung für die Rate dieser Ereignisse wurde diese Ereignisklasse bei einer abschließenden visuellen Durchmusterung der selektierten Ereignisse ausgeschlossen. Insgesamt wurden insgesamt vier Ereignisse mit Photon und Elektron im Flüssig-Argon Kalorimeter gefunden (siehe Abb. 6.11).

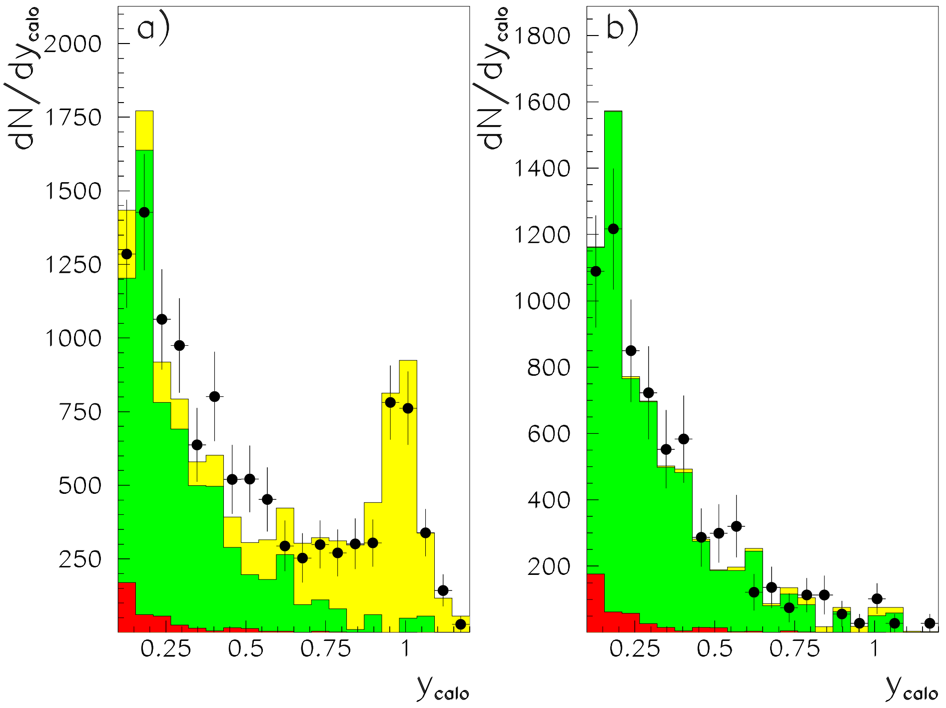

Abbildung 6.10: Verteilung der Variable y_{calo} a) vor und b) nach der Unterdrückung geladener Kandidaten für Daten (•) und simulierte Ereignisse. Die Anteile aus DIS- (hell), Jet- (mittel) und Prompt-Photon-Simulation (dunkel) sind übereinander dargestellt.

Ein Untergrund aus verbleibenden Ereignissen dieses Prozesses kann wegen der klaren Signatur ausgeschlossen werden.

6.6 Vergleich der vorselektierten Daten mit dem QCD-Modell

In den voherigen Abschnitten wurden die Beiträge der zu erwartenden Untergrundmechanismen zur Datenselektion für isolierte Photon-Kandidaten untersucht. Es wurden Auswahlkriterien entwickelt (zusammengefaßt in Tab. 6.1), mit denen sowohl der Nicht-ep-Untergrund als auch der Untergrund aus der tiefinelastischen Streuung auf einen Anteil von weniger als 6% reduziert werden konnten. Als wirksames Kriterium zur Unterdrückung von Ereignissen mit kosmischen Myonen hat sich der mit der Spurkammer bestimmte Ereigniszeitpunkt erwiesen. Durch die Spurzuordnung bei der Kandidatenselektion wird eine gute Unterdrückung von DIS-Elektronen er-

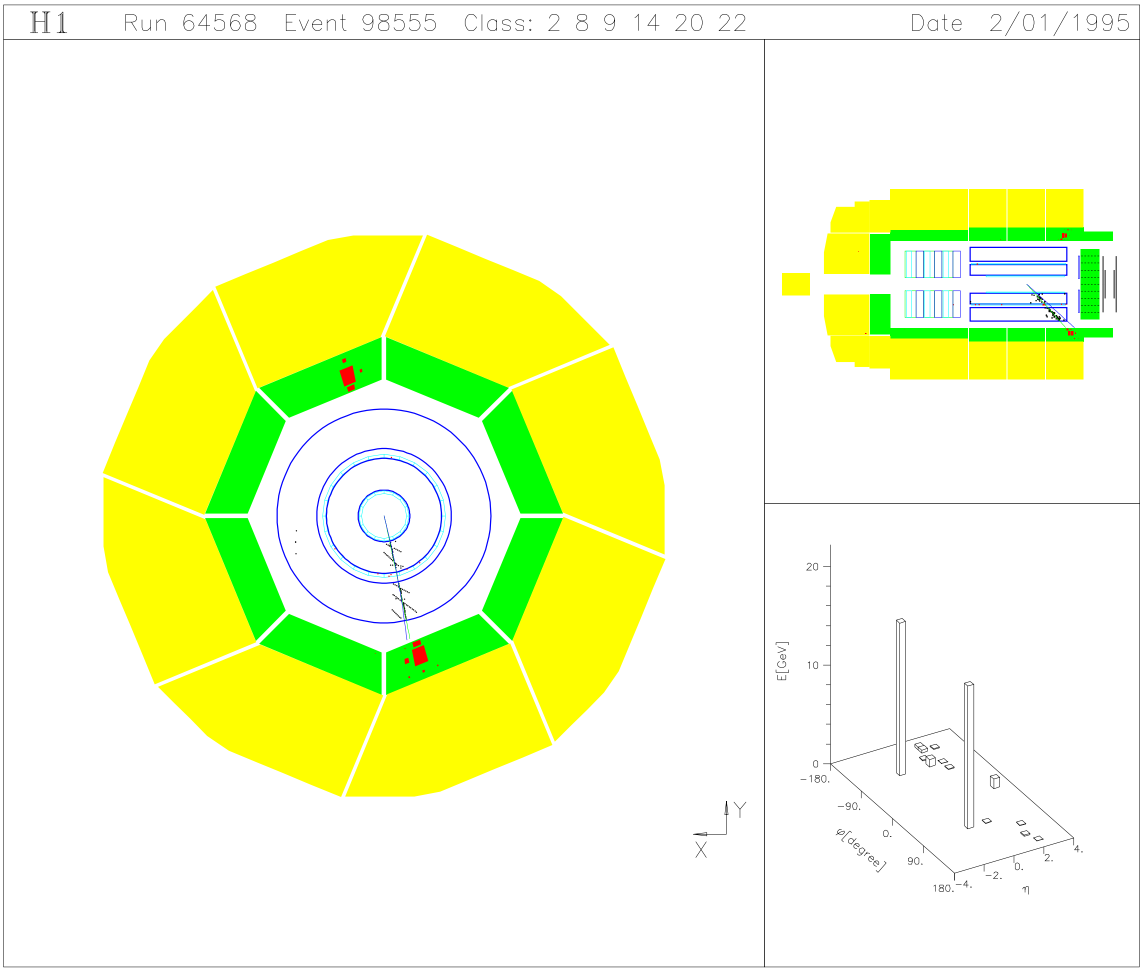

Abbildung 6.11: QED Compton Ereignis mit Elektron und Photon im Flüssig-Argon Kalorimeter

reicht.

Untergrundklasse	Ausschlußbedingung
kohärante Störungen	`QNOISE`
Halo-Myonen	`QGMHAL` $> 7.5\,GeV$ `TOF-BG` oder `VETO-GLOBAL`
kosmische Myonen	Spuranpassung mit `CJCOSF` $\Delta_{ITKR} < 100\,cm$ $\lvert t_0 - < t_0 > \rvert > 5\,ns$ $\lvert z_{vertex} - < z_{vertex} > \rvert > 30\,cm$

Tabelle 6.1: Weitere Schnitte zur Unterdrückung spezifischer Untergrundklassen

Zur Interpretation des verbleibenden Datensatz, werden im folgenden simulierte Prompt-Photon-, Jet- und DIS-Ereignisse verwendet. Verlässliche Vorhersagen für Meßdaten lassens sich aus der Simulation nur ableiten, wenn gezeigt werden kann, daß das Modell die wesentlichen Eigenschaften der Meßdaten beschreibt. Um dies zu belegen werden einige Verteilungen betrachtet, in denen Daten, für die eine ereignisweise Korrektur der Triggereffizienz durchgeführt wurde (vgl. Abschnitt 8.1), mit der Simulation verglichen werden.

Die Selektion der Ereignisse beruht wesentlich auf den kinematischen Variablen des Photon-Kandidaten. Die Verteilungen der Transversalenergie und der der Rapidität des Kandidaten sind in Abb. 6.12 zusammen mit den Simulationserwartungen für Prompt-Photon-, Jet- und DIS-Ereignisse dargestellt. Man erkennt eine insgesamt befriedigende Beschreibung der Daten im Rahmen der statistischen Fehler, die für Daten (Fehlerbalken) und Simulation in der gleichen Größenordnung liegen.

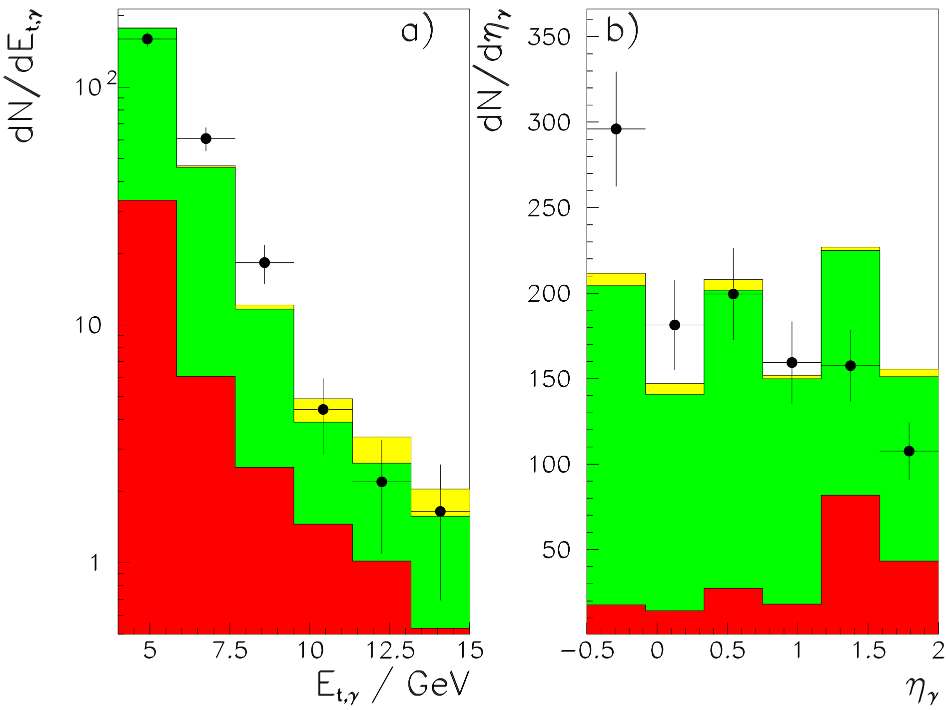

Abbildung 6.12: Vergleich der korrigierten Daten (●) mit der Simulation von Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignissen (hell): a) Transversalenergie und b) Rapidität des Photon-Kandidaten

Für die Teilmenge aller Ereignisse, bei denen ein zusätzlicher Jet gefunden wurde, sind die rekonstruierten Jet-Variablen in Abb. 6.13 gezeigt. Auch in diesen Verteilungen ergibt sich eine Übereinstimmung in der Rate der vorhergesagten Ereignisse, wenn auch die Rapiditätsverteilung der Jets in den Daten zu geringeren Rapiditäten verschoben scheint als in der Simulation.

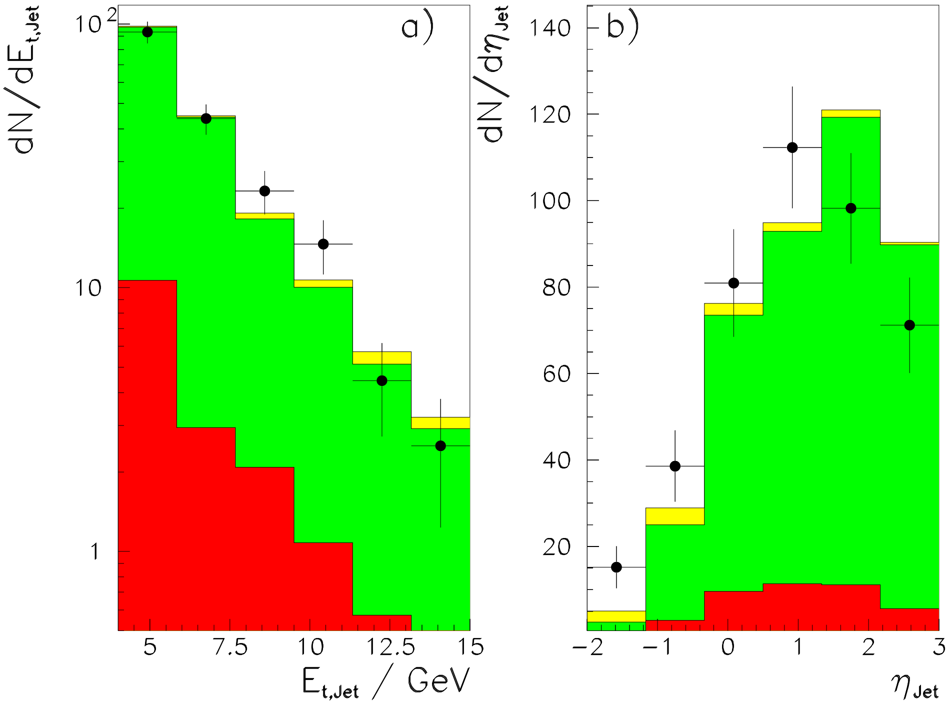

Abbildung 6.13: Vergleich der korrigierten Daten (●) mit der Simulation von Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignissen (hell): a) Transversalenergie und b) Rapidität des Jets

Die Abbildungen 6.14a und b zeigen für alle vorselektierten Ereignisse mit zusätzlichem Jet die Balance der Transversalenergie sowie die Differenz der Azimutwinkel von Photon-Kandidat und Jet.

In Abbildung 6.15 sind Summe und Differenz der Rapiditäten von Jet und Photon-Kandidat dargestellt. Die Summe der Rapiditäten hängt über

$$\eta_\gamma + \eta_{jet} \approx 2\eta^*$$

mit der Rapidität des Schwerpunktsystems der harten $2 \rightarrow 2$ QCD-Streuung zusammen. Die Differenz der Rapiditäten steht in Zusammenhang mit dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem des Parton-Prozesses θ^*.

$$\eta_\gamma - \eta_{jet} \approx \eta^*_\gamma - \eta^*_{parton} \approx -2 \ln \tan \frac{\theta^*}{2}$$

Da die Matrixelemente der harten QCD-Streuung eine unterschiedliche Abhängigkeit von θ^* besitzen[108], ist diese Größe z.B. sensitiv auf den Beitrag einzelner Graphen

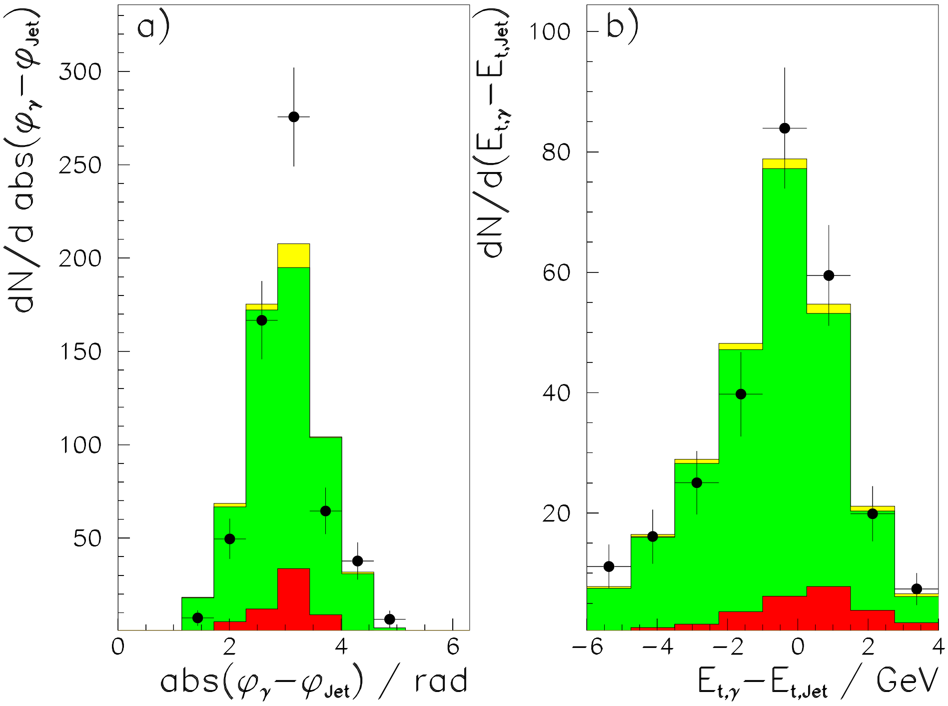

Abbildung 6.14: Vergleich der korrigierten Daten (●) mit der Simulation von Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignissen (hell): a) Azimutwikeldifferenz b) Differenz der Transversaleneergien von Photon-Kandidat und Jet

zur Datenselektion. Sieht man von der bereits in Abb. 6.15a sichbaren Verschiebung der Jet-Rapiditäten ab, ergibt sich auch in diesen Größen eine insgesamt befriedigende Übereinstimmung der Simulation mit den Meßdaten.

Abschließend werden die rekontruierten Partonimpulsanteile x_γ und x_p betrachtet, die in der Abbildung 6.16 dargestellt sind. Auch die Verteilung dieser Größe in den Daten wird durch die Simulation im Rahmen der statistischen Unsicherheiten vorhergesagt.

Wie in diesem Abschnitt anhand verschiedener Kontrollverteilungen demonstriert wurde, wird der selektierte Datensatz von 479 Ereignissen durch die Summe der Simulationserwartungen für Jet-Jet- und Prompt-Photon-Ereignisse beschrieben.

Die aus den Simulationsanteilen gewonnene Schätzung für den Anteil von Prompt-Photon-Ereignissen ist mit $\sim 14\%$ für einen direkten Nachweis des Prozesses noch zu gering. Es steht jedoch ein ausreichend untergrundfreier Datensatz von isolierten Photon-Kandidaten zur Verfügung, anhand dessen weitere Isolationsforderungen untersucht werden können, um zu einer höheren Anreicherung zu kommen.

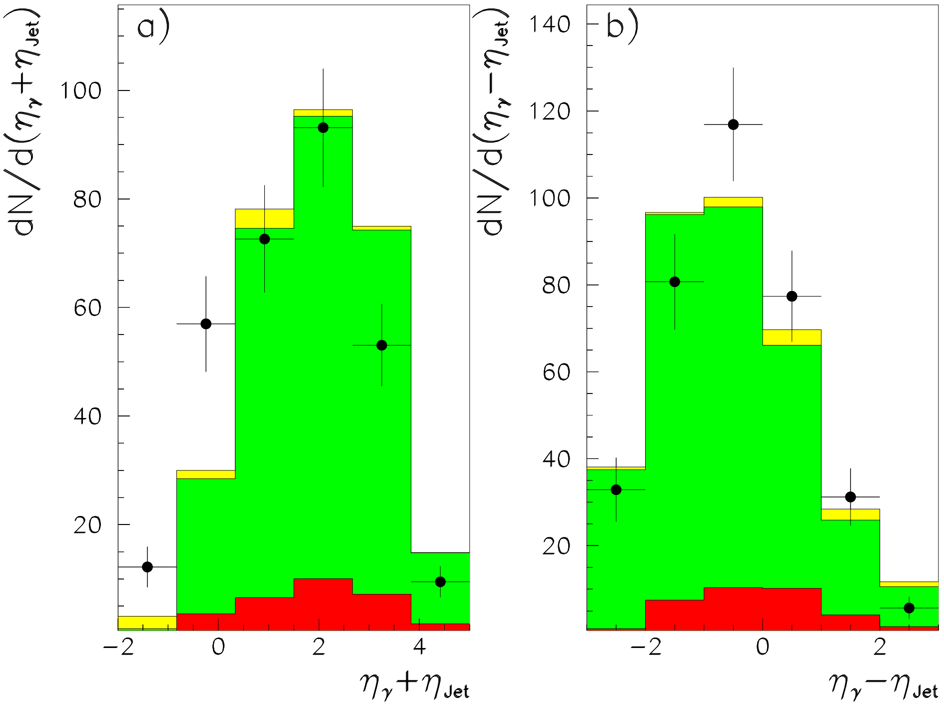

Abbildung 6.15: Vergleich der korrigierten Daten (•) mit der Simulation von Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignissen (hell): a) Summe und b) Differenz der Rapiditäten von Photon-Kandidat und Jet

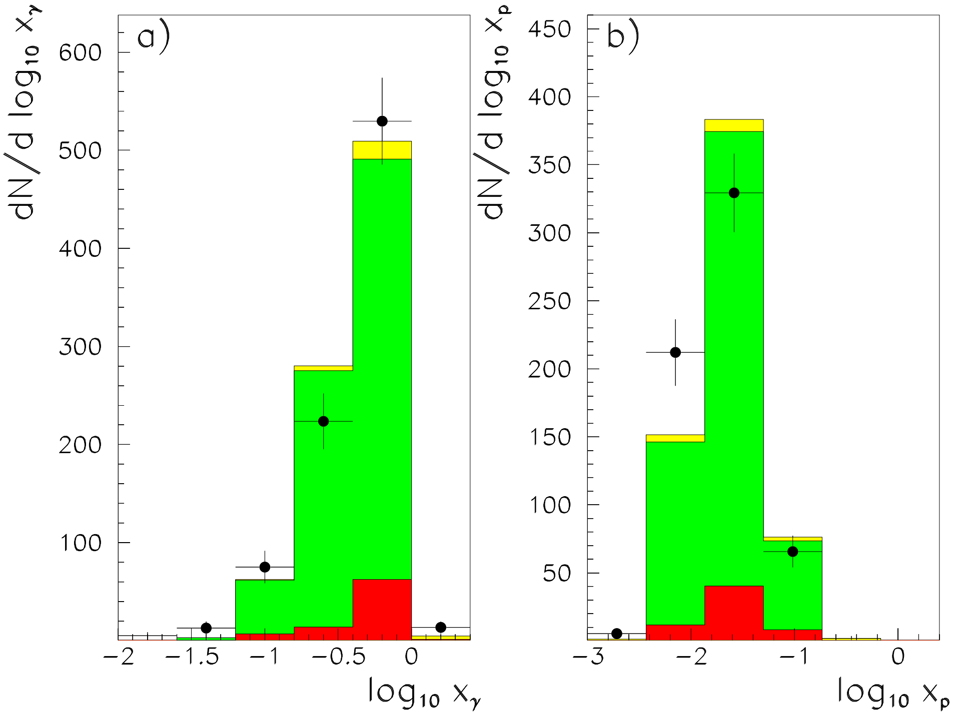

Abbildung 6.16: Vergleich der korrigierten Daten (•) mit der Simulation von Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignissen (hell): rekonstruierter Partonimpulsanteil a) x_γ b) x_p

Kapitel 7

Unterdrückung von Photonen aus Zerfällen neutraler Mesonen

Nach den bisher beschriebenen Untergrundschnitten wird der verbleibende Untergrund dominiert durch Photonen aus Zerfällen neutraler Mesonen. Die Untersuchung simulierter Ereignisse zeigt, daß der Hauptbeitrag von $\sim 80\%$ aus π^0-Zerfällen in zwei Photonen resultiert.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Der restliche Untergrund wird großteils durch η- und K_s^0-Zerfälle verursacht:

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$$
$$\eta \rightarrow 3\pi^0$$

$$K_s^0 \rightarrow 2\pi^0$$

Bei Laborimpulsen der Mesonen ab etwa $3\,GeV$ können Photonen aus dem π^0-Zerfall wegen ihres geringen Öffnungswinkels oft nicht mehr getrennt werden, so daß sie als einzelner, zusammenhängender Schauer rekonstruiert werden. Um diesen Untergrundbeitrag zu einer Selektion von Ereignissen mit Einzel-Photonen zu reduzieren, werden zusätzliche Anforderungen an die Isolation der Photon-Kandidaten gestellt[72, 73, 74, 75].

Motivation für eine solche Forderung ist die Tatsache, daß Pionen überwiegend während des Fragmentationsprozesses als Bestandteil eines Jets erzeugt werden, und somit selten isoliert von anderen Teilchen nachgewiesen werden.

Bei der Untersuchung von Prompt-Photon-Ereignissen aus Hadron-Hadron-Kollisionen wurde bislang hauptsächlich die kalorimetrische Information zur Definition der Isolation des Photon-Kandidaten benutzt. Bei diesen Untersuchungen wird im allgemeinen eine minimal deponierte Kandidatenenergie im Bereich von $10-15\,GeV$ gefordert. Wegen des bei HERA geringeren Produktionsquerschnittes, aber auch wegen der höheren Sensitivität für eine Bestimmung der Gluondichten, wird sich eine Untersuchung bei HERA auf Kandidaten geringerer Energien stützen. Eine geringerere Kandidatenenergie führt durch zwei Effekte dazu, daß der Anteil von Einzelphotonen in einem Datensatz mit isolierten Photon-Kandidaten geringer wird:

- Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Produktion prompter Photonen und die Produktion isolierter Photonen in der Fragmentation verschlechtert sich, da die Wahrscheinlichkeit für die Fluktuation eines Jets in ein einzelnes neutrales Meson mit abnehmender Jet-Energie und damit sinkender Teilchenzahl steigt.
- Der Einfluß des elektronischen Rauschens im Kalorimeter auf die Isolationsbestimmung nimmt zu.

Im folgenden werden deshalb zunächst verschiedene kalorimetrische Kriterien auf ihre Anwendbarkeit mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter des H1-Detektors untersucht. Zusätzlich werden auf Spurinformation basierende Kriterien entwickelt und in Kombination mit kalorimetrischen Methoden erprobt.

Wichtig ist in diesem Zusammenhang anzumerken, daß auch mithilfe von Isolationsschnitten keine eindeutige Identifikation eines einzelnen Ereignisses als Prompt-Photon-Ereignis oder als Untergrund möglich ist. Eine Möglichkeit zum systematischen Vergleich solcher Kriterien auf statistischer Basis bieten simulierte Ereignisse, für die der jeweils zugrundeliegende Prozeß bekannt ist. Alternativ wäre auch eine Untersuchung des Einflusses der Isolationsschnitte auf Daten mit verschiedener Teilchenmultiplizität um den Kandidaten denkbar. Wegen der bislang noch beschränkten Anzahl gemessener Ereignisse mit isolierten Kandidaten wird im folgenden von der Monte Carlo-basierten Methode Gebrauch gemacht.

Benutzt werden für diesen Zweck simulierte Prompt-Photon- und Untergrund-Ereignisse, die alle in Tab. 5.2 und 6.1 aufgeführten Selektionsschnitte erfüllen.

Um die verschiedenen Isolationskriterien miteinander vergleichen zu können, wurde für die untersuchten Kriterien die Akzeptanz eines Schnittes in der betreffenden Größe Prompt-Photon-Ereignisse A_γ, und der nach diesem Schnitt verbleibende Prompt-Photon-Anteil ρ jeweils gegen die Schnittgröße selbst aufgetragen. Diese Größen werden anhand von simulierten Ereignissen abgeschätzt:

$$A_\gamma \approx \frac{N^{iso}_{prompt}}{N^{all}_{prompt}}$$

Dabei steht N^{all}_{prompt} für die Anzahl aller vorselektierten Ereignisse der Prompt-Photon-Simulation und N^{iso}_{prompt} bezeichnet die Anzahl der Ereignisse, die zusätzlich die betreffende Isolationsforderung erfüllen. Als Schätzung für den Anteil von Einzel-Photonen wird

$$\rho \approx \frac{N^{iso}_{prompt}}{N^{iso}_{prompt} + N^{iso}_{bgr}}$$

benutzt, wobei N^{iso}_{bgr} für die Anzahl aller Ereignisse der Jet-Jet- und DIS-Simulation steht, die sowohl die Vorselektion als auch den betreffenden Isolationsschnitt passieren.

In der grafischen Darstellung dieser Größen kann die Lage eines Schnittes mit vorgegebener Photon-Akzeptanz bestimmt werden. Die dabei erzielte Reinheit des verbleibenden Datensatzes kann zur Beurteilung der Eignung der verschiedenen Kriterien für die Selektion von Prompt-Photon-Ereignissen dienen.

Um die Verläßlichkeit der Simulationsrechnung für die Vorhersage der betrachteten Größen zu überprüfen, wird jeweils die Verteilung der Meßdaten in der betreffenden Größe mit der Simulation verglichen. Die Beiträge pro Bin aus der DIS- und Jet-Jet-Untergrundsimulation sowie der Prompt-Photon-Simulation sind dazu *übereinander* aufgetragen. Das oberste Histogramm stellt also die Summe der drei Simulationsvorhersagen[1] dar (vgl. Abb. 7.1) und kann direkt mit den eingezeichneten experimentellen Datenpunkten verglichen werden.

7.1 Simulation von Untergrund mit Photonen aus Meson-Zerfällen

Erschwert wurde diese Untersuchung durch die geringe Statistik der zur Verfügung stehenden Untergrund-Simulation: die verwendeten Isolationsforderungen führen zu einem hohen Unterdrückungsfaktor von $\sim 5 \cdot 10^3$ für Untergrund-Ereignisse. Der statistische Fehler der bei H1 verfügbaren Simulationsrechnungen für Jet-Ereignisse lag deshalb im Bereich des statistischen Fehlers der experimentellen Daten.

Da ein Untergrund in derselben Größenordnung wie das Prompt-Photon-Signal ($\mathcal{O}(100)$ Ereignisse) erwartet wird, sollte eine der Anzahl von Ereignissen in den Meßdaten vergleichbare Anzahl von Untergrundereignissen mit isolierten Kandidaten zur Verfühgung stehen. Hieraus ergibt sich das $\sim 500\,000$ Untergrund-Ereignisse auf ihre Isolation untersucht werden müssen. Da die Detektorsimulation für ein Ereignis auf dem verwendeten Rechnersystem im Mittel $\sim 50\,s$ CPU-Zeit beansprucht, ist eine vollständige Simulation einer solchen Ereignisanzahl nicht mit angemessenem

---

[1] Der Beitrag der tiefinelastischen Streuung ist dabei, wie auch unter Abschnitt 6.4 beschrieben, im allgemeinen gering. Um zu prüfen, ob diese Ereignisklasse durch eine der Isolationsforderungen angereichert wird, werden diese Ereignisse im folgenden trotzdem weiter betrachtet.

Aufwand durchführbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb Größen untersucht, die eine Vorselektion potentiell isolierter Untergrundereignisse bereits anhand der Ausgabe des QCD-Ereignisgenerators erlauben. Als Grundlage hierfür diente ein Datensatz von ~ 500 simulierten Ereignissen, die die Kriterien der Vorselektion (vgl. Tab. 5.2 und 6.1) erfüllen. Eine Untersuchung der isolierten Kandidaten in diesem Datensatz zeigt, daß mehr als 97% alle Kandidatenschauer durch ein einzelnes π^0-, η- oder K_s^0-Meson ausglöst werden.

Um den in dieser Arbeit verwendeten Untergrunddatensatz zu erzeugen, wurden deshalb in 500 000 generierten Ereignissen alle π^0-, η- und K_s^0-Mesonen mit einem Transversalimpuls von mehr als $3\,GeV$ auf ihre Isolation überprüft. In Anlehnung an das in Abschnitt 7.2.1 beschriebenen Konus-Isolationskriterium wurde dazu der Energieanteil des betrachteten Mesons an der Energiesumme aller stabilen Generatorteilchen in einem Konus der halben Öffnung $R = 0.7$ um das Meson berechnet. In etwa 3000 Ereignisse wurden isolierte Mesonen mit mehr als 70% Energieanteil gefunden. Nur für diesen Datensatz wurde die vollständige Detektorsimulation durchgeführt. Die Anzahl der simulierten Ereignisse zur Beschreibung des Untergrunds aus Meson-Zerfällen konnte auf diese Weise etwa um den Faktor 3 vergrößert werden, wobei durch die Vorauswahl der Rechenzeitbedarf nur $\sim 5\%$ der Rechenzeit einer Simulation aller generierten Ereignisse betrug.

7.2 Kalorimetrische Isolationskriterien

Bislang wurden bei Speicherring-Experimenten Isolationskriterien auf Basis der im Kalorimeter deponierten Energie eingesetzt. Die Hauptvorteile solcher Größen ergeben sich aus dem großen Akzeptanzbereich der Kalorimeter und der Berücksichtigung neutraler Teilchen.

7.2.1 Konus-Isolationskriterien

Die zur Anreicherung von Prompt-Photon-Ereignisse in der Hadroproduktion herangezogenen Kriterien definieren die Kandidatenisolation über den Vergleich der Kandidatenenergie[2] mit der Energie E_{Konus}, die in einem konzentrischen Konus um den Kandidaten mit der halben Öffnung[3] $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ deponiert wurde. Dabei besteht die Möglichkeit, entweder den relativen Anteil zusätzlicher Energie $\epsilon = E_{\text{Kandidat}}/E_{\text{Konus}}$ zu betrachten oder den Absolutwert der zusätzlichen Energie $\delta E = E_{\text{Konus}} - E_{\text{Kandidat}}$ als Kriterium zu benutzen.

---

[2] Als Kandidatenenergie wird die in Abschnitt 5.1 beschriebene "Schauerenergie" auf der elektromagnetischen Energieskala benutzt.

[3] Die halbe Öffnung des Konus wird auch als Radius bezeichnet.

In beiden Fällen wird eine gute Trennung zwischen Ereignissen mit Einzel-Photonen und Photonen aus einem Mesonzerfall in einem Jet dann erreicht, wenn die Kandidatenenergie E_{Kandidat} die gesamte Energie der prompten Photonen bzw. der Zerfallsphotonen umfaßt aber keine Energie weiterer Teilchen. Der Isolationskonus sollte einen möglichst großen Teil der zusätzlich deponierten Energie weitere Jetkonstituenten erfassen. Der Konusradius R liegt deshalb typischerweise in der Größenordnung der mittleren Jetausdehnung (R=0.5 bis 1.0). Bei der Bestimmung eines für die Prompt-Photon-Selektion günstigen Radius muß jedoch der Beitrag des kalorimetrischen Rauschens berücksichtigt werden. Mit steigenden Konusradien steigt auch die Energiefluktuation durch Rauschsignale, so daß im Interesse einer ausreichenden Photon-Akzeptanz ein größerer Anteil "zusätzlicher Energie" toleriert werden muß. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß bei der H1-Detektorsimulation den generierten Teilchen "Rauschereignisse" überlagert werden, die unkorreliert mit ep-Wechselwirkungen aufgezeichnete wurden[88, 109]. Auf diese Weise wird auch bei der Simulation der Beitrag des gemessenen Kalorimeterrauschens berücksichtigt.

In den Abbildungen 7.1a, 7.2a und 7.3a ist für drei unterschiedliche Konusradien der Verlauf der Isolationsgröße in Meßdaten und Simulation dargestellt. Man erkennt, daß die Meßdaten gut durch die Summe der Simulationsanteile beschrieben werden. Die Abbildungen 7.1b, 7.2b und 7.3b zeigen den aus der Simulation bestimmten Verlauf der Akzeptanz $A(\epsilon_{cut})$ und den Anteil von Ereignissen mit Einzel-Photonen an der verbleibenden Datenmenge $\rho(\epsilon_{cut})$ in Abhängigkeit von der Lage eines Schnittes in der betreffenden Isolationsgröße.

Den Abbildungen ist zu entnehmen, daß bei Forderung einer höheren Isolation des Kandidaten auch der Prompt-Photon-Anteil ρ steigt, wobei die Photon-Akzeptanz A sinkt. Vergleicht man die Form der Verteilungen 7.1a bis 7.3a, so erkennt man, daß mit steigendem Radius zwar der Häufungspunkt bei großer Isolation ($\epsilon \sim 1$) weniger ausgeprägt ist, daß aber gleichzeitig der relative Untergrundanteil in diesem Bereich geringer wird. Diese Tatsache zeigt sich auch im Vergleich des erzielten Einzel-Photon-Anteils nach einem Schnitt in der entsprechenden Größe mit festgelegter Photon-Akzeptanz. Bei einem Konus-Radius von $R = 0.5$ erreicht man eine Photon-Akzeptanz von 80% durch einen Schnitt bei $\epsilon_{min} = 0.97$, und erzielt damit einem Photon-Anteil von 22%. Bei einem Konus-Radius von $R = 1.0$ erreicht man die gleiche Akzeptanz durch einen Schnitt bei $\epsilon = 0.86$ mit einem Photon-Anteil von 26%.

Auch der Verlauf der absoluten Energiedifferenz zwischen Kandidat und Isolationskonus wird, wie die Abbildungen 7.4a bis 7.6a belegen, durch die Simulation beschrieben. Ein auf dieser Größe beruhendes Selektionskriterium erreicht jedoch für die drei untersuchten Radien nur einen geringeren Photon-Anteil von $\sim 16\%$ bei 80% Akzeptanz. Der relative Energieanteil im Isolationskonus ist damit als Kriterium vorzuziehen.

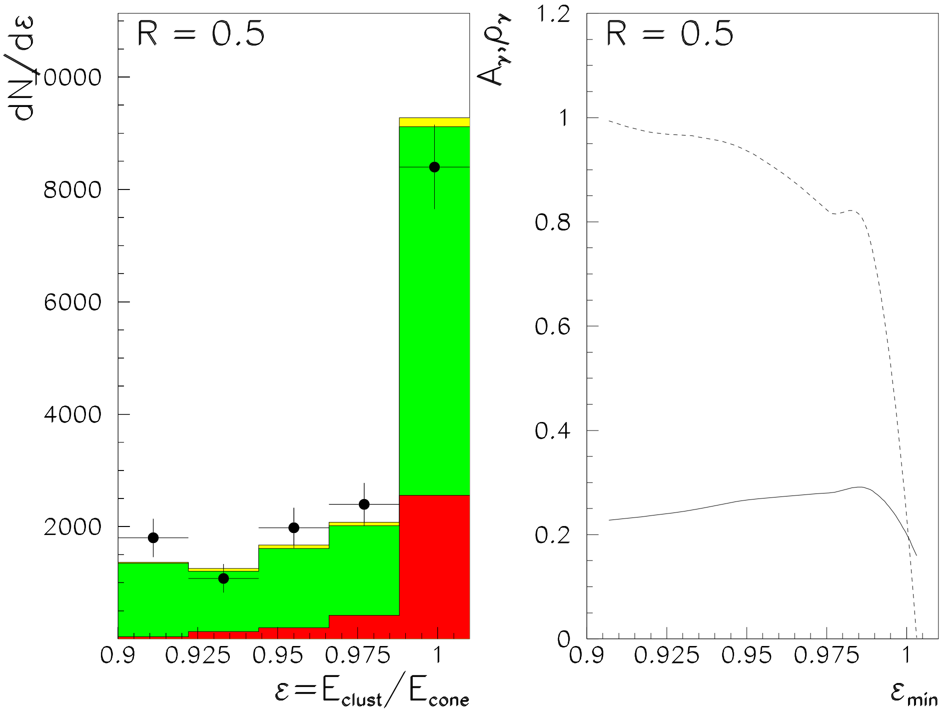

Abbildung 7.1: Relativer Energieanteil ϵ des Kandidaten für einen Isolationskonus mit Radius R=0.5 a) korrigierte Daten (•) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in ϵ.

7.2.2 Transversalenergie der Zellen in der Kandidatenhemisphäre

Als weitere kalorimetrische Isolationsgröße wird die Transversalenergie von Kalorimeterzellen in der gleichen Azimutwinkel-Hemisphäre wie der Kandidatenschauer betrachtet[4], wobei nur die Kalorimeterzellen berücksichtigt werden, die nicht bereits dem Kandidatenschauer zugeordnet sind.

$$E_{t,proj} = \sum_{|\varphi_{cell}-\varphi_{kand}|<\pi/2} E_{t,cell} \cdot \cos(\varphi_{cell} - \varphi_{kand})$$

In Abb. 7.7a ist diese Größe für Prompt-Photon- und Jet-Jet-Ereignisse den Meßdaten gegenübergestellt. Abb. 7.8a zeigt die mit der Transversalenergie skalierte Größe $E_{t,proj}/E_t^{kand}$. Auch hier werden die Daten befriedigend durch die Simula-

---

[4] Eine ähnliche Größe wird im Programm `QSEPT` der `H1PHAN`-Bibliothek minimiert, um isolierte Elektron-Kandidaten zu selektieren.

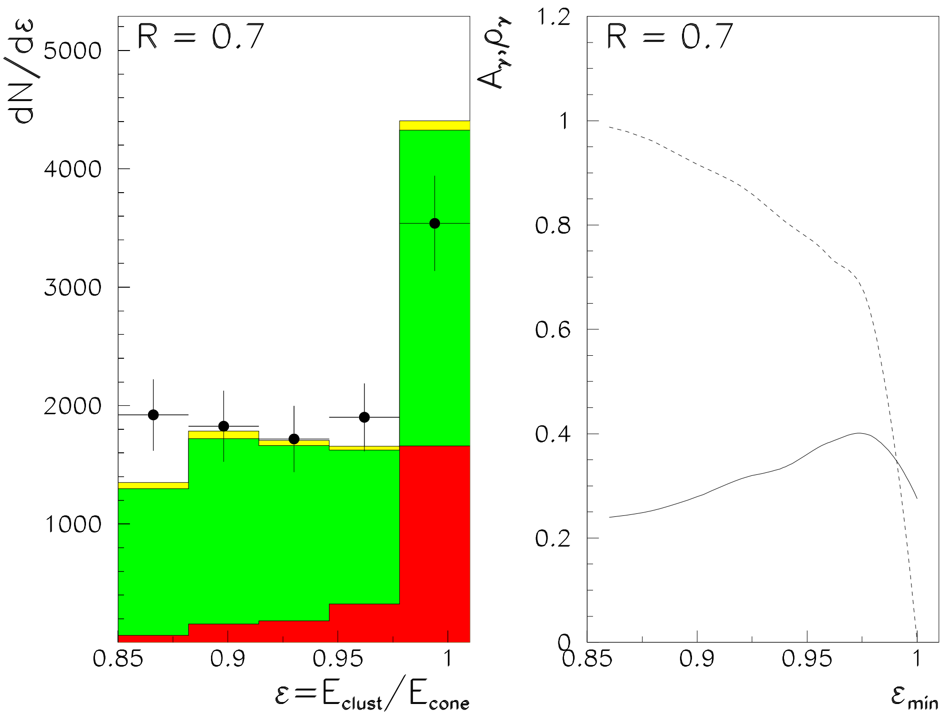

Abbildung 7.2: Relativer Energieanteil ϵ des Kandidaten für einen Isolationskonus mit Radius R=0.7 a) korrigierte Daten (•) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in ϵ.

tion beschrieben. In beiden Fällen zeigt sich eine gute Trennung zwischen Prompt-Photon-Ereignissen und Untergrund. Der Verlauf von Prompt-Photon-Akzeptanz und -Reinheit in den Abbildungen 7.7b und 7.8b zeigt, daß für beide Größen bei einer Photon-Akzeptanz von 60% ein Photon-Anteil von 60% erreicht wird. Diese Kriterien sind damit den Konuskriterien vorzuziehen.

7.3 Isolationskriterien auf der Basis von Spuren geladener Teilchen

Neben kalorimetrischen Größen kann auch die Information des Spurdetektors zur Definition von Isolationskriterien dienen. Der Hauptvorteil dieser Detektorkomponente liegt in der hohen Effizienz, mit der auch niederenergetische geladene Teilchen in der Umgebung des Kandidaten nachgewiesen werden. Die aus einer Simulationsrechnung bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren mit einem Transversal-

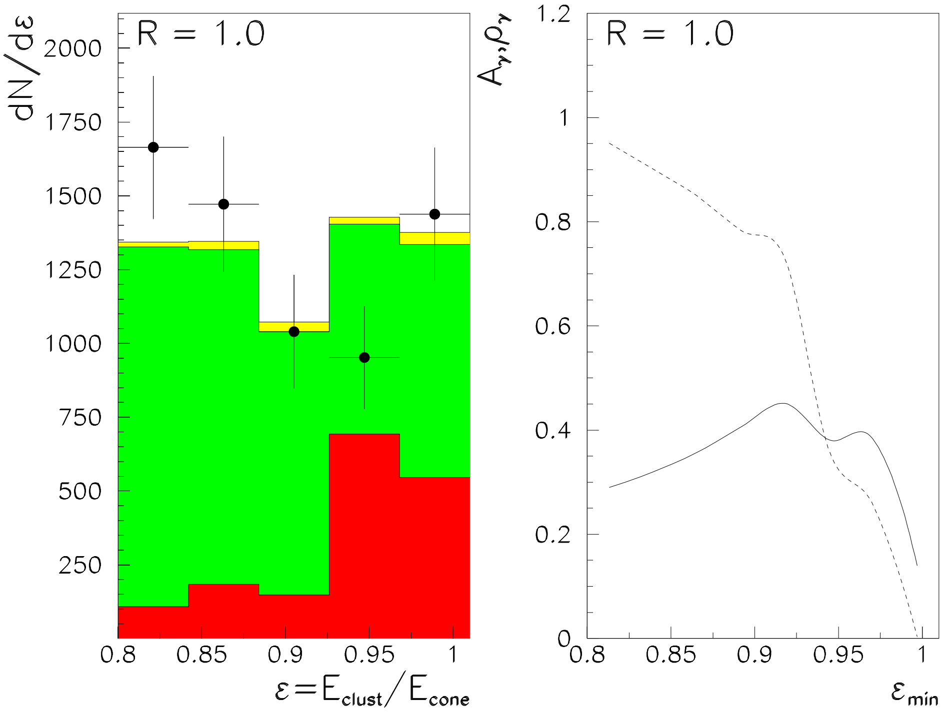

Abbildung 7.3: Relativer Energieanteil ϵ des Kandidaten für einen Isolationskonus mit Radius R=1.0 a) korrigierte Daten (•) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in ϵ.

impuls von mehr als 200 MeV liegt bei mehr als 93%[110]. Nachteilig gegenüber den kalorimetrischen Größen ist die zusätzliche Fluktuation durch nicht nachgewiesene neutrale Teilchen.

7.3.1 Abstand der nächsten rekonstruierten Spur

Eine Größe, die im folgenden untersucht werden soll, ist der Abstand zwischen Kandidat und nächster rekonstruierter Spur. Wie im Fall der Ladungsbestimmung der Kandidaten (siehe Abbschnitt 5.3), steht auch hier bei der Spurauswahl nicht die genaue Rekonstruktion der Spurparameter sondern die Nachweiswahrscheinlichkeit im Vordergrund. Als Spurselektion wurden deshalb die in Tab. 5.1 beschriebenen Kriterien dahingehend erweitert, daß Spuren bereits ab einem minimalen Transversalimpuls von $p_t > 200\ MeV$ akzeptiert wurden. Für diese Spuren wurde jeweils der nächste Abstand im Azimutwinkel zum Kandidaten und in Bezug auf den Abstand $R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}$ bestimmt. Abb.7.9 und 7.10 zeigen die Verteilungen beider Größen für die drei Simulationsrechnungen und die Meßdaten. Man erkennt den stei-

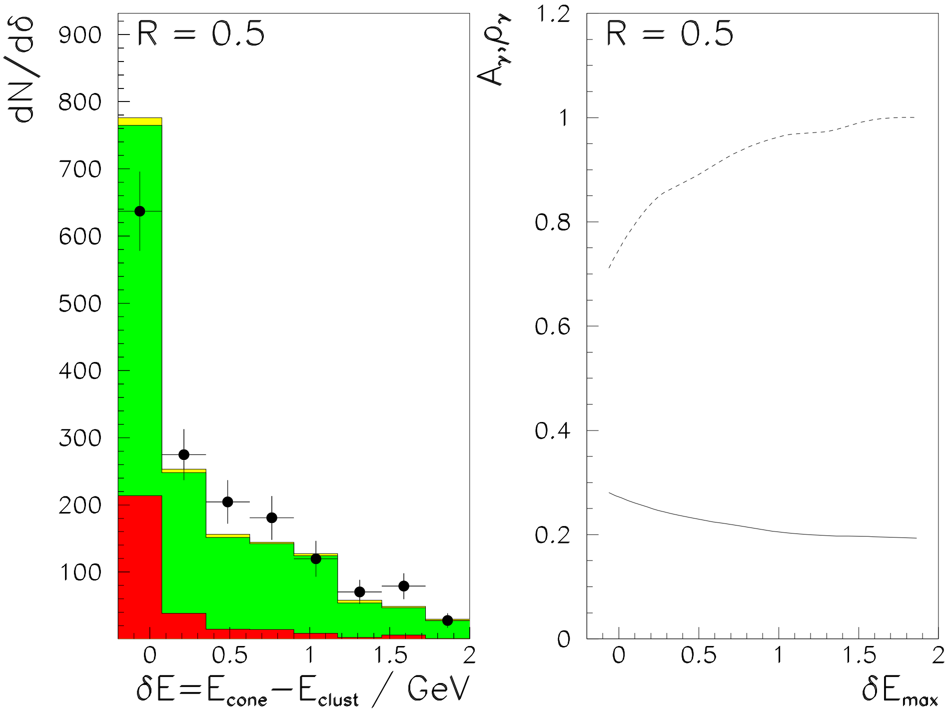

Abbildung 7.4: Energiedifferenz δE zwischen dem Kandidaten und einem Isolationskonus mit Radius R=0.5 a) korrigierte Daten (●) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in δE.

len Abfall der Verteilungen für große Entfernungen zwischen Kandidat und nächster Spur im Fall von Jet-Ereignissen. Für Ereignisse mit prompten Photonen ergibt sich eine relativ flache Verteilung, deren Beitrag für große Abstände ($R > 1$ bzw. $|\Delta\varphi| > 1$) den Beitrag der Untergrundereignisse übersteigt. Zum Vergleich mit den anderen Isolationskriterien ist in Abb.7.9b der Verlauf von Photon-Akzeptanz und Photon-Anteil für einen Schnitt diesen Größen dargestellt. Es zeigt sich, daß bei gleicher Photon-Akzeptanz von 80% der Photon-Anteil mit $\sim 40\%$ nahezu doppelt so groß ist wie im Fall des kalorimetrischen Isolationskonus. Das auf dem Abstand in $\Delta\eta$ und $\Delta\varphi$ beruhende Kriterium R erreicht dabei mit einem Photon-Anteil mit $\sim 40\%$ einen höheren Photon-Anteil und ist damit dem einfachen Abstand $\Delta\varphi$ vorzuziehen.

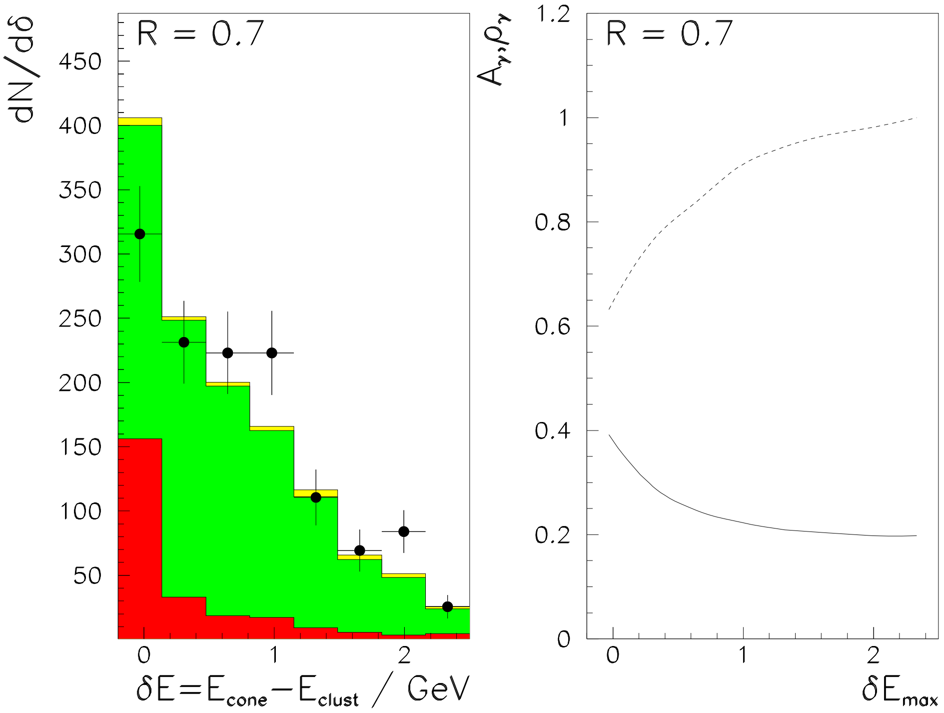

Abbildung 7.5: Energiedifferenz δE zwischen dem Kandidaten und einem Isolationskonus mit Radius R=0.7 a) korrigierte Daten (•) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in δE.

7.3.2 Transversalimpuls der Spuren in der Kandidatenhemisphäre

Ähnlich zu der in Abschnitt 7.2.2 definierten Größe kann auch aus dem Tranversalimpuls der Spuren in der Kandidatenhemisphäre ein globales Isolationskriterium gebildet werden:

$$p_{t,proj} = \sum_{|\varphi_{spur} - \varphi_{kand}| < \pi/2} p_{t,spur} \cos(\varphi_{spur} - \varphi_{kand})$$

7.3.3 Bewertung der verschiedenen Isolationskriterien

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß unter den kalorimetrischen Kriterien die Methoden, die eine größere Region betrachten, günstiger abschneiden. Im Vergleich zu den Konuskriterien liefert die Größe $E_{t,proj}$ eine stärkere Unterdrückung von Untergrundereignissen bei gleicher Photon-Ausbeute.

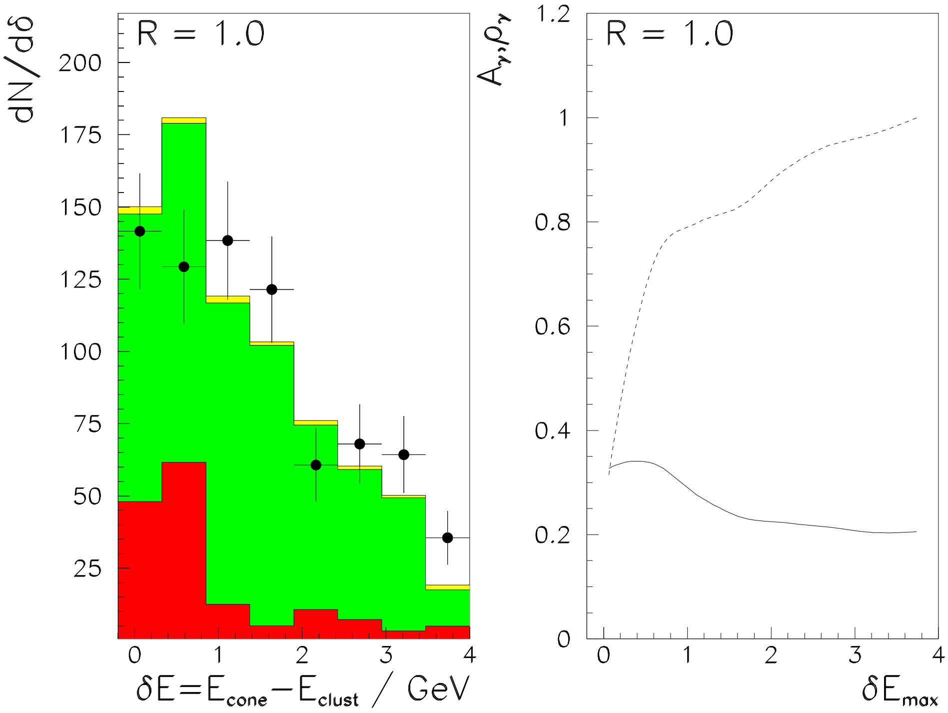

Abbildung 7.6: Energiedifferenz δE zwischen dem Kandidaten und einem Isolationskonus mit Radius R=1.0 a) korrigierte Daten (●) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in δE.

Isolationskriterien auf Spurbasis stellen in dem hier betrachteten Bereich relativ niedriger Kandidaten-Energien eine wirksame und unabhängige Ergänzung zu kalorimetrischen Kriterien dar.

Um eine möglichst gute Untergrundunterdrückung bei geringen Photonverlusten zu erreichen, bietet sich wegen der vergleichsweise geringen Korrelation besonders die Kombination einer lokalen Größe wie dem Abstand zur nächsten Spur mit einer globalen Größe wie $E_{t,proj}$ an.

Als endgültige Ereignisauswahl werden deshalb zusätzlich zu den in Abschnitt 5.2 und 6.1 beschriebenen Auswahlkriterien die in Tabelle 7.1 zusammengestellten Isolationskriterien angewandt.

Projektion der Zellenergien	$E_{t,proj} < 2.5\,GeV$
Abstand der nächsten Spur	$R > 1.5$

Tabelle 7.1: Isolationsschnitte zur Reduzierung von Photonen aus der Fragmentation

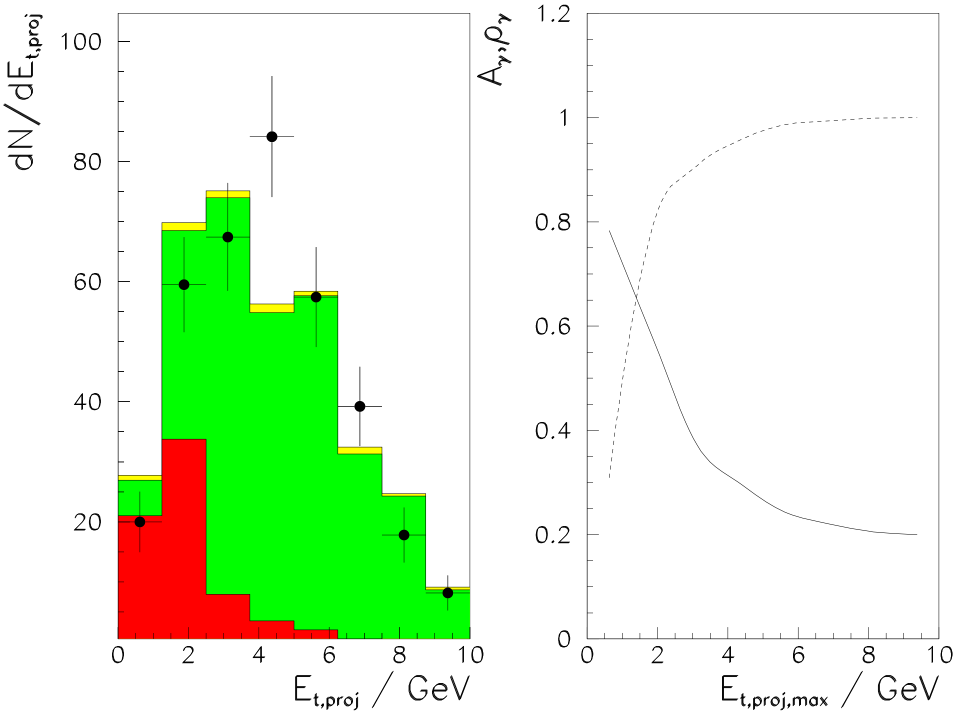

Abbildung 7.7: Verteilung der Größe $E_{t,proj}$ a) korrigierte Daten (•) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in $E_{t,proj}$.

7.4 Endgültiger Datensatz mit isolierten Photonkandidaten

Aus 479 Ereignissen der Vorselektion verbleiben 37 Ereignisse, die die endgültige Ereignisselektion für isolierte Photon-Kandidaten bilden. Für die Untermenge von 22 Ereignissen wurde ein zusätzlicher Jet gefunden. Dieser Anteil stimmt im Rahmen der statistischen Fehler mit den Erwartungen aus der Simulationsrechnung von 54% überein.

Der geschätzte Anteil an Ereignissen mit Einzel-Photonen ρ_γ konnte durch die zusätzlichen Isolationsforderungen von 15% für die Vorselektion auf 75 ± 14% vergrößert werden. Der angegebene Fehler beinhaltet ausschließlich die Unsicherheit durch die begrenzte Statistik der Simulation.

Abbildung 7.12 zeigt als Beispiel ein Ereignis aus diesem Datensatz. Einige rekonstruierte Größen dieses Ereignises sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.

Man erkennt einen isolierten Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter mit

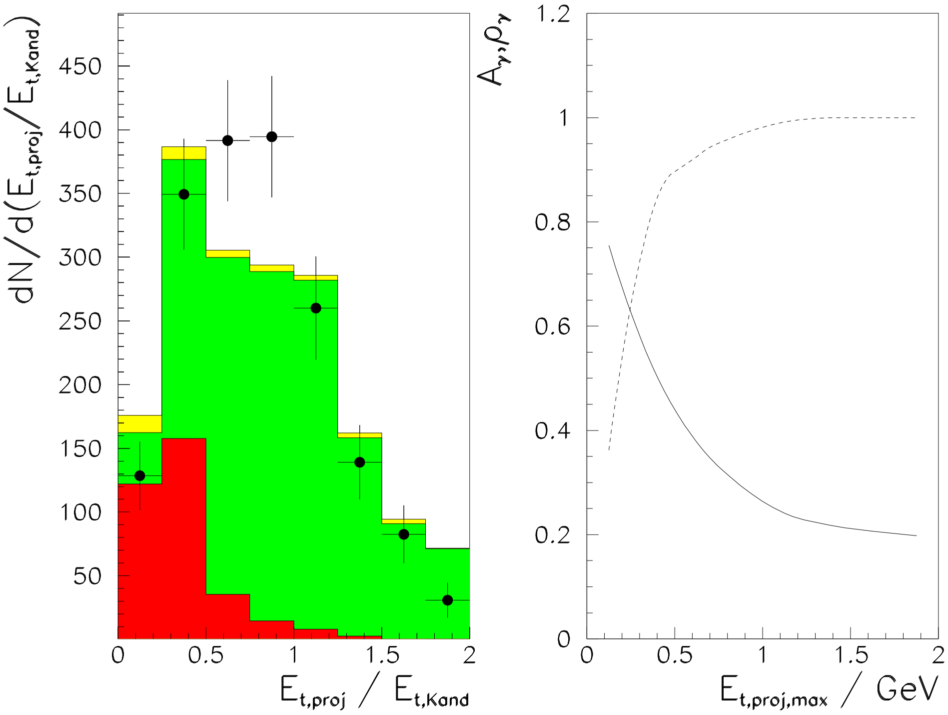

Abbildung 7.8: Verteilung der Größe $E_{t,proj}/E_{t,Kand}$ a) korrigierte Daten (•) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in $E_{t,proj}/E_{t,Kand}$.

einer Transversalenergie von $E_{t,\gamma} = 14.8\,GeV$ der sowohl in E_t als auch in φ durch einen rekonstruierten Jet balanciert wird. Der Schauer des Photonkandidaten liegt großteils im elektromagnetischen Kalorimeter ($E_{em}/E = 96\%$) und ist relativ kompakt – die vier Kalorimeterzellen des Schauers höchster Energiedichte tragen allein etwa 85% der Schauerenergie – so daß es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um einen elektromagnetischen Schauer handelt. In der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters wurde keine deponierte Energie nachgewiesen, was gegen die Hypothese eines fehlidentifizierten Elektron-Schauers spricht. Ebenso zeigt die Spurkammer in der gesamten oberen Detektorhälfte keine Einträge von Spuren geladener Teilchen. Der γ-Kandidat ist stark isoliert: Die nächste geladene Spur hat einen Azimutwinkelabstand von 167^o zum γ-Kandidaten der 99% der Energie in einem konzentrischen Konus mit dem Radius $R = 1.0$ trägt.

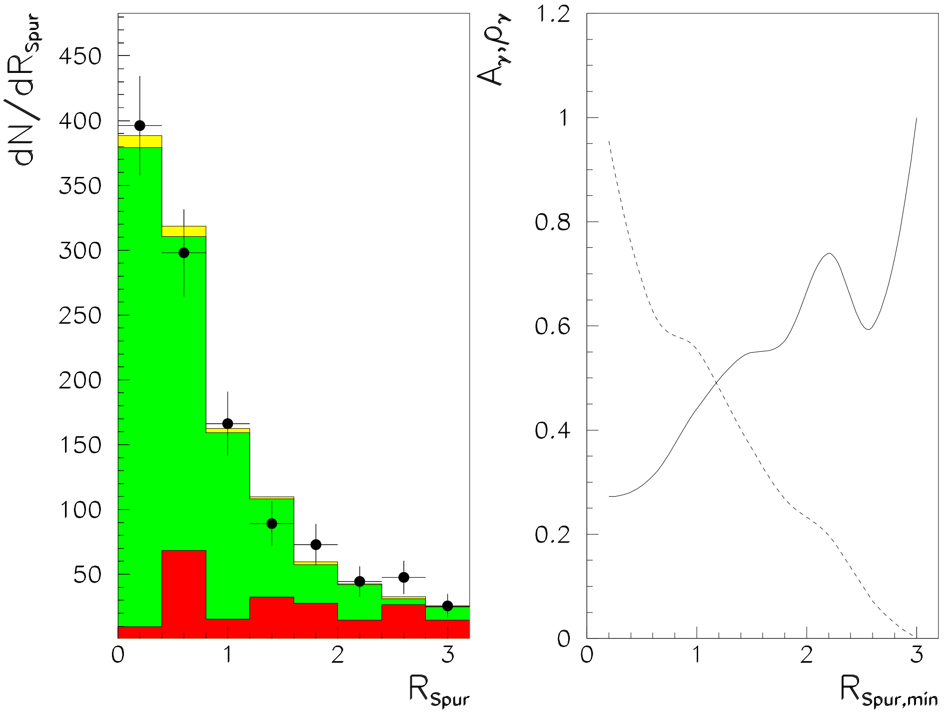

Abbildung 7.9: Abstand R zur nächsten geladenen Spur a) korrigierte Daten (●) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in R.

7.5 Methoden zur Untergrundabschätzung aus den Meßdaten

Bei der Untersuchung der Isolationskriterien wurde angenommen, daß der Untergrundanteil $\rho = N_\gamma/N_{\mathrm{Untergrund}}$ korrekt durch das Monte-Carlo-Modell beschrieben wird. Die Tatsache, daß die Auswirkung der Isolationsschnitte auf die Meßdaten in den meisten Größen gut beschrieben wird, stützt diese Annahme. In den folgenden Abschnitten werden einige Methoden zur Abschätzung des nach den Isolationsschnitten verbleibenden Untergrundanteils aus den Meßdaten vorgestellt und auf ihre Anwendbarkeit hin überprüft.

7.5.1 Profil der Energiedeposition des Kandidatenschauers

Als unterscheidendes Kriterium wird das unterschiedliche Profil der Energiedeposition der Kandidatenschauer für einzelne Photonen und Mehr-Photon-Systeme ge-

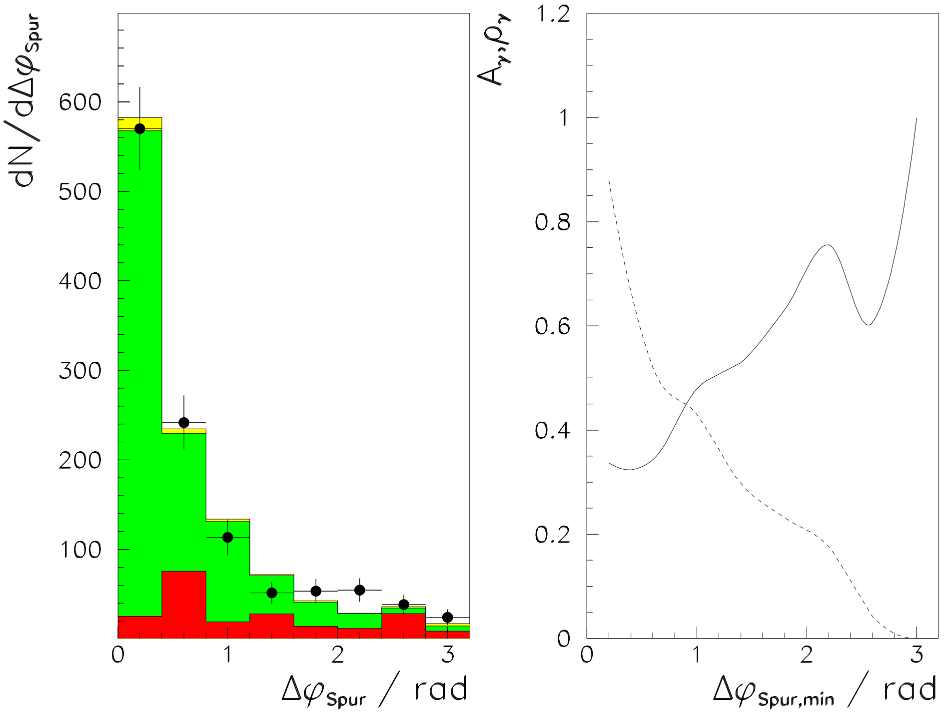

Abbildung 7.10: Azimutwinkeldifferenz zur nächsten geladenen Spur a) korrigierte Daten (●) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in $|\delta\varphi_{cut}|$

nutzt. Hier kann sowohl die in Bezug auf die Flugrichtung des Kandidaten radiale als auch die transversale Energiedeposition betrachtet werden.

Radiale Energiedeposition

Der Unterschied in der radialen Energiedeposition ergibt sich direkt aus der Kinematik des Meson-Zerfalls, und soll hier am Beispiel des π^0-Zerfalls erläutert werden. Neutrale Pionen zerfallen nahezu am Ort ihrer Produktion zu 98.8% über den Kanal

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

in zwei Photonen. Aus der π^0 Masse M_{π^0}, der Energie E_{π^0} und dem Impuls p_{π^0} ergeben sich die kinematischen Grenzen für die Energieverteilung der Zerfallsphotonen.

$$\frac{E_{\pi^0} - p_{\pi^0}}{2} < E_\gamma < \frac{E_{\pi^0} + p_{\pi^0}}{2}$$

Bei diesem Zerfall in masselose Teilchen ist der Zerfallswinkel im Laborsystem größer als

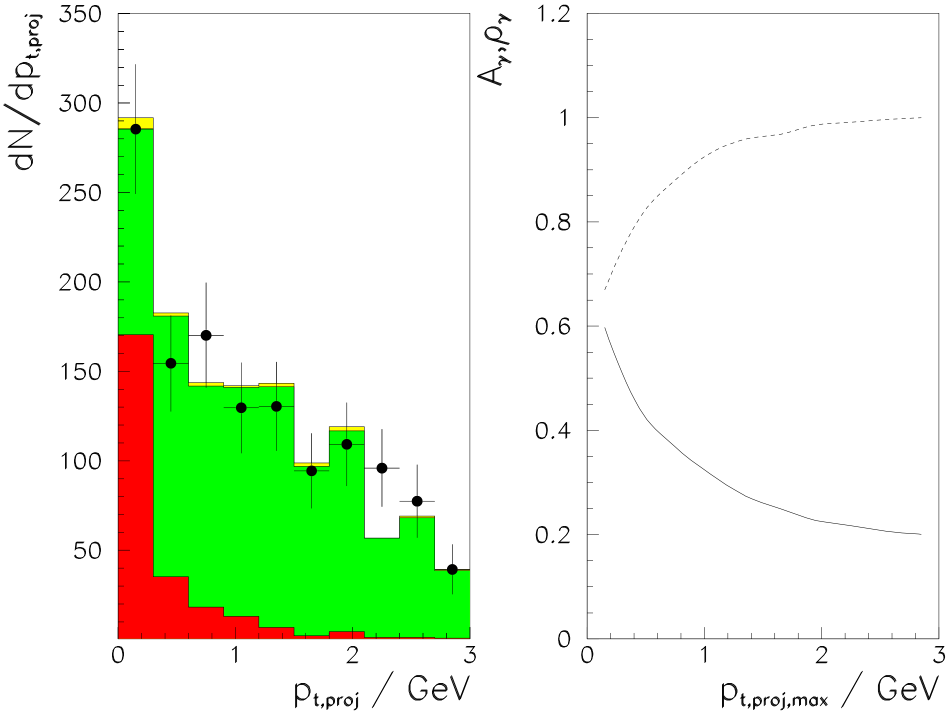

Abbildung 7.11: Verteilung der Größe $p_{t,proj}$ a) korrigierte Daten (●) und simulierte Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Ereignisse (hell) b) Prompt-Photon Akzeptanz (- -) und Reinheit (—) für einen Schnitt in $p_{t,proj}$

$$\alpha_{min} = 2 \arctan \frac{M_{\pi^0}}{p_{\pi^0}}.$$

Für nicht zu hohe π^0-Energien ($E_{\pi^0} < 8GeV$) führt der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfalls-Photonen zu einer Vergrößerung der radialen Schauerausdehnung im Vergleich zu einzelnen Photonen.

Diese Tatsache wird z.B. bei einer Untersuchung des radialen Moments m_r^2 der Energieverteilung aller zum Schauer gehörenden Zellen deutlich.

$$m_r^2 = \frac{1}{E_{\mathrm{Kand}}} \cdot \sum_{Zellen} E_i \Delta r_i^2$$

Die Größe Δr_i gibt hier den radialen Abstand der Zelle i zur Schauerachse an, die definiert wird als Verbindungslinie des Ladungsschwerpunkts mit dem Primärvertex. Mithilfe von m_r^2 kann ein “Schauerradius” als $\sqrt{m_r^2}$ definiert werden.

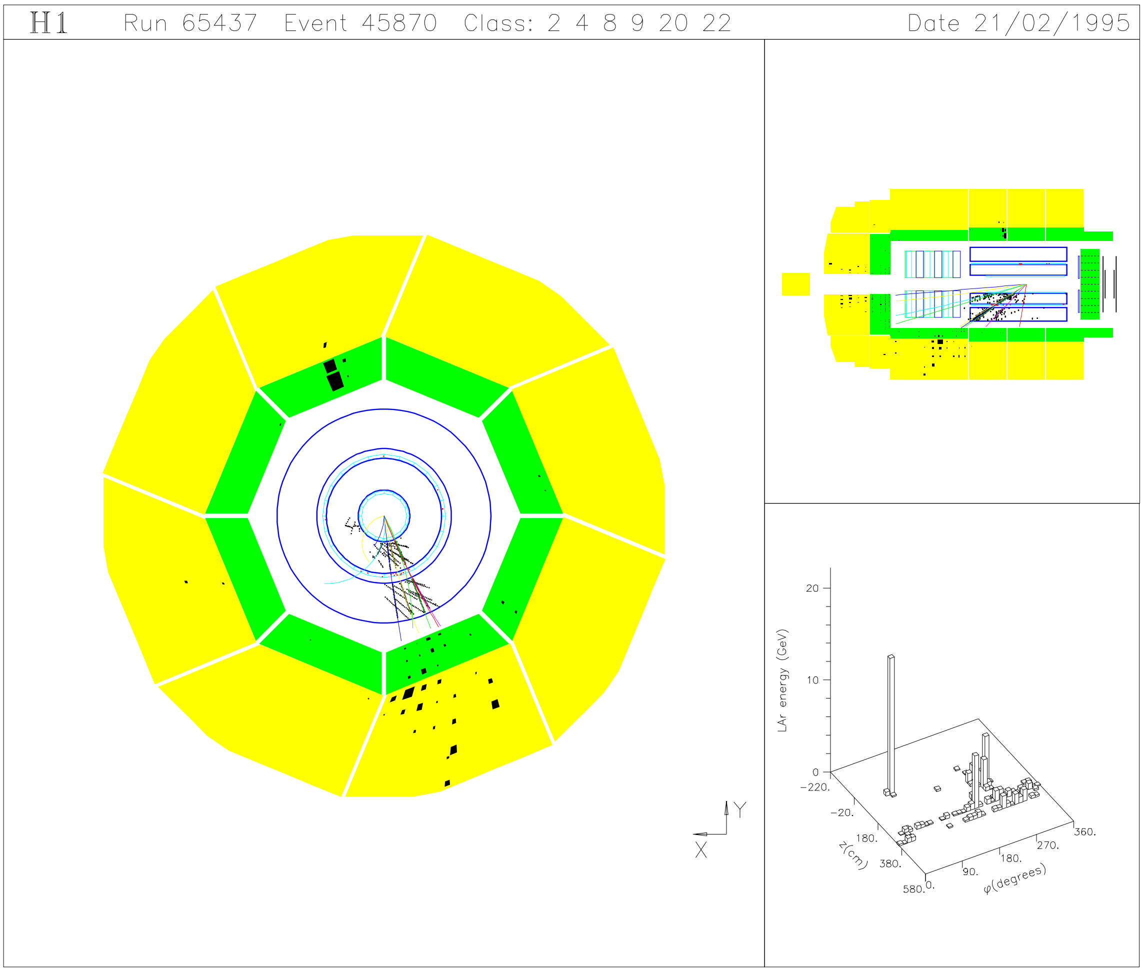

Abbildung 7.12: Ereignis mit isoliertem hochenergetischen Photon-Kandidat

Die Abbildung 7.13 zeigt die Verteilung dieses Radius für Meßdaten und simulierte Ereignisse, jeweils nach der Vorselektion (a) und nach der endgültigen Selektion (b). Auch hier sind pro *bin* die Beiträge der drei Simulationsanteile aufgetragen und mit den Meßdaten (●) verglichen. Die Anteile der verschiedenen Simulationsrechnungen in Abb. 7.13a zeigen das erwartete Verhalten: die Ereignisse mit prompten Photonen tragen hauptsächlich bei geringen Radien ($< 4cm$) bei, während die Simulation von Untergrundereignissen den größten Beitrag bei höheren Radien liefert mit Ausläufer bis in den Bereich $> 6\,cm$.

Bereits bei dem vorselektierten Datensatz erkennt man jedoch eine Abweichung zwischen der Verteilung der Meßdaten und der Simulation Die Verteilung der experimentellen Daten ist signifikant zu größeren Radien verschoben als selbst für einen reinen Untergrunddatensatz zu erwarten wäre. Eine Verschiebung ähnlicher Größenordnung zeigt sich auch in der Verteilung nach den zusätzlichen Isolationsfor-

Kinematische Variablen	
$E_{t,\gamma}$	$14.8\,GeV$
$E_{t,Jet} - E_{t,\gamma}$	$720\,MeV$
$\varphi_{Jet} - \varphi_{\gamma}$	182.9^o
Isolation des γ-Kandidaten	
$E_{t,proj}$	$214\,MeV$
$E_{\gamma}/E_{KonusR=1.0}$	99%
R_{Spur}	2.99
$\Delta\varphi_{Spur}$	167^o
Schauerparameter des γ-Kandidaten	
Schauerradius	$3.0\,cm$
Zellen	18
E_{em}/E	96%
E_{h4}/E	85%
E_{k0}/E	0
Untergrundindikatoren	
t_0	$0.6\,ns$
z-Vertex	$-20.7\,cm$
keine Spur im Myonsystem (Barrel)	

Tabelle 7.2: Rekonstruierte Größen eines Ereignis mit isoliertem Photon und Jet

derungen. Im Gegensatz zur den hier dargestellten Ergebnissen wird für die Verteilung der radialen Schauerbreite von Elektronen sowohl im Bereich niedriger Energien (.5 bis $2\,GeV$) als auch für höhere Energien ($> 10\,GeV$) eine gute Übereinstimmung mit den Erwartungen aus der Simulation festgestellt[111].

Als möglicher Gründe für diese Abweichung wurden Probleme bei der Beschreibung der z- und φ-Spalten zwischen Kalorimetermodulen in der Simulation sowie Unterschiede in den kinematischen Verteilungen zwischen Daten und Simulation untersucht. Da die Ursache für die Abweichung noch nicht geklärt werden konnte, kann bislang aus dieser Größe noch keine quantitative Untergrundabschätzung durch den direkten Vergleich simulierter und gemessener Verteilungen gewonnen werden.

Vergleicht man die Verteilungen vor und nach den endgültigen Isolationsanforderungen, erkennt man jedoch, daß die Radienverteilung der endgültigen Selektion keine ausgeprägten Ausläufer zu Radien oberhalb von $6\,cm$ zeigt. Dieser Umstand ergibt sich nicht unmittelbar aus der Anwendung der Isolationsschnitte, da die benutzten Kriterien nicht sensitiv auf die Energieverteilung *innnerhalb* des Kandida-

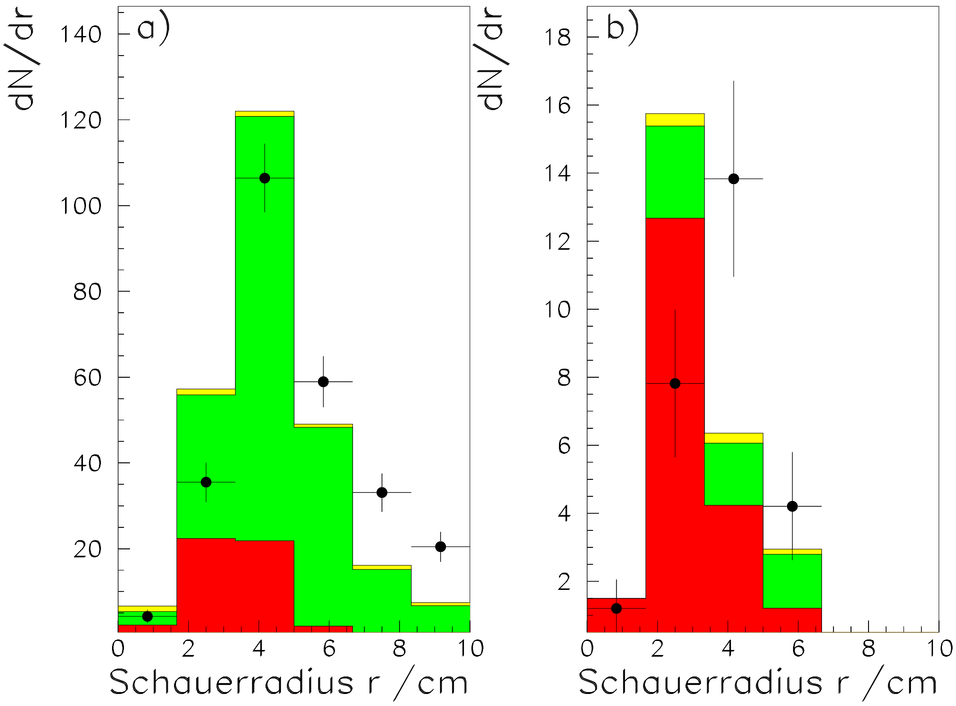

Abbildung 7.13: Radius des Kandidatenschauers für Meßdaten (•) und Simulation (Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Anteil (hell)) a) für die Vorselektion und b) für die endgültige Selektion

tenschauers sind. Der geringere mittlere Schauerradius nach den Isolationsschnitten wird deshalb als experimenteller Hinweis auf deren Wirksamkeit zur Anreicherung von Ereignissen mit Einzelphotonen angesehen.

Eine ähnliche Situation zeigt sich im Vergleich der Größe f_{h4}, dem Energieanteil der vier Zellen mit der größten Energiedichte an der Schauerenergie (siehe Abb. 7.14).

Für die kompakten Schauer einzelner Photonen erwartet man einen hohen Energieanteil in wenigen Zellen. Für Mehr-Photon-Systeme setzt sich der rekonstruierte Schauer ("cluster") aus mehreren überlagerten Photon-Schauern mit einem geringen Öffnungswinkel zusammen, so daß sich die Schauerenergie im Mittel auf eine größere Anzahl von Zellen verteilt.

Auch für diese Größe wird der Verlauf der Meßdaten nicht zufriedenstellend durch die Simulation beschrieben. In den Meßdaten zeigen die betrachteten vier Zellen einen deutlich geringeren Beitrag zur Gesamtenergie, als dies selbst für einen reinen π^0-Datensatz von der Simulation vorausgesagt wird. Die Form der Verteilung nach den Isolationsschnitten nähert sich jedoch der Erwartung für einzelne Photonen

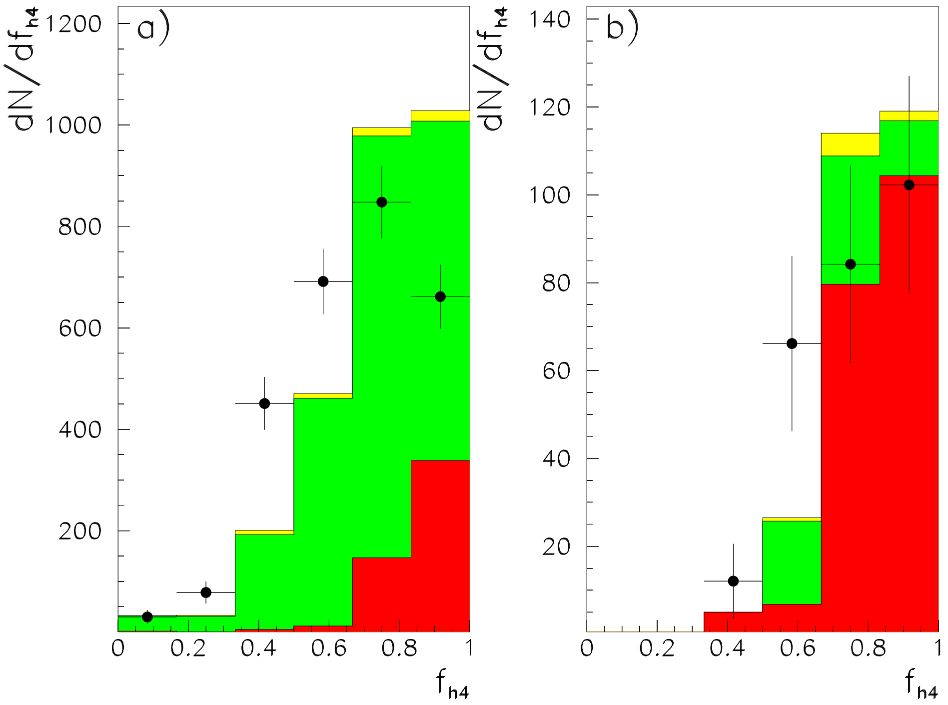

Abbildung 7.14: Energieanteil der vier Zellen größter Energiedichte f_{h4} für Meßdaten (•) und Simulation (Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Anteil (hell)) a) Vorselektion und b) endgültige Selektion

an. Die Anteile im Bereich $f_{h4} \sim 0.4 - 0.6$ sind im Vergleich zur Vorselektion stark reduziert, der Hauptanteil liegt im höchsten Bin.

Longitudinales Schauerprofil

Das Profil der Energiedeposition in Flugrichtung des Photons oder Mehr-Photon-Systems unterscheidet sich in mehrfacher Hinsicht. Zum einen wird durch die Aufteilung der Schauerenergie auf mehrere Initiatorteilchen der Schauer eine geringere Ausdehnung in Flugrichtung haben als im Falle eines einzelnen Photons, das die gesamten Energie trägt. Da jedoch die Schauerlänge nur logarithmisch von der Energie der einlaufenden Teilchen abhängt, läßt sich daraus keine signifikante Untergrundabschätzung ableiten. Eine wirksamere Größe erhält man, wenn man den Anteil konvertierter Photon-Kandidaten betrachtet.

Anteil konvertierter Photonen

Bei dieser Methode wird ausgenutzt, daß die Wahrscheinlichkeit für eine Konversion in einer Materieschicht festgelegter Dicke für ein Mehr-Photon-System höher ist als im Fall eines einzelnen Photons. Hauptvorteil dieses Verfahrens ist seine Anwendbarkeit bis hin zu hohen Kandidatenenergien. Zum Nachweis der Konversionen werden dem Kalorimeter vorgelagerte "preshower" Detektoren benutzt[73, 74], oder in Spurdetektoren rekonstruierte e^+e^--Paare[75][5].

Berücksichtigt man die geringe Materialbelegung vor dem Spurdetektor CJC2 von $\sim 0.1X_0$, ergibt sich eine erwarteter Konversionsanteil von $\sim 5\%$, der für eine Anwendung dieser Methode mit der zur Verfügung stehenden Statistik nicht ausreicht.

Das H1-Experiment benutzt keinen speziellen "preshower"-Detektor. Das elektromagnetische Kalorimeter ist jedoch im zentralen Bereich radial in drei Lagen segmentiert. Die innerste Kalorimeterlage (K0-Lage) entspricht $\sim 3\,X_0$.

Der Energieanteilf_{k0} des Kandidatenschauers, der in der ersten Lage deponiert wurde, kann z.B. als Größe betrachtet werden, die sensitiv auf den Anteil konvertierter Photonen ist: für Einzelphotonen erwartet man einen größeren Anteil von Ereignissen, bei denen es in der K0-Lage noch nicht zu einer Konversion gekommen ist, und daher dort nur ein geringer Energieanteil gemessen wurde.

In Abb. 7.15a wird dieser Unterschied durch einen größeren Anteil von Einzel-Photonen im Bereich geringer Energieanteile $f_{k0} < 30\%$. Die entsprechende Verteilung für den Untergrund zeigt eine Häufung bei $f_{k0} \sim 30\%$.

In der Darstellung dieser Größe nach der Anwendung der Isolationsschnitte (vgl. Abb. 7.15b) liegen der Großteil der Datenpunkte im Bereich geringer Energieanteile, wo der aus der Simulation erwartete Untergrundanteil gering ist.

7.5.2 Isolierte geladene Teilchen

Eine weitere Methode, den Untergrundanteil durch neutrale Mesonen abzuschätzen, ergibt sich durch die Annahme einer näherungsweise geltenden Isospin-Invarianz bei der Mesonproduktion.

Als Verhältnis für die Anzahl produzierter Pionen N ergibt sich z.B.

$$N_{\pi^0} \approx N_{\pi^+} \approx N_{\pi^-}$$

Nimmt man weiter an, daß diese Näherung auch unter zusätzlichen Isolationsforderungen gilt, läßt sich eine Schätzung für die Anzahl isolierter neutraler Mesonen aus der Anzahl isolierter geladener Mesonen gewinnen.

---

[5] Bei hoher Kandidatenenergie wird dazu der Energieverlust dE/dx des in diesem Fall räumlich schwer zu trennenden Spurpaares benutzt.

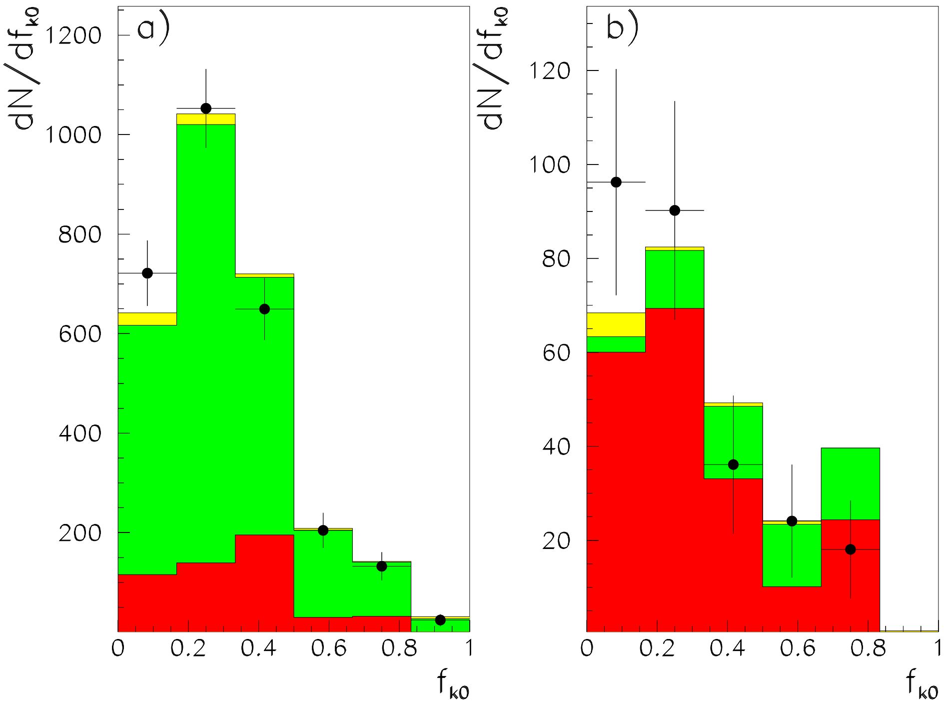

Abbildung 7.15: Energieanteil in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters f_{k0} für Meßdaten (●) und Simulation (Prompt-Photon- (dunkel), Jet- (mittel) und DIS-Anteil (hell)) a) Vorselektion b) endgültige Selektion

$$N_{\pi^0}^{iso} \approx \frac{1}{2} N_{\pi^\pm}^{iso}$$

Die Auswahl von Ereignissen mit isolierten geladenen Schauern wurde auf der Basis aller Ereignisse der "Jet-Jet" DST-Klasse der Datennahmeperiode 1993 durchgeführt[90]. Die Auswahlkriterien der Vorselektion an die Kandidatenschauer wurden dazu dahingehend modifiziert, daß zur Selektion Hadron-induzierter Schauer ein Energieanteil $E_{em}/(E_{em} + E_{had})$ im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters von weniger als 95% gefordert wurde. Zusätzlich wurde eine zugeordnete Spur (siehe Abschnitt 5.3) mit $p_t > 1\,GeV$ und einem extrapolierten Spurabstand zum Kandidaten $\delta < 0.1$ gefordert. Insgesamt erfüllten 204 Ereignisse diese Anforderungen. An diese Ereignisse wurden die zusätzlichen Isolationsanforderungen aus Tab. 7.1 gestellt, wobei die dem Kandidatenschauer zugeordnete Spur bei der Berechnung der Spurisolation des Kandidaten nicht berücksichtigt wurde. Anhand der verbleibenden 9 isolierten geladenen Kandidaten wird der π^0-Untergrund nach den Isolationsschnitten zu $4.5 \pm 1.5\,(stat.)$ Ereignissen abgeschätzt. Dieses Ergebnis ist im Rahmen der statistischen Fehler in Übereinstimmung mit den Erwartungen aus der Simulation.

Kapitel 8

Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Um von der Anzahl selektierter Ereignisse zu einem Wirkungsquerschnitt zu gelangen, muß die beschränkte Ansprechwahrscheinlichkeit[1] der Ausleseelektronik sowie die beschränkte Akzeptanz der Datenselektion berücksichtigt werden. Dazu wurde untersucht, für welchen Anteil ε_{trig} der Ereignisse mit isolierten Photonen eine der unter Abschnitt 5.4 beschriebenen Triggerbedingungen anspricht und damit eine Detektorauslese stattfindet.

Für ausgelesene Ereignisse muß weiter der Anteil[2] A_{sel} bestimmt werden, der alle weiteren Selektionsschritte der Datennahme und -analyse passiert. Mit diesen beiden Größen ergibt sich der ep-Wirkungsquerschnitt aus der untergrundkorrigierten Ereignisanzahl N_γ und integrierter Luminosität $\mathcal{L}$ zu:

$$\sigma_{ep} = \frac{N_\gamma}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot A_{sel}}$$

8.1 Effizienz der verwendeten Triggerbedingungen

Um den Einfluß der Triggereffizienz auf Verteilungen von Ereignisgrößen zu korrigieren, wird die Abhängigkeit der Effizienz von für das Triggersystem relevanten Größen bestimmt und bei der Analyse ereignisweise korrigiert.

Abb. 8.1 zeigt den Aufbau der Triggerelektronik des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [112].

---

[1] Die Ansprechwahrscheinlichkeit der ausgewählten Triggerbedingungen wird im folgenden auch Triggereffizienz genannt.

[2] Dieser Anteil wird im folgenden auch Selektionsakzeptanz genannt.

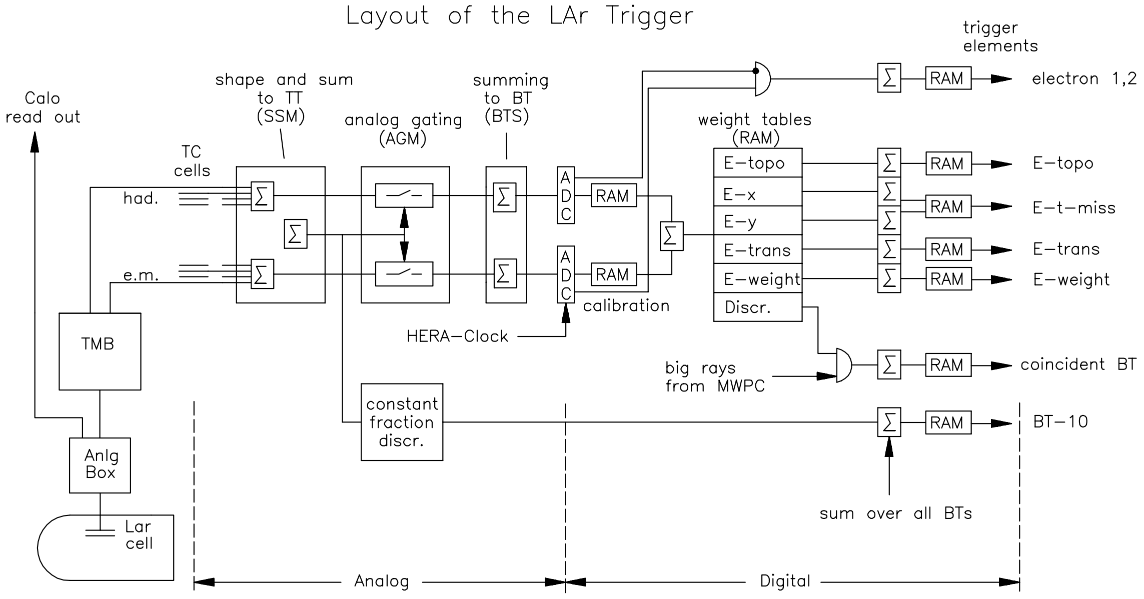

Abbildung 8.1: Schematischer Aufbau der Triggerelektronik des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Nach der Pulsformumg und der analogen Summierung der Zellenergieen eines Triggerturmes wird die Energiesumme von dem *Analog Gating Module* (AGM) mit einem einstellbaren Schwellwert verglichen. Nur Triggertürme mit größerer Energie tragen somit zur nachfolgenden Energiesumme eines sogenannten *big tower* bei. Nach der getrennten Digitalisierung der Energie im elektromagnetischen und hadronischen Teil, wird für jeden *big tower* geprüft, ob die im elektromagnetischen Teil deponierte Energie eine programmierbare Schwelle[3] übersteigt und gleichzeitig größer ist als die im hadronischen Teil des Triggerturmes deponierte Energie. Erfüllt mindestens ein *big tower* diese Bedingung, wird das `LAR-ELECTRON` Triggerelement gesetzt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Aufbaus wurde 1993 auch durch den Wert der AGM-Schwelle beschränkt. Der Mindestwert für diese Schwelle wird durch die Höhe des Rauschsignales pro Triggerturm bestimmt, das im wesentlichen von der Kapazität der Kalorimeterzelle abhängt. Während der Datennahme 1993 waren alle Schwellen auf den Nominalwert von $30\,mV \hat{=} 1.2\,GeV$ festgelegt. Bei einer späteren Messung der einzelnen Schwellen wurde im Mittel ein Wert von $2.2 \pm 0.8\,GeV$ festgestellt[114]. Bei kleiner Schauerenergie gehen daher durch Fluktuation des Rauschsignales oder durch Aufteilung der Schauerenergie auf mehrere benachbarte Triggersummen ein Teil der Ereignisse verloren.

Die Bestimmung der Effizienz, mit der eine für die Analyse ausgewählte Trig-

---

[3] Im zentralen Bereich des Kalorimeter wurde 1993 eine Schwelle von 10 ADC-Einträgen $\hat{=} 5\,GeV$ verwendet[113].

gerbedingung anspricht, kann entweder auf Grundlage von simulierten Ereignissen oder auf Grundlage der Meßdaten selbst durch Vergleich der Triggerbedingungen untereinander erfolgen. Eine Bestimmung aus der Simulation kann jedoch nur dann verläßliche Ergebnisse liefern, wenn zunächst an einem Datensatz ähnlicher Zusammensetzung gezeigt werden kann, daß das Ansprechverhalten der verwendeten Triggerbedingungen mit ausreichender Genauigkeit in der Detektorsimulation modelliert ist. Da eine solche Untersuchung für den `ELEKTRON-1`-Trigger im Bereich niedriger Schauerenergien ($E_{BT} < 10GeV$) noch aussteht und der `LAR-DC-RPHI` Trigger zum Zeitpunkt der Untersuchung noch nicht Bestandteil der Simulation war, wurde die Triggereffizienz aus den Daten bestimmt.

Bestimmung der Triggereffizienz aus den Daten

Als unabhängiger Vergleichstrigger für die Untersuchung der verwendeten Kalorimeter-Trigger bietet sich für Ereignisse der Photoproduktion der Kleinwinkel-Elektron-Detektor (`ETAG`-Trigger) an. Berücksichtigt man, daß der `ETAG`-Trigger im Akzeptanzbereich von $0.30 < y_{el} < 0.75$ als 100% effizient angenommen werden kann, ergibt sich durch Vergleich der Anzahl aller selektierten Ereignisse mit erfüllter `ETAG`-Bedingung N_{ETAG} mit der Untermenge, für die gleichzeitig auch der Analysetrigger gesetzt war $N_{LAR\&ETAG}$, die mittlere Effizienz des Analysetriggers.

Für eine ereignisweise Korrektur der Triggereffizienz muß zunächst geklärt werden, durch welche Energiedeposition die Triggerbedingung ausgelöst wird; in Frage kommen hier neben dem Kandidatenschauer auch Bestandteile des gegenüberliegenden Jets. Zur Prüfung wurde aus der rekonstruierten Position der selektierten Kandidatenschauer in den Meßdaten der Triggerturm ("big tower") berechnet, zu dessen Energiesumme die Kandidatenergie beiträgt. Anschließend wurde für alle Ereignisse der Vorselektion anhand der ausgelesenen Daten des Triggersystems überprüft, welcher Triggerturm die Auslese veranlaßt hat. In mehr als 95% aller Ereignisse war dies der vom Kandidaten getroffene Triggerturm. Die Korrektur der Triggereffizienz anhand der kinematischen Größen des Kandidaten scheint daher gerechtfertigt. Wegen der im Vergleich zur Größe eines Triggerturmes geringen räumlichen Ausdehnung der Kandidatenschauer, wird dabei eine Aufteilung der Kandidatenenergie auf benachbarte Triggersummen vernachlässigt.

Als Ausgangsdatensatz für die Bestimmung der Effizienz werden die Ereignisse der Vorselektion benutzt[4]. Dabei wird angenommen, daß sich die zu bestimmende Triggereffizienz für Ereignisse mit Einzelphotonen nicht von der Effizienz für Kandidaten aus π^0-Zerfällen unterscheidet. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da durch die Isolationsanforderungen der Vorselektion sichergestellt wird, daß auch im Fall

---

[4] Die nach den endgültigen Isolationsanforderungen verbleibende Statistik wäre für diese Untersuchung nicht ausreichend.

eines π^0 in einem Jet, der zusätzlich zum Kandidaten im Triggerturm deponierte Energieanteil klein im Vergleich zur Kandidatenenergie ist.

Mit

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N_{LAR\&ETAG}}{N_{ETAG}} \text{ bei } 0.30 < y_{el} < 0.75$$

ergibt sich als mittlere Effizienz für den inklusiven Datensatz $\varepsilon_{\gamma}^{trig} = 56.6 \pm 2.2\%$. Wird ein zusätzlicher Jet gefordert, erhält man $\varepsilon_{\gamma+Jet}^{trig} = 60.5 \pm 2.5\%$.

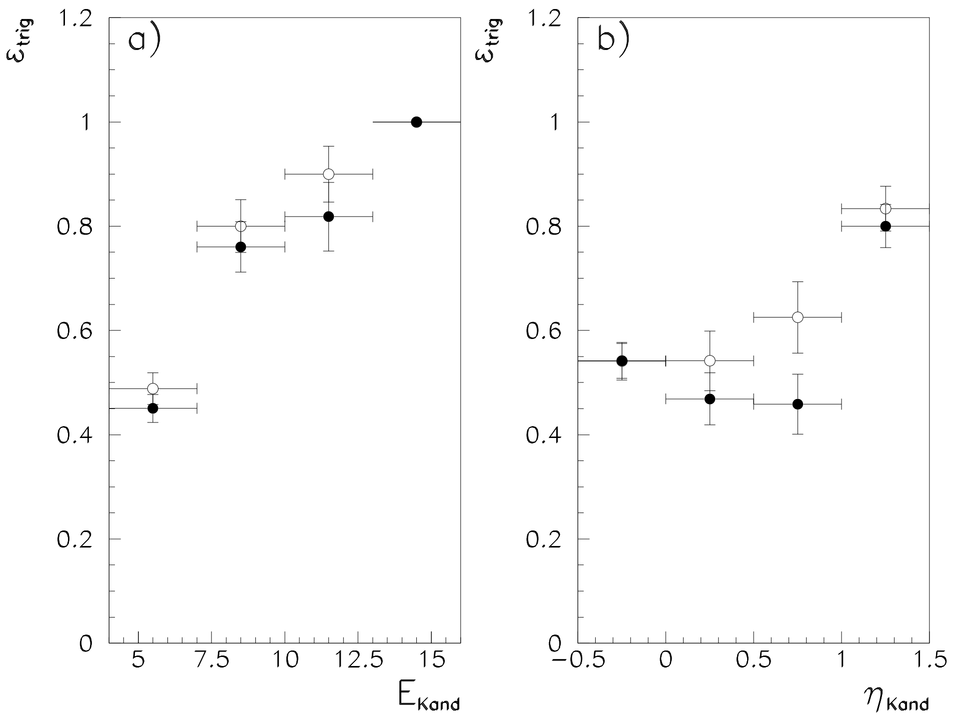

Abbildung 8.2: Triggereffizienz in Abhängigkeit von Transversalenergie und Rapidität des Kandidaten für alle Ereignisse (•) und Ereignisse mit zusätzlichem Jet (∘)

Abb. 8.2 zeigt die Effizienz in Abhängigkeit von den kinematischen Größen des Kandidaten.

Bei einer Kandidatenenergie von $\sim 5\,GeV$ erreicht der Trigger eine Effizienz von $\approx 45\%$. Mit steigender Kandidatenenergie steigt die Effizienz an, bis sie ab $\sim 13\,GeV$ innerhalb der statistischen Fehler mit 100% verträglich ist. Die für die Untermenge aller Ereignisse mit zusätzlichem Jet bestimmte Triggereffizienz liegt höher als die Effizienz für inklusive Ereignisse und zeigt eine ähnliche Abhängigkeit von der Kandidatenenergie.

Die Abhängigkeit der Triggereffizienz von der Rapidität des Kandidatenschauers ist in Abb. 8.2b gezeigt. Der Einfluß der Energieabhängigkeit wurde hier bereits korrigiert. Es zeigt sich im zentralen Bereich keine signifikante Abhängigkeit der Effizienz von dieser Größe.

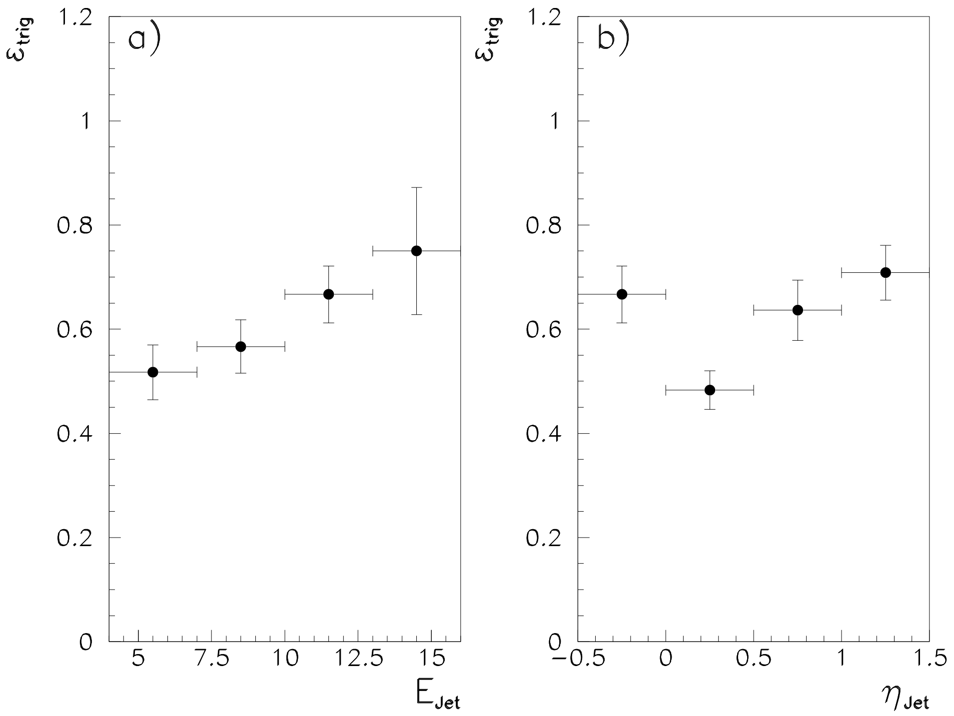

Abbildung 8.3: Triggereffizienz in Abhängigkeit von Transversalenergie und Rapidität des zusätzlichen Jets

In den Abbildungen 8.3a und b wird die gemessene Effizienz in Abhängigkeit der kinematischen Größen des zusätzlichen Jets gezeigt. Auch hier wurde die von der Kandidatenenergie abhängige Effizienzkorrektur bereits angewendet. In beiden Verteilungen ist keine signifikante Abhängigkeit mehr erkennbar.

Insgesamt scheint also eine Korrektur der Triggereffizienz anhand der Kandidatenenergie ausreichend. Die im folgenden zur Korrektur benutzten Effizienzen sind mit dem statistischen Fehler in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

8.2 Akzeptanz der Filterfarm

Währen der Meßperiode 1993 wurden die Triggerstufen 2 und 3 noch nicht benutzt und führten daher nicht zu Ereignisverlusten bei der Datennahme. Als nächste

E_{Kand} [GeV]	$\varepsilon_{trig}^{\gamma}$[%]	$\varepsilon_{trig}^{\gamma+Jet}$[%]
$4-7$	45 ± 3	49 ± 3
$7-10$	76 ± 5	81 ± 5
$10-13$	82 ± 7	91 ± 5
> 13	100	100

Tabelle 8.1: Nachweiswahrscheinlichkeit der benutzten Triggerbedingung

Instanz der Ereignisselektion ist somit die Triggerstufe 4 zu betrachten.

Auf dieser Stufe stehen die vollen Ereignisdaten zur Verfügung, für die eine vereinfachte Rekonstruktion durchgeführt wurde. Abhängig von den auf Stufe 1 gesetzten Triggerbedingungen werden unterschiedliche, zusätzliche Anforderungen an akzeptierte Ereignisse gestellt. Während der Meßperiode 1993 konnte auf dieser Stufe eine Reduktion der Daten auf $\sim$ 20% des Volumens nach Stufe 1 erreicht werden.

Zur Beurteilung der dabei verursachten Ereignisverluste werden zusätzlich 10% aller zurückgewiesenen Ereignisse gesondert gespeichert. Eine Beurteilung der Verluste für Ereignisse mit isolierten Photonen aus diesem Datensatz bleibt wegen der geringen Statistik ungenau[5]. Aus diesem Grund wurden die Verluste auf dieser Selektionsstufe anhand simulierter Prompt-Photon-Ereignisse abgeschätzt. Dazu wurde der L4-Filteralgorithmus auf alle Ereignisse angewandt, die die Anforderungen der Vorselektion erfüllen. Der dabei ermittelte Ereignisverlust von weniger als 2% kann für diese Untersuchung vernachlässigt werden.

8.3 Akzeptanz der Ereignisklassifizierung

Die der Filterfarm nachfolgende Selektionsstufe ist die sogenannte Ereignisklassifikation (vgl. Abschnitt 2.5). Diese Stufe ordnet ein Ereignis als Kandidat einer oder mehreren Klassen von physikalischen Prozessen zu. Nur Ereignisse, die mindestens einer Klasse zugeordnet wurden, werden in der Ausgangsdatenmenge für die weitere Analyse ("data summary tape" DST) übernommen.

Für die Selektion von Ereignissen mit isolierten Photonen wurde im Rahmen dieser Arbeit eine eigene Klasse definiert, die durch die in Tab. 8.2 zusammengefaßten Auswahlkriterien charakterisiert wird.

Da diese Kriterien in allen Variablen einen weiteren Bereich erfassen als die angewendeten Analyseschnitte, müssen Verluste auf dieser Selektionsstufe nicht getrennt untersucht werden.

---

[5] Aus der Nichtexistenz eines verworfenen Ereignisses in den aufgezeichneten Daten erhält man für ein Vertrauensintervall von 95% eine obere Grenze von 30% für den Anteil von auf dieser Stufe verworfenen Ereignissen.

DST-Klasse: `'PGAMMA'`, FPack Bit 17	
Transversalenergie (RCLU Skala)	$E_t^{leading} > 3\,GeV$
Energieanteil im em. Kalorimeter	$E_{em}/E_{had} > 80\%$
Zenitwinkel	$10^o < \theta^{leading} < 160^o$
Anzahl "gut" gemessener Spuren	> 0

Tabelle 8.2: Klassifizierungskriterien für die Ereignisse der Prompt-Photon DST-Klasse

8.4 Akzeptanz der Analyseschnitte

Zur Beurteilung des Einflusses der einzelnen Auswahlkriterien und zur Bestimmung der Gesamtakzeptanz aller Selektionsschnitte wurden simulierte Ereignisse mit prompten Photonen benutzt.

Eine wesentliche Beschränkung der Akzeptanz ergibt sich durch die geometrischen Schnitte, die sicherstellen, daß Photon-Kandidaten nur in dem Raumwinkelbereich betrachtet werden, in dem die zentrale Spurkammer verläßlich zur Ladungs- und Isolationsbestimmung benutzt werden kann. Da wie unter Abschnitt 5.1 beschrieben, der vom Photon verursachte Schauer nahezu immer korrekt zugeordnet wird, kann die geometrische Akzeptanz vereinfachend durch die Anwendung der Akzeptanzschnitte auf das generierte Photon bestimmt werden. Da sowohl die Rapiditäts- als auch die Azimutwinkelverteilung im Bereich der Akzeptanzgrenzen relativ flach sind, wird weiter davon ausgegangen, daß Auswirkungen durch die Verschmierung der "wahren" Größen bei der Rekonstruktion vernachlässigt werden können.

Ausgehend von der Anzahl N_{all} aller simulierten Prompt-Photon Ereignisse mit $E_{t,\gamma}^{gen} > 4\,GeV$ ergibt sich aus der Anzahl von Ereignissen, die die geometrischen Akzeptanzschnitte für den Photon-Kandidat passieren N_{geom}, die geometrische Akzeptanz zu:

$$A_{geom} = \frac{N_{geom}}{N_{all}} = 36.3\%$$

Für Ereignisse im geometrischen Akzeptanzbereich wurde anhand von simulierten Ereignissen die Akzeptanz A_{sel} der weiteren Selektionsschritte bestimmt. Aus dem Vergleich mit der Untermenge aller Ereignisse, die auf Rekonstruktionsniveau alle Selektionskriterien erfüllen, ergibt sich die Akzeptanz der Selektionsschnitte (vgl. Tab. 8.3).

$$A_{sel} = \frac{N_{sel}}{N_{geom}}$$

In Abb. 8.4 ist diese Größe als Funktion von E_t^γ und η_γ dargestellt. Man erkennt keine signifikante Abhängigkeit der Akzeptanz von der Jet-Energie oder -Rapidität.

Im geometrischen Akzeptanzbereich ergibt sich die mittlere Selektionsakzeptanz für den inklusiven Datensatz zu

Schnitt	Akzeptanz
geometrische Akzeptanz	36%
mindestens eine CJC-Spur	85%
Untergrundschnitte	69%
Photon-Kandidat	72%
Kandidat & Jet	38%
kalorimetrische Isolation	51%
Spurisolation	40%

Tabelle 8.3: Vergleich der Akzeptanz für die getrennte Anwendung einzelner Selektionsschnitte

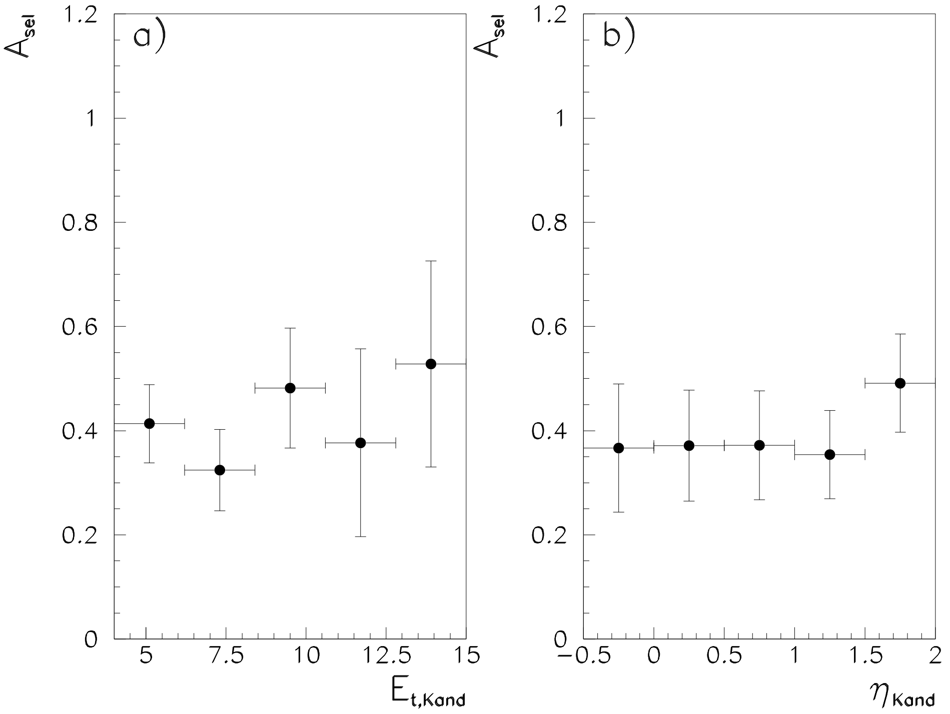

Abbildung 8.4: Akzeptanz der Selektionsschnitte in Abhängigkeit von Transversalenergie und Rapidität des Photon-Kandidaten

$$A_{sel,\gamma} = 40.0 \pm 4\%$$

sowie für die Untermenge von Ereignissen mit zusätzlichem Jet zu

$$A_{sel,\gamma+jet} = 22.3 \pm 4\%.$$

Diese Werte stellen unter Berücksichtigung der gleichzeitigen starken Reduzierung des Jet-Jet-Untergrundes ein gutes Ergebnis dar.

Aus der Anzahl von 37 selektierten Ereignissen mit isoliertem Photon N_γ kann nun mithilfe des Einzelphoton-Anteils ρ_γ, der Selektionsakzeptanz $A_{sel,\gamma}$ und der Triggereffizienz ε_{trig} ein inklusiver Produktionsquerschnitt für isolierte Photonen mit $E_{t,gamma} > 4\,GeV$ und $-0.5 < \eta_\gamma < 2$ berechnet werden.

$$\sigma(ep \to \gamma X) = \frac{N_\gamma \cdot \rho_\gamma}{\mathcal{L} \cdot A_{sel,\gamma} \cdot \varepsilon^{trig}} = 387\ \pm 107(stat.) \pm 50(syst.)\,pb$$

Systematische Fehler

Neben der Unsicherheit durch die begrenzte Statistik der Meßdaten und der Untergrundsimulation müssen auch systematische Fehler der Messung und die Abhängigkeit des Ergebnisses von den verwendetet Monte Carlo-Modellen betrachtet werden. Folgende experimentelle Unsicherheiten sind in dem angegebenen systematischen Fehler berücksichtigt:

- ein geschätzter systematischer Fehler durch die Bestimmung der Triggereffizienz ±10% aus vorselektierten Meßdaten.
- die Unsicherheit der absoluten Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters von ±3%[115]. Der systematische Fehler durch die resultierende Unsicherheit bei der Bestimmung der Kandidatenenergie wurde durch Variation der Zellenergie im elektromagnetischen Kalorimeter um ±3% bestimmt, und beträgt ±7% des Wirkungsquerschnitts.
- die Unsicherheit bei der Bestimmung der integrierten Luminosität von ±5%.

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Untersuchung von Ereignissen mit prompten Photonen ermöglicht die unmittelbare Beobachtung eines Teilchens aus dem harten QCD-Streuprozeß ohne Einfluß der Fragmentation. Dieser Prozeß stellt damit einen wichtigen Zugang zur Partonstruktur in Photon und Proton dar, der im Vergleich zu anderen Methoden mit geringeren systematischen Unsicherheiten behaftet ist.

Trotz der bei HERA im Vergleich zur Hadroproduktion von prompten Photonen ungünstigeren Untergrundverhältnisse und des geringen Produktionsquerschnitts können Ereignisse mit prompten Photonen in der ep-Streuung effizient selektiert werden. Sowohl technische Störungen, kosmische Myonen als auch Untergrundereignisse aus der tiefinelastischen Streuung können wirksam unterdrückt werden. Der Hauptuntergrund für Prompt-Photon-Ereignisse wird durch Photonen aus Zerfällen neutraler Mesonen gebildet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Methoden entwickelt, die es erlauben, auch in dem für die Bestimmung der Gluondichte relevanten Bereich niedriger Transversalenergie $E_{t,\gamma} = 4 - 15\,GeV$ eine weitgehende Unterdrückung dieses Untergrundes zu erreichen. Als wichtige Detektorkomponente zur Bestimmung der Isolation von Photonkandidaten stellte sich der zentrale Spurdetektor heraus. Durch eine Kombination von Isolationskriterien aus Kalorimeter und Spurkammer konnte für simulierte Ereignisse ein Prompt-Photon Signal-zu-Untergrundverhältnis von 3 zu 1 erreicht werden. Diese Vorhersage wird durch eine Untersuchung der isolierten geladenen Teilchen in den Meßdaten gestützt.

Mit den entwickelten Methoden konnte in einer Untersuchung der im Jahr 1993 gesammelten Datenmenge der integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 312\,nb^{-1}$ ein Datensatz von 37 Ereignissen mit isolierten hochenergetischen Photon-Kandidaten selektiert werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion isolierter Photonen mit $E_{t,\gamma} > 4\,GeV$ und $-0.5 < \eta_\gamma < 2$ in der ep-Streuung wird anhand dieser Ereignisse zu

$$\sigma(ep \rightarrow \gamma X) = 387\ \pm 107(stat.) \pm 50(syst.)\,pb$$

bestimmt.

Dieses Ergebnis entspricht im Rahmen der Fehler den Erwartungen aus QCD-Modellrechnungen von $314\,pb$. Ein Modell ohne Berücksichtigung von Prompt-

Photon-Prozessen ist nicht in der Lage, den gemessenen Wirkungsquerschnitt zu beschreiben.

Die dominierenden statistischen Fehler der hier vorgestellten Messung lassen es bislang nicht zu, einzelne Parametrisierungen für die Partondichten anhand des inklusiven Produktionsquerschnitts auszuschließen. Die begrenzte Anzahl von selektierten Ereignissen erlaubt noch keine Rückschlüsse auf die Partondichten anhand differentieller Verteilungen.

Ausblick

Die im Jahr 1994 aufgezeichnete Datenmenge wird durch die um eine Größenordnung höhere integrierte Luminosität die Untersuchung weiterführender Fragestellungen ermöglichen.

Die aus dieser Untersuchung für die Daten aus 1994 erwartete Anzahl von ~ 220 Ereignissen mit isoliertem Photon und Jet erlaubt bereits eine erste differentielle Untersuchung der Partondichte im Photon und damit einen direkten Vergleich mit anderen Methoden.

Eine wichtige Aufgabe besteht in der Erweiterung des Akzeptanzbereichs der Analyse zu größeren Rapiditäten. Damit wird einerseits die Gesamtakzeptanz vergrößert und andererseits der Bereich kleiner x_γ erschlossen, in dem sich die Vorhersagen verschiedener Modelle für den Gluonanteil des Photons unterscheiden. Voraussetzung dafür wird eine Untersuchung von Isolationskriterien auf der Basis des Vorwärts-Spurkammersystems sein.

Eine Untersuchung, die mit größerer Statistik fortgesetzt werden muß, ist die Entwicklung von Methoden zur Bestimmung des π^0-Untergrundes aus den Meßdaten. Ausgangspunkt hierzu wird ein detaillierter Vergleich der mit dem Kalorimeter gemessenen Profile von Photonschauern geringer Energie mit Simulationsrechnungen sein.

Literaturverzeichnis

[1] E. Rutherford, The scattering of α and β particles by matter and the structure of the Atom. *Phil. Mag.* **21** (1911) 2669.

[2] T. H. Bauer et al., The hadronic properties of the photon in high energy interactions. *Rev. of Mod. Phys.* **50** (1978) 261.

[3] A. Donnachie and G. Shaw, High-energy photoproduction: Diffractive processes in elektromagnetic interactions of hadrons vol. 1. (1978).

[4] T. J. Chapin et al., Diffraction dissociation of photons on hydrogen. *Phys. Rev.* **D31** (1985) 17.

[5] E. Paul, Hard photoproduction of multiparticle hadronic final states. DESY Report 92-026 (1992).

[6] A. Bawa and W. J. Stirling, *J. Phys.* **G14** (1988) 1353.

[7] J. Alliti et al., UA2 Collab., Measurement of the gluon structure function from direct photon data at the CERN $\bar{p}p$ Collider. *Phys. Lett.* **B299** (1993) 174.

[8] E. Witten, Anomalous cross-section for photon-photon scattering in gauge theories. *Nucl. Phys.* **B120** (1977) 189.

[9] T. H. Bauer et al., *Rev. Mod. Phys.* **50** (1978) 261.

[10] R. Apsimon et al., OMEGA PHOTON Collab., *Z. Phys.* **C43** (1989) 63.

[11] T. Ahmed et al., H1 Collab., Hard scattering in γp interactions. *Phys. Lett.* **B297** (1992) 205.

[12] M. Derrick et al., ZEUS Collab., Observation of hard scattering in photoproduction at HERA. *Phys. Lett.* **B297** (1992) 404.

[13] M. Colombo, Messung inklusiver Einteilchen-Wirkungsquerschnitte in der Photoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV am HERA-Speicherring. Dissertation Universität Dortmund (1994).

[14] I. Abt et al., H1 Collab., Inclusive charged particle cross-sections in photoproduction at HERA. *Phys. Lett.* **B328** (1994) 176. DESY-94-030.

[15] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.

[16] D. Duke and J. Owens, *Phys. Rev.* **D26** (1982) 1600.

[17] M. Drees and K. Grassie, *Z. Phys.* **C28** (1985) 451.

[18] H. Abramowicz et al., *Phys. Lett.* **C28** (1985) 451.

[19] L. Gordon and J. Storrow, *Z. Phys.* **C56** (1992) 307.

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

[21] D. J. Miller, Two photon physics with OPAL. in *Proc. of the Workshop on Two-Photon Physics at LEP and HERA, Lund, Sweden, May 26-28, 1994.*

[22] R. Akers et al., OPAL Collab., *Z. Phys.* **C61** (1994) 199.

[23] R. Tanaka et al., AMY Collab., *Phys. Lett.* **B227** (1992) 215.

[24] H. Hayashii et al., TOPAZ Collab., *Phys. Lett.* **B314** (1993) 149.

[25] I. Abt et al., H1 Collab., Technical Proposal. (1986).

[26] I. Abt et al., H1 Collab., The H1 Detector at HERA. DESY-93-103 (1993).

[27] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. (1977). CERN 77-09.

[28] J. Bürger et al., The central jet chamber of the H1 experiment. *Nucl. Instr. and Meth.* **A279** (1989) pp. 217–222.

[29] M.W. Schulz, Untersuchung von Methoden zur Kalibration der H1-Jetkammer. Dissertation Universität Hamburg (1993). DESY FH1T-93-01.

[30] S. Prell, Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors. Diplomarbeit Universität Hamburg (1992).

[31] R. Vick, Inklusive Spektren geladener Hadronen aus der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung – erste Untersuchungen mit dem H1-Detektor bei HERA. Dissertation Universität Hamburg (1994).

[32] H. Ehrlichmann, J. Haack, H. Henschel, H. Kaufmann, M. Klein, P. Kostka, H. Lippold, J. Meißner, T. Naumann, and M. Winde, On the COZ performance and maintenance. H1 Internal Report H1-04/94-350 (1994).

[33] J. Haack, Kalibration der äußeren z-Driftkammer des HERA-Experimentes H1. Dissertation Humboldt-Universität Berlin (1994). DESY-Zeuthen 94-03.

[34] K. Müller et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A312** (1992) 457.

[35] A. Gellrich, Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA. Dissertation Universität Hamburg (1994).

[36] B. Andrieu et al., H1 Calorimeter Group, The h1 liquid argon calorimeter system. H1 Internal Report DESY 93-078 (1993).

[37] M. Rudowicz, Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor. Dissertation Universität Hamburg (1992). MPI-PhE/92-14.

[38] S. Peters, Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer. Dissertation Universität Hamburg (1992). MPI-PhE/92-13.

[39] F. Deschamps and C. Vallee, Data aquisition for the H1 calorimeters. H1 Internal Report H1-10/92-256 (1992).

[40] B. Andrieu et al., H1 Calorimeter Group, Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons. *Nucl. Instr. and Meth.* **A350** (1994) 57. DESY 94-055.

[41] H. P. Wellisch et al., Hadronic calibration of the H1 LAr calorimeter using software weighting techniques. MPI-PhE/94-03 Jan. 1994.

[42] P. Loch, Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtsmethode für Teilchenjets. Dissertation Universität Hamburg (1992). H1-10/92-253.

[43] B. Andrieu et al., H1 Calorimeter Group, Results from pion calibration runs for the h1 liquid argon calorimeter and comparison with simulation. H1 Internal Report 93-047 (1993).

[44] J. Tutas, The limited streamer tube system of H1. H1 Internal Report H1-10/92-246 (1992).

[45] J. Coughlan et al., Proposal to build muon triggers and time-of-flight hodoscope for the H1 experiment. H1 Internal Report H1-04/90-135 (1990).

[46] J. Heatherington et al., Studies on TOF FTDC data. H1 Internal Report H1-08/93-307 (1993).

[47] K. Flamm, Messungen von Strahluntergrund bei HERA für den Betrieb von H1. Diplomarbeit Universität Hamburg (1992). DESY FH1K 92-03.

[48] H. Bethe and W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.* **A146** (1934).

[49] M. Fleischer, Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA. Dissertation Universität Hamburg (1994).

[50] W. Haynes, Experiences at HERA with the H1 data system. Proc. Int. Conf. on Computing in High Energy Physics, Annecy, France and DESY 92–129 (1992).

[51] E. Elsen, Aspects of the H1 trigger and data acquisition system.

[52] H. Hufnagel, L5 event classification: Programmdokumentation. H1 Internal Report (1992).

[53] F. Jacquet and A. Blondel, Bericht der Arbeitsgruppe "Detectors for charged current events". DESY Bericht 79-048 (1979).

[54] K. C. Hoeger, Measurement of x, y, Q^2 in neutral current events. in Buchmüller and Ingelman [116] 43.

[55] N. Wulff, Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x-Bjorken. Dissertation Universität Hamburg (1994).

[56] R. Hofstadter, Elektron scattering and nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.* **28** (1956) 214.

[57] E. D. Bloom et al., Highly inelastic ep scattering at 6 degrees and 10 degrees. *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930.

[58] L. Gribov, E. Levin, and M. Ryskin, *Nucl. Phys.* **B188** (1981) 555.

[59] A. Mueller, *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 727.

[60] J. Bartels, M. Besancon, A. D. Roeck, and J. Kurzhoefer, Measurements of Hot Spots at HERA. in Buchmüller and Ingelman [116] 203.

[61] C. Weizsäcker, *Z. Phys.* **88** (1934) 612.

[62] E. Williams, *Phys. Rev.* **45** (1934) 729.

[63] T. Ahmed et al., H1 Collab., A search for leptoquarks, leptogluons and excited leptons in H1 at HERA. *Nucl. Phys.* **B396** (1993) 3. DESY-93-029.

[64] T. Ahmed et al., H1 Collab., A search for heavy leptons at HERA. *Phys. Lett.* **B340** (1994) 205. DESY-94-138.

[65] M. Drees and R. M. Godbole, Resolved photon processes. Preprint BU-TH-92-05, E-Print hep-ph@xxx.lanl.gov - 9302256.

[66] T. Ahmed et al., H1 Collab., Photoproduction of J/Ψ mesons at HERA. *Phys. Lett.* **B338** (1994) 507. DESY-94-153.

[67] M. Derrick et al., ZEUS Collab., Cross-section measurement of the process $ep \rightarrow epJ/\Psi$ at HERA.

[68] H. Hufnagel, Messung der Partondichte im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA. Dissertation Universität Heidelberg (1994).

[69] M. Bonesini et al., WA70 Collab., *Z. Phys.* **C37** (1988) 535.

[70] L. Camilleri, UA6 Collab., Comparison of direct γ production in $\bar{p}p$ and pp reactions at $\sqrt{s} = 24.3\,GeV$ at $4 < p_t < 6\,GeV/c$ $(.3 < x_t < .5)$. *Phys. Lett.* (1992). CERN-PPE/92-169.

[71] G. Alverson et al., E706 Collab., Structure of the recoiling system in direct-photon and π^0production by π^- and p beams at $500\,GeV/c$. *Phys. Rev.* **DD49** (1994) 3106.

[72] J. Alliti et al., UA2 Collab., Direct photon production at the CERN proton-antiproton collider. *Phys. Lett.* **B209** (1988) pp. 385–396.

[73] J. Alliti et al., UA2 Collab., A measurement of single and double prompt photon production at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.* **B288** (1992) 386.

[74] F. Abe et al., CDF Collab., A precision measurement of the prompt photon cross-section in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-tev.direct photon results from CDF. *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 2662. FERMILAB-Conf-93/202-E.

[75] J. Kotcher, D0 Collab., Inclusive jet and direct photon production at the D0 experiment. in *Proc. of the 9th Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics* (Tsukuba, Japan) Oct 1993.

[76] S. Kuhlmann, Perturbative QCD tests from LEP, HERA and Tevatron colliders. in *Proc. of the XIV Intl. Conf. of Physics in Collision, Tallahassee, Florida, June 1994.*

[77] P. Aurenche et al., *Z. Phys.* **C56** (1992) 589.

[78] L. Gordon and J. Storrow, Large p_T prompt photon production at HERA. Preprint DO-TH-93-13.

[79] L. Gordon and W. Vogelsang, Polarized and unpolarized isolated prompt photon production beyond the leading order. (1994). Preprint DO-TH-94-01.

[80] L. Gordon and W. Vogelsang, Polarized and unpolarized isolated prompt photon production beyond the leading order. Preprint DO-TH-94-01.

[81] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H.-J. Möhring, Characteristics of radiative events in deep inelastic ep scattering at HERA. *Z. Phys.* **C50** (1991) 165.

[82] A. Courau and S. Kermiche, QED Compton events in H1: Luminosity measurement and BEMC calibration studies. H1 Internal Report H1-12/92-260 (1992).

[83] A. Courau, S. Kermiche, T. Carli, and P. Kessler, Quasi-real QED Compton Monte Carlo for HERA. H1 Internal Report H1-01/92-207 (1991).

[84] A. Courau and S. Kermiche, H1 integrated luminosity using QED Compton events July-August 1993. H1 Internal Report H1-10/93-321 (1993).

[85] H.-U. Bengtsson and T. Sjöstrand, *Computer Physics Commun.* **46** (1987) 43.

[86] I. Abt, Manual to `IJRAY`. H1 Internal Report H1-05/93-290 (1993).

[87] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, *Computer Physics Commun.* **43** (1987) 367.

[88] J. Meyer et al., Guide for H1 simulation program H1SIM h1 software note 3 ed. (1991).

[89] A. Bawa, M. Krawczyk, and W. Stirling, Deep inelastic Compton scattering at the ep collider HERA. *Z. Phys.* **C50** (1991) 293.

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

[91] G. A. Schuler and H. Spiesberger, `DJANGO`: The interface for the event generators `HERACLES` and `LEPTO`. in Buchmüller and Ingelman [116].

[92] G. Ingelman, LEPTO version 6.1: The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton–nucleon scattering. in Buchmüller and Ingelman [116].

[93] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H. J. Möhring, `HERACLES`: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes: version 4.1. in Buchmüller and Ingelman [116].

[94] L. Görlich and H. P. Wellisch, Documentation of the LAr clustering. H1 Internal Report H1-12/91-204 (1991).

[95] 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 Fermilab-Conf-90/249-E (1990).

[96] S. Eichenberger et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A323** (1992) 532.

[97] T. Wolff et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A323** (1992) 537.

[98] S. Levonian, `H1LUMI` - A fast simulation package for the H1 luminosity system. H1 Internal Report H1-04/93-287 (1993).

[99] A. Rostovtsev, `QNOISE`. Unterprogramm der `H1PHAN` Programmbibliothek (1992).

[100] M. Erdmann and P. Schleper et al., A Guide to `PHAN` an H1 physics analysis package.

[101] J. Harjes, `CJCOSF`. Unterprogramm der `H1UTIL` Programmbibliothek (1992).

[102] J. Steinhardt, Diplomarbeit Universität Hamburg (1994).

[103] V. Blobel, ONLINE monitoring and determination of run-dependent calibration constants within reconstruction modules (1993). H1 software note 41-09/93.

[104] V. Blobel, `CJCREC`. Modul des `H1REC` Rekonstruktionsprogrammes.

[105] D. Handschuh, Studien zum protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung. Dissertation Universität Hamburg (1993).

[106] T. Kurca, The H1 trigger for neutral current deep inelastic scattering events at low Q^2. Dissertation Universität Hamburg (1993).

[107] A. Rostovtsev, `QHALO`. Unterprogramm der `H1PHAN` Programmbibliothek (1992).

[108] F. Eisele, M. Erdmann, and P. Schleper, QCD $2 \rightarrow 2$ Processes: $\cos\theta^*$. Vortrag beim Treffen der H1 γp-Arbeitsgruppe (1994).

[109] T. R. Merz, Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor. Dissertation Universität Heidelberg (1994). DESY FH1K-94-02.

[110] T. Eckel, Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit und Meßgenauigkeit von Teilchenspuren in der zentralen Spurenkammer von H1. Diplomarbeit Universität Hamburg (1994).

[111] J. Gayler,. private Mitteilung.

[112] H1 Calorimeter Group, *Nucl. Instrum. Meth.* **A336** (1993) 460.

[113] T. Carli,. private Mitteilung.

[114] F. Sefkow, Calibration of the H1 LAr calorimeter trigger analog thresholds. H1 Internal Report H1-10/94-394 (1994).

[115] T. Ahmed et al., H1 Collab., A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$. (1995). DESY-95-006.

[116] W. Buchmüller and G. Ingelman, eds. Proc. of the Workshop Physics at HERA. DESY October 1991.

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1 Kollaboration, bei deren Mitgliedern ich mich an dieser Stelle für ihre Unterstützung bedanken möchte.
Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für seine Betreuung dieser Arbeit und die Durchsicht des Manuskripts.
Frau Prof. Dr. B. Naroska möchte ich für die Begutachtung der Arbeit danken.
Besonderer Dank gilt auch Dr. M. Erdmann und Dr. J. Gayler für ihre Anmerkungen zu Vorversionen dieser Arbeit.
Herzlich bedanke ich mich bei Herrn Dr. P. Steffen für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für viele wichtige Anregungen und Ratschläge.
Einen großen Anteil an der freundschaftlichen Atmosphäre, in der ich meine Promotionszeit verbringen konnte, hatten meinen "Mitdoktoranden" und Kollegen Andreas Gellrich, Sören Prell, Markus W. Schulz, Rainer Vick und Manfred Zimmer.
Schließlich danke ich meinen Eltern für ihre immerwährende Unterstützung.