HD-IHEP 96-19
December 1996

Diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Stefan Tapprogge

Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Stefan Tapprogge
aus Frankfurt/Main

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Dezember 1996

Diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei **HERA**

Gutachter: Prof. Dr. Karlheinz Meier
Prof. Dr. Otto Nachtmann

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA mit den Daten des Detektors H1 untersucht. Die Beschreibung der diffraktiven Streuung in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen wird in der Regge-Phänomenologie dominiert durch den Austausch der Pomeron-Trajektorie. Bisher ist noch keine vollständige Beschreibung dieser nicht-perturbativen Prozesse im Rahmen der Quanten-Chromo-Dynamik als der Theorie der starken Wechselwirkung gelungen.

Diffraktive Streuung zeichnet sich durch das Auftreten eines führenden, von den restlichen erzeugten Teilchen im Phasenraum getrennten, farbneutralen Systems aus. Diese Signatur einer Lücke in der Rapiditätsverteilung der erzeugten Teilchen wird bei HERA zur Selektion dieser Ereignisse verwendet. Die tiefinelastische Streuung eines Elektrons erlaubt eine Untersuchung der Struktur dieses Prozesses. Die erste Analyse dieser Arbeit baut auf der Messung des Wirkungsquerschnitts für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit einer Rapiditätslücke durch H1 auf, anhand derer die Dominanz eines diffraktiven Prozesses gezeigt sowie der Nachweis einer partonischen Struktur geführt werden konnte. Die in dieser Arbeit durchgeführte detaillierte Untersuchung des hadronischen Endzustands ergibt ein konsistentes Bild für die Interpretation als Elektron-Parton-Streuung. Zudem werden Hinweise auf notwendige Beiträge der Quanten-Chromo-Dynamik zur Bildung des Endzustands gefunden. Die beste Beschreibung der Daten erfolgt durch ein Modell der tiefinelastischen Elektron-Pomeron-Streuung mit partonischer Struktur des Pomerons.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschreibt die erste Suche nach der elastischen Produktion der pseudoskalaren Mesonen η und η' bei HERA . Die Mesonen werden über die Fusion zweier Photonen erzeugt. Bei HERA besteht die Möglichkeit eines zusätzlichen Beitrags zur η- und η'-Produktion durch Photon-Odderon-Fusion. Hierbei bezeichnet das Odderon den Partner des Pomerons mit negativer C-Parität. In der Hadron-Hadron-Streuung konnten mögliche Beiträge durch Odderon-Austausch nicht nachgewiesen, aber auch nicht vollständig ausgeschlossen werden. Bei einer zur Verfügung stehenden integrierten Luminosität von 0.2 pb^{-1} wurde kein Signal gefunden. Die resultierenden oberen Grenzen für die Wirkungsquerschnitte sind mit einer Modellrechnung verträglich.

Abstract

The subject of this thesis is the study of diffractive phenomena in electron-proton scattering at HERA using data obtained with the H1 detector. The description of diffrative scattering in hadron-hadron interactions is performed by means of the Pomeron trajectory in terms of Regge phenomenology. However, so far no complete description of these mainly non-perturbative processes has been achieved using Quantum Chromo Dynamics as the theory of strong interactions.

Diffractive scattering is characterized by the appearance of a leading colour-neutral system, separated from the rest of the particles produced. This rapidity gap signature is used at HERA to select events of this process. Deep inelastic scattering of an electron allows for the determination of the underlying structure in the exchange. The first part of this thesis starts from the measured cross section for events in deep inelastic scattering with a large rapidity gap. This measurement by H1 has shown that this process is dominantly of a diffractive nature, and evidence for a partonic substructure has been found. A detailed investigation of the hadronic final state in this process is presented. The measurement leads to a consistent picture of electron parton scattering as the underlying process. Evidence is presented that contributions from Quantum Chromo Dynamics are needed in the formation of the final state. The best description of the measured data is found to be given by a model of deep inelastic electron Pomeron scattering with a partonic structure of the pomeron.

The second part of this thesis presents the first search for elastic production of the pseudoscalar mesons η und η' in deep inelastic scattering at HERA. The production mechanism is the two photon fusion process. However, an additional contribution might be possible due to photon odderon fusion. Here Odderon means the $C = -1$ partner of the Pomeron. Existing data on hadron-hadron interactions does not require such a contribution but cannot ruled it out completely. Using an integrated luminosity of $0.2\ \text{pb}^{-1}$, no signal has been found. The extracted upper limits on the cross section are compatible with a model calculation.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten 100 Jahren, beginnend mit der Entdeckung des Elektrons, hat sich das Bild vom Aufbau der Materie entscheidend weiterentwickelt. Die immer leistungsfähigeren Beschleuniger führten zur Entdeckung einer Vielzahl von Teilchen, zu deren Klassifikation (ähnlich dem Periodensystem der Atome) fundamentale Bausteine eingeführt wurden. Seit Ende der 70er Jahre gibt es das bis heute gültige Standardmodell der Teilchenphysik. In diesem bilden zwei Sorten von Fermionen (die Leptonen und die Quarks) die fundamentalen Bausteine der Materie. Die Kräfte zwischen den Teilchen (die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft[1]) werden durch Teilchen mit Spin 1, den sogenannten Eichbosonen, vermittelt.

Die elektroschwache Theorie, die die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung vereinigt, ist mit großer Präzision überprüft worden. Bis zum heutigen Zeitpunkt[2] wurden keinerlei bestätigte und allgemein anerkannte Abweichungen gefunden. Auch die Quantenchromodynamik (QCD) als die Theorie der starken Wechselwirkung ist in den Bereichen, in denen störungstheoretische Rechnungen möglich sind, detailliert getestet worden. In Bereichen, in denen die Kopplungskonstante der QCD nicht klein gegen Eins, d.h. die Störungstheorie nicht anwendbar ist, ist nur eine phänomenologische Beschreibung möglich. Dies ist z.B. bei der Beschreibung des Übergangs von den Quarks zu den beobachtbaren Hadronen und bei der „weichen“ Streuung von Hadronen an Hadronen der Fall. Fortschritte sind u.a. durch Rechnungen, die auf Gittereichtheorien (d.h. der Diskretisierung des Raum-Zeit Kontinuums) basieren, erreicht worden.

Der Speicherring HERA mit den beiden großen Experimenten H1 und ZEUS steht in der Reihe einer Vielzahl von Experimenten, in denen durch Streuung von Leptonen an Materie Aufschluß über den Aufbau der Nukleonen gewonnen wurde. Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten[3] werden bei HERA zwei Strahlen (ein Elektron[4]- und ein Protonstrahl) zur Kollision gebracht. Hiermit wird die Schwerpunktsenergie deutlich vergrößert und damit das mögliche Auflösungsvermögen (die Möglichkeit, kleine Strukturen aufzulösen) stark erhöht; zudem wird der kinematisch zugängliche Bereich für tiefinelastische Streuung (insbesondere der Bereich hoher Teilchendichten) vergrößert.

---

[1] Die zwischen allen mit Masse behafteten Teilchen wirkende Gravitation wird im folgenden nicht weiter berücksichtigt.

[2] Hiermit ist der Wissensstand zum Zeitpunkt der Rochester-Konferenz im Juli 1996 in Warschau gemeint.

[3] Allesamt sogenannte „fixed target“ Experimente, d.h. es wird ein Leptonstrahl auf ein ruhendes Materieobjekt geschossen.

[4] Hier wie im folgenden wird der Name Elektron stets synonym für Elektronen wie Positronen gebraucht,da in dem in dieser Arbeit verwendeten kinematischen Bereich die Streuprozesse nicht zwischen der Ladung des Leptons unterscheiden können.

Bereits im ersten Jahr der Datennahme bei HERA wurde eine neue Klasse von tiefinelastischen Ereignissen gefunden. Diese Ereignisse zeichnen sich durch die Abwesenheit von Teilchenproduktion in einem Phasenraumbereich (der sogenannten Rapiditätslücke) aus. Anhand des gemessenen Wirkungsquerschnitts konnte der zugrundeliegende Prozeß als dominant diffraktiv klassifiziert werden, d.h. er unterliegt ähnlichen Gesetzmäßigkeiten wie die diffraktive Hadron-Hadron-Streuung. Insbesondere kann die Streuung über den Austausch der Pomeron-Trajektorie beschrieben werden. Dieses Konzept der Regge-Theorie wurde in den 60er Jahren eingeführt, um die beobachteten Eigenschaften der Hadron-Hadron-Streuung zu beschreiben. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß in diesem Beitrag zur tiefinelastischen Streuung eine Substruktur existiert.

In dieser Arbeit wird eine detaillierte Untersuchung des mit dem Detektor H1 gemessenen Endzustands dieser Ereignisklasse vorgestellt. Unter der Annahme einer partonischen Struktur des Pomeron und der Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung können für die gemessenen Endzustandseigenschaften Vorhersagen gemacht und diese mit den Daten verglichen werden. Weiter können die Eigenschaften dieser Ereignisse mit denen von Ereignissen „normaler“ tiefinelastischer Streuung verglichen werden. Ziel dieser Analyse ist die Bereitstellung vollständig auf Detektoreffekte korrigierter Ereigniseigenschaften in Abhängigkeit von kinematischen Variablen und die Untersuchung, ob eine konsistente Beschreibung der Daten unter den oben gemachten Annahmen möglich ist.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird die erste Suche nach Beiträgen diffraktiver Prozesse, die durch einen Austausch negativer C-Parität[5] (im folgenden als Odderon bezeichnet) hervorgerufen werden, in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA durchgeführt. In der Hadron-Hadron-Streuung würde sich das Vorhandensein eines solchen Beitrags z.B. in einer endlichen Differenz der Wirkungsquerschnitte für Teilchen-Teilchen- und Teilchen-Antiteilchen-Streuung bei großen Energien bemerkbar machen. Die bisher verfügbaren Daten geben keinen eindeutigen Hinweis auf die Notwendigkeit eines solchen Beitrags, können diesen aber auch nicht vollständig ausschließen. Bei HERA sollte ein Effekt des Odderons nach einem Vorschlag von Schäfer, Mankiewicz und Nachtmann [SCH91b] in der elastischen Produktion von pseudoskalaren Mesonen über die Kopplung an ein Odderon und ein Photon auftreten. Diese Kopplung würde einen zusätzlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt für die elastische Produktion pseudoskalarer Mesonen aus Zwei-Photon-Prozessen darstellen. Ziel dieser Analyse ist die erste Suche nach elastischer Produktion von η- und η'-Mesonen bei HERA . Das Verhältniss der Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Produktion ist sensitiv auf mögliche Effekte durch einen Odderon-Beitrag.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach einer Einleitung werden im zweiten Kapitel relevante theoretische Grundlagen der Elementarteilchenphysik vorgestellt. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik wird kurz diskutiert, gefolgt von einer Darstellung verschiedener Beschreibungen der starken Wechselwirkung. Es folgt eine Besprechung der Konzepte der tiefinelastischen Streuung und ein kurzer Abriß über Prozesse der Zwei-Photon-Physik. Im letzten Teil wird der Effekt eines Odderon-Beitrags zur elastischen Mesonproduktion bei HERA diskutiert.

Das nächste Kapitel stellt einige ausgewählte, außerhalb von HERA gewonnene Resultate vor. Es werden Beispiele zur Hadron-Hadron-Streuung vorgestellt (Messung totaler Wirkungsquerschnitte, Untersuchung der elastischen Streuung sowie Hinweise auf harte Prozesse in diffraktiver Streuung), gefolgt von einer kurzen Diskussion der Bedeutung tiefinelastischer Streuung zur Untersuchung der Materie. Abschließend werden einige Ergebnisse der Zwei-Photon-Physik aufgeführt.

---

[5] Parität unter Ladungskonjugation

Im vierten Kapitel wird der Beschleuniger HERA vorgestellt und die Datennahmeperioden der Jahre 1992 bis 1995 beschrieben. Weiter wird der Detektor H1 mit den für die Analyse relevanten Komponenten diskutiert; dies schließt eine kurze Beschreibung des Datennahmesystems sowie der Konzepte für die Physikanalyse ein.

Das nächste Kapitel beginnt mit einer Beschreibung der möglichen Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA. Mögliche Fragenstellungen und Ergebnisse in zwei kinematisch getrennten Ereignisklassen (die Photoproduktion und die tiefinelastische Streuung) werden vorgestellt. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der Beobachtung von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung, die im Endzustand eine Lücke (ohne Teilchenproduktion) in der Rapiditätsverteilung besitzen. Die Identifizierung dieser Ereignisse mit diffraktiven Prozessen und erste Untersuchungen zur partonischen Struktur werden diskutiert sowie Modelle der diffraktiven tiefinelastischen Streuung vorgestellt.

Das sechste Kapitel enthält die erste Analyse dieser Arbeit. Die Untersuchung des hadronischen Endzustands wird motiviert und die Fragestellung definiert. Es folgt eine kurze Diskussion der verwendeten Modelle für den hadronischen Endzustand sowie eine Beschreibung der Ereignisselektion. Nach einer Beschreibung der charakteristischen Eigenschaften des Endzustands werden die als Observablen verwendeten Ereignisparameter definiert. Korrekturen auf Detektoreffekte werden bestimmt und mögliche Quellen systematischer Effekte untersucht. Die Vorstellung der Ergebnisse wird von deren Interpretation gefolgt. Am Ende des Kapitels werden neuere, nach der Veröffentlichung der beschriebenen Analyse gewonnene, vorläufige Ergebnisse der H1-Kollaboration vorgestellt und mit den Ergebnissen dieser Analyse verglichen.

Im nächsten Kapitel wird die zweite Analyse vorgestellt. Die Suche nach elastischer Produktion pseudoskalarer Mesonen wird motiviert und die Datenselektion beschrieben. Zur Untersuchung der Rekonstruktion pseudoskalarer Mesonen über ihren Zerfall in zwei Photonen werden zuerst inklusive Messungen in Ereignissen tiefinelastischer Streuung vorgestellt, danach folgt eine Diskussion der Auswahl von Ereignissen, die der elastischen Produktion zuzuordnen sind. Für die Wirkungsquerschnitte der elastischen η- und η'-Meson-Produktion werden obere Grenzen angegeben. Das Kapitel schließt mit einem Ausblick auf die Möglichkeiten, die sich mit den Daten der Jahre 1996 und folgender ergeben werden, für die ein Satz spezieller Triggerbedingungen entworfen wurde.

Im Anhang findet sich die Herleitung der in Kapitel 6 benutzten Erwartung für die Richtung des gestreuten Quarks sowie eine vergleichende Untersuchung von Ereigniseigenschaften aus den Daten der ersten Analyse und den zugehörigen Modellrechnungen. Weiter werden die tabellierten Meßwerte der ersten Analyse und die Untersuchung der Ereigniseigenschaften für die Daten der zweiten Analyse gezeigt. Der Anhang schließt mit einer Diskussion der Beschreibung von Zwei-Photon-Prozessen in der Elektron-Proton-Streuung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick der theoretischen Grundlagen der Teilchenphysik gegeben. Nach kurzer Diskussion der wesentlichsten Punkte des Standardmodells der Elementarteilchenphysik wird die starke Wechselwirkung genauer vorgestellt (eine ausführliche Diskussion ist z.B. in [HAL84, HUA92, NAC86] zu finden). Hierbei werden zwei unterschiedliche Ansätze behandelt: einerseits die „moderne“ Quantenchromodynamik, die die starke Wechselwirkung auf die Wechselwirkung von farbgeladenen Quarks und Gluonen zurückführt; andererseits die Regge-Phänomenologie, die Hadron-Hadron-Wechselwirkungen durch den Austausch von Teilchenfamilien (Trajektorien) beschreibt. Im nächsten Abschnitt wird die tiefinelastische Streuung als Methode zur Untersuchung des Aufbaus von Materie beschrieben. Es folgt eine Diskussion der Zwei-Photon-Wechselwirkung, insbesondere der Resonanzproduktion. Am Ende des Kapitels wird die Idee von Schäfer, Mankiewicz und Nachtmann zur Suche nach Odderon-induzierten Prozessen bei HERA vorgestellt.

2.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

2.1.1 Die Bausteine der Materie

Nach dem heutigen Verständnis können die fundamentalen Bausteine (Fermionen) der Materie in drei „Familien“ angeordnet werden:

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d \end{bmatrix}, \qquad \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s \end{bmatrix}, \qquad \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b \end{bmatrix}, \tag{2.1}$$

Jede dieser Familien besteht aus sechs als punktförmig angenommenen Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen (sowie den zugehörigen Antiteilchen). Es sind dies zwei linkshändige Leptonen und zwei linkshändige Quarks sowie ein rechtshändiges (geladenes) Lepton und zwei rechtshändige Quarks:

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad l_R^-, \quad (q_u)_R, \quad (q_d)_R, \tag{2.2}$$

Die Neutrinos ν_l kommen nur als linkshändige Teilchen (bzw. rechtshändige Antiteilchen) vor, dies ist eine Folge der Struktur der schwachen Wechselwirkung. Die geladenen Leptonen l^- haben eine elektrische Ladung von ∓ 1. Die Quarks von Typ q_u (u, c, t) haben eine elektrische Ladung von $\pm\frac{2}{3}$, die Quarks vom Typ q_d (d, s, b) eine Ladung von $\mp\frac{1}{3}$. Die Quarksorte (u, d, ...) wird auch als Quark-Flavour bezeichnet.

Für die geladenen Leptonen sind die Massen sehr genau gemessen, es ergeben sich die folgenden Werte (aus [BAR96b]) [1]:

$$\begin{aligned} m_e &= (0.51099906 \pm 0.00000015)\ \mathrm{MeV}/c^2, \\ m_\mu &= (105.658389 \pm 0.000034)\ \mathrm{MeV}/c^2, \\ m_\tau &= (1777.0 \pm 0.3)\ \mathrm{MeV}/c^2. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Bei den Quarks ist die direkte Bestimmung der Masse nicht möglich, da bis heute keine freien Quarks beobachtet wurden und dies aufgrund ihrer Farbladung und der Eigenschaften der starken Wechselwirkung („confinement“, s.u.) auch nicht erwartet wird. Im folgenden sind die in [BAR96b] angegebenen Bereiche für die Massen aufgeführt:

$$\begin{aligned} m_d &= (2-8)\ \mathrm{MeV}/c^2, \\ m_u &= (5-15)\ \mathrm{MeV}/c^2, \\ m_s &= (100-300)\ \mathrm{MeV}/c^2, \\ m_c &= (1-1.6)\ \mathrm{GeV}/c^2, \\ m_b &= (4.1-4.5)\ \mathrm{GeV}/c^2, \\ m_t &= (180 \pm 12)\ \mathrm{GeV}/c^2. \end{aligned} \tag{2.4}$$

In Abbildung 2.1 ist auf einer logarithmischen Massenskala ein Überblick der Massen der Quarks und Leptonen gegeben. Die Massen der geladenen Bausteine überdecken etwa 5 Größenordnungen, während für die neutralen Bausteine (die Neutrinos) bis heute nur obere Grenzen für deren Massen bekannt sind.

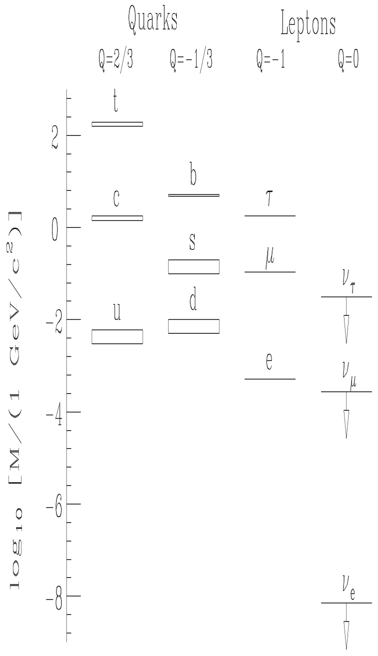


Abbildung 2.1: ***Die Massen von Quarks und Leptonen***
Auf einer logarithmischen Skala sind die Massen der Quarks – zusammen mit der bekannten Ungenauigkeit – sowie die Massen der geladenen Leptonen dargestellt (aus [ROS94]). Für die Neutrinos sind obere Grenzen an die Masse gezeigt

2.1.2 Die Wechselwirkungen als Eichtheorien

Die Eichtransformationen und die Eichfelder

In Analogie zur klassischen Mechanik wird in der relativistischen Quantenfeldtheorie zur Beschreibung der Dynamik eine Lagrange-Dichte verwendet. Für ein freies Dirac-Teilchen (Fermion) $\Psi(\mathsf{x})$ lautet diese:

$$\mathcal{L}_0 = i\,\overline{\Psi}(\mathsf{x})\gamma^\mu\partial_\mu\Psi(\mathsf{x}) - m\,\overline{\Psi}(\mathsf{x})\Psi(\mathsf{x})\,. \tag{2.5}$$

Die Lagrange-Dichte $\mathcal{L}_0$ ist invariant unter einer globalen ($U(1)$-) Transformation des Dirac-Feldes $\Psi(x) \xrightarrow{\mathrm{U(1)}} \Psi'(\mathsf{x}) \equiv \exp\{iQ\theta\}\,\Psi(\mathsf{x})$ mit einer beliebigen Phase $Q\theta$. Wird eine lokale $U(1)$-Transformation angewandt, d.h. die Phase $Q\theta = Q\theta(\mathsf{x})$ ist eine Funktion des Raum-Zeit-Punkts x, ist $\mathcal{L}_0$ nicht mehr invariant.

Die Forderung der Invarianz führt auf die Existenz eines Feldes $A_\mu(\mathsf{x})$ (das sogenannte „Eichfeld“ mit Spin 1), das sich wie folgt transformiert

$$A_\mu(\mathsf{x}) \xrightarrow{\mathrm{U(1)}} A'_\mu(\mathsf{x}) \equiv A_\mu(\mathsf{x}) + \frac{1}{e}\,\partial_\mu\theta\,. \tag{2.6}$$

---

[1] In der Hochenergiephysik ist es üblich, in Formeln ein Einheitensystem zu verwenden, in dem gilt $c = \hbar = 1$, d.h. Energie, Impuls und Masse haben die gleiche Einheit (GeV), während die Einheit der Länge GeV^{-1} ist. In dieser Arbeit wird diese Konvention in Formeln und Ausdrücken verwendet, Meßwerte und Beschriftungen in Abbildungen werden hingegen in vollen Einheiten angegeben (Ausnahme bilden einige Abbildungen aus anderen Quellen)

Die Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L} \equiv i\,\overline{\Psi}(\mathsf{x})\gamma^\mu D_\mu \Psi(\mathsf{x}) - m\,\overline{\Psi}(\mathsf{x})\Psi(\mathsf{x}) = \mathcal{L}_0 + eQA_\mu(\mathsf{x})\,\overline{\Psi}(\mathsf{x})\gamma^\mu\Psi(\mathsf{x}) \tag{2.7}$$

ist invariant unter lokalen $U(1)$-Transformationen. Dabei bezeichnet D_μ die kovariante Ableitung

$$D_\mu\Psi(\mathsf{x}) \equiv [\partial_\mu - ieQA_\mu(\mathsf{x})]\;\Psi(\mathsf{x})\,. \tag{2.8}$$

Die Forderung der Invarianz der Lagrange-Dichte gegenüber lokalen Eichtransformationen führt zu einer Wechselwirkung zwischen dem Dirac-Feld Ψ und dem Eichfeld A_μ, die nichts anderes darstellt als die bekannte Kopplung eines Photons an ein geladenes Teilchen.

Um auch dem Eichfeld Dynamik zu geben, d.h. die Propagation von A_μ zu erlauben, muß noch ein kinematischer Term der Form

$$\mathcal{L}_{\text{Kin}} \equiv -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\,, \tag{2.9}$$

hinzugeführt werden. Ein Massenterm $\frac{1}{2}m^2A^\mu A_\mu$ für das Eichfeld ist hingegen nicht erlaubt, da er die Eichinvarianz brechen würde. Das Photonfeld ist masselos.

Die Symmetrien der Wechselwirkungen

Die Struktur der Eichtheorie wird durch die zugrundeliegende Symmetrie bestimmt. Die möglichen Eichtransformationen bilden eine Gruppe. Anhand der Eigenschaften dieser Gruppe folgen die wesentlichen Merkmale der Eichtheorie.

Die Symmetrie $SU(3)_C$ der starken Wechselwirkung ist eine ungebrochene Symmetrie; die zugrundeliegenden Quark- und Gluonfelder transformieren sich gemäß der Triplett- bzw. Oktettdarstellung der $SU(3)_C$.

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sind im Weinberg-Salam-Modell vereinheitlicht. Die elektroschwache Wechselwirkung [PIC94, PIC96] besitzt die Symmetrie[2] $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Die linkshändigen Felder sind Dubletts unter der $SU(2)_L$, während die rechtshändigen Felder Singuletts darstellen. Zu der Theorie gehören die 4 Eichbosonen γ, Z^0 und $W^\pm$. Weiter sind mindestens zwei komplexe skalare Felder (Higgs-Felder) erforderlich, die sich als Dubletts unter $SU(2)_L$ transformieren. Durch spontane Symmetriebrechung („SSB“) erhält eines der Felder einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert v, wird also massiv. Dadurch wird die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$-Symmetrie gebrochen:

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_{QED}\,. \tag{2.10}$$

Die Felder sind nun nur noch unter der $U(1)_{QED}$ invariant. Die verbleibenden drei Higgs-Felder werden von Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung absorbiert und geben diesen Masse.

Die Feynman-Diagramme

Eine anschauliche Darstellung der aus der Lagrange-Dichte berechenbaren Amplitude für einen Prozeß bieten die Feynman-Diagramme. Hierbei wird die Amplitude $\mathcal{M}$ als Summe über Produkte mathematischer Ausdrücke geschrieben. Es werden drei Klassen von Ausdrücken unterschieden:

externe Linien sind durch den untersuchten Prozeß bestimmt, d.h. durch die Teilchen im Anfangszustand und die möglichen Endzustände,

---

[2] Hierbei bezeichnet Y die schwache Hyperladung und L den schwachen Isospin

interne Linien verbinden die externen Linien des Anfangs- und des Endzustands,

Vertizes stellen die Koppplung von Teilchen an andere Teilchen dar.

Für die mathematischen Ausdrücke dieser Zerlegung ergibt sich eine einfache graphische Darstellung. Der Wirkungsquerschnitt für einen Prozeß ergibt sich – bis auf einen Proportionalitätsfaktor – aus den entsprechenden Betragsquadraten $|\mathcal{M}|^2$ der Amplituden durch Summation über alle möglichen Endzustände (und Polarisationen) und durch Mittelung der Anfangszustandspolarisationen.

Die Störungstheorie

Die Ausdrücke für die Vertizes der beschriebenen Feynman-Diagramme enthalten die Kopplungskonstanten der zugrundliegenden Theorie.

Werden die einzelnen Terme nach Potenzen der Kopplungskonstanten g geordnet ergibt sich eine Reihe. Für den Fall, daß $g \ll 1$ ist, kann die unendliche Reihe durch Abbrechen nach der n-ten Ordnung genähert werden.

Die Renormierung

Bei der Berechnung des Beitrags von Feynman-Diagrammen, die geschlossene Schleifen enthalten, zur Amplitude eines Prozesses treten divergente Ergebnisse auf.

Die Methode der Renormierung führt wieder zu einem endlichen Ergebnis, indem entweder die in der Lagrange-Dichte auftretenden Massen, Kopplungskonstanten und Felder umdefiniert werden oder zusätzliche Terme (sogenannte „counter terms“) zur Lagrange-Dichte hinzugefügt werden.

Die für die divergenten Beiträge verantwortlichen Terme werden durch eine Regularisierung (z.B. das Einführen eines Abschneideparameters für einen Impuls) leichter sichtbar. Diese Methode enthält allerdings einen dimensionsbehafteten Parameter (eine Skala), von dem die Resultate der Renormierung scheinbar abhängen. Dies kann aber nicht sein, da die gemessenen physikalischen Größen nicht von einer Skala abhängig sind. Die Forderung, daß die (renormierten) Größen unabhängig von dieser Skala sind, führt u.a. auf eine Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Skala, die im folgenden mit μ bezeichnet ist. Diese ist in der sogenannten Renormalisierungsgruppen-Gleichung (RGE)[3] enthalten:

$$\mu \frac{\partial g(\mu)}{\partial \mu} = \beta(g), \tag{2.11}$$

wobei $\beta(g)$ die sogenannte Beta-Funktion bezeichnet, die die Charakteristik der Skalenabhängigkeit von g enthält (für die Kopplungskonstante der QCD siehe Gleichung 2.51).

2.1.3 Die Grenzen des Standardmodells

Das beschriebene Standardmodell ist in den 70er Jahren entwickelt worden und hat bis heute, vor allem in der elektroschwachen Physik, allen experimentellen Tests standgehalten. Allerdings wird das Standardmodell nicht als letzte Stufe im Verständnis des Aufbaus der Natur gesehen. Schon die große Zahl an freien (d.h. aus Experimenten zu bestimmenden) Parametern[4] zeigt, daß es sich noch nicht um eine wirklich fundamentale Theorie handelt. Auch bleiben viele Fragen innerhalb des Standardmodells offen, so wird

---

[3] Renormalization Group Equation

[4] Im Falle masseloser Neutrinos sind es 17: drei Kopplungskonstanten, die Masse des W-Bosons, die Massen der drei geladenen Leptonen, die Massen der 6 Quarks sowie vier Parameter zur Beschreibung der Mischung der Quarks in der schwachen Wechselwirkung

z.B. nicht die Quantisierung der Ladung erklärt und auch die Erzeugung der Massen ist zwar durch den Higgs-Kibble-Mechanismus beschrieben, das beobachtete Massenspektrum, das sich über 5 Größenordnungen erstreckt, wird aber nicht erklärt. Ebenso wird die Zahl der beobachteten Familien von Teilchen nicht vorhergesagt.

2.2 Starke Wechselwirkung

Bei hohen Energien wird erwartet, daß die Struktur der starken Wechselwirkung in Streuprozessen einfacher wird und durch eine überwiegend imaginäre Amplitude beschrieben werden kann. Im Rahmen des optischen Theorems stellt die elastische Streuung den „Schatten“ der inelastischen Prozesse dar und erhält einen diffraktiven Charakter.

Diffraktive Streuung wird erfolgreich durch eine Verallgemeinerung des Ein-Teilchen-Austausch-Modells beschrieben: der Regge-Theorie. In ihr wird die Wechselwirkung zwischen Hadronen auf den Austausch einer Familie von Teilchen („Trajektorie“) zurückgeführt. Zur Beschreibung der experimentellen Daten wird eine zusätzliche Trajektorie benötigt (die Pomeron-Trajektorie), die bis jetzt noch nicht mit entsprechenden gebundenen Zuständen in Beziehung gesetzt werden konnte.

Die Quantenchromodynamik stellt eine mikroskopische Theorie der starken Wechselwirkung dar, deren fundamentale Bausteine die Quarks und die Gluonen sind. Die Wechselwirkung wird durch die farbgeladenen Gluonen vermittelt. Eine wesentliche Eigenschaft der Quantenchromodynamik ist die „asymptotische Freiheit“, die es erlaubt störungstheoretische Rechnung für Prozessse durchzuführen, die auf kurzen Abständen (Skalen) ablaufen. Für langreichweitige Phänomene (z.B. im Bereich des „confinement'“) ist die Störungsrechnung nicht anwendbar. Eine Möglichkeit besteht in der Durchführung sogenannter Gittereichrechnungen, die die Berechnung von statischen Eigenschaften erlauben. Eine konsistente Anwendung der Quantenchromodynamik in alle Bereichen (große wie kleine Skalen, weiche und harte) ist noch nicht gelungen.

In den folgenden Abschnitten werden Beispiele zur Modellierung der starken Wechselwirkung vorgestellt.

2.2.1 Beugungsphänomene (Diffraktion) und geometrische Modelle

Im Rahmen der Huygenschen Theorie tritt Beugung an einer Lochblende auf, wenn die Wellenlänge sehr klein gegenüber dem Durchmesser R der Blende ist: $kR \gg 1$, wobei $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl ist.

Die Streuamplitude $f(\vec{q})$ kann als Fourier-Transformierte einer Funktion $\Gamma(\vec{a})$ geschrieben werden:

$$f(\vec{q}) = \frac{\mathrm{i}k}{2\pi} \int \mathrm{d}^2 a \Gamma(\vec{a}) e^{\mathrm{i}\vec{q}\cdot\vec{a}}. \tag{2.12}$$

Hierbei bezeichnet $\vec{q}$ den Impulsübertrag. Die sogenannte Profilfunktion $\Gamma(\vec{a})$ kann ihrerseits als Fourier-Transformierte der Streuamplitude ausgedrückt werden:

$$\Gamma(\vec{a}) = \frac{1}{2\pi \mathrm{i}k} \int \mathrm{d}^2 q f(\vec{q}) e^{-\mathrm{i}\vec{q}\cdot\vec{a}}. \tag{2.13}$$

Für die Streuung einer ebenen Welle an einer Kreisscheibe mit Radius R ergibt sich die Streuamplitude zu

$$f(\vec{q}) = \mathrm{i}kR^2 \frac{J_1(qR)}{qR}, \tag{2.14}$$

wobei J_1 die erste Besselsche Funktion ist.

Abbildung 2.2 zeigt die resultierende Streuamplitude für zwei einfache Annahmen über die Profilfunktion. Im linken Teil ist die Winkelverteilung gezeigt, die einer Scheibe mit Radius R entspricht. Die Winkelverteilung ist der Besselschen Funktion J_1 proportional und besitzt Nullstellen.

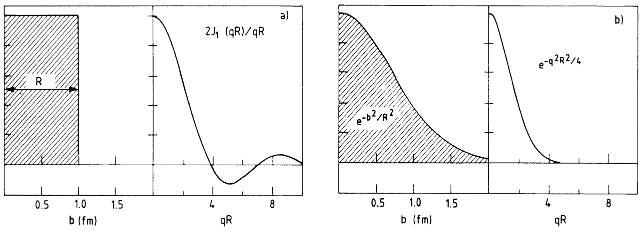


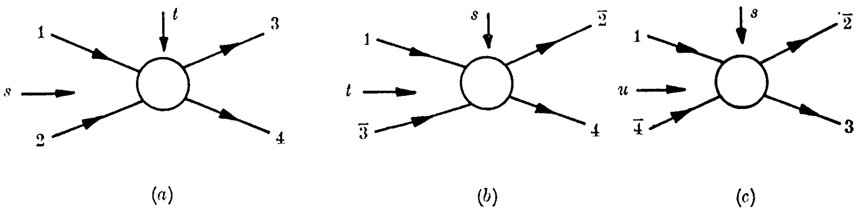
Abbildung 2.2: ***Streuamplituden und Profilfunktionen***
Gezeigt sind in (a) und (b) der Zusammenhang zwischen der Profilfunktion und der resultierenden Streuamplitude für elastische Vorwärtsstreuung (aus [CAS85]) für zwei Annahmen der Profilfunktion: (a) für eine Rechteckverteilung, (b) für eine gaussförmige Verteilung

Der rechte Teil zeigt die zu einer gaußförmigen Profilfunktion gehörende Streuamplitude, die als Fourier-Transformierte ebenfalls eine Gauß-Verteilung darstellt.

Für eine graue Scheibe (Opazität X) ergibt die optische Analogie einen konstanten totalen Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{tot} = 2\pi R^2 X$) sowie eine Beugungsstruktur für die Streuung unter kleinen Winkeln (Vorwärtsrichtung). Wird angenommen, daß R mit wachsender Energie ansteigt, ergibt sich ein Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts sowie ein schmaler werdendes Maximum für $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t$ bei $t = 0$.

Die Verteilung des Impulsübertrags gibt folglich Aufschluß über die Form der Hadronen. Dabei wird die Größe $\vec{a}$ als Impaktparameter definiert, der den minimalen Abstand zwischen zwei Hadronen beschreibt.

2.2.2 Teilchen-Austausch und Regge-Theorie



(a) (b) (c)

Abbildung 2.3: ***s- und t-Kanal-Reaktionen***
Gezeigt ist die s-Kanal-Reaktion $AB \to CD$ (a) und die durch Kreuzen aus ihr hervorgehenden Reaktionen $A\bar{C} \to \bar{B}D$ (b) und $A\bar{D} \to \bar{B}C$ (c), die die Bedeutung der Variablen s, t und u veranschaulichen (aus [COL77])

Zur Beschreibung der starken Wechselwirkung wurde in den 60er Jahren die S-Matrix-Theorie eingeführt.

Für eine Zwei-Teilchen-Reaktion

$$A + B \to C + D$$

(siehe Abbildung 2.3) können aus den Vierer-Impulsen $\mathbf{p}_i$ der Teilchen i ($i = A \ldots D$) die folgenden drei sogenannten Mandelstam-Variablen (die lorentzinvariant sind) definiert werden:

$$s = (\mathbf{p}_A + \mathbf{p}_B)^2, \tag{2.15}$$

$$t = (\mathbf{p}_A - \mathbf{p}_C)^2, \tag{2.16}$$

$$u = (\mathbf{p}_A - \mathbf{p}_D)^2. \tag{2.17}$$

Für die Reaktion $A + B \to C + D$ ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie, t das Quadrat des Impulsübertrags von Teilchen A auf Teilchen B. Für identische Massen m der vier Teilchen sind t und u stets negativ, d.h. raumartig. t hängt mit dem Streuwinkel ϑ_t der Streuung im Schwerpunktsystem zusammen:

$$\cos\vartheta_t = 1 + \frac{2s}{t - 4m^2}. \tag{2.18}$$

Der minimale Wert von $-t$ wird für einen Streuwinkel von $\vartheta_t = 0$ erreicht, der maximale Wert bei $\vartheta_t = \pi$.

s, t und u hängen über die Summe der Massenquadrate der Teilchen zusammen:

$$s + t + u = \sum_{i=A}^{D} m_i^2. \tag{2.19}$$

Abbildung 2.3 zeigt, wie durch Kreuzen die Reaktion $A + B \to C + D$ (diese wird als s-Kanal bezeichnet) in die t-Kanal Reaktion $A + \bar{C} \to \bar{B} + D$ überführt wird (Analog für die u-Kanal Reaktion $A + \bar{D} \to C + \bar{B}$). In der gekreuzten Reaktion nimmt t (bzw. u) die Eigenschaft der Schwerpunktsenergie der Reaktion an.

Die Definition der S-Matrix

Für die Streuung eines freien Teilchenzustands $|i>$ in einen freien Zustand $|f>$ wird der Operator S eingeführt, dessen Matrixelement $S_{fi} =< f|S|i>$ die Amplitude für den Übergang $|i> \to |f>$ beschreibt. Das Betragsquadrat $|S_{fi}|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß an. Als S-Matrix wird die Menge aller S_{fi} für die möglichen Zustände $|i>$ und $|f>$ bezeichnet.

Eine übliche Zerlegung der S-Matrix in die Einheitsmatrix und die Übergangsmatrix T lautet

$$S = I + 2iT. \tag{2.20}$$

Wesentliche Eigenschaften der S-Matrix sind:

- **Unitarität:** Die S-Matrix ist unitär, d.h. $S^+S = SS^+ = 1$. Anders ausgedrückt bedeutet dies die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit. Hieraus folgt das optische Theorem

  $$\sigma_{tot} \propto \frac{1}{s}\,\mathrm{Im}\,T(s,t=0), \tag{2.21}$$

  das den totalen Wirkungsquerschnitt mit dem Imaginärteil der Amplitude für elastische Vorwärtsstreuung verbindet.

  Abbildung 2.4 zeigt eine schematische Darstellung des optischen Theorems. Der totale Wirkungsquerschnitt ist als Summe über alle möglichen Endzustände X der Betragsquadrate der Amplituden für den Prozeß $AB \to X$ darstellbar. Die einzelnen Betragsquadrate der Amplituden entsprechen dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $AB \to AB$, wenn diese über den Zwischenzustand X abläuft. Die Forderung nach Unitarität verbindet die Summe der Wirkungsquerschnitte für $AB \to X \to AB$ mit dem Imaginärteil des Wirkungsquerschnitts für den Prozeß $AB \to AB$.

- **Kreuzungs-Relationen:** Wird die S-Matrix durch die Übergangsmatrix T als analytische Funktion der drei Mandelstamm-Variablen ausgedrückt, beschreibt dieselbe Funktion den Prozeß im s-, t- und u-Kanal, allerdings in verschiedenen Bereichen des (s,t,u)-Wertebereichs.

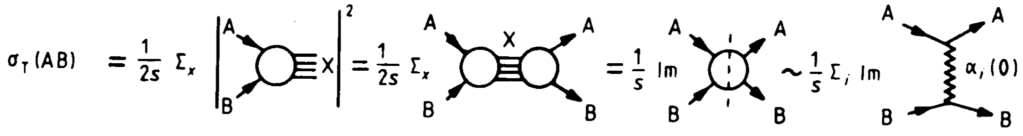


Abbildung 2.4: *Optisches Theorem*
Gezeigt ist eine bildliche Darstellung (aus [COL84]) des optischen Theorems, das den totalen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von A und B mit dem Imaginärteil der Amplitude für elastische Vorwärtsstreuung verbindet. Aus der Forderung nach Unitarität folgt das optische Theorem (dritte Gleichung)

- **Analytizität** Zwei Arten der Forderung nach Analytizität der Amplituden werden unterschieden:

  I Analytizität erster Art

  Die Streuamplituden sind darstellbar als Randwerte analytischer Funktionen (in den Variablen s, t und u). Diese Funktionen besitzen als einzige Singularitäten Pole; diese entsprechen stabilen und instabilen Teilchen.

  II Analytizität zweiter Art

  Die S-Matrix ist analytisch fortsetzbar in der Ebene des komplexen Drehimpulses und besitzt ausschließlich isolierte Singularitäten.

  Die erste Forderung (I) führt auf sogenannte Dispersionsrelationen, dies sind Cauchy-Formeln, die die Pole und Verzweigungspunkte einer analytischen Funktion durch die Residuen der Pole und Unstetigkeiten entlang der Schnitte ausdrücken.

  Durch Anwendung der zweiten Forderung ergibt sich die Regge-Theorie, in der die Pole der analytisch fortgesetzten Streuamplituden die Verbindung zwischen gebundenen Zuständen und Resonanzen herstellen. Diese Pole werden als Regge-Pole bezeichnet, ihre Position ist energieabhängig.

Die analytische Fortsetzung führt vom Gebiet der Resonanzproduktion in das Gebiet des Teilchenaustausches. Dabei wird angenommen, daß keine Änderung der den Prozeß beschreibenden Amplitude auftritt. Ist die Amplitude überwiegend imaginär, bedeutet dies, daß ein Großteil der Prozesse inelastisch verläuft, also die Absorption überwiegt.

Die Theoreme für Hadron-Hadron-Wechselwirkungen

Ein wesentliches Theorem für den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} in der Hadron-Hadron-Streuung ist die Froissart-Martin-Grenze [FRO61, MAR63]:

$$\sigma_{tot} \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 s. \tag{2.22}$$

Die Froissart-Martin-Grenze schränkt den Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ auf einen maximalen Anstieg der Form $\ln^2 s$ ein. Diese Grenze ist im Rahmen der axiomatischen Feldtheorie abgeleitet worden.

In einer Impaktparameterdarstellung (optische Analogie) ergibt sich diese Grenze aus der Zunahme der Fläche einer total absorbierenden schwarzen Scheibe mit einem Radius b, wobei $b \leq b_0$ und $b_0 \propto \ln \frac{s}{s_0}$, d.h. die Fläche wächst mit $\ln^2 s$.

Ein weiteres wichtiges Theorem ist das von Pomeranchuk [POM58]. In seiner ursprünglichen Form zeigte es, daß für asymptotisch konstante Wirkungsquerschnitte $\sigma(\bar{T}T)$ für

Antiteilchen-Teilchen-Streuung und $\sigma(TT)$ für Teilchen-Teilchen-Streuung deren Differenz $\Delta\sigma = \sigma(\bar{T}T) - \sigma(TT)$ asymptotisch verschwindet:

$$\Delta\sigma = \sigma(\bar{T}T) - \sigma(TT) \rightarrow 0 \text{ für } s \rightarrow \infty. \tag{2.23}$$

Nach dem Auftreten steigender Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 3.1.2) wurde das Theorem umformuliert und ergibt, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Antiteilchen-Teilchen- zu Teilchen-Teilchen-Streuung asymptotisch gegen Eins geht:

$$\frac{\sigma(\bar{T}T)}{\sigma(TT)} \rightarrow 1 \text{ für } s \rightarrow \infty. \tag{2.24}$$

Dies bedeutet allerdings nicht, daß die Differenz $\Delta\sigma$ auch gegen Null gehen muß.

Die Regge-Theorie

Das einfachste Modell der starken Wechselwirkung ist der Austausch eines Pions (Mesonaustausch-Theorie von Yukawa). In der Ein-Pion-Approximation (OPE = One Pion Exchange) gilt für die Streuamplitude:

$$A(s,t) \propto \frac{1}{m_\pi^2 - t} \tag{2.25}$$

Allerdings ist das Pion nicht das einzig mögliche Teilchen, das ausgetauscht werden kann; es gibt auch die Möglichkeit zu einem Austausch von zwei oder mehreren Pionen. Die Amplitude 2.25 stellt zudem nur eine Näherung für die S-Wellenfunktion (d.h. Drehimpuls $l = 0$) dar.

Die von Mandelstam eingeführten analytischen Eigenschaften der Streuamplitude wurden von Regge auf die Hadron-Hadron-Streuung angewandt, indem ein neues Quasiteilchen (mit veränderlichen Spin) eingeführt wurde. Dieses beschreibt die Dynamik einer Schar von einzelnen Resonanzen. Aus dem Postulat der S-Matrix-Theorie über die analytische Fortsetzbarkeit der S-Matrix in der komplexen Drehimpulsebene (bis auf isolierte Singularitäten) folgt die Regge-Theorie [COL77]. Die Streuamplitude besitzt, wenn sie analytisch fortgesetzt wird, Pole in der komplexen Drehimpulsebene, deren Position energieabhängig ist. Für physikalische Werte des Drehimpulses l stimmen diese Pole mit gebundenen Zuständen und Resonanzen überein. Diese Pole werden als *Regge-Pole* bezeichnet und durch eine Funktion $\alpha(t)$ beschrieben. Der Zusammenhang mit den Parametern (Masse m_R, Spin J_R und Zerfallsbreite Γ_R) der Resonanz R ist durch

$$\text{Re } \alpha(t)|_{t=m_R^2} = J_R \tag{2.26}$$

und

$$\text{Im } \alpha(t)|_{t=m_R^2} = (m_R J_R) \left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \text{Re } \alpha(t) \right) \bigg|_{t=m_R^2} \tag{2.27}$$

gegeben. Regge-Pole stellen die Summation der Beiträge des Austausches mehrerer Teilchen im t-Kanal dar.

Für eine Partialwellenzerlegung der Streuamplitude $A(s,t)$

$$A(s,t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l(t) P_l(\cos\vartheta_t), \tag{2.28}$$

ergibt sich für die Koeffizienten $A_l(t)$ der Legendre-Polynome P_l unter Verwendung von $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$, wobei $\alpha(m_l^2) = l$:

$$A_l(t) \approx \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} \approx \frac{\beta(t)}{\alpha'(m_l^2 - t)}. \tag{2.29}$$

An der Stelle $l = \alpha(t)$ tritt ein (Regge-)Pol auf, dessen Residuum durch $\beta(t)$ beschrieben wird. Für den Grenzfall sehr großer Energien ($s \to \infty$) folgt hiermit aus Gleichung 2.28

$$A(s,t) \approx \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\beta(t) \cos^l(\vartheta_t)}{l - \alpha(t)} \tag{2.30}$$

und weiter für feste Werte von t:

$$A(s,t) \approx \beta(t) s^{\alpha(t)} \tag{2.31}$$

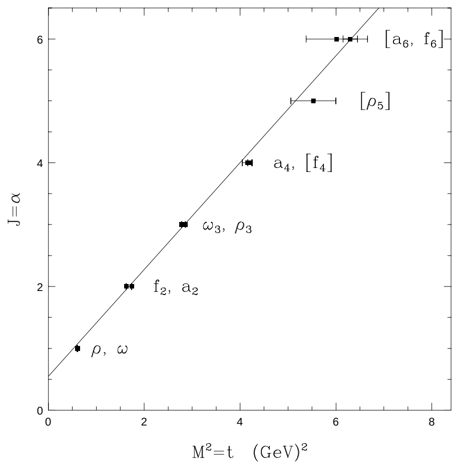


Abbildung 2.5: *Regge-Trajektorie*
Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen dem Spin J und dem Quadrat $M^2 = t$ der Masse der Teilchen ρ, ω, f_2, … (aus [LAN94]). Die Linie beschreibt den linearen Zusammenhang von α und t: $\alpha(t) = 0.55 + 0.86t$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem optischen Theorem und der in Gleichung 2.31 angegebenen Form der Ausdruck: $\sigma_{tot} \propto \beta(0) s^{\alpha(0)-1}$). Bei Berücksichtigung des Austauschs mehrerer Regge-Pole R (mit Trajektorie $\alpha_R(t)$) folgt:

$$\sigma_{tot}(s) \propto \sum_R \beta_R(0) s^{\alpha_R(0)-1}. \tag{2.32}$$

Der führende Pol (mit dem größten Wert von $\alpha_R(0)$) bestimmt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie für $\sqrt{s} \to \infty$. Ist der Wert von $\alpha_R(0)$ für diesen Pol kleiner als Eins, fällt der totale Wirkungsquerschnitt für große Energien ab. Um einen konstanten oder steigenden Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß die führende Trajektorie einen Wert von $\alpha_R(0)$ gleich oder größer Eins besitzen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Vorwärtsstreuung ergibt sich zu

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \propto \frac{1}{s^2} |A(s,t)|^2 \propto F(t) \frac{s}{s_0}^{2\alpha(t)-2}. \tag{2.33}$$

Wird $\alpha(t)$ durch $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ ersetzt, so folgt

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \propto F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_0 - 2} e^{2\alpha'(\log(s/s_0))t}, \tag{2.34}$$

wobei $s_0 \approx 1$ GeV^2 ist. Gleichung 2.34 besagt, daß der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung in Vorwärtsrichtung für konstante Energien $\sqrt{s}$ ein Maximum bei $t = 0$ hat, das exponentiell zu größeren Werten von $-t$ abfällt. Die Steigung des exponentiellen Abfalls nimmt logarithmisch mit dem Quadrat s der Energie zu, d.h. das Maximum schrumpft („shrinkage“, siehe Abschnitt 3.1.1).

Abbildung 2.5 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Quadrat M^2 der Masse und dem Drehimpuls J für Teilchen der ρ-Trajektorie. Der beobachtete lineare Zusammenhang kann in der Form

$$\alpha(t) = 0.55 + 0.86 \ \mathrm{GeV}^{-2} c^2 t \tag{2.35}$$

parametrisiert werden. Diese Trajektorie führt auf eine Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts von $\sigma_{tot}(s) \propto s^{-0.45}$.

Die experimentellen Daten (siehe Abschnitt 3.1.2) weisen auf die Notwendigkeit einer Trajektorie mit einem Wert von $\alpha_R(0) \geq 1$ hin. Diese Trajektorie wird als Pomeron bezeichnet und kann in der folgenden Form parametrisiert werden:

$$\begin{aligned} \alpha(t) &= \alpha_0 + \alpha' \cdot t, \\ \text{wobei } \alpha_0 &= 1.085 \text{ und} \\ \alpha' &= 0.25 \ \mathrm{GeV}^{-2} c^2. \end{aligned} \tag{2.36}$$

In Analogie zur Beobachtung der verschiedenen Teilchen der ρ-Trajektorie stellt sich für die Pomeron-Trajektorie die Frage, ob auch hier gebundene Zustände vorliegen können. Da im Rahmen der Quantenchromodynamik das einfachste Modell für einen farbneutralen Austausch durch ein Zwei-Gluon-System gebildet wird, besteht die Vermutung, daß die sogenannten „Gluonenbälle“ Kandidaten für eine Resonanz auf der Pomeron-Trajektorie sein könnten.

Wird die Streuamplitude $A(s,t)$ in ihren Real- und Imaginärteil zerlegt, ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}(s,t) &= \frac{1}{16\pi s^2} |A(s,t)|^2 \\ &= \frac{1}{16\pi s^2} \left[(\mathrm{Re}A(s,t))^2 + \mathrm{Im}A(s,t))^2 \right]. \end{aligned} \tag{2.37}$$

Wird ρ als Verhältnis des Real- und Imaginärteils der Streuamplitude $A(s,0)$ definiert:

$$\rho(s) = \frac{\mathrm{Re}A(s,0)}{\mathrm{Im}A(s,0)}, \tag{2.38}$$

ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}(s,0) &= \frac{1}{16\pi s^2} (\mathrm{Im}A(s,t))^2 (1 + \rho(s)^2) \\ &= \frac{1 + \rho(s)^2}{16\pi} \sigma_T(s)^2, \end{aligned} \tag{2.39}$$

wobei der Zusammenhang mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(s)^2$ aus dem optischen Theorem folgt. Die gleichzeitige Messung des differentiellen wie des totalen Wirkungsquerschnitts erlaubt die Bestimmung der Werte für $\rho(s)$.

Bis jetzt wurde nur der Beitrag des Austausches eines Regge-Pols behandelt. In einer Streuung können aber auch mehrere Pole ausgetauscht werden. Hierdurch tritt in der komplexen Drehimpulsebene ein Verzweigungsschnitt („branch cut“) auf, der als „Regge cut“ bezeichnet wird. Ein Beispiel stellt der Zwei-Pomeron-Austausch dar. Wird die Pomeron-Trajektorie durch $\alpha_{\boldsymbol{P}}(t) = 1 + \alpha'_{\boldsymbol{P}} \cdot t$ beschrieben, ist die Trajektorie des „pomeron cut“ ($I\!P \otimes I\!P$) durch $\alpha_C(t) = 1 + 1/2 \cdot \alpha'_{\boldsymbol{P}} \cdot t$ gegeben. Beide Trajektorien stimmen bei $t = 0$ überein; die des „pomeron cut“ liegt für $T < 0$ oberhalb der des Pomeron-Pols.

Die überwiegend rein imaginäre Amplitude des $I\!\!P$-Pols ($A_{\boldsymbol{P}} = isA_1 \exp(a_1 t)$) und die Amplitude des „cut“ ($A_{\boldsymbol{P}\otimes\boldsymbol{P}} = -isA_2 \exp(a_2 t)/\log s$) haben entgegengesetzte Phasen.

Für kleine Werte von $|t|$ dominiert der $I\!\!P$-Beitrag, für große $|t|$ aufgrund der flacheren t-Abhängigkeit des Beitrags des „cut“. In einem Zwischenbereich tritt destruktive Interferenz auf. Die Summe der Amplituden

$$A_{\boldsymbol{P}} + A_{\boldsymbol{P}\otimes\boldsymbol{P}} = isA_1 e^{a_1 t}\left(1 - \frac{A_2}{A_1}\frac{e^{(a_2-a_1)t}}{\log s}\right) \tag{2.40}$$

weist eine Nullstelle bei endlichen Werten von $|t|$ auf, die zu kleineren Werten von $|t|$ wandert, wenn $s \to \infty$.

Abbildung 2.6 zeigt schematisch die t-Abhängigkeit des Imaginärteils der Amplitude für Pomeron-Pol und -„cut“ und deren Summe (linkes Bild), sowie den resultierenden differentiellen Wirkungsquerschnitt.

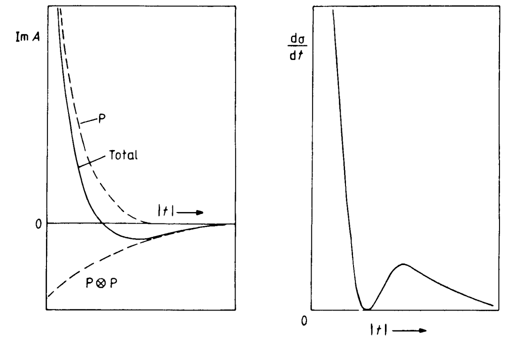


Abbildung 2.6: ***Effekte des Multi-Pomeron-Austauschs***
Dargestellt ist der Effekt des Multi-Pomeron-Austausches („pomeron cut“) auf den Imaginärteil der Streuamplitude (linkes Bild) und den differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung

Die Beiträge von Trajektorien negativer C-Parität

Eine Singularität in der Drehimpulsebene nahe $J = 1$, deren Amplitude eine ungerade Parität unter Kreuzen einer Reaktion besitzt, wird als Odderon bezeichnet [NIC90, NIC92]. Dies geschieht in Analogie zur Singularität des Pomerons, die ebenfalls nahe $J = 1$ liegt. Dessen Amplitude besitzt allerdings gerade C-Parität. Wird die unter C-Parität gerade (ungerade) Amplitude mit F_+ (F_-) bezeichnet, ergibt sich für die Amplitude F_{pp} ($F_{\bar{p}p}$) der Proton-Proton- (bzw. Antiproton-Proton-) Streuung folgender Ausdruck:

$$F_{pp(\bar{p}p)} = F_+ \pm F_- \tag{2.41}$$

Ist ein solcher Odderon-Beitrag vorhanden, werden für Energien $\sqrt{s} \approx 1$ TeV folgende Effekte erwartet:

- Die Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte verschwindet nicht für den asymptotischen Bereich:

  $$\Delta\sigma = \sigma^{tot}_{p\bar{p}} - \sigma^{tot}_{pp} \neq 0, \tag{2.42}$$

  aber es gilt noch $\sigma^{tot}_{p\bar{p}}/\sigma^{tot}_{pp} \to 1$ für $s \to \infty$.

- Auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastische Vorwärtsstreuung weisen eine endliche Differenz auf:

$$\Delta(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}) = \frac{\mathrm{d}\sigma_{p\bar{p}}}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}\sigma_{pp}}{\mathrm{d}t} \neq 0. \tag{2.43}$$

- Ebenso sind die ρ-Parameter unterschiedlich:

$$\Delta\rho = \rho_{p\bar{p}} - \rho_{pp} = \frac{\mathrm{Re}F_+ - \mathrm{Re}F_-}{\mathrm{Im}F_+ - \mathrm{Im}F_-} - \frac{\mathrm{Re}F_+ + \mathrm{Re}F_-}{\mathrm{Im}F_+ + \mathrm{Im}F_-} \neq 0, \tag{2.44}$$

Ohne das Auftreten eines Odderon-Beitrags verschwinden alle drei aufgeführten Differenzen für asymptotische Energien.

2.2.3 Klassifikation diffraktiver Prozesse

Die folgenden Prozesse in der Hadron-Hadron-Streuung können anhand des erzeugten Endzustands unterschieden werden:

Elastische Streuung:

Es können nur die Quantenzahlen des Vakuums, d.h. Impuls und Drehimpuls ausgetauscht werden. Die einlaufenden Teilchen tauchen wieder im Endzustand auf.

Einfach-diffraktive Dissoziation:

Es werden ebenfalls nur die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht. Eines der einlaufenden Teilchen dissoziiert in einen Zustand X größerer Masse.

Doppelt-diffraktive Dissoziation:

Es werden ebenfalls nur die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht. Beide Teilchen dissoziieren in die Zustände X und Y mit größerer Masse.

Nicht-diffraktive Streuung:

Beide Teilchen wechselwirken und führen zu einem Endzustand X.

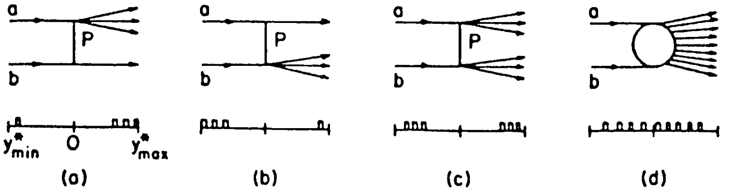


Abbildung 2.7: ***Signaturen hadronischer Prozesse***
Dargestellt sind verschiedene hadronische Prozesse $ab \to X$ und die erwartete Verteilung der Teilchen in Rapiditätsraum (zwischen y^*_{min} und y^*_{max}). (a), (b) und (c) zeigen diffraktive Prozesse, (d) symbolisiert nicht-diffraktive Prozesse. In (a) und (b) dissoziiert jeweils eines der beiden Teilchen a und b, in (c) dissoziieren beide (aus [GIA90]).

Abbildung 2.7 zeigt die graphische Klassifikation hadronischen Prozesse (wobei der elastische Fall ($ab \to ab$) nicht gezeigt ist). Im unteren Teil wird die erwartete Verteilung der erzeugten Teilchen im Rapiditätsraum (s.u.) gezeigt, dabei ist die charakteristische Signatur der diffraktiven Prozesse das Auftreten einer Lücke ohne Teilchenproduktion im Endzustand.

Die Rapidität y eines Teilchens ist durch seine Energie E und seinen longitudinalen Impuls p_z bestimmt:

$$y = \frac{1}{2}\log\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right). \tag{2.45}$$

Unter Lorentz-Transformationen (mit $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) entlang der z-Achse weist die Rapidität ein einfaches Transformationsverhalten auf:

$$y \rightarrow y + \frac{1}{2}\log\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right), \tag{2.46}$$

d.h. die Rapidität ist in verschiedenen durch longitudinale Lorentz-Transformationen („boost") verbundenen Bezugssystemen bis auf eine additive Zahl bestimmt. Dies führt zu der Invarianz von Rapiditätsdifferenzen unter Lorentz-„Boosts".

Für ein masseloses Teilchen schreibt sich die Rapidität wie folgt[5]:

$$y \overset{m\to 0}{\rightarrow} -\log\tan\frac{\vartheta}{2} \equiv \eta. \tag{2.47}$$

Hierbei wird η als Pseudorapidität bezeichnet, die nur vom Polarwinkel ϑ des Teilchens abhängt.

Die hadronische Natur des Photons

Die Produktion von Vektormesonen durch „quasireelle"[6] Photonen weist Ähnlichkeiten zur diffraktiven Hadron-Hadron-Streuung auf.

Im Rahmen des Vektor-Meson-Dominanz-Modells (VDM) findet dieses Verhalten eine Erklärung. Das Photon kann im Rahmen dieses Modells für Energien über einigen GeV als Überlagerung der leichten Vektormesonen mit $J^{PC} = 1^{--}$ (d.h. ρ, ω, und ϕ) angesehen werden; es besitzt also eine hadronische Komponente.

2.2.4 Die Quantenchromodynamik

Ähnlich zur Diskussion der Lagrange-Dichte der QED wird die Lagrange-Dichte der QCD aus der Forderung der Invarianz unter lokalen Eichtransformationen abgeleitet. Im Gegensatz zur QED, und ähnlich der elektroschwachen Wechselwirkung, gehören die Eichtransformationen einer komplexeren Gruppe (der $SU(3)_C$-Algebra) an und führen zu einer nicht-abelschen Theorie (für Details siehe [MAR78, DOK91, PIC95, STE95]). Die wesentliche Eigenschaft der nicht-abelschen Theorien ist die „asymptotische Freiheit": Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen wird für kurze Abstände klein, die Teilchen sind dann quasi-frei. Bei großen Abständen hingegen nimmt die Wechselwirkung stark zu.

Die unter $SU(3)_C$-Transformationen invariante Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$ der QCD lautet:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \equiv -\frac{1}{4}\,G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f\,\left(i\gamma^\mu D_\mu - m_f\right)\,q_f\,. \tag{2.48}$$

---

[5] Aus $p_z = E\cdot(1-\cos\vartheta)$ folgt $y = 1/2\log((1+\cos\vartheta)/(1-\cos\vartheta)) = -\log\sqrt{(1-\cos\vartheta)/(1+\cos\vartheta)}$. Der Ausdruck unter der Wurzel stellt gerade $\tan(\vartheta/2)$ dar.

[6] Für ein sogenanntens reelles Teilchen gilt, daß das Quadrat m^2 seiner Masse gleich dem Quadrat $\mathsf{p}^2 = E^2 - \vec{p}^2$ seines Vierer-Impulses ist. Ein virtuelles Teilchen hingegen erfüllt diese Bedingung nicht. Teilchen mit $\mathsf{p}^2 < 0$ werden als „raumartig", die mit $\mathsf{p}^2 > 0$ als „zeitartig" bezeichnet. Wenn für die Virtualität des Photons gilt: $Q^2 \approx 0$, dann wird das Photon als „quasireell" bezeichnet.

Hierbei bezeichnet q_f das Quarkfeld (zum Flavour f) und $G^a_{\mu\nu}$ den aus den Gluonfeldern gebildeten Feldstärke-Tensor, der die Dynamik des Gluonfeldes beschreibt. Hierbei stellt a den Index bezüglich des Oktetts der $SU(3)_C$ dar. Die kovariante Ableitung D_μ ist durch

$$D^\mu q_f \equiv \left[\partial^\mu - i g_s G^\mu(\mathbf{x})\right] q_f \,, \tag{2.49}$$

gegeben, hierbei bezeichnet G^μ die acht möglichen (entsprechend den Freiheitsgraden der Eichtransformation) Gluonfelder.

Um die einzelnen Beiträge zur Lagrange-Dichte der QCD zu verstehen, wird Gleichung 2.48 in einzelne Terme zerlegt:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} \;=\; & -\frac{1}{4}(\partial^\mu G^\nu_a - \partial^\nu G^\mu_a)(\partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu) + \sum_f \bar{q}^\alpha_f \,(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)\, q^\alpha_f \\ & + g_s\, G^\mu_a \sum_f \bar{q}^\alpha_f \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q^\beta_f \\ & - \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G^\nu_a - \partial^\nu G^\mu_a)\, G^b_\mu G^c_\nu \;-\; \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade}\, G^\mu_b G^\nu_c G^d_\mu G^e_\nu \,. \end{aligned} \tag{2.50}$$

Hierbei sind f^{abc} die Strukturkonstanten der $SU(3)_C$-Algebra und $\frac{\lambda^a}{2}$ bezeichnen die Generatoren dieser Algebra.

Die erste Zeile von Gleichung 2.51 enthält die Terme für den Gluon- und den Quarkpropagator, in der zweiten Zeile ist die Quark-Gluon Wechselwirkung beschrieben. Die dritte Zeile schließlich enthält die Selbstkopplungen der Gluonen (Drei-Gluon- bzw. Vier-Gluon-Vertex), die durch die nicht-abelsche Theorie entstehen[7]. Abbildung 2.8 zeigt graphisch eine Zerlegung der QCD Lagrangedichte in die oben erwähnten Terme, die hier durch Feynman-Diagramme symbolisiert werden. In der ersten Zeile befindet sich der Gluonpropagator sowie die Terme für die Selbstkopplung von drei bzw. vier Gluonen; die zweite Zeile enthält den Quarkpropagator und den Beitrag der Kopplung von Quarks und Gluonen.

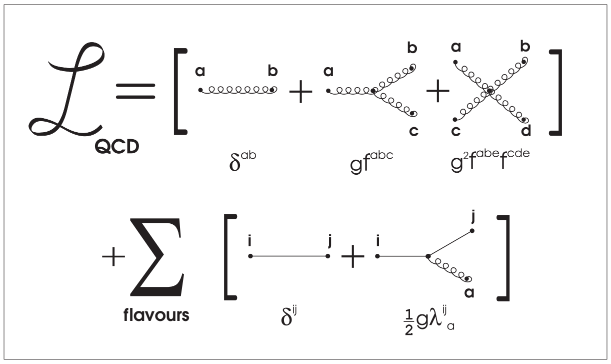


Abbildung 2.8: ***Schematische Darstellung der QCD Lagrange-Dichte***
Gezeigt sind die einzelnen Terme der QCD Lagrange-Dichte in Form der entsprechenden Quark- und Gluon-Kopplungen (aus [SCH96])

Die Lagrange-Dichte hat eine sehr kompakte Form. Alle in ihr enthalten Wechselwirkungen werden durch einen einzelnen Parameter bestimmt: die starke Kopplungskonstante g_s.

Analog zur Bestimmung der skalenabhängigen Kopplungskonstanten der QED kann auch bei der QCD vorgegangen werden. Aufgrund der nicht-abelschen Theorie tragen Diagramme bei, in denen die Gluon-Selbstkopplung eine Rolle spielt. Nach Berechnung der Ein-Schleifen Diagramme ergibt sich für die β-Funktion der Renormalisierungs-Gruppen-Gleichung (siehe Abschnitt 2.1.2) folgender Ausdruck:

$$\beta_1 = \frac{2N_f - 11N_C}{6} \,. \tag{2.51}$$

---

[7] Anschaulich ist dies aufgrund der Tatsache zu verstehen, daß Gluonen im Gegensatz zum Photon selbst (Farb-)Ladung tragen.

Hierbei bezeichnet N_f die Zahl der Quarksorten (dies ist der Beitrag der Quark-Antiquark-Schleifen), N_C die Zahl der Farben (der Beitrag der Gluon-Selbstkopplung). Da $N_f < 16$ zu $\beta_1 < 0$ führt, nimmt die Kopplungskonstante bei kurzen Abständen (d.h. großen Skalen) ab: $\lim_{Q^2\to\infty} \alpha_s(Q^2) = 0$ (d.h. „asymptotische Freiheit“).

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 - \frac{\beta_1 \alpha_s(Q_0^2)}{2\pi} \ln(Q^2/Q_0^2)}\,, \tag{2.52}$$

Gleichung 2.52 zeigt die Skalenabhängigkeit der starken Kopplungskonstante (in führender Ordnung). Die Abnahme zu kleinen Abständen (also asymptotische Freiheit) ist ein Resultat der Gluon-Selbstkopplung, die zur Ausbreitung der QCD-Farbladung führt – im Gegensatz zur Abschirmung der elektrischen Ladung im Fall der QED.

2.2.5 Die Formation des Endzustands in Streuprozessen

Ein wesentlicher Bestandteil der Quantenchromodynamik sind die Theoreme zur Faktorisierung der Wechselwirkungen mit kleinen von den Wechselwirkungen mit großen Skalen. Dies erlaubt eine Trennung des störungstheoretisch behandelbaren Bereichs kleiner Abstände (große Skalen) von dem nicht-perturbativen Bereich großer Abstände.

Der Wirkungsquerschnitt für einen Prozeß, in dem harte Streuung (oder allgemein eine Skala größer als die Faktorisierungsskala) auftritt, kann als Faltung des Wirkungsquerschnitts für den harten Streuprozeß mit den entsprechenden Verteilungen (z.B. Partondichten oder Fragmentationsfunktionen), die die nicht-perturbativen Effekte beschreiben, dargestellt werden.

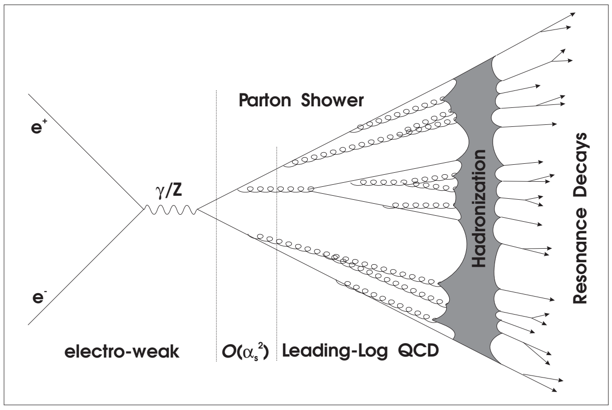


Abbildung 2.9: ***Die Entstehung des Endzustands in*** $e^+e^- \to q\bar{q}$

Gezeigt ist die Entstehung des hadronischen Endzustands in der Elektron-Positron-Vernichtung für die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares (aus [SCH95]). Das farbgeladene Quark (bzw. das Antiquark) kann im Rahmen der perturbativen QCD Gluonen abstrahlen. Es bildet sich eine Partonkaskade („Parton Shower“) aus. Der Übergang der farbgeladenen Partonen in Hadronen wird als Hadronisierung („Hadronization“) bezeichnet . Die entstandenen Hadronen zerfallen, falls sie nicht stabil sind, in die im Detektor beobachtbaren Teilchen („Resonance Decays“)

Abbildung 2.9 zeigt die Produktion eines Endzustandes aus vielen Hadronen in der Elektron-Positron-Vernichtung [SCH95]. Die Modellierung dieses Prozesses kombiniert Beiträge der perturbativen QCD mit Elementen aus dem nicht-perturbativen Bereich. Dabei werden im letzteren Fall phänomenologische Modelle verwendet.

Mehrere Stufen können dabei unterschieden werden. Nach der Produktion eines Quark-Antiquark-Paares aus dem Boson (γ oder Z^0) kann das Quark bzw. das Antiquark Gluonen abstrahlen. Die Gluonen wiederum können sich in zwei Gluonen aufteilen oder ein Quark-Antiquark-Paar bilden. Es kommt zur Ausbildung einer Partonkaskade, in der die (raumartige) Virtualität der Partonen immer kleiner wird. Wird eine Schwelle für die Virtualität unterschritten, bricht die Kaskade ab. Die resultierende Ansammlung von farbgeladenen Partonen wird (über ein phänomenologisches Modell) in farbneutrale Hadronen überführt. Die erzeugten Hadronen können gemäß ihrer Eigenschaften (Lebensdauer und Zerfallsbreiten) in andere Hadronen zerfallen.

2.2.6 QCD-motivierte Modelle für diffraktive Hadron-Hadron-Streuung

Das Zwei-Gluon-Modell

Das einfachste Modell im Rahmen der Quantenchromodynamik zur Wechselwirkung ohne Farbaustausch zwischen Hadronen wird durch den Austausch von zwei Gluonen gegeben [LAN87]. Im Modell abelscher Gluonen von Nachtmann und Landshoff bilden die Gluon ein Kondensat. Die Korrelationslänge a der Gluonfelder im Vakuum wird als klein gegenüber dem Radius (≈ 1 fm) von Hadronen mit leichten Quarks angenommen. Dies hat zur Folge, daß der Abstand zwischen den Quarks größer ist als a. Beide Gluonen koppeln an das gleiche Quark; die Kopplung erfolgt ähnlich einem $C = +1$ isoskalaren Photon. Das Modell führt zu einem konstanten totalen Wirkungsquerschnitt und zur additiven Quark-Regel (siehe Abschnitt 3.1.2).

Das Drei-Gluon-Modell

Donnachie und Landshoff [DON91] haben den Austausch den $C = -1$-Beitrag des Austauschs dreier „nicht perturbativer“ Gluonen berechnet, dieser kann als Prototyp für den Odderon-Austausch angesehen werden. Auch hier wird die Korrelationslänge λ des Gluonkondensats als klein gegenüber dem Hadronradius gesetzt. Die Rechnung führt zu einer schwächeren Kopplung des Odderons in ein Nukleon im Vergleich zum Pomeron. Für $t \approx 0$ ist die Amplitude des Drei-Gluon-Austausch fast vollständig reell, die des Pomeron-Austausch fast vollständig imaginär.

Das stochastische Vakuum

Das Modell des stochastischen Vakuums [DOS92] ist ein nicht-abelsches Modell der Streuung bei hohen Energien, das eine Beziehung zwischen Parametern dieser Streuung und der Spektroskopie von Hadronen herstellt. Die totalen Wirkungsquerschnitt hängen in diesem Modell vom (elektromagnetischen) Radius der Hadronen ab und können die Daten reproduzieren.

Der führende Beitrag negativer C-Parität ist im Rahmen dieses Modells [RUE96] stark von der Struktur des Nukleons abhängig. Insbesondere gilt dies auch für den Wert des Parameters $\Delta\rho$. Wenn sich zwei Quarks im Baryon zu einem Diquark mit Radius kleiner als 0.3 fm formieren, wird eine Unterdrückung des $\Delta\rho$-Parameters auf Werte $|\Delta\rho| < 0.02$ erzielt; dies ist mit existierenden Daten verträglich.

Im Rahmen dieses Modells treten Beiträge negativer C-Parität auf, die auf der Ebene der Quarks nicht unterdrückt, im Nukleon hingegen aufgrund dessen Struktur unterdrückt werden.

2.3 Tiefinelastische Streuung

2.3.1 Der Wirkungsquerschnitt für Lepton-Nukleon-Streuung

Abbildung 2.10 zeigt die die Reaktion $ep \to eX$ mit den Vierer-Impulsen k des einlaufenden Elektrons, P des einlaufenden Protons, k' des gestreuten Elektrons und p_X des hadronischen Endzustands (definiert als der gesamte Endzustand ohne das gestreute Elektron). Im folgenden wird die Leptonmasse stets vernachlässigt, d.h. zu Null gesetzt.

Unter Verwendung des Vierer-Impulses
$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ des ausgesandten Photons ergibt sich die invariante Größe $Q^2 > 0$ als negatives Quadrat des (raumartigen) Vierer-Impulsübertrags vom einlaufenden Elektron auf das Proton:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2. \tag{2.53}$$

Der Vierer-Vektor $\mathbf{p}_X$ des hadronischen Endzustands ist durch die Vierer-Vektoren des Protons und des Photons bestimmt ($\mathbf{p}_X = \mathbf{P} + \mathbf{q}$). $\mathbf{p}_X^2$ ergibt das Quadrat der invarianten Masse W des hadronischen Endzustands:

$$W^2 = \mathbf{p}_X^2 = (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2. \tag{2.54}$$

Das Quadrat s der Schwerpunktsenergie ist gegeben durch

$$s = (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2. \tag{2.55}$$

Weiter können die folgenden dimensionslosen Variablen definiert werden:

$$x = \frac{-(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2}{2\mathbf{P} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}')} = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}, \tag{2.56}$$

sowie

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}')}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}}. \tag{2.57}$$

x wird als Bjorkensche Skalenvariable bezeichnet, ihre Bedeutung wird im nächsten Abschnitt erklärt. y gibt im Ruhesystem des Protons den auf die Elektronenergie normierten Energieübertrag auf das Proton an. Der Wertebereich von x und y ist eingeschränkt: $0 < x, y < 1$.

Die Variablen x, y und Q^2 sind nicht unabhängig, sondern über die folgende Beziehung mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie verknüpft:

$$Q^2 = sxy. \tag{2.58}$$

Werden die Skalenvariablen x und y als Funktion der invarianten Größen s, W^2, Q^2 und M_p ausgedrückt, ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$x = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 - M_p^2}, \tag{2.59}$$

$$y = \frac{W^2 + Q^2 - M_p^2}{s - M_p^2}, \tag{2.60}$$

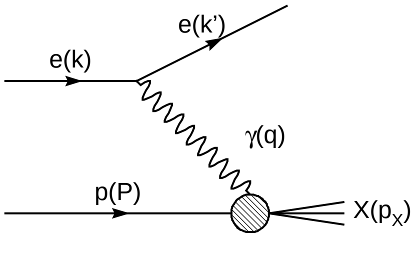


Abbildung 2.10: ***Kinematik der tiefinelastischen Streuung***
Gezeigt ist die Reaktion $ep \to eX$ mit den zur Definition der kinematischen Variablen benötigten Vierer-Impulsen

Unter Verwendung eines leptonischen Tensor $l_{\mu\nu}$, der aus den Vierer-Impulsen des einlaufenden und des gestreuten Elektrons gebildet wird, sowie eines hadronischen Tensors, in den die Vierer-Impulse des Photons und des Protons sowie der Strom $J_\mu^{em}(\mathbf{x})$ – der den Übergang des Photon-Proton-Systems in den Endzustand X beschreibt – eingehen, kann der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \to eX$ in kompakter Form geschrieben werden [MIS89, ROB90]:

$$E' \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}^3 k'} = \frac{2M_p}{s - M_p^2} \frac{\alpha^2}{Q^4} l^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \tag{2.61}$$

Durch Forderung der Invarianz unter Zeitumkehrtransformationen, der Erhaltung der Parität und des elektromagnetischen Stromes sowie unter Ausnützung der Symmetrie des leptonischen Tensors kann gezeigt werden, daß der Informationsgehalt des hadronischen Tensors in Form zweier reeller und unabhängiger Strukturfunktionen $W_i(W^2, Q^2)$ darstellbar ist.

$$W_{\mu\nu}(\mathbf{P},\mathbf{q}) = -W_1(g_{\mu\nu} + \frac{1}{Q^2}q_\mu q_\nu) + \frac{1}{M_p^2}W_2(p_\mu + \frac{\mathbf{p}\cdot\mathbf{q}}{Q^2}q_\mu)(p_\nu + \frac{\mathbf{p}\cdot\mathbf{q}}{Q^2}q_\nu) \qquad (2.62)$$

Mit dem Wirkungsquerschnitt für Mott-Streuung (Streuung von punktförmigen Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen in einem Coulomb-Feld):

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Mott}}}{\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left[\frac{(s-M_p^2)(s-W^2-Q^2)}{M_p^2Q^2} - 1\right], \qquad (2.63)$$

kann der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.61 wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}W^2} &= \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Mott}}}{\mathrm{d}Q^2}\frac{1}{2M_p} \qquad (2.64)\\ &\left[2W_1(W^2,Q^2)\left\{\frac{(s-M_p^2)(s-W^2-Q^2)}{M_p^2Q^2} - 1\right\}^{-1} + W_2(W^2,Q^2)\right].\end{aligned}$$

2.3.2 Das Parton-Modell

Der Inhalt des Quark-Parton-Modells läßt sich in einem Satz zusammenfassen:

> Die tiefinelastische Streuung ist als inkohärente Summe elastischer Streuprozesse des Elektrons an „quasi-freien“ Konstituenten des Protons darstellbar.

Die wesentlichen Annahmen hierbei sind die Lorentz-Kontraktion und -Zeitdilatation der internen Zustände des Nukleons sowie die großen Zeitskalen, auf denen die Hadronisierung abläuft. Zur Ableitung des Parton-Modells (im Grenzfall $Q^2 \to \infty$) wird ein Bezugssystem benutzt, in dem nur sehr große Impulse auftreten („infinite momentum frame“). Dies führt zu den beiden folgenden Näherungen, aus denen die inkohärente Überlagerung folgt:

- Minimierung der Fluktuation des virtuellen Photons in einen hadronischen Zustand:

  Durch die Forderung, daß das virtuelle, raumartige Photon eine minimale Energie besitzt, werden mögliche Fluktuationen in hadronische Zustände minimiert. Die Lebensdauer τ_γ eines solchen Zustands ist umgekehrt proportional zum Betrag Q des Impulsübertrags, $\tau_\gamma \propto 1/Q$. Für den tiefinelastischen Grenzfall $Q^2 \to \infty$ folgt $\tau_\gamma \to 0$.

- Die Partonen verhalten sich während des Streuprozesses als „quasi-frei“:

  Der während des Streuprozesses auftretende Zwischenzustand (mit Masse M_z) muß eine Lebensdauer τ_z besitzen, die groß genug ist, um Wechselwirkungen der restlichen Partonen auszuschließen. Mit der Masse M des Objekts folgt für die Lebensdauer $\tau_z \propto 2P\ (M_z^2 - M^2)$. In einem „infinite momentum frame“ ist die Bedingung erfüllt.

Wenn $q(x)$ die Dichte[8] dieser Partonen im Proton bezeichnet und e_q ihre elektrische Ladung, ergibt sich unter Annahme des Quark-Parton-Modells der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \sum_q \int_0^1 \mathrm{d}\xi q(\xi) \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\right)_{eq}, \tag{2.65}$$

wobei

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\right)_{eq} = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4}(1+(1-y)^2)\delta(x-\xi) \tag{2.66}$$

der aus den Feynman-Regeln bestimmte Wirkungsquerschnitt für elastische Elektron-Quark-Streuung ist. Die Delta-Funktion (bzw. genauer Distribution) ergibt sich durch Betrachtung des tiefinelastischen Grenzfalls ($m_q^2 = (\xi\mathbf{P}+\mathbf{q})^2 \approx 2\xi\mathbf{P}\cdot\mathbf{q} - Q^2$, für $Q^2 \gg m_q^2$ folgt $x = \xi$).

Werden die Beiträge der einzenen Quarks (Ladungsquadrat e_q^2 und mit Impulsbruchteil x gewichtete Dichteverteilung $q(x)$) in einer Strukturfunktion $F_2(x)$ zusammengefaßt:

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2 x q(x), \tag{2.67}$$

ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu (unter Vernachlässigung der Protonmasse):

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left[1 - y + \frac{y^2}{2(1+R)}\right] F_2(x, Q^2). \tag{2.68}$$

Hierbei bezeichnet R das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für longitudinal (σ_L) und transversal (σ_T) polarisierte Photonen:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_1} = \frac{2xF_1 - F_2}{F_1}, \tag{2.69}$$

wobei F_L die longitudinale Strukturfunktion bezeichnet. Im Quark-Parton-Modell folgt aus der oben gezeigten Betrachtung des Streuprozesses – als inkohärente Summe über elastische Elektron-Quark-Streuung – die Callan-Gross-Relation: $F_L = 0$ (wenn die Partonen Spin 1/2 tragen).

Die Strukturfunktion beschreibt den Aufbau des Protons, die restlichen Faktoren im Wirkungsquerschnitt beschreiben die Kinematik des Streuprozesses. Die Invarianz der Strukturfunktion gegenüber der Skala Q^2 spiegelt die Tatsache wider, daß der harte Streuprozeß in kurzer Zeit stattfindet, während der die Partonen als freie Objekte angesehen werden können. Diese Beobachtung (sowohl die theoretische Vorhersage von Bjorken [BJO69] als auch die experimentelle Bestätigung – siehe Abschnitt 3.2.1) führten zu genaueren Untersuchungen der nicht-abelschen Feldtheorien, die die wichtige Eigenschaft der „asymptotischen Freiheit“ besitzen, d.h. die Kopplung verschwindet bei kleinen Abständen.

2.3.3 Das QCD-erweiterte Parton-Modell

Die Korrekturen zum harten Streuprozeß

Abbildung 2.11 zeigt die Korrekturen in führender Ordnung zum tiefinelastischen Streuprozeß des Quark-Parton-Modells. Diese sind durch die sogenannten „Matrixelement“ exakt berechenbar. Neben dem Born-Term ($\gamma^* q \to q$, „QPM“) kann ein Gluon

---

[8] Dies bedeutet, daß $q(x)\mathrm{d}x$ die Zahl der Quarks vom Flavour q mit Impulsbruchteilen im Bereich $(x, x+\mathrm{d}x)$ darstellt.

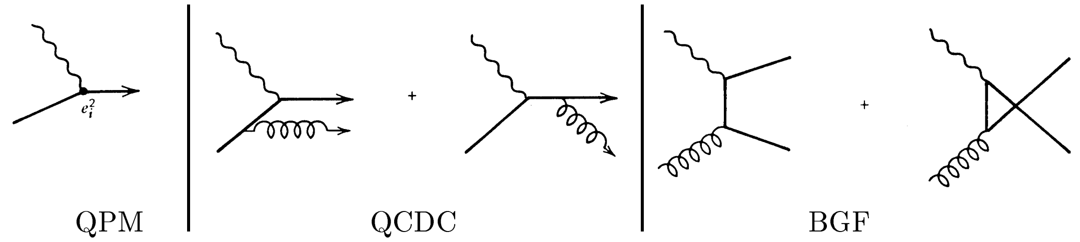


Abbildung 2.11: ***Partonprozesse in führender Ordnung der QCD***
Gezeigt sind die möglichen Beiträge der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ zum harten Streuprozeß in tiefinelastischer Streuung: der Bornterm der Kopplung des Photons an das Quark („QPM“), die Abstrahlung eines Gluons vor oder nach der Streuung des Photons am Quark („QCDC“ – QCD-Compton-Prozeß) und die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares durch Boson-Gluon-Fusion („BGF“)

abgestrahlt werden ($\gamma^* q \to qg$, „QCDC“ – QCD-Compton-Prozeß). Die direkte Wechselwirkung eines Photons mit einem Gluon ist nicht möglich, da das Gluon keine elektrische Ladung trägt. Nur über ein Quark-Antiquark-Paar kann ein Streuprozeß stattfinden. Dieser wird als Boson-Gluon-Fusion ($\gamma^* G \to q\bar{q}$, „BGF“) bezeichnet.

Die Matrixelemente weisen für kleine Energien der abgestrahlten Gluonen sowie für kleine Winkel zwischen den beiden Teilchen im Endzustand Divergenzen auf. Diese werden teilweise durch virtuelle Korrekturen (Feynman-Diagramme mit geschlossenen Schleifen) kompensiert; der verbleibende Teil wird in den Partondichten absorbiert.

Die Entwicklung der Partondichten

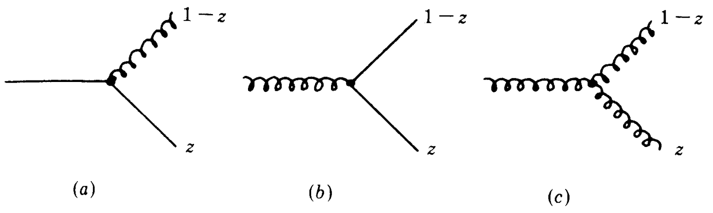


Abbildung 2.12: ***Partonprozesse in führender Ordnung der QCD***
Gezeigt sind die möglichen Beiträge (in führender Ordnung) der Quantenchromodynamik, die zur Aufspaltung eines Partons in zwei Partonen führen: in (a) die Aufspaltung eines Quarks in ein Quark und ein Gluon, in (b) die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares aus einem Gluon sowie in (c) die Aufspaltung eines Gluons in zwei Gluonen führen (aus [ROB90])

In führender Ordnung ($\mathcal{O}(\alpha_S)$) der QCD kann ein Quark ein Gluon abstrahlen. Dabei geht das Quark in ein Quark mit Impulsbruchteil z und ein Gluon mit Impulsbruchteil $(1-z)$ über ($q \to qg$). Aus den Feynman-Regeln ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma \propto \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} P_{q\to q}(z) \log(\frac{Q^2}{Q_0^2}). \tag{2.70}$$

Hierbei wird $P_{q\to q}(z)$ als „splitting function“ bezeichnet, die die Wahrscheinlichkeit für die Aufteilung des ursprünglichen Partonimpulses auf die beiden erzeugten Partonen beschreibt. Der Beitrag proportional zu $\log Q^2$ ist das Resultat eines Integrals über den Transversalimpuls (Bremsstrahlungs-artiges Spektrum), da die Beschränkung des Transversalimpulses nicht mehr gilt.

Abbildung 2.12 zeigt alle möglichen Prozesse in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$. Neben dem bereits beschriebenen Prozeß $q \to gq$ (a) sind die Aufspaltung $g \to q\bar{q}$ eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar (b) sowie die Aufspaltung $g \to gg$ eines Gluons in zwei Gluonen zu sehen (c).

Bezüglich des Quarkflavour können die Partondichten in zwei Gruppen aufgeteilt werden:

- Nicht-Singulett-Dichten (q^{NS}):
  $q^{NS} = q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2)$.
- Singulett-Dichten (q^S und G):
  $q^S = q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)$ und $G = g(x, Q^2)$.

Die Unterscheidung der Singulett- und Nicht-Singulett-Dichten kann am Beispiel des Protons und des Neutrons veranschaulicht werden: Die Partondichten für die Gluonen und die See-Quarks (genauer Quark-Antiquark-Paare) sollten identisch sein für beide Nukleonen; hingegen unterscheiden sich die Valenzquarks, deren Dichten als Nicht-Singulett bezeichnet werden.

Zusammengefaßt ergeben sich folgende drei Gleichungen, die die Änderung der Singulett- und Nicht-Singulett-Dichten beschreiben. Diese werden als DGLAP-Gleichungen bezeichnet, nach den Initialen der Autoren [DOK71, GRI72, ALT77]:

$$\frac{\mathrm{d}q^{NS}(x, Q^2)}{\mathrm{d}\log Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 P_{q\to q}\left(\frac{x}{y}\right) q^{NS}(y, Q^2), \tag{2.71}$$

$$\frac{\mathrm{d}q^{S}(x, Q^2)}{\mathrm{d}\log Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \left(P_{q\to q}\left(\frac{x}{y}\right) q^{S}(y, Q^2) + P_{g\to q}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2)\right), \tag{2.72}$$

und

$$\frac{\mathrm{d}G(x, Q^2)}{\mathrm{d}\log Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \left(\sum_q P_{q\to g}\left(\frac{x}{y}\right) q^{S}(y, Q^2) + P_{g\to g}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2)\right). \tag{2.73}$$

Hierbei haben die „splitting functions“ die folgende Form:

$$\begin{aligned}
P_{q\to q}(z) &= \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z} \\
P_{g\to q}(z) &= \frac{1}{2}\left(z^2 + (1-z)^2\right) \\
P_{q\to g}(z) &= \frac{4}{3}\frac{1+(1-z)^2}{z} \qquad (2.74) \\
P_{g\to g}(z) &= 6\left(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z)\right)
\end{aligned}$$

$$\tag{2.75}$$

Diese Änderung der Partondichten durch Effekte der Quantenchromodynamik führt zur Brechung der Skaleninvarianz der Strukturfunktion F_2. Diese ist nunmehr eine Funktion von zwei Variablen $F_2 = F_2(x, Q^2)$. Darüberhinaus führen die beschriebenen Effekte (Abstrahlung von Gluonen sowie der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion) zu einer nicht verschwindenen longitudinalen Strukturfunktion. Ein weiterer Beitrag ist der nicht verschwindende Transversalimpuls der Partonen im Proton.

In den DGLAP-Gleichungen werden die Terme $\alpha_S^n \log^n \frac{Q^2}{Q_0^2}$ der QCD-Korrekturen summiert. In einer physikalischen Eichung stellt diese Summation eine raumartige Kette der

Emission von n Gluonen dar, wobei der Transversalimpuls der Gluonen (stark) geordnet ist: $Q_T^2 \ll \ldots \ll Q_{Tn}^2 \ll Q^2$. Die DGLAP-Gleichungen sagen nur die Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 von Q^2 voraus, können aber keine Vorhersage für die x-Abhängigkeit machen.

2.3.4 Der Wirkungsquerschnitt für Photon-Nukleon-Streuung

Wird der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \to eX$ in einen totalen Wirkungsquerschnitt für die Streuung $\gamma^* p \to eX$ eines virtuellen Photons am Proton umgerechnet (unter Ausnutzung des bekannten Wirkungsquerschnitts für die Abstrahlung eines Photons vom Elektron), ergibt sich folgender Ausdruck ([LEV96]):

$$\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(W^2, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\frac{1}{1-x}\left(1 + \frac{4M_p^2 x^2}{Q^2}\right) F_2(x, Q^2). \qquad (2.76)$$

Diese Darstellung erlaubt die Untersuchung der Energieabhängigkeit für die Streuung von Photonen mit verschiedenen Virtualitäten Q^2 am Proton. In Abschnitt 5.4.1 wird eine Zusammenstellung über einen weiten Bereich in Q^2 gezeigt.

2.4 Photon-Photon-Wechselwirkung

2.4.1 Der Wirkungsquerschnitt für Photon-Photon-Reaktionen

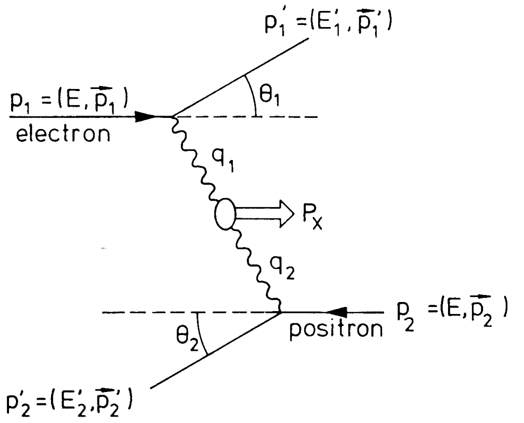


Abbildung 2.13: ***Photon-Photon-Wechselwirkung in e^+e^--Kollisionen***
Gezeigt sind die Kinematik und die Variablen für die Produktion eines Endzustands X durch einen Zwei-Photon-Prozeß in e^+e^--Kollisionen (aus [BER87a])

Abbildung 2.13 zeigt die Erzeugung eines Endzustands X durch Zwei-Photon-Fusion in einer e^+e^--Kollision. Das Elektron (Positron) im Anfangszustand wird durch den Vierer-Impuls $\mathbf{p}_1$ ($\mathbf{p}_2$) beschrieben. Der Impuls $\mathbf{p}_1' = (E_1', \vec{p_1}')$ ($\mathbf{p}_2'$) des gestreuten Elektrons (Positrons) bestimmt den Vierer-Impuls $\mathbf{q}_i = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_i'$ des abgestrahlten Photons. Der Impuls $\mathbf{P}_X$ des Endzustands X ergibt sich zu $\mathbf{P}_X = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$.

Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma(^+e^- \to^+ e^-X)$ für die Produktion eines Endzustands X über die Photon-Photon Wechselwirkung kann für unpolarisierte Strahlen (und unpolarisierte Teilchen im Endzustand) in folgender Form [BUD74] angegeben werden:

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma_{e^+e^-\to e^+e^-X} &= \frac{\alpha^2}{16\pi^4\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2^2}\sqrt{\frac{(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2-\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2^2}{(\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2)^2-m_1^2m_2^2}}\frac{\mathrm{d}^3p_1'}{E_1'}\frac{\mathrm{d}^3p_2'}{E_2'} \\ & [4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT}+2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{TL}+2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{LT}+ \qquad (2.77) \\ & \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{LL}+2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{TT}\cos 2\tilde{\varphi}-8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{TL}\cos\tilde{\varphi}]\,. \end{aligned}$$

Die einzelnen Summanden sind das Produkt einer invarianten Funktion für die Beschreibung des Übergangs zweier Photonen in den Endzustand X und zweier Funktionen, die die Kopplung des jeweiligen Photons an das Lepton beschreiben. Hierbei ist m_i die Masse des gestreuten Elektrons (Positrons) und $\mathbf{q}_i$ der Vierer-Impuls der Photonen. Im Schwerpunktsystem der beiden Photonen bezeichnen a und b die möglichen Helizitäten der Photonen ($a, b = +,-,0$) und $\tilde{\varphi}$ ist der Winkel zwischen den Streuebenen (aus einlaufendem und auslaufendem Teilchen gebildet) für das Elektron und das Positron.

Die Terme ρ_i^{ab} sind die Photon-Dichtematrixelemente, die den durch Teilchen i hervorgerufenen Photonfluß für die verschiedenen Helizitäten beschreiben. Die Beschreibung der Produktion des Zustands X aus zwei Photonen ist durch σ_{ij} bzw. τ_{ij} gegeben; diese stellen Linearkombinationenvon Wirkungsquerschnitten für die Produktion von X dar. Hierbei wird zwischen transversaler und longitudinaler Polarisation unterschieden ($i, j = T, L$).

Für die Photon-Dichtematrizen ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} 2\rho_1^{++} &= 2\rho_1^{--} \\ &= \frac{1}{X}(2\mathbf{p}_1\mathbf{q}_2-\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2+1+\frac{4m^2}{\mathbf{q}_1^2}, \\ \rho_1^{00} &= \frac{1}{X}(2\mathbf{p}_1\mathbf{q}_2-\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2-1, \\ 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\cos\tilde{\varphi} &= \frac{4}{X}(2\mathbf{p}_1\mathbf{q}_2-2\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)(2\mathbf{p}_2\mathbf{q}_1-2\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)C\frac{1}{\sqrt{\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2^2}}, \\ 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\cos 2\tilde{\varphi} &= \frac{C^2}{\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2^2}-2(\rho_1^{++}-1)(\rho_2^{++}-1). \qquad (2.78) \end{aligned}$$

wobei die folgenden Abkürzungen verwendet werden:

$$\begin{aligned} X &= (\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2-\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2^2 \\ C &= -(2\mathbf{p}_1-\mathbf{q}_1)(2\mathbf{p}_2-\mathbf{q}_2)+\frac{1}{X}(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)(2\mathbf{p}_1\mathbf{q}_2-\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)(2\mathbf{p}_2\mathbf{q}_1-\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2) \qquad (2.79) \end{aligned}$$

Die Ausdrücke σ_{ij} bzw. τ_{ij} können über den absorbierenden Teil der Amplitude für die Vorwärtsstreuung zweier Photonen ($W^{\mu'\nu',\mu\mu}$), die über das optische Theorem mit dem Wirkungsquerschnitt zusammenhängt, ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{TT} &= \frac{1}{4\sqrt{X}}(W_{++,++}+W_{+-,+-}), \\ \sigma_{LL} &= \frac{1}{2\sqrt{X}}W_{00,00}, \\ \sigma_{TL} &= \frac{1}{2\sqrt{X}}W_{+0,+0}, \qquad (2.80) \\ \sigma_{LT} &= \frac{1}{2\sqrt{X}}W_{0+,0+}, \\ \tau_{TT} &= \frac{1}{2\sqrt{X}}W_{++,--}, \\ \tau_{TT} &= \frac{1}{4\sqrt{X}}(W_{++,00}+W_{0+,-0}), \end{aligned}$$

wobei die $W_{a'b',ab}$ über die Helizitätsamplituden M_{ab} im Photon-Photon-Schwerpunktsystem dargestellt sind:

$$W_{a'b',ab} = \frac{1}{2} \int \mathrm{d}(Lips) M^*_{a'b'} M_{ab}. \tag{2.81}$$

Hierbei bezeichnet $\mathrm{d}(Lips)$ das lorentzinvariante Phasenraumelement.

2.4.2 Die Näherungen für den Wirkungsquerschnitt

Für fast reelle Photonen ($Q_i^2 \approx 0$) trägt nur die transversale Polarisation zum Wirkungsquerschnitt bei, d.h. nur die Terme σ_{TT} und τ_{TT} sind relevant. Nach Integration über den relativen Azimutwinkel $\tilde{\varphi}$ zwischen den beiden Streuebenen (dies ist möglich, wenn nicht gleichzeitig beide gestreute Leptonen nachgewiesen werden) ergibt sich der folgende Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt [KOL84]

$$\frac{\mathrm{d}^5\sigma}{\mathrm{d}\omega_1 \mathrm{d}\omega_2 \mathrm{d}\cos\vartheta_1 \mathrm{d}\cos\vartheta_2 \mathrm{d}\Phi} = \frac{\mathrm{d}^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{\mathrm{d}\omega_1 \mathrm{d}\omega_2 \mathrm{d}\cos\vartheta_1 \mathrm{d}\cos\vartheta_2 \mathrm{d}\Phi} \sigma_{TT}(W_{\gamma\gamma}, q_1^2, q_2^2). \tag{2.82}$$

Hierbei wird $L_{\gamma\gamma}^{TT}$ als Luminositätsfunktion bezeichnet und stellt sich wie folgt dar:

$$\frac{\mathrm{d}^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{\mathrm{d}\omega_1 \mathrm{d}\omega_2 \mathrm{d}\cos\vartheta_1 \mathrm{d}\cos\vartheta_2 \mathrm{d}\Phi} = \frac{\alpha^2}{16\pi^3} \frac{E_1' E_2'}{q_1^2 q_2^2} \rho_1^{++} \rho_2^{++} 4\sqrt{X} \tag{2.83}$$

Im Grenzfall $Q_i^2 \to 0$ und für $Q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2$ (Weizsäcker-Williams-Näherung) ergibt sich mit $\omega_i = E_{\gamma i}/E$ nach Integration über die drei Winkelvariablen der folgende Ausdruck für die Luminositätsfunktion $L_{\gamma\gamma}$:

$$\frac{\mathrm{d}^2 L_{\gamma\gamma}}{\mathrm{d}\omega_1 \mathrm{d}\omega_2} = \frac{\mathrm{d}N_\gamma(\omega_1)}{\mathrm{d}\omega_1} \frac{\mathrm{d}N_\gamma(\omega_2)}{\mathrm{d}\omega_2}, \tag{2.84}$$

wobei die beiden Faktoren die folgende Form haben (die auch als „Equivalent Photon Approximation“ (EPA) bezeichnet wird):

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma(\omega)}{\mathrm{d}\omega} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{\omega} \left((1 + (1-\omega)^2) \ln\left(\frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}\right) - (1-\omega)\left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q_{max}^2}\right) \right), \tag{2.85}$$

mit

$$\begin{aligned} Q_{min}^2 &= m_e^2 \frac{\omega}{1-\omega} + \mathcal{O}(m_e^4), \\ Q_{max}^2 &= 4EE' \sin^2(\frac{\vartheta_{max}}{2}). \end{aligned} \tag{2.86}$$

In der durchgeführten Näherung ist die Form des Photonspektrums von der Teilchensorte unabhängig. Entscheidend ist nur die Masse des Teilchens. Diese geht mit einer logarithmischen Abhängigkeit in die untere Grenze Q_{min}^2 ein. Schwerere Teilchen haben größere Werte dieser unteren Grenze für die Virtualität des abgestrahlten Photons. Der große Massenunterschied zwischen Elektron und Proton (mehr als 6 Größenordnungen) führt zu einem weniger stark ausgeprägten Unterschied in der Photonabstrahlung.

2.4.3 Die Resonanzproduktion

Für die Produktion einer Resonanz R (mit Spin J, Masse M_R, totaler Breite Γ_R und der Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ für den Zerfall in zwei Photonen) durch Fusion zweier Photonen mit invarianter Masse $W_{\gamma\gamma}$ gilt der folgende Ausdruck:

$$\sigma(\gamma\gamma \to R) = 8\pi^2(2J+1)\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_R}\left[\frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_R M_R}{(W_{\gamma\gamma}^2 - M_R^2)^2 + \Gamma_R^2 M_R^2}\right]. \tag{2.87}$$

Für eine schmale Resonanz ($\Gamma_R \ll M_R$) vereinfacht sich in 2.87 der Ausdruck in den eckigen Klammern (die Breit-Wigner-Resonanzform) zu $\delta(W^2 - M_R^2)$.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion einer schmalen Resonanz R in e^+e^--Kollisionen durch quasi-reelle Photonen ergibt sich unter Berücksichtigung der Weizsäcker-Williams-Näherung zu [KOL84]

$$\sigma(e^+e^- \to e^+e^-R) \approx 16\alpha^2(\ln\frac{E}{m_e})^2 f(\frac{M_R}{2E})\frac{(2J+1)\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_R^3}. \tag{2.88}$$

Hierbei ist $f(x)$ die Low-Funktion:

$$f(x) = (2+x^2)^2\ln(\frac{1}{x}) - (1-x^2)(3+x^2). \tag{2.89}$$

Die möglichen Resonanzen, die in Zwei-Photon Prozessen produziert werden können, unterliegen Einschränkungen. Die Resonanzen müssen die Parität $C = +1$ unter der Ladungskonjugation besitzen (da für ein Photon $C = -1$ ist). Reelle Photonen können Resonanzen mit Spin-0 und Spin-2 produzieren, nicht aber Spin-1 Resonanzen.

2.4.4 Die Produktion von pseudoskalaren Mesonen

Für die Erzeugung von pseudoskalaren Mesonen in Zwei-Photon-Prozessen können durch die Forderung nach Erhaltung der Helizität und der Parität die möglichen Beiträge der verschiedenen Amplituden in Gleichung 2.81 eingeschränkt werden.

Die Forderung nach Erhaltung der Helizität führt zu den Bedingungen:

$$\begin{aligned} M_{\pm\mp}(J^P = 0^\mp, 1^\pm) &= 0, \\ M_{0\pm}(J^P = 0^\mp) &= 0. \end{aligned} \tag{2.90}$$

Die Erhaltung der Parität bedingt, daß

$$M_{00}(J^P = 0^-, 1^+, 2^-, \ldots) = 0. \tag{2.91}$$

Für ein pseudoskalares Meson ($J^P = 0^-$) folgt, daß nur die Terme σ_{TT} und τ_{TT} einen Beitrag liefern. Wenn nicht beide gestreute Leptonen gleichzeitig nachgewiesen werden, kann über den Winkel $\tilde{\varphi}$ gemittelt werden und der Term τ_{TT} trägt nicht bei.

2.5 Die Odderon-Photon-Fusion in der Elektron-Proton-Streuung

2.5.1 Die Idee

Die exklusive Produktion von pseudoskalaren Mesonen findet über einen Zwei-Photon-Prozeß zwischen geladenen Teilchen statt. Nach der Idee von Schäfer, Mankiewicz und

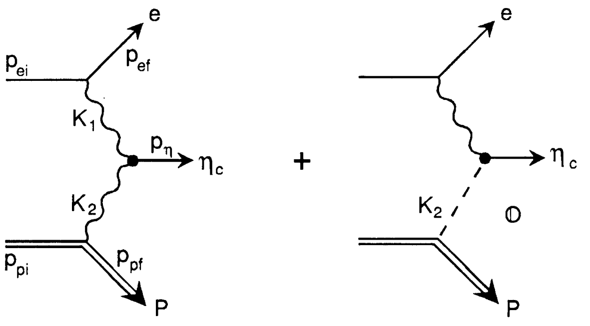


Abbildung 2.14: ***Elastische Produktion pseudoskalarer Mesonen bei* HERA**
Gezeigt sind die beiden Prozesse, die zu elastischen Produktion von pseudoskalaren Mesonen bei HERA führen (aus [SCH91b]). Das linke Bild zeigt die Produktion eines η_c-Mesons durch Photon-Photon-Fusion, das rechte Bild die Produktion durch Photon-Odderon-Fusion

Nachtmann [SCH91b] könnte es bei HERA einen weiteren Beitrag zur Produktion pseudoskalaren Mesonen geben. Das Odderon, als der Partner des Pomerons mit entgegengesetzter C-Parität, besitzt die gleiche C-Parität wie das Photon, d.h. $C = -1$.

Abbildung 2.14 zeigt die beiden möglichen Prozesse zur elastischen Produktion pseudoskalarer Mesonen ($ep \to e\eta_c$) bei HERA: Photon-Photon-Fusion sowie Photon-Odderon-Fusion.

Aufgrund der Quantenzahlen der pseudoskalaren Mesonen ist dies der einzig mögliche diffraktive Prozeß (Beiträge durch Pomeron-Austausch können nicht auftreten) und könnte zur Messung der Kopplung des Odderons an Nukleonen benutzt werden.

2.5.2 Die Rechnung

In Berechnung des Wirkungsquerschnitts [SCH91b] wird das Odderon als lineare Regge-Trajektorie ($\alpha_{\mathbb{O}}(t) = \alpha_0 + \alpha_0' t$ mit $\alpha_0 = 1$ und $0 < \alpha_0' < 1\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2$) behandelt. Der freie Parameter in der Rechnung ist c_0, das quadratische Verhältnis von Odderon-Nukleon-Kopplung $\beta_{\mathbb{O}}$ zur Pomeron-Nukleon-Kopplung $\beta_{\boldsymbol{P}}$:

$$c_0 = \pm \left(\frac{\beta_{\mathbb{O}}}{\beta_{\boldsymbol{P}}} \right)^2 . \tag{2.92}$$

Wird Pomeron-Austausch als rein imaginär und Odderon-Austausch als rein reell angesetzt (dies stellt für $t \to 0$ eine sehr gute Approximation dar), gilt:

$$c_0 = \frac{\rho_{p\bar{p}} - \rho_{pp}}{2}, \tag{2.93}$$

wobei $\rho_{p\bar{p}}$ (ρ_{pp}) das Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude in Proton-Antiproton- (Proton-Proton-) Streuung ist. Die Kopplung des Odderons an das Proton wird über den isoskalaren Formfaktor F_p für Nukleonen

$$F_p = \frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t} \left(1 - \frac{t}{0.7\ \mathrm{GeV}^2/c^2} \right)^{-2} . \tag{2.94}$$

beschrieben.

Die Erzeugung eines Mesons durch Odderon-Photon-Fusion wird in Analogie zur Zwei-Photon-Produktion über die partielle Zerfallsbreite des Mesons in zwei Photonen parametrisiert, wobei die unterschiedlichen Kopplungen von Photon und Odderon berücksichtigt werden. Für das Odderon wird hierzu eine Kopplung an einzelne Quarks angenommen, die proportional zur Baryonzahl der Quarks ist. Die Kopplung des Photons an die Quarks ist proportional zur elektrischen Ladung der Quarks.

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma}{dp_\eta\, d\nu\, dQ^2}$ ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dp_\eta\, d\nu\, dQ^2} &= \frac{\pi\alpha^4 p_\eta}{4s^2 E_{pf} E_\eta Q^4} A T^2 F_p^2(t) \\ &\left\{ \left(\frac{1}{t} - \left(\frac{\beta_{I\!P}}{e}\right)^2 \frac{9}{2} c_0 (s_1\alpha_1)^{\alpha_{I\!O}(t)-1} \cos\left[\frac{\pi}{2}(\alpha_{I\!O}(t)-1)\right]\right)^2 + \right. \\ &\left. \left(\frac{\beta_{I\!P}}{e}\right)^4 \left(\frac{9}{2}\right)^2 c_0^2 (s_1\alpha_1)^{2\alpha_{I\!O}(t)-2} \sin^2\left[\frac{\pi}{2}(\alpha_{I\!O}(t)-1)\right]\right\}, \end{aligned} \tag{2.95}$$

hierbei ist p_η der Betrag des (Dreier-)Impulses des Mesons und E_η dessen Energie; E_{pf} ist die Energie des elastisch gestreuten Protons. Die Variable s_1 ist das Quadrat der Summe des Mesonimpulses P_{η_c} und des Protonimpulses P_p: $s_1 = (P_{\eta_c} + P_p)^2$. A ist eine Summe von Spuren über Produkte der Vierer-Impulse des einlaufenden und auslaufenden Elektrons sowie des ein- und auslaufenden Protons. T bezeichnet die Kopplung des Mesons an das Photon-Photon- bzw. Photon-Odderon-System. Die beiden Amplituden können zu einer Inteferenz führen.

2.5.3 Die Ergebnisse für η_c-Produktion

Für die Produktion des η_c-Mesons ergibt die Rechnung (unter Verwendung von $\alpha_0' = 0.25\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2$) einen totalen Wirkungsquerschnitt im Bereich von 1 bis 10 pb; hierbei wird der Parameter c_0 zwischen Null (reiner Zwei-Photon-Prozeß) und $|c_0| < 0.1$ variiert.

Abbildung 2.15 (a) zeigt den berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Mesonsimpulses c_0. Die Rechnung zeigt einen sichtbaren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt durch das Odderon für Werte $|c_0| > 0.01$. Das Vorzeichen von c_0 bestimmt die Art der Interferenz der Odderon-Photon-Amplitude mit der Photon-Photon-Amplitude: für $c_0 < 0$ ($c_0 > 0$) ist die Interferenz konstruktiv (destruktiv). Die Interferenz der Amplituden führt dazu, daß eine Messung den Parameter c_0 nicht eindeutig bestimmen kann.

2.5.4 Die Ergebnisse für η- und η'-Produktion

Die Rechnungen für η_c-Produktion ergeben einen sehr kleinen totalen Wirkungsquerschnitt. Ein größerer Wirkungsquerschnitt wird für die Produktion von η'- und η-Mesonen erwartet. Die durchgeführte Rechnung nimmt ein schweres Quark an, für die leichten pseudoskalaren Mesonen treten zusätzliche Unsicherheiten auf. Diese erlauben nicht aus einer Messung eindeutig zu schließen, welcher Anteil durch Photon-Odderon-Fusion hervorgerufen wird.

Im Rahmen der $SU(3)$-Symmetrie der Quark-Sorten (Flavour) gibt es einen Singulett-Zustand η_1 und einen Oktett-Zustand η_8, die sich jeweils aus u-, d- und s-Quarks zusammensetzen:

$$\begin{aligned} |\eta_1> &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|u\bar{u}> + |d\bar{d}> + |s\bar{s}>) \\ |\eta_8> &= \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u}> + |d\bar{d}> - 2|s\bar{s}>). \end{aligned} \tag{2.96}$$

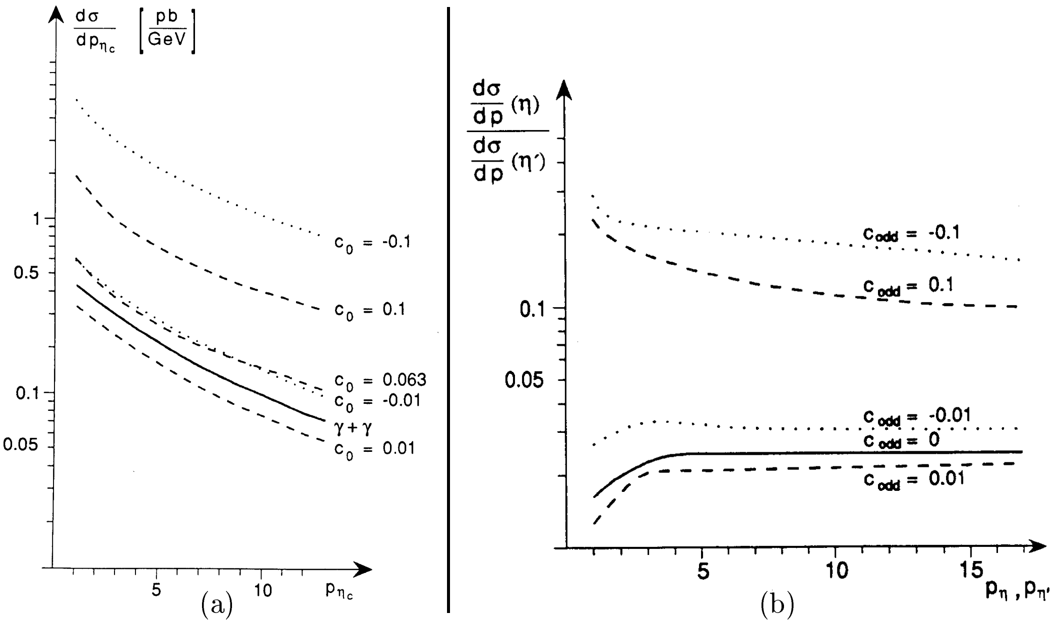


Abbildung 2.15: ***Wirkungsquerschnitte für Produktion pseudoskalarer Mesonen***

Gezeigt ist in (a) der Wirkungsquerschnitt für die elastische Produktion von η_c-Mesonen in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA (aus [SCH91b]) als Funktion des Mesonimpulses p_{η_c} (in GeV/c).

In (b) ist das Ergebnis der Rechnung für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte elastischer η- und η'-Produktion als Funktion des Impulsbetrags p_η (bzw. $p_{\eta'}$) der Mesonen zu sehen.

In (a) und in (b) stellt die Kurve „$\gamma + \gamma$“ (bzw. $c_{odd} = 0$) den erwarteten Verlauf für einen reinen Zwei-Photon-Prozeß dar; die gestrichelten und gepunkteten Kurven zeigen die Änderung durch einen endlichen Beitrag des Odderons für verschiedene Werte des Parameters c_0 (bzw. c_{odd})

Da die Kopplung an das Meson im Falle des Photon-Odderon-Prozesses proportional zur Summe der Produkte von Ladung und Baryonzahl der Quarks ist, ergibt sich eine Entkopplung des Singulett-Zustands.

Die beobachteten Mesonen η' und η sind Linearkombination des $SU(3)$-Singulett- und des $SU(3)$-Oktett-Zustands:

$$\begin{aligned} |\eta> &= \sin\vartheta|\eta_1> + \cos\vartheta|\eta_8> \\ |\eta'> &= \cos\vartheta|\eta_1> - \sin\vartheta|\eta_8> . \end{aligned} \tag{2.97}$$

Das η ist also überwiegend ein $SU(3)$-Oktett-Zustand, während das η' durch den $SU(3)$-Singulett-Zustand dominiert wird. Dies führt zu einer geringeren Änderung des Wirkungsquerschnitts für die η'-Produktion durch einen Odderon-Beitrag als beim η.

Abbildung 2.15 (b) zeigt das berechnete Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Produktion. Hierbei ist der Mischungswinkel ϑ zu $-20°$ gesetzt und wiederum $\alpha'_o = 0.25\ \mathrm{GeV}^{-2} \cdot c^2$ gewählt. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich in der Größenordnung von einigen Nanobarn.

Die in Teil (b) der Abbildung angegebenen Werte des Verhältnisses R sind nicht korrekt [NAC96, ARE96], die Form der gezeigten Abhängigkeit ist jedoch korrekt. Das Verhältnis R nimmt für Impulse $p > 5$ GeV/c einen Wert von etwa 0.55 an [SCH96]. Eine Unsicherheit in der Rechnung für die η- und η'-Produktion betrifft die Wahl der Quarkmasse m_q. Der im Falle des η_c gewählte Ansatz $m_c = 1/2 m_{\eta_c}$ ist für den Fall der leichten Mesonen nicht mehr offensichtlich. Eine mögliche Alternative ist die Wahl einer effektiven Masse von etwa 300 MeV/c^2. Dies führt zu einer Änderung [SCH96] des Ergebnisses ebenso wie die Wahl des Mischungswinkels.

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse außerhalb von **HERA**

In diesem Kapitel werden einige Resultate zur Hadron-Hadron-Streuung, zur tiefinelastischen Streuung in „fixed-target“-Experimenten sowie zur Zwei-Photon-Physik vorgestellt, die vor HERA erzielt wurden und zur Entwicklung der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten theoretischen Konzepte beigetragen haben.

3.1 Hadron-Hadron-Streuung

Aus der Vielzahl der Daten zur Hadron-Hadron-Wechselwirkung sind hier einige Ergebnisse zur elastischen Hadron-Hadron-Streuung und zum totalen Wirkungsquerschnitt für Hadron-Hadron-Reaktionen sowie erste Hinweise auf eine partonische Struktur in diffraktiven Prozessen gezeigt.

3.1.1 Die elastische Streuung

Wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt, gibt die Winkelverteilung (über eine Fouriertransformation) Aufschluß über die räumliche Verteilung der Streuobjekte.

Für ISR-Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} = 23 - 63$ GeV) können folgende Bereiche des in Abbildung 3.1) gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t$ für elastische Proton-Proton-Streuung als Funktion des Quadrats des Vierer-Impulsübertrags (im t-Kanal) vom einlaufenden auf das auslaufende Proton unterschieden werden:

- $-t < 0.001\ \mathrm{GeV}^2/c^2$

  Im Bereich sehr kleiner Werte von $-t$ überwiegt die Coulomb-Wechselwirkung, d.h. die Teilchen unterliegen der Rutherford-Streuung.

- $0.001\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < -t < 0.01\ \mathrm{GeV}^2/c^2$

  In diesem Bereich tritt Interferenz zwischen der starken und der Coulomb-Wechselwirkung auf.

- $0.01\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < -t < 0.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$

  Für diese und größere Werte von $-t$ kann die Coulomb-Wechselwirkung vernachlässigt werden; nur die starke Wechselwirkung spielt eine Rolle. Die Daten zeigen ein ausgeprägtes Maximum (das sogenannte Diffraktionsmaximum) bei den kleinsten Werten von $-t$ und fallen zu größeren Werten hin über 6 Größenordnungen annähernd exponentiell ab:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \propto e^{bt}. \tag{3.1}$$

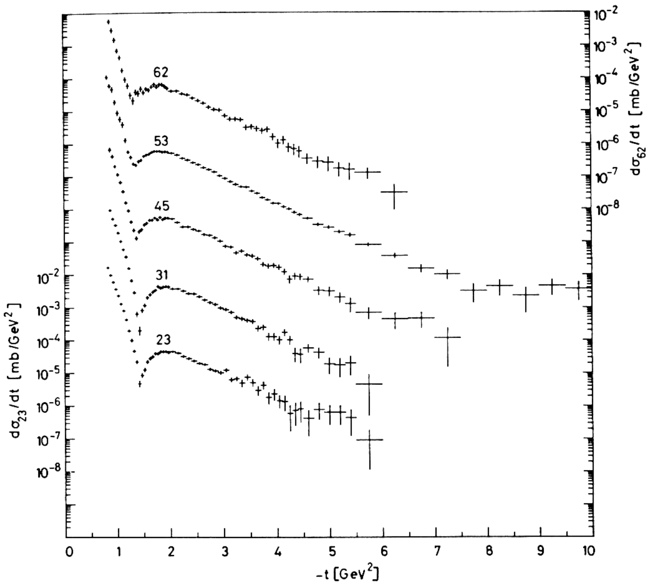


Abbildung 3.1: *Wirkungsquerschnitte für elastische Proton-Proton-Streuung*
Gezeigt ist der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ als Funktion des Betrags des quadrierten Vierer-Impulsübertrags für verschiedene Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ von 23 bis 62 GeV (Messungen am ISR, aus [ALB81]). In der Abbildung ist $c = 1$ gesetzt

Der Steigungsparameter b („slope“) hat Werte zwischen 6 – 17 GeV$^{-2}c^2$ und zeigt eine starke Energieabhängigkeit („shrinkage“): b wächst mit steigenden Werten der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ an, d.h. das Diffraktionsmaximum wird schmäler.

- 0.5 GeV$^2/c^2 < -t$

  Die Daten weisen für $-t \approx 1.4$ GeV$^2/c^2$ ein Minimum auf, gefolgt von einem zweiten Maximum. Die Position des Minimums findet sich bei Erhöhung der Schwerpunktsenergie bei kleineren Werten von $-t$.

Abbildung 3.2 (a) zeigt eine Zusammenstellung von Messungen der Steigung b des Diffraktionsmaximums (im Bereich $-t < 0.05$ GeV$^2/c^2$) für elastische Proton-Proton-Streuung. Der Wert von b steigt mit wachsender Schwerpunktsenergie an, dies wird als Schrumpfen („shrinkage“) des Maximums bezeichnet.

In einem geometrischen Modell kann das Schrumpfen als ein Anwachsen der Wechselwirkungsradius der Protonen mit der Energie gedeutet werden. Der beobachtete exponentielle Abfall bei $t \approx 0$ führt in diesem Modell zu einer gaußförmigen Materieverteilung im Proton.

Zur Bestimmung des ρ-Parameters (siehe Gleichung 2.39) wird der differentielle Wirkungsquerschnitt dσ/dt für elastische Streuung unter sehr kleinen Winkeln gemessen. Für Werte von $|t|$ in der Größenordnung 10^{-3} GeV^2 tritt Interferenz zwischen der Coulomb- und der starken Wechselwirkung auf, wenn die Amplitude für elastische Vorwärtsstreuung nicht rein imaginär ist. Aus der Interferenz läßt sich der Realteil der Streuamplitude bestimmen.

Abbildung 3.2 (b) zeigt eine Zusammenstellung der Daten für ρ in Proton-Proton- und Antiproton-Proton-Streuung, einschließlich der Messungen am S$p\bar{p}$S-Speicherring und am TEVATRON. Die gezeigten Kurven sind das Ergebnis der Anpassung einer Dispersionsrelation.

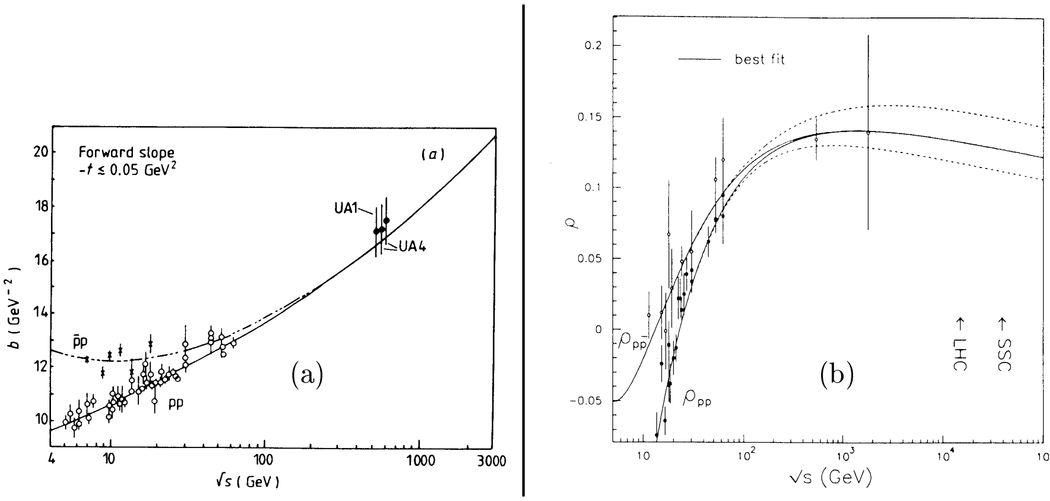


Abbildung 3.2: ***Parameter der elastischen Proton-Proton- und Antiproton-Proton-Streuung***
In (a) ist der Wert des Steigungsparameters b für das Vorwärtsmaximum bei $t \approx 0$ in elastischer Proton-Proton- (Proton-Antiproton-) Streuung gezeigt (aus [COL84]). Im linken Bild ist $c = 1$ gesetzt.
Der Teil (b) enthält den Realteil der Amplitude für elastische Vorwärtsstreuung in Proton-Proton- (bzw. Proton-Antiproton-) Wechselwirkungen (aus [AUG93a]). Die Werte für ρ aus Antiproton-Proton-Streuung sind größer als die der Proton-Proton-Streuung, für Energien $\sqrt{s} > 40$ GeV werden die Werte vergleichbar. Die gezeigten Kurvn ist das Ergebnis der Anpassung einer Dispersionsrelation, die gestrichelten Kurven geben die Unsicherheit der Anpassung (± 1 Standardabweichung) an

Die erste Bestimmung des ρ-Parameters am S$p\bar{p}$S-Beschleuniger ($\sqrt{s} = 541$ GeV) erfolgte durch das UA4-Experiment. Hierbei wurden die elastisch (unter sehr kleinen Winkeln) gestreuten Protonen und Antiprotonen in speziellen Spektrometern (den sogenannten „roman pots“, siehe auch Abschnitt 3.1.3) nachgewiesen [BAT85]. Der gemessene Wert $\rho = 0.24 \pm 0.04$ [BER87b] lag deutlich höher als die Erwartung und wurde als Hinweis auf mögliche Beiträge von Odderon-Austausch interpretiert. Diese Messung basierte auf Daten, die innerhalb von nur zwei Tagen aufgezeichnet wurden. Die Optik des Strahls war nicht gut und aufgrund der geringen Statistik war die Untersuchung möglicher systematischer Effekte schwer möglich.

Der endgültige, die obige Messung ersetzende und in Abbildung 3.2 (b) gezeigte, von UA4/2 veröffentlichte Wert $\rho = 0.135 \pm 0.015$ [AUG93b] basiert auf einer 11-mal größeren Statistik und ist deutlich besser mit den Daten bei niedrigeren Energien verträglich.

Eine weitere Messung von ρ wurde vom Experiment E710 am FERMILAB ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV) durchgeführt. Der Meßwert $\rho = 0.140 \pm 0.069$ [AMO92] stimmt mit den Erwartungen überein. Die (spätere) zweite Messung von UA4/2 ist mit diesem Wert verträglich.

3.1.2 Die totalen Wirkungsquerschnitte

Im Bereich kleiner Schwerpunktsenergien weist der totale Wirkungsquerschnitt eine Struktur von Minima und Maxima auf, die durch Resonanzproduktion hervorgerufen werden. Bei höheren Energien verändert sich der Wirkungsquerschnitt nur langsam und strebt bei Energien $\sqrt{s}$ bis zu 10 GeV einem konstanten Wert zu. Die ersten Messungen beim ISR ($\sqrt(s) = 23 - 63$ GeV) wiesen einen Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Energie auf. Dieser Anstieg ist von den Messungen am S$p\bar{p}$S und am TEVATRON bestätigt worden.

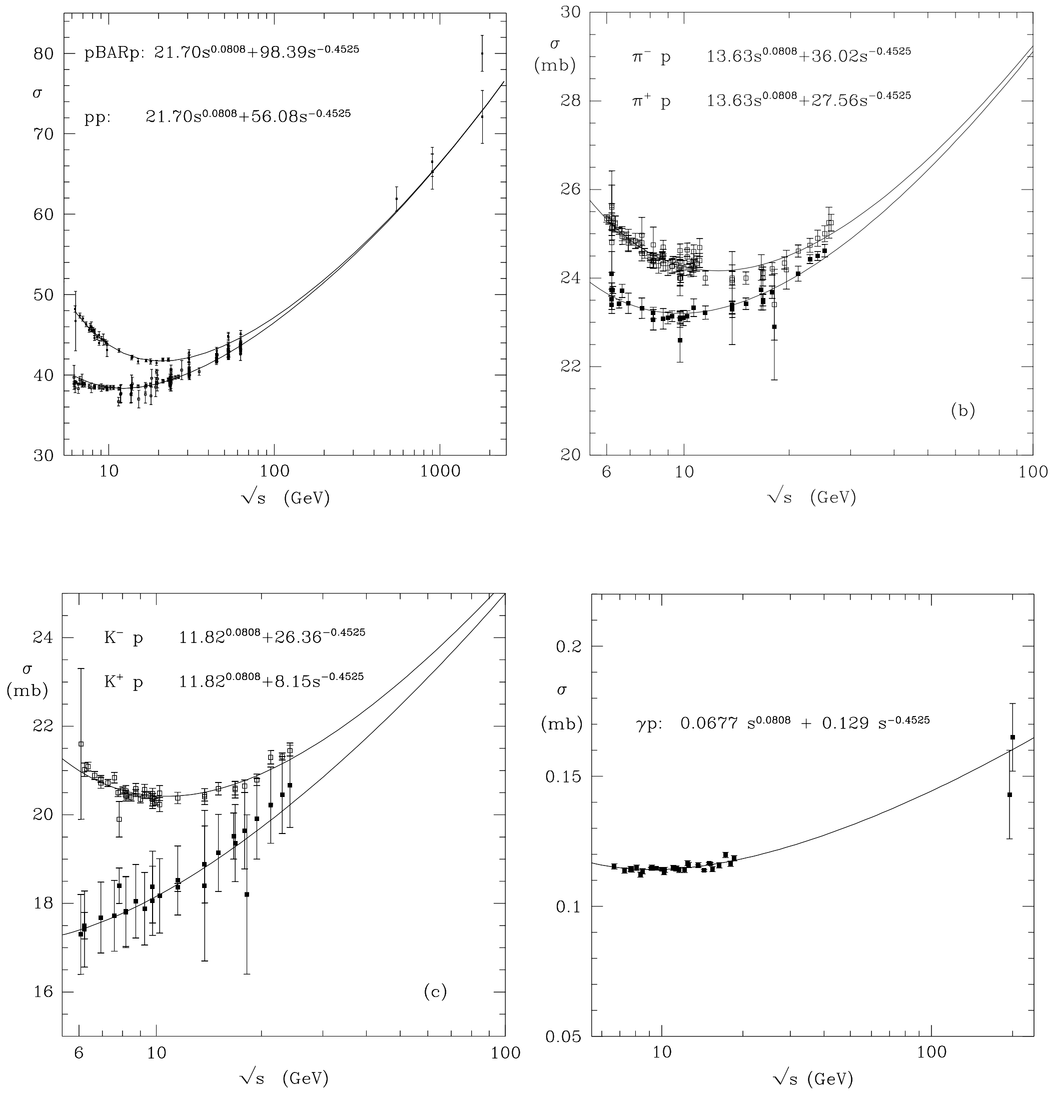


Abbildung 3.3: ***Parametrisierung totaler Wirkungsquerschnitte***
Gezeigt sind der totale Proton-(Anti)proton-Wirkungsquerschnitt (linkes oberes Bild), der Pion-Proton-Wirkungsquerschnitt (rechtes oberes Bild), der Kaon-Proton-Wirkungsquerschnitt (linkes unteres Bild) sowie der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt (rechtes unteres Bild) jeweils als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ *(aus [DON92]). Eingezeichnet ist die Parametrisierung von Donnachie-Landshoff, die den totalen Wirkungsquerschnitt als Summe zweier Potenzen in s darstellt:* $\sigma_{tot} = As^{0.0808} + Bs^{-0.4525}$

Abbildung 3.3 zeigt eine Zusammenstellung der totalen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktsenergie für die Reaktion verschiedener Hadronen (bzw. von Photonen) mit Protonen. Der Wirkungsquerschnitt für die Antiteilchen-Teilchen-Reaktion ist stets größer als der für Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung (aufgrund zusätzlich möglicher Annihilationsprozesse) und nähert sich bei großen Schwerpunktsenergien diesem an.

Hierbei ist auch die Parametrisierung von Donnachie und Landshoff [DON92] eingezeichnet. An die Daten wird eine funktionale Abhängigkeit der Form $\sigma_{tot}(s) = As^{n_P} + Bs^{n_R}$ angepaßt, die die Summe eines Beitrags durch Pomeron-Austausch und eines Beitrags durch Austausch einer Regge-Trajektorie (ρ, ω, …) ist. Da das Pomeron gleiche

Kopplungen an Teilchen als auch an Antiteilchen aufweist, werden zur Anpassung der Proton (Antiproton)-Proton Daten 5 Parameter (zwei Exponenten und drei Kopplungskonstanten) verwendet. Die Anpassung ergibt $n_P = 0.0808$ und $n_R = -0.4525$. Mit diesen beiden Werten werden die drei multiplikativen Konstanten für die Daten der Pion-Proton- sowie der Kaon-Proton-Streuung bestimmt. Ebenso wird für die Photon-Proton-Streuung zur Bestimmung der zwei Konstanten A und B verfahren. Die erreichte Beschreibung der Daten durch diese kompakte Parametrisierung (zwei universelle Werte für die Exponenten und elf Kopplungskonstanten) ist sehr gut.

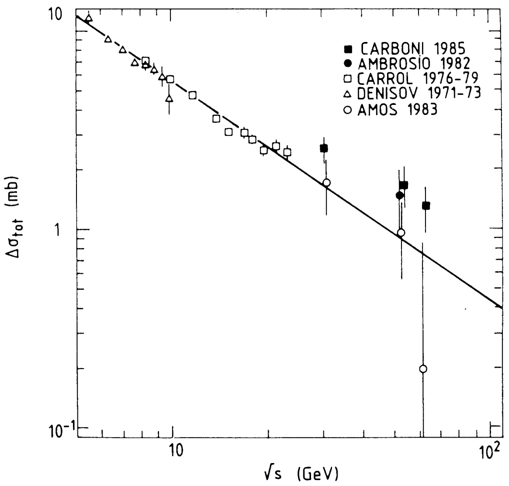


Abbildung 3.4: ***Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte für $p\bar{p}$ und pp***
Gezeigt ist die Differenz $\Delta\sigma_{tot}$ zwischen dem totalen Proton-Antiproton- und dem totalen Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ (aus [CAS85]). Eingezeichnet ist die Anpassung einer Funktion $\Delta\sigma_{tot} \propto s^{-\alpha}$

Das aus den Kopplungskonstanten für die Pion-Proton- und Proton-Proton-Streuung zu $13.6/21.7 \approx 2/3$ bestimmte Verhältnis der Pion-Pomeron- und Proton-Pomeron-Kopplungen gibt einen Hinweis auf die Kopplung des Pomerons an einzelne Valenzquarks, dies wird als „additive Quark-Regel“ bezeichnet. Wie in Abschnitt 2.2.6 erwähnt, führt ein Modell [LAN87] des Austauschs zweier (nicht-perturbativer) Gluonen auf diese Regel.

Im betrachteten Energiebereich ist der beobachtete Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts ($\sigma_{tot} \propto s^{0.0808}$) verträglich mit der durch das Froissart-Martin-Theorem gegebenen oberen Grenze (siehe Abschnitt 2.2.2). Bei einem deutlich größeren Wert von $\sqrt{s}$ würde dieser Anstieg, wenn er nicht durch andere Effekte modifiziert wird, die Froissart-Martin-Grenze und damit auch die Unitarität verletzen. Im Rahmen eines geometrischen Modells kann der Anstieg des Wirkungsquerschnitts durch ein Anwachsen des Teilchen- bzw. Wechselwirkungsradius mit $\ln s$ erklärt werden, ohne daß sich die Opazität des Objekts ändert.

Die Differenz $\Delta\sigma_{tot} = \sigma_{tot}(p\bar{p}) - \sigma_{tot}(pp)$ der totalen Wirkungsquerschnitte für Proton-Antiproton- und Proton-Proton-Streuung ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Differenz nimmt stetig ab, allerdings sind Daten sowohl für Teilchen- wie Antiteilchen-Streuung nur bis zu Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 63$ GeV verfügbar. Die gezeigte Anpassung einer durch die Regge-Theorie motivierten Abhängigkeit $\Delta\sigma_{tot} \propto s^{-\alpha}$ ergibt einen Wert von $\alpha \approx 0.5$, d.h. die Differenz geht sehr schnell gegen Null. Das Pomeranchuk-Theorem (siehe Abschnitt 2.2.2) würde eine endliche Differenz $\Delta\sigma_{tot}$ erlauben. Nicht verschwindende asymptotische Beiträge zu $\Delta\sigma_{tot}$ würden z.B. durch das Auftreten eines Odderon-Austausches erzeugt werden. Die gezeigten Daten von Carboni [CAR85] (geschlossene Quadrate) liegen deutlich oberhalb der Anpassung $\Delta\sigma_{tot} \propto s^{-0.5}$ und würden auf eine nicht verschwindende Differenz hindeuten. Eine mögliche Erklärung ist ein Beitrag [CAR85] von inelastischen elektromagnetischen Prozessen (d.h. Photonaustausch mit Dissoziation des Protons – bzw. Antiprotons). Die Messungen von Amos (offene Kreise), die keinen solchen Beitrag enthalten, stimmen gut mit der Anpassung überein. Die Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte ist durch den Beitrag des Austauschs einer Regge-Trajektorie erklärbar, kleine Beiträge durch Odderon-Austausch können nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Eine wichtige Größe zur Überprüfung verschiedener Modelle ist das Verhältnis des elastischen zum totalen Wirkungsquerschnitt. Für Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 23 - 63$ GeV wird ein konstantes Verhältnis von 0.175 gemessen. Bei S$p\bar{p}$S-Energien ($\sqrt{s} = 540$ GeV) steigt diese auf 0.215 an. Im geometrischen Modell einer total absorbierenden schwarzen Scheibe wird ein Wert von 0.5 erwartet. Der deutlich niedrigere gemessene Wert gibt einen Hinweis auf einen Anstieg der Opazität des Protons mit wachsender Energie (im Rahmen eines geometrischen Modells). Diese Beobachtung kann nicht durch ein Anwachsen des Wechselwirkungsradius mit $\ln s$ erklärt werden, das den Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitt mit $\ln^2 s$ beschreibt.

3.1.3 Die harte Streuung in diffraktiven Prozessen

Der erste Hinweis auf eine mögliche partonische Struktur in diffraktiver Hadron-Hadron-Streuung wurde von Ergebnissen des UA8-Experiments am CERN-S$p\bar{p}$S Beschleuniger geliefert, wie von Ingelman und Schlein [ING85] vorgeschlagen. Die Selektion diffraktiver Prozesse in der Proton-Antiproton-Streuung erfolgte über den Nachweis eines elastisch, unter kleinen Winkeln, gestreuten Protons (Antiprotons) mit hohem Bruchteil $x_p > 0.9$ des Strahlimpulses durch ein Spektrometer [BRA93]. Die Quadrupolmagnete des Beschleunigers werden zur Impulsselektion verwendet; der Nachweis der Protonen erfolgt in Hodoskopen, die in sogenannten „roman pots“ [BRA93] (bewegliche Teile der Strahlröhre) untergebracht sind. Während der Datennahme werden die Detektoren nahe an den nominellen Strahlverlauf gebracht.

Zur Untersuchung der Ereignisstruktur wird das zentrale Kalorimeter des UA2-Experiments [BOO87] verwendet. In [BON88] ist der erste Hinweis auf die Produktion von Teilchen mit hohem transversalen Impuls ($p+\bar{p} \to p(\bar{p})+jet+X$) gezeigt. Dieser Prozeß ist charakteristisch für das Auftreten eines harten Streuprozesses zwischen punktförmigen Konstituenten (Partonen). Die Interpretation dieser Ereignisse nimmt eine harte Wechselwirkung eines Partons aus dem (nicht elastisch gestreuten) Antiproton (Proton) mit einem Parton aus dem Pomeron, das an das elastisch gestreute Proton (Antiproton) koppelt, an.

Basierend auf einem größeren Datensatz wird in [BRA92] die Produktion von Ereignissen ($p+\bar{p} \to p(\bar{p})+jet+jet+X$) mit zwei Jets und einem elastisch gestreuten Proton (Antiproton) mit hohen Werten von x_p nachgewiesen. Die beiden Jets mit hoher Transversalenergie sind im Azimutwinkel um 180° getrennt. Dies ist die typische Signatur eines harten Streuprozesses zwischen zwei Partonen.

Wenn $x(2-Jet)$ den (auf die Schwerpunktsenergie des Pomeron-Proton-Systems) normierten longitudinalen Impuls des Systems der beiden Jets bezeichnet, gilt in Abwesenheit von Detektor- und Rekonstruktionseffekten und bei Vernachlässigung von Gluonabstrahlung die folgende Beziehung:

$$x(2-Jet) = x_{i/\mathbf{P}} - x_{j/p}. \tag{3.2}$$

Hierbei bezeichnet $x_{i/\mathbf{P}}$ den Impulsbruchteil des Partons i bezüglich des Pomerons und $x_{j/p}$ denjenigen des Partons j bezüglich des Protons. Abbildung 3.5 zeigt die gemessene Verteilung der Variablen $x(2-Jet)$ für Ereignisse mit einem elastisch gestreuten Proton (Antiproton), das zwischen 90 % und 96 % des Strahlimpulses besitzt [BRA92]. Die Daten haben ein breites Maximum bei $x(2-Jet) \approx 0.3$. In Teil (a) werden zwei Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons mit den Daten verglichen: die durchgezogene Linie zeigt die erwartete Form der Verteilung von $x(2-Jet)$ für eine „harte“ Strukturfunktion (d.h. Partondichten $\propto x(1-x)$), die gestrichelte Kurve entspricht einer „weichen“ Strukturfunktion (Dichten $\propto (1-x)^5$). Die Daten werden für $x(2-Jet) < 0.4$ gut durch eine „harte“ Strukturfunktion beschrieben, bei größeren Werten von $x(2-Jet)$ zeigen die Daten einen signifikanten Überschuß. Dies bedeutet, daß häufig ein sehr großer Teil des Pomeron-Impulses am harten Streuprozeß teilnimmt.

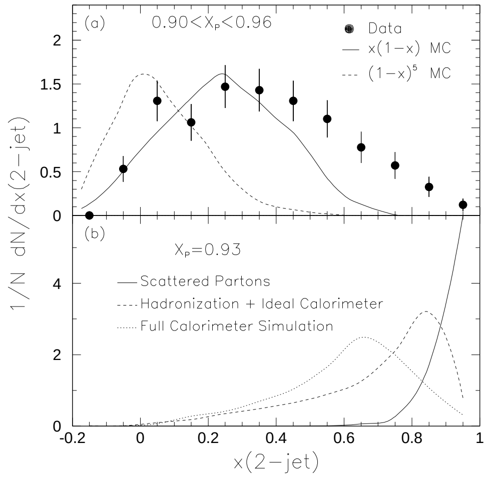


Abbildung 3.5: ***Verteilung von 2-Jet-Ereignissen in diffraktiver Proton-Antiproton-Streuung***
Gezeigt ist in (a) die im UA8-Experiment [BRA92] gemessene Verteilung der Variable $x(2-Jet)$ (Erklärung siehe Gleichung 3.2) für Ereignisse der Proton-Antiproton-Streuung mit einem elastisch gestreuten Proton (Antiproton) und zwei Jets. Ebenfalls zu sehen sind die Vorhersagen des Ingelman-Schlein-Modells mit einer „weichen“ (durchgezogene Linie) und einer „harten“ (gestrichelte Linie) Dichte für die Partonen im Pomeron.
In (b) ist der erwartete Beitrag zur $x(2-Jet)$-Verteilung gezeigt für den Fall gezeigt, daß der gesamte Impuls des Pomerons am harten Streuprozeß mit einem Parton des Protons (Antiprotons) teilnimmt. Die Erklärung der einzelnen Kurven findet sich im Text

In einem Modell, in dem der gesamte Impuls des Pomerons am harten Streuprozeß teilnimmt (diese Annahme wird als „super hard“ Pomeron bezeichnet), ergibt sich für $x(2-Jet)$ folgender Ausdruck:

$$x(2-Jet) = 1 - x_{j/p}. \tag{3.3}$$

In Abbildung 3.5 (b) ist für diese Annahme die erwartete Verteilung von $x(2-Jet)$ gezeigt. Die durchgezogene Linie („Scattered Partons“) zeigt die Verteilung für die im Streuprozeß erzeugten Partonen. Der Effekt der Hadronisierung und der endlichen Energieauflösung auf die Rekonstruktion von $x(2-Jet)$ ist in der gestrichelten Kurve („Hadronization + Ideal Calorimeter“) zu sehen, das Ergebnis einer vollständigen Detektorsimulation ist in der gepunkteten Kurve („Full Calorimeter Simulation“) gezeigt. Mit einem Anteil von 30 % eines „super hard“ Pomerons an den Ereignissen können die gemessenen Daten gut beschrieben werden.

3.2 Tiefinelastische Streuung

3.2.1 Die Messung der Strukturfunktion

Untersuchungen der Struktur von hadronischer Materie sind am erfolgreichsten durch Streuexperimente durchgeführt worden. Hierzu wird ein (nach Möglichkeit) punktförmiges Teilchen hoher Energie an der zu untersuchenden Materie gestreut. Durch Messung seiner Energie- und Winkelverteilung nach der Streuung lassen sich Rückschlüsse auf den Aufbau der Materie ziehen.

Eine wesentliche Messung wurde Ende der 60er Jahre am SLAC durchgeführt. Die inelastische Streuung von 20 GeV Elektronen an Kernen führte zu der Beobachtung von Skaleninvarianz, die auf eine Wechselwirkung des Elektrons mit punktförmigen, geladenen Konstituenten (den sogenannten Partonen) hindeutete. Die Bestätigung der Callan-Gross-Relation durch die Messung eines sehr kleinen Wirkungsquerschnitts für longitudinal polarisierte Photonen zeigte, daß diese Partonen den Spin $\frac{1}{2}$ besitzen. Mitte der 70er Jahre wurden die ersten Abweichungen von der Skaleninvarianz beobachtet. Zusammen mit dem gemessenen Anteil der Quarks von etwa 50 % am Gesamtimpuls des Protons deutet dies auf das Vorhandensein elektrisch neutraler Partonen, den Gluonen, hin.

Eine ausführliche historische Darstellung zusammen mit Referenzen auf die Originalveröffentlichungen findet sich in [GAY95]. Eine Zusammenstellung der Experimente und ihrer Ergebnisse findet sich für tiefinelastische Streuung von Elektronen bzw. Myonen in [MIS89, DRE83, SLO88] sowie für die Streuung von Neutrinos in [EIS86, DIE86].

3.2.2 Die Parametrisierung der Strukturfunktion

Basierend auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen (siehe Abschnitt 2.3.3) sind eine Reihe von Parametrisierungen der Partondichten durchgeführt worden. Hierzu wird für einen Wert $Q^2 = Q_0^2$ eine von Q^2 unabhängige Form der Partondichten für die Valenzquarks, die Seequarks und die Gluonen angesetzt. Die DGLAP-Gleichungen sagen die Entwicklung der Partondichten für $Q^2 > Q_0^2$ voraus. Der so erhaltene Satz von Partondichten (als Funktion von x und Q^2), der von den gewählten Parametern bei $Q^2 = Q_0^2$ abhängt, wird an Daten angepaßt. Hierzu werden die Ergebnisse von Experimenten zur tiefinelastischen Streuung, zur Produktion direkter Photonen sowie zu Drell-Yan-Prozessen verwendet.

MRS: Die Parametrisierungen [MAR93b] der MRS-Gruppe (Martin, Roberts, Stirling) wählen als Startwert für Q_0^2 der Parametrisierung einen Wert von 4 GeV$^2/c^2$. Die Partondichten $f_i(x, Q_0^2)$ werden in folgender Form angesetzt:

$$xf_i(x, Q_0^2) = A_i x^{\lambda_i} (1-x)^{\beta_i} (1 + \gamma_i \sqrt{x} + \delta_i x) \tag{3.4}$$

GRV: Die Parametrisierungen von Glück, Reya and Vogt [GRV95] wählen als Startwert von Q_0^2 einen sehr kleinen Wert von 0.3 GeV$^2/c^2$. Bei dieser Skala werden nur valenzartige Partondichten für Quarks und Gluonen angesetzt, die See-Anteile werden durch die Entwicklung zu höheren Q^2 „erzeugt'".

CTEQ: Die Parametrisierungen [LAI95] der CTEQ[1]-Gruppe ähneln denen der MRS-Gruppe. Die Zahl der Parameter für die Partonverteilungen bei $Q^2 = Q_0^2$ ist größer als im Falle der MRS-Parametrisierungen.

3.3 Zwei-Photon-Physik

Die wesentlichen Resultate der Zwei-Photon-Physik wurden und werden an Elektron-Positron-Speicherringen gewonnen:

- Tests der QED (Produktion von e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Paaren),
- Resonanzproduktion von Mesonen,
- Paarproduktion von Hadronen,
- Inklusive Produktion von Hadronen in weichen und harten Prozessen
- Partonische Struktur des Photons über die Messung der Photonstrukturfunktion.

---

[1] **C**oordinated **T**heoretical/**E**xperimental Project on **Q**CD Phenomenology and Test of the Standard Model

Eine Zusammenfassung der Resultate, die an den Speicherringen PEP (SLAC) sowie DORIS und PETRA (DESY) erzielt wurden, findet sich z.B. in [BER87a, KOL84]. Neuere Ergebnisse der ARGUS-Kollaboration am Speicherring DORIS II (DESY) sind in [ALB96] zusammengefaßt. Im folgenden werden einige Ergebnisse zur Resonanzproduktion von pseudoskalaren Mesonen vorgestellt und kurz das Prinzip der Messung der Photonstrukturfunktion erläutert.

3.3.1 Die Produktion von Resonanzen

Eine Zusammenfassung der Resonanzproduktion von pseudoskalaren Mesonen findet sich in [POP86]. In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse für π^0-, η-, η'- und η_c-Mesonen diskutiert.

Die Zwei-Photon-Physik erlaubt, die Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ von Mesonen in zwei Photonen indirekt zu bestimmen. Der Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.87) für die Produktion einer Resonanz R in Zwei-Photon-Prozessen ist proportional zur Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Bei bekannter Masse der Resonanz erlaubt dies die Bestimmung von $\Gamma_{\gamma\gamma}$.

	π^0	η	η'	η_c
m [MeV/c^2]	134.9764(6)	547.45(19)	957.77(14)	2979.8(2.1)
Γ [keV]	0.0077(6)	1.18(11)	201(16)	$13.2(3.8) \cdot 10^3$
$\Gamma_{\gamma\gamma}$ [keV]	0.0076(6)	0.463(4)	4.26(19)	7.5(1.6)
B.R. ($\gamma\gamma$) [%]	98.798(32)	39.25(31)	2.12(13)	0.030(12)
B.R. ($3\pi^0$) [%]	–	31.9(4)	0.155(26)	4.9(1.8)
B.R. ($\pi^+\pi^-\eta$) [%]	–	–	43.7(1.5)	
B.R. ($\pi^0\pi^0\eta$) [%]	–	–	20.8(1.3)	

Tabelle 3.1: ***Eigenschaften pseudoskalarer Mesonen***
Aufgeführt sind für die pseudoskalaren Mesonen π^0, η, η' und η_c ihre Masse m, ihre totale Breite Γ und ihre Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ für den Zerfall in zwei Photonen. Darüberhinaus sind die Verzweigungsverhältnisse (B.R.) für den Zerfall in zwei Photonen und einige weitere Kanäle angegeben. Alle Angaben aus [BAR96b]

In Tabelle 3.1 sind einige Parameter der drei leichtesten pseudoskalaren Mesonen (π^0, η und η') zusammengefaßt.

Aus der gemessenen partiellen Zerfallsbreite kann auf fundamentale Parameter der starken Wechselwirkung geschlossen werden. Für das π^0-Meson stammt der Hauptbeitrag zur Zerfallsbreite im Quarkmodell von einem Dreiecksdiagramm mit einer geschlossenen Quarkschleife. Die Rechnung liefert die Vorhersage [BER87a]:

$$\Gamma_{\pi^0\to\gamma\gamma} = \frac{\alpha^2}{32\pi^3}\frac{m_\pi^3}{f_\pi^2} N_{Farbe}^2 \left(\sum_{Farbe} \langle e_q^2 \rangle\right)^2 = N_{Farbe}^2 \cdot 0.85 \text{ eV}. \tag{3.5}$$

Der gemessene Wert von $\Gamma_{\pi^0\to\gamma\gamma} = 7.37 \pm 0.5$ eV kann nur verstanden werden, wenn für die Zahl N_{Farbe} der möglichen Farbladungen der Quarks gilt: $N_{Farbe} = 3$. Dies ist einer der entscheidenden Hinweise auf die Quantenzahl der Farbladung gewesen.

Für die Mesonen η und η', die aufgrund der Brechung der $SU(3)$-Quarkflavour-Symmetrie (durch die gegenüber u- und d-Quarks größere Masse des s-Quarks) als Linearkombination des $SU(3)$-Singulett- und des $SU(3)$-Oktett-Zustands ausgedrückt werden können (siehe Abschnitt 2.5), führt die Messung der Partialbreiten zu einer Bestimmung des Mischungswinkels ϑ. Der aus $\Gamma_{\eta\to\gamma\gamma}$ (und $\Gamma_{\pi^0\to\gamma\gamma}$) berechnete Wert von $\vartheta = (-18.4 \pm 1.8)^\circ$ ist konsistent mit dem aus $\Gamma_{\eta'\to\gamma\gamma}$ (sowie $\Gamma_{\pi^0\to\gamma\gamma}$) bestimmten Wert von $\vartheta = (-22.8 \pm 2.2)^\circ$ (beide Werte aus [BER87a]). Diese Winkel sind größer als der aus einer Massenformel bestimmte ideale Mischungswinkel $\vartheta = (-11.1 \pm 0.2)^\circ$ [POP86].

Für den Fall virtueller Photonen ($q_i^2 \neq 0$) tritt eine Korrektur zum Wirkungsquerschnitt in Form eines Formfaktors $F(q_1^2, q_2^2)$ auf. Durch den Nachweis eines oder beider unter großen Winkeln gestreuter Leptonen kann in Zwei-Photon-Experimenten der Formfaktor gemessen werden. $F(q_1^2, q_2^2)$ fällt mit wachsendem Werten von $|q_i^2|$ stark ab. Abbildung 3.6 zeigt eine Zusammenstellung von Messungen der partiellen Zerfallsbreiten $\Gamma_{\gamma\gamma}$ der leichten pseudoskalaren Mesonen π^0, η und η' in Zwei-Photon-Prozessen mit einem quasi-reellen und einem virtuellen Photon in Abhängigkeit von der Virtualität des zweiten Photons. Aufgetragen ist

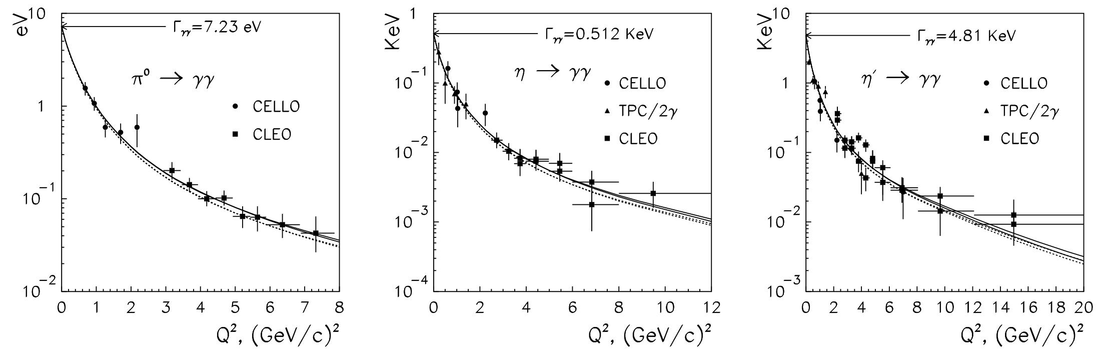


Abbildung 3.6: ***Formfaktoren der leichten pseudoskalaren Mesonen***

Gezeigt sind Messungen der partiellen Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ der leichten pseudoskalaren Mesonen π^0, η und η' aus der Zwei-Photon-Produktion der Mesonen durch ein virtuelles und ein quasi-reelles Photon (aus [ANI96])

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi}{4}\alpha^2 m^3 F^2(Q^2, 0), \tag{3.6}$$

wobei m die Masse des Mesons ist. Die Daten von CELLO [BEH91], TPC/2γ [AIH90] und CLEO [SAV95] zeigen einen starken Abfall des Formfaktors mit steigenden Werten der Virtualität des Photons. Diese können durch einen ρ-Pol-Formfaktor ($F \propto 1/(1 - q^2/m_\rho^2)$ beschrieben werden, der im Vektor-Meson-Dominanz-Modell motiviert ist. Die in der Abbildung gezeigten Kurven sind das Ergebnis einer Rechnung [ANI96] für die erwartete Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ in einem Modell, in dem sowohl der Bereich weicher Prozesse als auch der Bereich der perturbativen QCD berücksichtigt wird.

3.3.2 Die Strukturfunktion des Photons

Bei der Messung der Strukturfunktion des Photons wird bei e^+e^--Speicherringen einer der beiden Leptonstrahlen (ähnlich wie in tiefinelastischer Streuung) als Quelle von Photonen hoher Virtualität Q^2 verwendet. Der zweite Strahl dient zur Abstrahlung der Photonen, an deren hadronischer Struktur die Streuung erfolgt (diese haben überwiegend kleine invariante Masse Q^2, sind also „quasi-reell").

Durch Messung des gestreuten Leptons kann (in Analogie zur tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung) aus dem Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Photon-Streuung die Photonstrukturfunktion F_2^γ bestimmt werden. Wie im Falle der Elektron-Proton-Streuung wird die Q^2-Abhängigkeit von F_2^γ von der QCD vorhergesagt, während die x-Abhängigkeit theoretisch weitgehend unbestimmt ist.

Kapitel 4

HERA und H1

In diesem Kapitel werden die apparativen Grundlagen für die Durchführung von Elektron-Proton-Physik bei HERA diskutiert. Im ersten Abschnitt wird der Beschleuniger HERA vorgestellt, gefolgt von der Beschreibung des Detektors H1 .

4.1 HERA

Der Beschleuniger HERA[1] [HER81, VOS94] am DESY[2] in Hamburg ist der erste Speicherring weltweit, in dem Leptonen (Elektronen bzw. Positronen, im folgenden wird der Begriff **Elektron synonym für Elektronen als auch für Positronen** gebraucht) mit Hadronen (Protonen) zur Kollision gebracht werden.

4.1.1 Der Aufbau und die Funktionsweise von HERA

HERA besteht aus zwei unabhängigen Beschleunigern, einem Ring für Elektronen (bzw. Positronen) und einem Ring für Protonen (in einer späteren Phase eventuell auch für schwerere Kerne). Die Ringe haben einen Umfang von jeweils 6.3 km.

Für die Elektronen (mit einer maximalen Energie von 30 GeV) werden als Ablenkmagnete normalleitende Dipole mit einem Magnetfeld von 0.165 T verwendet. Beim Protonring mit einer Energie von 820 GeV werden supraleitende Magnete mit einem Feld von 4.68 T verwendet. Die Schwerpunktsenergie von HERA beträgt (bei 30 GeV Elektronenergie) $\sqrt{s} = 313.7$ GeV, die Design-Luminosität $L = 1.6 \cdot 10^{31}$ $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. In Abbildung 4.1 ist der Verlauf des Speicherrings HERA sowie des Vorbeschleunigerkomplexes am DESY gezeigt und erklärt. Die Legende zur Abbildung umfaßt eine kurze Darstellung der einzelnen Schritte zur Füllung der beiden HERA -Ringe.

4.1.2 Die Datennahmeperioden 1992 bis 1995

Tabelle 4.1 enthält die Zusammenstellung der erzielten integrierten Luminositäten. Dabei aufgeführt sind auch spezielle Datennahmeperioden, in denen der nominelle Wechselwirkungspunkt verschoben wurde ($z = +70$ cm bedeutet eine Verschiebung in Richtung des Protonstrahls, $z = -70$ cm eine Verschiebung in Richtung des Elektronstrahls). Diese Daten erlauben eine genauere Untersuchung spezieller kinematischer Bereiche (z.B. des Bereichs kleiner Q^2 für $z = +70$ cm). Weiter ist in der Tabelle die Zahl der kollidierenden Pakete sowie die Zahl der ungepaarten Elektron- bzw. Protonpakete gezeigt.

---

[1] HERA = Hadron-Elektron-Ring-Anlage

[2] DESY = Deutsches Elektronen-SYnchrotron

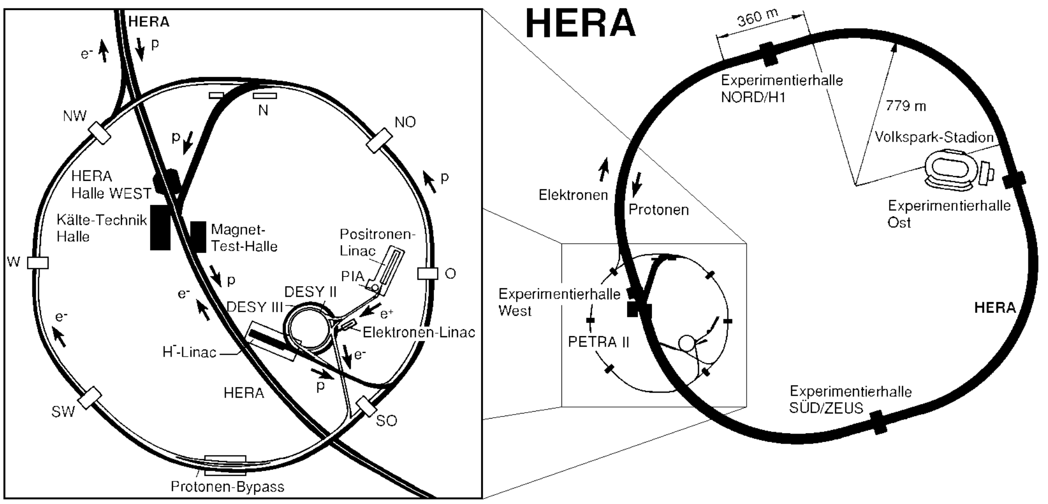


Abbildung 4.1: ***Der Beschleuniger* HERA**
Die Abbildung zeigt den HERA-Ring mit den 4 Experimentierhallen. Im linken Teil ist das Vorbeschleunigersystem mit PETRA II, DESY II und DESY III sowie den Linearbeschleunigern vergrößert dargestellt. Zur Protonfüllung werden negativ geladene Wasserstoffionen H^- *aus einer Quelle in den LINAC* H^- *gebracht, der diese auf 50 MeV beschleunigt. Vor der Injektion in das Protonsynchrotron DESY III werden von den Wasserstoffionen die beiden Elektronen abgetrennt. In DESY III werden die Protonen (bis zu* 10^{11} *pro Paket) auf 7.5 GeV beschleunigt und danach wird dieses Paket in PETRA (II) injiziert. Dort werden bis zu 70 Protonpakete gesammelt, auf 40 GeV beschleunigt und schließlich in den HERA-Protonring injiziert. Nachdem alle Protonpakete (bis zu 4 PETRA-Füllungen) im Ring sind, werden die Protonen auf 820 GeV beschleunigt.*
In der folgenden Füllung des Elektronrings von HERA werden einzelne Elektronpakete (bis zu $3.6 \cdot 10^{10}$ *Elektronen) vom einem Linearbeschleuniger auf 450 MeV, im Elektronensynchrotron DESY II auf 7 GeV beschleunigt und im PETRA-Ring gespeichert. Wenn in PETRA 60 Pakete gesammelt sind, werden diese auf 12 GeV beschleunigt und in den HERA-Elektronring injiziert. Nach bis zu 4 Füllungen werden die Elektronen in HERA auf bis zu 30 GeV beschleunigt*

Jahr	Vertex	$< I_e >$	$< I_p >$	L_{HERA}	L_{H1}	koll. Pak.	e (p) Pilot
1992	nominal	1.33 mA	0.94 mA	55.00 nb^{-1}	25.09 nb^{-1}	9	1 (1)
1993	nominal	7.72 mA	10.79 mA	879.68 nb^{-1}	528.61 nb^{-1}	10 - 84	6 - 10 6
1993	$z = +70$ cm	8.33 mA	11.39 mA	5.91 nb^{-1}	2.54 nb^{-1}		
1994	nominal (I)	10.49 mA	28.55 mA	846.21 nb^{-1}	492.51 nb^{-1}	153	15 (17)
1994	nominal (II)	17.00 mA	41.02 mA	4664.58 nb^{-1}	3424.00 nb^{-1}		
1994	$z = +70$ cm	16.78 mA	41.17 mA	78.33 nb^{-1}	64.98 nb^{-1}		
1995	nominal	18.40 mA	54.00 mA	10094.64 nb^{-1}	5537.98 nb^{-1}	174	15 (6)
1995	$z = +70$ cm	17.91 mA	57.50 mA	230.29 nb^{-1}	148.61 nb^{-1}		
1995	$z = -70$ cm	17.84 mA	49.44 mA	78.33 nb^{-1}	57.95 nb^{-1}		

Tabelle 4.1: ***Die erzielte integrierte Luminosität bei* HERA**
Für die Jahre 1992 bis 1995 enthält diese Tabelle die mittleren Elektronenströme $< I_e >$ *sowie die mittleren Protonenströme* $< I_p >$*. Weiterhin sind die von HERA gelieferten (*L_{HERA}*) und die von H1-aufgezeichneten (*L_{H1}*) integrierten Luminositäten, sowie die Zahl der kollidierenden Elektron- und Protonpakete („koll. Pak.“) und die Zahl der ungepaarten Pakete („e (p) Pilot“) für Elektronen und Protonen aufgeführt*

Die ungepaarten Pakete geben den Experimenten die Möglichkeit, Untergrundraten abzuschätzen, die durch Wechselwirkungen einzelner Strahlen mit dem Restgas des Vakuums in der Strahlröhre oder mit den Wänden der Strahlröhre verursacht werden.

4.1.3 Die Experimente bei HERA

Bei HERA gibt es vier mögliche Wechselwirkungszonen, in denen die Strahlen zur Kollision gebracht werden können. Zwei dieser Bereiche sind mit den großen Detektoren H1 und ZEUS besetzt. Diese Detektoren sind Vielzweckdetektoren, die fast den ganzen Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt umschließen. Der folgende Abschnitt beschreibt den Detektor H1 , der prinzipielle Aufbau von ZEUS ist ähnlich.

In der Halle West auf dem DESY -Gelände nimmt seit 1995 das HERMES -Experiment [HER90] Daten zur Untersuchung der Streuung longitudinal polarisierter Elektronen[3] an verschiedenen Atomkernen. Die polarisierten Kerne, an denen die Streuung erfolgt, werden als Gas in den Elektronenstrahl gebracht. Ziel des Experiments ist einerseits die Messung der Spinstrukturfunktionen g_1 und g_2 des Protons und des Neutrons sowie die Analyse semi-inklusiver[4] Endzustände, um Informationen über den Beitrag einzelner Quarksorten zum Protonspin zu gewinnen.

Das vierte Experiment am DESY wurde 1995 endgültig genehmigt und ist seitdem im Aufbau. HERA-B [HER92] soll die CP-Verletzung im B-Hadron-System nachweisen. Hierzu wird ein Teil des Protonstrahls – diejenigen Protonen, die außerhalb des nominellen Strahlprofils sind – an im Strahlrohr befindlichen Drähten gestreut.

4.2 H1

Der aus verschiedenen Komponenten aufgebaute Detektor H1 stellt ein komplexes System dar, das fast den ganzen Raumwinkel von 4π abdeckt. Bei der Konzeption des Detektors wurde der Schwerpunkt auf eine klare Identifikation von Elektronen sowie auf die präzise Messung ihrer Energie gelegt. Hierzu befindet sich das zentrale Kalorimeter (elektromagnetischer und hadronischer Teil, den Spurdetektor umschließend) innerhalb des Magnetfelds. Dies führt zur Minimierung der Menge an passivem Material („dead material“) vor dem Kalorimeter, das zu einer Verschlechterung der Energiemessung führt. Eine ausführliche Darstellung ist in [H1P86, ABT93a] zu finden.

Abbildung 4.2 zeigt eine Seitenansicht des Detektors H1 . Das H1 -Koordinatensystem ist so gewählt, daß die z-Richtung entlang der Protonstrahlachse zeigt. Die $+z$-Richtung (für den Polarwinkel ϑ gilt $0 < \vartheta < \pi/2$) wird als „Vorwärts-“, die $-z$-Richtung ($\pi/2 < \vartheta < \pi$) als „Rückwärtsrichtung“ bezeichnet. Die x-Richtung zeigt in das Zentrum des HERA -Rings. Die y-Richtung ist nach oben festgelegt.

4.2.1 Die Spurkammern

Die Spurkammern dienen zum Nachweis und zur Impulsmessung geladener Teilchen [SAU77]. Hieraus lassen sich der Ereigniswechselwirkungspunkt (Vertex) sowie Sekundärvertizes, die von Zerfällen langlebiger Teilchen stammen, rekonstruieren. Darüber hinaus können Teilchen über den spezifischen Energieverlust ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) identifiziert werden. Bei H1 wird der Polarwinkel geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma_\vartheta \approx 1$ mrad und deren Impuls mit einer Auflösung von $\sigma_p/p \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot p/$ GeV bestimmt.

Die Asymmetrie der Strahlenergien von Elektronen und Protonen führt zur Produktion vieler Teilchen unter kleinem Winkel ϑ. Um optimale Rekonstruktion und Auflösung zu gewährleisten, wurden getrennte Spurdetektorsysteme für den Vorwärts- und den Zentralbereich gebaut.

---

[3] Die Synchrotronstrahlung führt zu einer transversalen Selbstpolarisation der Elektronen [SOK64].

[4] Es wird nicht nur das gestreute Elektron, sondern auch eine Teilchensorte B im hadronischen Endzustand untersucht: $ep \to eBX$

Abbildung 4.2: ***Eine Seitenansicht des Detektors*** **H1**
*Um das Strahlrohr befinden sich die zentralen Spurkammern (***Central tracker***) und die Vorwärtsspurkammern (***Forward tracker***). Diese sind vom Flüssig-Argon-Kalorimeter umschlossen, das einen elektromagnetischen (***Electromagnetic calorimeter***) und einen hadronischen (***Hadronic calorimeter***) Teil umfaßt. Das Kalorimeter befindet sich innerhalb des supraleitenden Magneten (***Main solenoid***). In Rückwärtsrichtung befinden sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (***Backward electromagnetic calorimeter***) und ein Flugzeitsystem (***Time of flight***). Weiter dargestellt sind der Kompensationsmagnet (***Compensating solenoid***) und der Ausgleichsbehälter für das flüssige Argon (***LAr expansion vessel***). Der Magnet mit dem Kalorimeter und den Spurdetektoren wird umschlossen von Myonkammern und dem instrumentierten Rückflußjoch aus Eisen. In Protonstrahlrichtung befindet sich außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters das Vorwärtskalorimeter (***Plug calorimeter***) sowie außerhalb des Rückflußjochs der von Myonkammern eingeschlossene Myon-Toroid-Magnet – zusammen bilden diese Komponenten das Vorwärtsmyonspektrometer (***Forward muon spectrometer***)*

Abbildung 4.3 zeigt einen Längsschnitt der Spurkammern im Detektor H1 . Vom Wechselwirkungspunkt nach außen gehend passiert ein Teilchen im Zentralbereich ($25° < \vartheta < 155°$) zuerst die innere Proportionalkammer (CIP), danach die innere z-Kammer (CIZ). Es folgen die innere Jetkammer (CJC1), die äußere z-Kammer (COZ), die äußere Proportionalkammer (COP) und schließlich die äußere Jetkammer (CJC2). Hierbei liefern CJC1 und CJC2 aus der Driftzeit Informationen über die $r - \varphi$-Koordinaten und aus der Ladungsteilung Informationen über die z-Koordinate. Die Auflösung in z wird durch CIZ und COZ verbessert, die Spursegmente in z und φ liefern. Die Proportionalkammern CIP und COP liefern schnelle Informationen für den Level1-Trigger.

Im Bereich $155° < \vartheta < 175°$ werden von der rückwärtigen Proportionalkammer (BPC) bis zu vier Raumpunkte geladener Teilchen in $x - y$ gemessen. Seit 1995 gibt es im rückwärtigen Bereich eine neue Driftkammer (BDC, siehe Abschnitt 4.2.6).

Das vordere Spurkammersystem deckt den Winkelbereich $5° < \vartheta < 25°$ ab. Hier werden planare (zur ϑ-Messung) wie radiale (zur $r - \varphi$-Messung) Driftkammern verwendet. Zur Teilchenidentifikation gibt es Übergangsstrahlungsdetektoren und auch hier Proportionalkammern für ein Level1-Triggersignal.

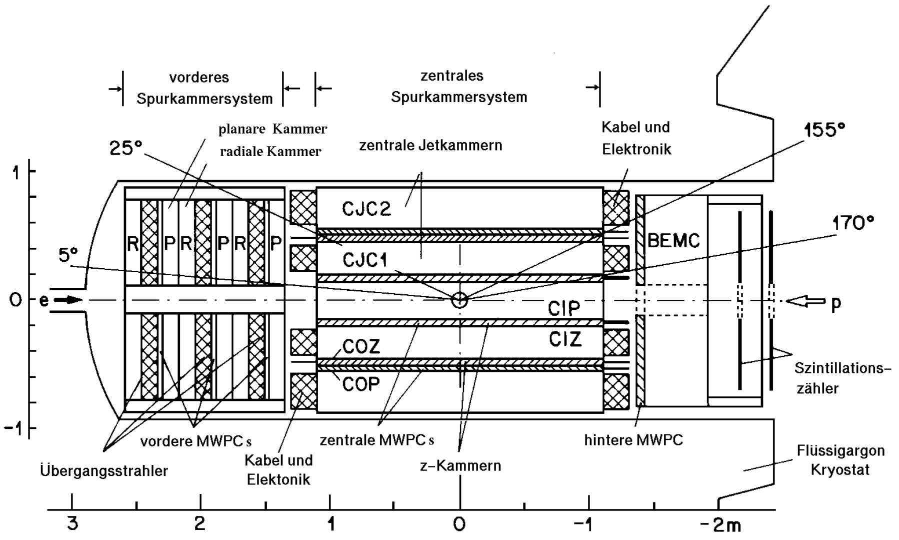


Abbildung 4.3: ***Die Spurkammern des Detektors H1 im Längsschnitt***
Zu sehen ist die Unterteilung des H1-Spurkammersystems in einen zentralen Bereich, einen Vorwärtsbereich und einen rückwärtigen Bereich. Die einzelnen Komponenten sind im Text genauer beschrieben

	Vorwärtsbereich	Zentralbereich	Rückwärtsbereich
ϑ [°]	7 – 25	25 – 155	155 – 175
r [cm]	12 – 80	15 – 85	13.5 – 65
$\sigma_{r,\varphi}$	170 μm	170 μm (CJC) 25 – 58 mm (CnZ)	–
σ_z	–	22 mm (CJC) 350 μm (CnZ)	–
$\sigma_{x,y}$	210 μm	–	1.5 mm

Tabelle 4.2: ***Eigenschaften der Spurkammern***
Aufgeführt ist der Akzeptanzbereich im Polarwinkel der verschiedenen Spurkammersysteme sowie deren radiale Abmessungen. Ferner sind die Auflösungen in $r-\varphi$, z und x, y angegeben

Tabelle 4.2 faßt die wesentlichen Parameter der Spurkammern im Detektor H1 zusammen.

4.2.2 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter von H1 dienen zur Energie- und Richtungsmessung von (geladenen und neutralen) Teilchen. In ein Kalorimeter [FAB82] einfallende Teilchen hoher Energie führen durch ihre Wechselwirkungen mit dem Kalorimetermaterial zur Entstehung einer Kaskade aus Sekundärteilchen. Die Erzeugung neuer Sekundärteilchen verläuft solange, bis die Energie aller beteiligten Teilchen unter die Schwelle für weitere Teilchenerzeugung abgefallen ist. Die gesamte Weglänge aller im Schauer produzierten geladenen Teilchen ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

Das zentrale Kalorimeter im Detektor H1 ist ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr), das zusammen mit dem rückwärtigen Kalorimeter (BEMC) innerhalb des Magnetfelds aufgebaut ist. In Vorwärtsrichtung befindet sich um die Strahlröhre ein weiteres Kalorimeter

(PLUG), weiter wird die Instrumentierung des Magnetrückflußjochs zur Messung von hadronischer Energie benutzt.

	Akzeptanz $\vartheta[^\circ]$	Akzeptanz η	X_0	λ	σ_E
LAr e.m.	4.0 – 153.0	-1.43 – 2.66	20 – 30	–	$11\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$
LAr had.	4.0 – 153.0	-1.43 – 2.66	–	4.5 – 7	$50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
BEMC	151.0 – 176.0	-3.35 – -1.35	22	1	$10\%/\sqrt{E} \oplus 1.7\%$
PLUG	0.7 – 3.3	3.55 – 5.10	45	4.25	$\approx 150\%/\sqrt{E}$
IRON	4.0 – 176.0	-3.35 – 2.66	–	4.5	$100\%/\sqrt{E}$

Tabelle 4.3: ***Eigenschaften der H1-Kalorimeter***
Aufgeführt sind die Akzeptanz (im Polarwinkel ϑ sowie in Pseudorapidität η) und die Dicke (in Strahlungslängen X_0 für den elektromagnetischen Teil und insgesamt in hadronischen Interaktionslängen λ) der verschiedenen Kalorimeter. Ferner ist die Energieauflösung angegeben

Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die wesentlichen Parameter der verschiedenen Kalorimeter. Aufgeführt sind die Akzeptanz im Polarwinkel ϑ und in der Pseudo-Rapidität $\eta = -\log\tan(\vartheta/2)$, die Dicke in Strahlungslängen X_0 bzw. hadronischen Interaktionslängen λ sowie die Energieauflösung.

Im folgenden werden der Aufbau und die Funktionsweise der einzelnen Kalorimeter detaillierter dargestellt.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr[5]): Die Wahl eines Flüssig-Argon-Kalorimeters als zentrales Kalorimeter wurde durch die gute Stabilität über längere Zeiten hinweg sowie die mögliche feine Segmentierung bestimmt, welche eine gute Trennung von Elektronen und Pionen erlaubt. Geladene Teilchen führen zur Ionisation der Argon-Atome, die entstandene elektrische Ladung wird ausgelesen.

Das Kalorimeter [AND93b] ist in 8 sogenannte „Räder“ („wheels“) unterteilt, die jeweils eine 8-fache Segmentierung im Azimutwinkel besitzen. Es besteht aus rund 45000 Kanälen und weist in longitudinaler Richtung eine 3- bis 4-fache Segmentierung im elektromagnetischen Teil bzw. eine 4- bis 6-fache Segmentierung im hadronischen Teil auf.

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC[6]): Das rückwärtige Kalorimeter [BAN95] ist aus 88 Modulen („Stacks“) aufgebaut. Jedes der Module besteht aus abwechselnd (entlang der Strahlachse) angeordneten Bleiplatten und Szintillatorebenen („Sandwich“-Struktur). Das durch geladene Teilchen in den Szintillatoren erzeugte und seitlich austretende ultraviolette Licht wird über Wellenlängenschieber zu den am Ende eines Moduls montierten Photodioden geführt und von diesen ausgelesen.

Die mit dem BEMC erreichte Ortsauflösung für den Schwerpunkt eines Clusters (in der Ebene senkrecht zur Strahlachse) beträgt 1.5 cm. Hierbei wird der Schwerpunkt der Energiedeposition in einem einzelnen Stack aus der Information der vier Photodioden gewonnen. Seit 1995 ist das BEMC durch ein neues Kalorimeter (SPACAL, siehe Abschnitt 4.2.6) ersetzt worden.

Das Vorwärts-Kalorimeter (PLUG): Das Kalorimeter [HIL95] besteht aus Kupferplatten als Absorber, zwischen denen großflächige instrumentierte Siliziumebenen montiert sind.

---

[5] **L**iquid **Ar**gon

[6] **B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter

4.2.3 Das Vorwärts-Myon-Spektrometer

Das Vorwärtsmyonsystem besteht aus einem Toroid-Magneten sowie je einem Driftkammersystem vor und hinter dem Magneten. Dieser Toroid erzeugt ein Magnetfeld zwischen 1.5 T (außen) und 1.75 T (innen). In Vorwärtsrichtung ($3^\circ < \vartheta < 17^\circ$) produzierte Myonen sollen für Impulse $5\ \text{GeV}/c < p_\mu < 200\ \text{GeV}/c$ mit einer Impulsauflösung von 24 – 36 % gemessen werden.

4.2.4 Die Systeme zur Flugzeitmessung

Sowohl in Vorwärtsrichtung als auch in Rückwärtsrichtung befinden sich im Detektor H1 mehrere aus Szintillatoren aufgebaute Systeme zur Zeitmessung des Durchgangs von geladenen Teilchen. Die Systeme im rückwärtigen Bereich werden zur Unterdrückung von Untergrundereignissen benutzt; das System im Vorwärtsbereich dient zur Ereignisselektion.

Das TOF-System: In Elektronstrahlrichtung befinden sich hinter dem rückwärtigen Kalorimeter (BEMC) zwei Ebenen mit Szintillatoren, die das TOF (Time-of-Flight) Flugzeit-System bilden. Das System erreicht eine Zeitauflösung von 4 ns. Diese Auflösung reicht aus, um Untergrundereignisse, die durch Wechselwirkungen von Strahlproton mit Restgasatomen oder den Wänden der Strahlröhre entstehen, von *ep*-Wechselwirkungen am Interaktionspunkt zu unterscheiden.

Das VETOWALL-System: Außerhalb des Rückflußjochs sind zwei Szintillatorsysteme (innerer bzw. äußerer VETOWALL) aufgebaut. Diese bestehen aus Szintillatorpaaren, deren Koinzidenz ein Signal für geladene Teilchen darstellt. Die Zeitauflösung erlaubt die z-Koordinate der Wechselwirkung auf 30 cm genau zu bestimmen.

Der Protonrest-Detektor: In Vorwärtsrichtung befindet sich bei $z = 26$ m der Protonrest-Detektor (PRT = Proton Remnant Tagger). Er besteht aus zwei Szintillatorlagen innerhalb einer Bleiabschirmung und dient zum Nachweis von Teilchen aus der Protonfragmentation.

4.2.5 Das Luminositätssystem

Für einen Prozeß mit Wirkungsquerschnitt σ ist die Rate $\dot{N}$ an Ereignissen durch die Luminosität L (die die Eigenschaften des Speicherrings beschreibt) bestimmt:

$$\dot{N} = L \cdot \sigma. \tag{4.1}$$

Dies wird bei Speicherringen ausgenutzt, um die Luminosität über einen Prozeß mit bekanntem Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Bei HERA wird hierzu der Bremsstrahlungsprozeß (Bethe-Heitler-Prozeß) $ep \to e\gamma p$ verwendet.

Das Luminositätssystem besteht aus zwei Kalorimetern. In der rückwärtigen Richtung (entlang des Elektronstrahls) befindet sich bei $z = -33$ m ein Kalorimeter („Elektron Tagger"), das unter kleinen Winkeln (große Werte von ϑ im H1-Koordinatensystem) gestreute Elektronen mit Energien, die kleiner als die Elektronstrahlenergie sind, nachweist. Unter dem Winkel $\vartheta = \pi$ befindet sich bei $z = -110$ m ein weiteres Kalorimeter („Photon Tagger"), das zur Messung der Photonen dient. Durch die Messung von Koinzidenzen in den beiden Kalorimetern ergibt sich die Luminosität wie folgt:

$$L = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_{vis}}. \tag{4.2}$$

Dabei ist R_{tot} ist die gesamte gemessene Rate für $ep \to e\gamma p$ und R_0 die für ungepaarte Elektronpakete („electron pilot bunches“) gemessene Rate. I (I_0) bezeichnet den gesamten Strom (den Strom in den ungepaarten Elektronpaketen). σ_{vis} ist der Wirkungsquerschnitt für $ep \to e\gamma p$, wobei die nicht vollständige Akzeptanz und die Triggereffizienz berücksichtigt sind. Während der Datennahme wird eine auf 2 % genaue relative Messung der Luminosität ermöglicht; in der Analyse ist die absolute Messung auf 5 % genau.

Neben der Messung der Luminosität wird das System auch verwendet, um Ereignisse der Photonproduktion mit nachgewiesenem gestreuten Elektron („tagged photoproduction“) im Elektrontagger zu selektieren.

4.2.6 Die Erweiterungen des Detektors H1 für die Datennahme 1995

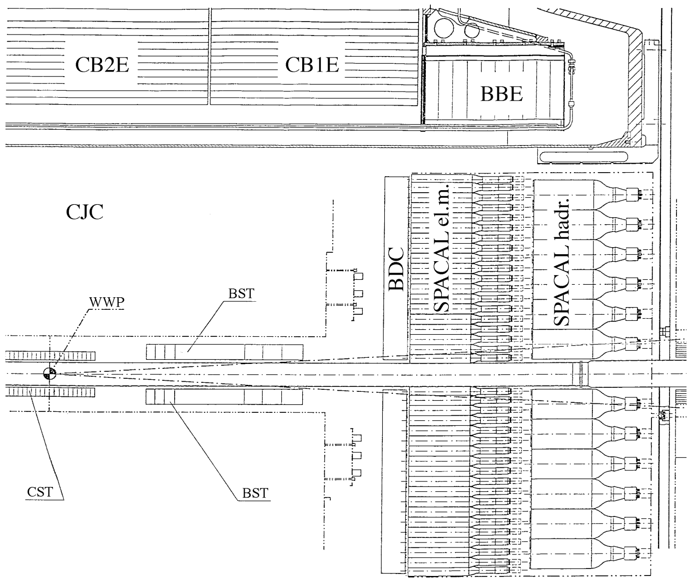


Abbildung 4.4: ***Die neue rückwärtige Region im Detektor H1***
Hier sind die seit 1995 eingebauten Erweiterungen des Detektors im Querschnitt zu sehen. Im rückwärtigen Bereich wurde die BPC durch eine Driftkammer (BDC) ersetzt. Anstelle des BEMC und des TOF sind nun zwei Kalorimeter (SPACAL el.m. und hadr.) eingebaut. Direkt um die Strahlröhre herum sind Siliziumdetektoren montiert worden, im zentralen Bereich (CST) und in rückwärtiger Richtung (BST)

Für die Datennahme im Jahre 1995 wurde der rückwärtige Bereich des Detektors [ABT93b] wesentlich verändert. Ziel war die Vergrößerung der Akzeptanz im Polarwinkel, die Verbesserung der kalorimetrischen Messung und der Messung von Spuren für das gestreute Elektron sowie den hadronischen Endzustand in tiefinelastischer Streuung bei Werten von $Q^2 < 100$ GeV$^2/c^2$.

Abbildung 4.4 zeigt einen Querschnitt durch den rückwärtigen Bereich des Detektors H1 mit den neuen Komponenten: direkt um eine dünnere Strahlröhre befinden sich zwei Silizium-Spurkammern (BST und CST) sowie im rückwärtigen Bereich eine neue Driftkammer (BDC) und ein neues Kalorimeter (SPACAL).

Weiter wurde in Richtung des Protonstrahls ein Spektrometer zu Messung des Impulses elastisch gestreuter Protonen installiert.

Die Silizium-Spurkammern: Für die Datennahmeperiode 1995 wurden erste Teile der beiden Silizium-Spurkammern in den Detektor H1 eingebaut, die im Jahre 1996 komplettiert wurden. Aufgabe des zentralen Siliziumdetektors (CST[7]) ist die genaue Bestimmung des Wechselwirkungspunkts sowie die Messung von Sekundärvertizes. Hier sind die Siliziumlagen parallel zur Strahlachse angeordnet. Für den rückwärtigen Bereich (BST[8]) sind die Siliziumebenen senkrecht zur Strahlachse eingebaut und sollen die Winkelmessung eines unter kleinen Winkeln zur Strahlachse gestreuten Elektrons ermöglichen.

Die rückwärtige Spurkammer (BDC[9]): Die neue rückwärtige Driftkammer soll die Messung geladener Teilchen (gestreutes Elektron sowie geladene Hadronen) durch die Bereitstellung von Spursegmenten verbessern. Darüberhinaus soll sie zur Identifikation von Elektronen beitragen. Sie besteht aus einem System von 5 achteckigen Lagen mit je zwei Ebenen von Driftzellen. Zur Auflösung der Links-Rechts-Ambiguität sind die Lagen gegeneinander versetzt. Ein Spursegment der BDC besteht aus bis zu 10 Raumpunkten. Die räumliche Auflösung beträgt $\sigma_r \approx 0.4$ mm in radialer Richtung sowie $\sigma_\varphi \approx 0.8$ mm in azimutaler Richtung. Der spezifische Energieverlust kann auf 30 % genau gemessen werden.

Das rückwärtige Kalorimeter (SPACAL[10]): Ein wesentliches Ziel für das neue rückwärtige Kalorimeter ist die Fähigkeit, Kandidaten für gestreute Elektronen aus tiefinelastischen Ereignissen klar von einem zu kleinen Elektronenergien ansteigenden Untergrund hadronischer Teilchen (überwiegend Pionen) aus Photoproduktionsereignissen zu trennen [APP95b]. Darüberhinaus sollte eine möglichst gute Messung des hadronischen Endzustands trotz der beengten Platzverhältnisse ermöglicht werden. Gegenüber dem BEMC hat das SPACAL eine deutlich bessere Energie- und Ortsauflösung sowie feinere Granularität und bessere Homogenität.

Das SPACAL ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter [APP96b, APP95a] mit zwei longitudinalen Segmenten (sog. elektromagnetischer [NIC95] und sog. hadronischer Teil [APP96a]), in denen Szintillatorfasern mit einem Durchmesser von 0.5 mm in Bleiprofilen (parallel zur Strahlachse) verlaufen. Diese Konstruktion führt zu einer guten Homogenität und erreicht eine Energieauflösung von $\sigma/E = 0.071/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 0.01$. Das in den szintillierenden Fasern erzeugte Licht wird auf Photomultiplier geführt, die die Photonen über den Photoeffekt in Sekundärelektronen umwandeln und diese vervielfachen. Im elektromagnetischen Teil sind einem Photomultiplier die Fasern eines Blocks von 4×4 cm^2 zugeordnet; dies führt zu einer Ortsauflösung von etwa 4 mm. Der elektromagnetische Teil mit insgesamt 1192 Photomultipliern hat eine Dicke von 25 Strahlungslängen X_0; zusammen mit dem hadronischen Teil (128 Photomultiplier) hat das SPACAL eine Dicke von zwei hadronischen Interaktionslängen.

Zusätzlich zur Energie- und Ortsinformation kann auch der Zeitpunkt der Energiedeposition auf etwa 1 ns genau bestimmt werden. Dies erlaubt die Funktion des TOF durch das SPACAL zu ersetzen.

Das Protonspektrometer: Die Messung des Impulses von elastisch gestreuten Protonen aus diffraktiven Prozessen erfolgt unter Verwendung der Magnete des Protonstrahls als Spektrometer. Hierzu werden die gestreuten Protonen in Hodoskopen

---

[7] **C**entral **C**ilicon **T**racker

[8] **B**ackward **C**ilicon **T**racker

[9] **B**ackward **D**rift **C**hamber

[10] **SPA**ghetti **CAL**orimeter

aus szintillierenden Fasern [FPS94, FPS95, FPS96] nachgewiesen. Nach der Strahlinjektion und der Abstimmung auf maximale Luminosität werden diese Detektoren, die sich in sogenannten „roman pots“ (siehe auch Abschnitt 3.1.3) befinden, möglichst nahe an den Protonstrahl gebracht. Für die Datennahme 1995 waren zwei Stationen bei $z = 81$ m und $z = 90$ m installiert. Dies erlaubt den Nachweis von gestreuten Protonen mit einem longitudinalen Impuls $P_z' \leq 0.98 P_z$, wobei $P_z = 820$ GeV/$c$ist.

Die Flugzeitsysteme: Zur Erkennung von Untergrundereignissen, die nicht aus Elektron-Proton-Wechselwirkungen stammen, wurden weitere Szintillatorsysteme eingebaut:

BTOF: In rückwärtiger Richtung, 2.7 m vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt, befinden sich hinter dem SPACAL zwei Szintillatorlagen, die die Strahlröhre umschliessen.

FTOF: In Vorwärtsrichtung, innerhalb des Vorwärtsmyonsystems, sind bei $z = +7$ m zwei Szintillatorlagen angebracht.

PTOF: Zwei in den letzten, nicht instrumentierten Lagen des PLUG-Kalorimeters montierte Szintillatorlagen.

Die Zeitauflösung der Systeme ist in der Größenordnung $\mathcal{O}(1\ \text{ns})$, durch Messung der Zeitdifferenzen zwischen den Signalen im FTOF- und BTOF-System können Untergrundereignisse erkannt werden. Dies erlaubt die Definition eines Wechselwirkungs-Zeitfensters (IA = „interaction window“) um den nominellen Zeitpunkt der Kollision zweier Pakete und eines Untergrund-Zeitfensters (BG = „background window“).

4.2.7 Das Triggersystem

Der Trigger dient zur Auswahl physikalisch interessanter ep-Wech-selwirkungen und zum Verwerfen von Untergrundereignissen. Bei HERA werden unerwünschte Untergrundereignisse z.B. durch die Synchrotronstrahlung des Elektronstrahls oder durch Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit Restgasatomen oder den Wänden der Strahlröhre hervorgerufen. Weitere Quellen für unerwünschte Ereignisse sind sog. Halo-Myonen, die in Wechselwirkungen des Protonstrahls vor dem Detektor H1 entstehen, sowie „kosmische“ Myonen, d.h. Myonen aus der Höhenstrahlung.

Bei der Design-Luminosität erstrecken sich die erwarteten Raten von einigen Ereignissen des geladenen Stroms pro Stunde, über einige Ereignisse pro Sekunde für tiefinelastische Streuung und einige hundert Ereignisse pro Sekunde für kosmische Myonen im Zentralbereich des Detektors bis hin zu einigen 10000 Ereignissen pro Sekunde für Wechselwirkungen des Protonstrahls mit den Restgasatomen im Speicherring.

Die Konzeption eines Triggers (bzw. einer Triggerstufe) stellt stets einen Kompromiß zwischen der für die Entscheidung benötigten Zeit und der Komplexität der Entscheidung dar. Einerseits soll die Triggerentscheidung so schnell wie möglich bereitgestellt werden, um wenig Totzeit[11] zu akkumulieren. Andererseits können in sehr kurzer Zeit nur grobe Informationen verarbeitet werden; komplexe Entscheidungen und Berechnungen benötigen mehr Zeit. Dies führt zu einem mehrstufigen System, bei dem die höheren

---

[11] Totzeit ist die Zeitspanne, während derer der Detektor nicht in der Lage ist, neue Ereignisse zu registrieren. Bei einer Totzeit von 50 % kann nur jedes zweite Ereignis registriert werden.

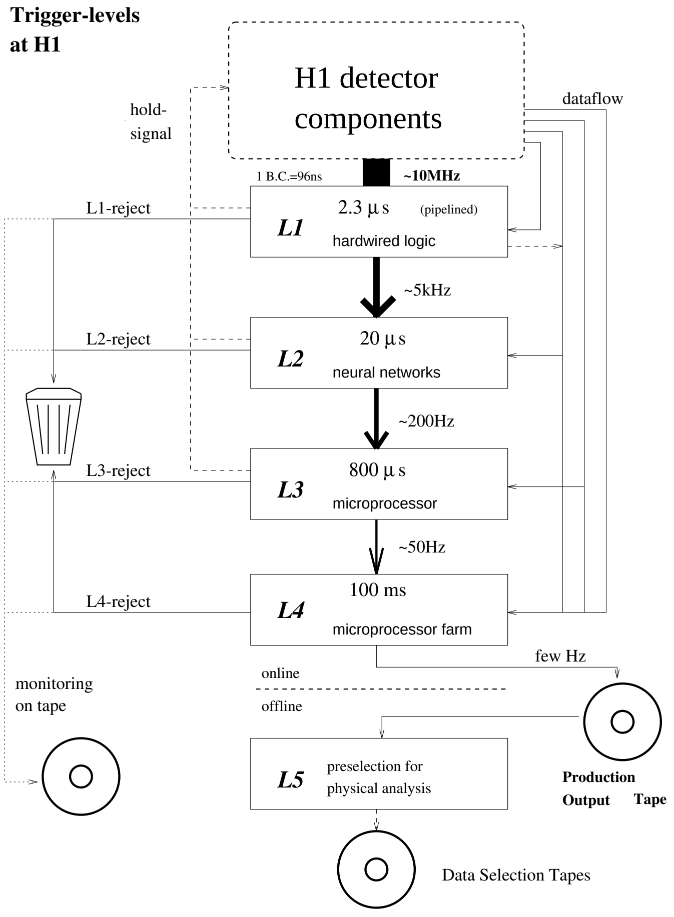


Abbildung 4.5: ***Die Triggerebenen bei* H1**

Dieses Bild gibt eine Übersicht der verschiedenen Triggerstufen bei H1 (aus [FEN95]). Neben der für die Entscheidung zur Verfügung stehenden Zeit der Stufen L1 bis L5 sind die maximal möglichen Ereignisraten aufgeführt

Stufen komplexere Entscheidungen treffen können, für die mehr Zeit als in den vorangegangenen Stufen zur Verfügung steht. Eine besondere Herausforderung bei HERA stellt hierbei der kurze zeitliche Abstand (96 ns) zwischen zwei Kollisionen der Elektron- und Protonpakete („bunch crossing“) mit möglichen Wechselwirkungen dar.

In Abbildung 4.5 sind die 5 Triggerstufen im H1-Experiment mit den relevanten Zeitskalen und Ereignisraten zusammengefaßt, die im folgenden diskutiert werden.

Die Level1-Triggerstufe: Die erste Triggerstufe [SEF94] braucht für die Entscheidung, ob das Ereignis physikalisch interessant sein könnte, etwas mehr als 2μs. Diese Dauer resultiert aus Entstehungszeiten der Signale in einzelnen Komponenten (bis zu 1.3μs), der Laufzeit der Signale in Kabeln und der eigentlichen Bearbeitungszeit (typisch $\approx 0.5\mu$s). Um auf dieser Stufe während der Triggerentscheidung keine Totzeit zu erzeugen, werden in einer „pipeline“[12] alle Detektorinformationen aufgehoben, bis die Entscheidung getroffen ist. Wenn Level1 nach 24 „bunch crossings“ das Ereignis als interessant klassifiziert, werden die Pipelines angehalten und die zweite Triggerstufe (Level2) gestartet.

---

[12] Schieberegister, die bis 24 Informationen aufnehmen können. Alle 96 ns werden die Informationen um eine Position weitergeschoben, die älteste Information wird verworfen und eine neue aufgenommen.

Die einzelnen Detektorkomponenten liefern sogenannte Triggerelemente (bis zu 128), aus denen durch logische Verknüpfungen bis zu 128 Subtrigger entstehen. Diese Subtrigger bilden die erste Ereignisklassifikation. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn mindestens einer der Subtrigger eine positive Entscheidung trifft. Jeder dieser Subtrigger kann noch „untersetzt“ werden („prescale“), hierbei wird bei einem Faktor n nur jedes n-te Ereignis akzeptiert.

Im folgenden werden einige Triggerelemente verschiedener Komponenten erklärt:

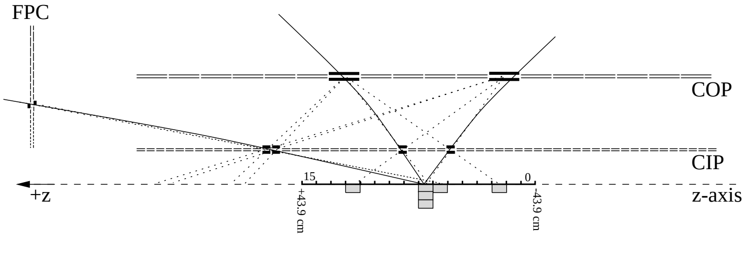


Abbildung 4.6: ***Prinzip des z-Vertex-Triggers***
Gezeigt ist das Prinzip des z-Vertex-Triggers (aus [BEC96]). Aus 4-fach (oder 3-fach) Koinzidenzen von Signalen in den zentralen Proportionalkammern CIP und COP bzw. der Vorwärtsproportionalkammer FPC und der inneren zentralen Proportionalkammer CIP werden Spuren gebildet, deren z-Koordinaten auf der Strahlachse in ein Histogramm gefüllt werden. Das Maximum dieses Histogramms ist ein Kandidat für den Ort der Wechselwirkung

- **BSET-Trigger:** Die Aufgabe des BSET[13]-Triggers [BAN95] ist die Suche nach lokalisierter Deposition von Energie über einer Schwelle im BEMC. Hierzu werden die analogen Signale der (langen) Wellenlängenschieber für jeden Stack des BEMC summiert. Überschreitet die Summe eine Schwelle, wird der zugehörige Stack als Initiator für einen Cluster benutzt, der aus den umliegenden Stacks gebildet wird. Für die Summe aller gefundenen Clusterenergien sind mehrere Schwellen möglich, für die mittlere Schwelle CL2 erreicht der Trigger eine Effizienz von fast 100 % für Elektronenergien > 8 GeV.
- **z-Vertex-Trigger:** Der z-Vertex-Trigger dient zur Bestimmung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunkts für jedes Ereignis. Hierzu werden Koinzidenzen zwischen Segmenten der Proportionalkammern zu Spuren zusammengefügt. In Abbildung 4.6 ist das Prinzip der Suche nach dem Kandidaten für den Ereigniswechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse veranschaulicht.

  Anhand des Histogramms der Positionen der Spuren können verschiedene Bedingungen erfüllt werden. Ein Signal für Wechselwirkungen in einem „bunch crossing“ („T0“) wird erzeugt, wenn sich im Histogramm mindestens ein Eintrag befindet. Ein signifikantes Maximum liefert einen Kandidaten für einen Vertex.
- **RZ-Trigger:** Der RZ-Trigger bildet aus Paaren von Spursegmenten der beiden z-Kammern (CIZ und COZ) sogenannte Vertexspuren, wenn die beiden Segmente zueinander passen und in den Bereich des nominellen Wechselwirkungspunkts zeigen. Die Verteilung der z-Koordinaten wird (ähnlich dem z-Vertex-Trigger) auf ein signifikantes Maximum untersucht. Es kann ein Signal für ein Untergrundereignis gesetzt werden, wenn zuviele Kombinationen von Spursegmenten außerhalb des nominellen Bereichs zeigen.

---

[13] **B**EMC **S**ingle **E**lectron **T**rigger

- **SPACAL-IET-Trigger:** Die Aufgabe des IET[14]-Triggers [BOU95b] für das SPACAL ist die Selektion von Ereignissen mit einem gestreuten Elektron im SPACAL. Die in einer Zelle deponierte Energie wird in zwei Zeitfenster unterteilt, dem Wechselwirkungszeitfenster (TOF) sowie dem Untergrund-Zeitfenster (ATOF). Die Energien im TOF-Zeitfenster von 16 Zellen (in einer 4×4-Matrix angeordnet) werden zu einem sogenannten „trigger tower" summiert. Die verschiedenen „trigger tower" sind in x- bzw. y-Richtung um jeweils 2 Zellen gegeneinander versetzt („sliding window"), um zu gewährleisten, daß ein Cluster in mindestens einem „trigger tower" möglichst vollständig enthalten ist. Auf die Energiesumme eines „trigger tower" können drei verschiedene Schwellen gesetzt werden.

Die Level2-Triggerstufe: Während die Level1-Stufe eher an Detektorkomponenten orientiert ist, benutzt Level2 die Informationen aller Komponenten, wie sie für Level1 bereitgestellt wurden. Nach 20 μs ist die Level2-Entscheidung getroffen. Wird das Ereignis akzeptiert, wird die Auslese des gesamten Detektors gestartet und die Daten aus den Pipelines in lokale Speicher kopiert.

In dieser Stufe werden zwei Systeme eingesetzt, die beide aus speziell für diese Aufgabe entwickelten Komponenten („hardware trigger") bestehen. Beide versuchen aus der Information der ersten Stufe ereignisspezifische Muster durch Korrelationen zwischen den einzelnen Informationen zu erkennen:

- **Topologischer Trigger:** Der Topologische Trigger versucht Korrelationen in Polar- und Azimutwinkel zwischen den Signalen der einzelnen Komponenten zu erkennen und diese zur Selektion zu benutzen.
- **Neuronales Netzwerk:** Das Neuronale Netzwerk [FEN95] betrachtet die Level1-Entscheidung als Muster und versucht zur Entscheidung mehrdimensionale Korrelationen zu erkennen. Die Entscheidung erfolgt durch eine parallele Verarbeitung in kurzer Zeit.

Die Level3-Triggerstufe: Parallel zur Auslese läuft die dritte Stufe an, die aus Prozessoren („software trigger") aufgebaut ist. Die Entscheidung der verwendeten Programme veranlaßt innerhalb von 800 μs eventuell den Abbruch der etwa 1 - 2 ms dauernden Auslese. Auch Level 3 benutzt die Informationen aller Detektorkomponenten in der Granularität, wie sie für Level 1 bereitgestellt wurden.

Die Ereignisinformationen werden zuerst in lokale Speicher („buffer") der einzelnen Komponenten kopiert. Hier endet nun die synchrone Verarbeitung und die Pipelines können wieder gestartet werden. Im folgenden werden die Daten nur noch asynchron bearbeitet. Durch „Eventbuilding" werden die Informationen der einzelnen Komponenten (aus den jeweiligen lokalen Speichern) zu einem Ereignis zusammengefügt, das in einem weiteren Speicher („Multieventbuffer") aufgehoben wird.

Die Level4-Triggerstufe: Der Level4-Trigger [PRO94] besteht aus einer Farm von 34 Prozessoren, die asynchron anhand der vollen Ereignisinformation (durch Rekonstruktion der Eigenschaften aus den Rohdaten des Ereignisses) die Entscheidung der vorangegangenen Triggerstufen überprüfen und gegebenfalls als Untergrund erkannte Ereignisse verwerfen. Neben dieser Selektion dient die Level4-Farm auch zur Beobachtung von Detektoreigenschaften („Monitoring") und zur Kalibration einzelner Komponenten.

---

[14] **I**nclusive **E**lectron **T**rigger

Die Level5-Triggerstufe: In Abbildung 4.5 ist eine fünfte Triggerstufe aufgeführt. Der Level5-Trigger ist im Gegensatz zu den vorangegangenen vier Stufen kein Trigger, der Ereignisse unwiderruflich verwirft. Wie im nächsten Abschnitt erläutert, werden in dieser Stufe, nach erfolgter Rekonstruktion, die Ereignisse nach physikalischen Fragestellungen für die Analyse klassifiziert. Diese Selektion kann wiederholt werden, da die Rohdaten (nach Level4) auf Bändern gespeichert sind.

4.2.8 Die Datenauslese und -speicherung

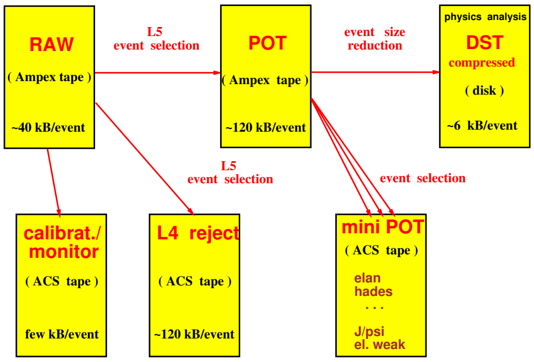


Abbildung 4.7: ***Ein Überblick der Datenspeicherung bei* H1**
Gezeigt sind die verschiedenen Stufen der Datenspeicherung nach der vierten Triggerstufe bei H1. Die Rohdaten („RAW“) werden in der Level5-Stufe rekonstruiert und nach Physikprozessen klassifiziert, um danach ebenfalls auf Band gespeichert zu werden („POT“). Durch Komprimierung können die Daten auf Plattenlaufwerken gespeichert werden („DST“)

Abbildung 4.7 gibt einen Überblick des Datenwegs nach der Level4-Triggerstufe. Zuerst werden die Rohdaten auf Magnetbändern gespeichert, hierbei belegt ein Ereignis im Mittel 40 kByte. Ebenso werden speziell selektierte Ereignisse (zur Kalibration und Beobachtung von Detektoren) auf Bändern gespeichert. Die Rohdaten durchlaufen jetzt die fünfte Stufe. Sie werden vollständig rekonstruiert (siehe 4.2.9) – hierbei wächst die Ereignisgröße auf etwa 120 kByte an – und einer letzten Ereignisklassifikation unterworfen. Dieses Datenformat wird als POT[15] bezeichnet und ebenfalls auf Band gespeichert. Im Laufe eines Jahres werden einige Terabyte an Daten akkumuliert. Um eine Speicherung auf Plattenlaufwerken und damit einen schnellen Zugriff auf die Daten zu erlauben, werden die Ereignisinformationen auf etwa 6 kByte komprimiert. Das entstandene DST[16] mit den Daten eines Jahres belegt nur etwa 100 GByte. Da bei der Komprimierung auch Teile der Rohdateninformation verworfen werden, können für spezielle Analysen sogenannte „mini POTs“ erzeugt werden, die die volle Ereignisinformation enthalten, aber nur eine beschränkte Anzahl von Ereignissen umfassen.

4.2.9 Die Datenrekonstruktion

Ziel der Datenrekonstruktion ist die Umwandlung der detektororientierten Informationen in Größen, die für eine Physikanalyse verwendet werden können. Im folgenden werden zwei Beispiele für die Rekonstruktion gegeben:

Die Spurrekonstruktion: Die Spurrekonstruktion bestimmt aus den von den Detektoren gelieferten Raumpunkten Kandidaten für geladene Teilchen. Hierbei werden

---

[15] „Production Output Tape“ oder auch „Physics On Tape“

[16] „Data Summary Tape“

die fünf Parameter einer Helix bestimmt, die die Bewegung geladener Teilchen in dem Magnetfeld beschreibt. Die Helix ist beschrieben durch die (vorzeichenbehaftete) Krümmung κ, den kleinsten Abstand zur z-Achse (DCA)[17], die Position z_0 bei diesem minimalen Abstand sowie den Polarwinkel ϑ und den Azimutwinkel φ. Aus der Krümmung kann die Ladung sowie der Impuls des Teilchens berechnet werden.

Die Kalorimeterrekonstruktion: Die in den Kalorimeterzellen deponierte Energie wird im Detektor in eine Ladungs- bzw. Spannungsinformation umgewandelt und digitalisiert. Aus dieser digitalen Information wird nun in der Rekonstruktion auf die deponierte Energie zurückgerechnet, hierbei werden Informationen über die Eichung (Kalibration) des Detektors verwendet.

In einer zweiten Stufe werden aus räumlich zusammenhängenden Zellen sogenannte Cluster gebildet, die der gesamten Energiedeposition von einem oder mehreren Teilchen entsprechen sollen. Aufgrund der Form des Clusters (Form des Kalorimeterschauers) können Korrekturen bestimmt werden, um z.B. gleiche Signale für Elektronen und Hadronen gleicher Energie zu erreichen.

4.2.10 Die Detektorsimulation

Die Simulation der Antwort des Detektors auf ein Ereignis erlaubt realistische Studien zur Charakterisierung von Ereignissen. Darüberhinaus werden Detektorsimulationen häufig zur Korrektur gemessener Daten verwendet, da diese aufgrund von Ineffizienzen im Nachweis oder statistischen Schwankungen in der Messung von der „wahren“ Information abweichen.

Zur Simulation wird das Programmpaket GEANT [GEA93] verwendet, das für ein von einem Generator erzeugten Ereignis (d.h. einem Satz von Vierer-Vektoren erzeugter Teilchen) die Bewegung aller Teilchen durch ein detailgetreues Abbild des Detektors verfolgt. Hierbei werden die Einflüsse von Magnetfeldern berücksichtigt und mögliche Wechselwirkungen der Teilchen mit den verschiedenen Materialien des Detektors nach stochastischen Prinzipien beschrieben. Im nächsten Schritt wird die elektronische Auslese des hypothetischen Detektors nachgebildet, so daß die Informationen in das gleiche Datenformat umgewandelt können, das die Rohdaten besitzen. Ab diesem Schritt können die erzeugten Simulationsereignisse genauso wie die echten Daten behandelt und analysiert werden.

Für die Genauigkeit der Simulation sind verschiedene Granularitäten möglich; je feiner die gewählte Granularität ist, desto länger dauert die Berechnung eines einzelnen Ereignisses (bis zu einigen Minuten).

---

[17] „Distance of Closest Approach“

Kapitel 5

Elektron-Proton Streuung bei HERA

In diesem Kapitel wird ein Überblick der möglichen physikalischen Prozesse gegeben, die in der Elektron[1]-Proton Streuung bei HERA untersucht werden können (eine ausführliche Diskussion der Physik bei HERA findet sich in [PEC88, BUC92]; eine weitere Übersicht ist in [WOL93] zu finden). Nach einer Diskussion verschiedener Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen werden zwei kinematisch getrennte Bereiche der Elektron-Proton-Streuung definiert: die Photoproduktion und die tiefinelastische Streuung. Die Beschreibung der Modellierung des hadronischen Endzustands wird gefolgt von der Vorstellung ausgewählter Ergebnisse von HERA für die beiden kinematischen Bereiche. Das Kapitel endet mit der Diskussion der diffraktiven tiefinelastischen Streuung bei HERA, deren experimentelle Signatur das Auftreten einer Rapiditätslücke im Endzustand ist.

5.1 Bestimmung der kinematischen Variablen

Durch die Kinematik der Kollision von Elektronen einer Energie von 27.55 GeV mit Protonen einer Energie von 820 GeV und durch die 4π-Geometrie der Detektoren kann sowohl das gestreute Elektron als auch ein großer Teil des hadronischen Endzustands gemessen werden. Dies ermöglicht die Bestimmung der in den Gleichungen 2.53 bis 2.57 definierten kinematischen Variablen durch verschiedene Methoden:

Elektron-Methode:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_{el}^{Strahl}} \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2}, \qquad Q_e^2 = 4E'_e E_{el}^{Strahl} \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2} = \frac{E_e'^2 \sin^2 \vartheta_e}{1 - y_e}. \tag{5.1}$$

Bei der Elektronmethode wird die Energie E'_e und der Polarwinkel ϑ_e des gestreuten Elektrons zur Bestimmung seines Vierer-Impulses verwendet und die Variablen y_e und Q_e^2 nach Gleichung 5.1 bestimmt.

Jacquet-Blondel-Methode:

$$y_h = \frac{\Sigma_h (E - p_z c)_h}{2E_{el}^{Strahl}}, \qquad Q_h^2 = \Sigma_h (p_x^2 + p_y^2)_h. \tag{5.2}$$

Die Jacquet-Blondel-Methode [JAC79] nutzt die Erhaltung der Summe der Vierer-Impulse zur Bestimmung des Vierer-Impulses für das gestreute Elektron aus (die

---

[1] Auch hier wird Elektron synonym für Elektronen bzw. Positronen verwendet.

Vierer-Impulse von Elektron und Proton im Anfangszustand sind bekannt). Dabei ergibt sich, daß Teilchen, die in Vorwärtsrichtung ($+z$-Richtung) nicht nachgewiesen werden können, keinen signifikanten Beitrag zu $\Sigma_h(E-p_zc)_h$ bilden, da $(E-p_zc)\approx 0$ für diese Teilchen gilt. Hingegen sind Verluste im Rückwärtsbereich für diese Methode besonders relevant, da hier $E-p_zc\approx E\cdot(1-\cos\vartheta)\approx 2E$ für $\vartheta\approx\pi$.

Doppel-Winkel-Methode:

$$y_{DA}=\frac{(1-\cos\vartheta_h)\sin\vartheta_e}{\sin\vartheta_h+\sin\vartheta_e-\sin(\vartheta_e+\vartheta_h)},\qquad Q^2_{DA}=4E_e^2\frac{(1+\cos\vartheta_e)\sin\vartheta_h}{\sin\vartheta_h+\sin\vartheta_e-\sin(\vartheta_e+\vartheta_h)},\tag{5.3}$$

wobei

$$\tan\frac{\vartheta_h}{2}=\frac{\Sigma_h(E-p_zc)_h}{p_{T,h}}.\tag{5.4}$$

Bei der Doppel-Winkel-Methode wird der Polarwinkel ϑ_e des gestreuten Elektrons zusammen mit dem Winkel ϑ_h aus dem hadronischen Endzustand (nach Gleichung 5.4) benutzt, um nach 5.3 die Variablen y_{DA} und Q^2_{DA} zu berechnen.

Σ-Methode:

$$y_\Sigma=\frac{\Sigma_h(E-p_zc)_h}{(E-p_zc)_e+\Sigma_h(E-p_zc)_h},\qquad Q^2_\Sigma=\frac{E_e'^2\sin^2\vartheta_e}{1-y_\Sigma}.\tag{5.5}$$

Die Sigma-Methode [BAS94] ähnelt der Jacquet-Blondel-Methode, nur ist nochmals die Vierer-Impulserhaltung verwendet worden. Die Elektronstrahlenergie E_{el}^{Strahl} wurde durch den Term $\frac{1}{2}[(E-p_zc)_e+\Sigma_h(E-p_zc)_h]$ ersetzt. Dies verbessert die Rekonstruktion der kinematischen Variablen für den Fall, daß vom einlaufenden Elektron ein Photon abgestrahlt wurde, bevor die Streuung am Proton stattfand. In diesem wird die effektive „Strahlenergie“ des Elektrons um die Energie des Photons verkleinert.

Für alle oben aufgeführten Methoden wird die Bjorkensche Skalenvariable x nach Gleichung 2.58 aus den entsprechenden Variablen y und Q^2 bestimmt. Dabei gilt (unter Vernachlässigung der Elektron- wie der Protonmasse): $s=4E_{el}^{Strahl}E_{pr}^{Strahl}$. Eine genaue Untersuchung der Rekonstruktionsgenauigkeit und der Auflösung der einzelnen Methoden findet sich z.B. in [BAS94].

5.2 Kinematische Bereiche

5.2.1 Die Photoproduktion

Bei HERA werden Prozesse der Photoproduktion zugeordnet, wenn das auslaufende Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird. Dies bedeutet für die Virtualität des gestreuten Photons einen Wert $Q^2\approx 0$. In diesem Fall wird das Photon als „quasi-reell“ bezeichnet.

Wird das Elektron im Elektron-Kalorimeter des Luminositätssystems nachgewiesen, (siehe Abschnitt 4.2.5), entspricht dies einer Virtualität Q^2 des Photons von $Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$ (sowie $0.2<y<0.8$). Die selektierten Ereignisse werden als „tagged photoproduction“ bezeichnet.

Alternativ wird die Abwesenheit eines gestreuten Elektrons im Zentralbereich des Detektors und im Elektron-Kalorimeter gefordert. Zur Selektion dieser sogenannten „untagged photoproduction“-Ereignisse werden Spuren geladener Teilchen oder Aktivität in Form von Jets gefordert.

5.2.2 Die tiefinelastische Streuung

Durch die Forderung eines gestreuten Elektrons im Zentralbereich des Detektors wird eine untere Grenze an den Wert von Q^2 gestellt. Für nominelle Bedingungen können Werte von Q^2 von etwa 1 GeV^2/c^2 erreicht werden, bei speziellen Strahlbedingungen (verschobener nomineller Wechselwirkungspunkt) verringert sich die Grenze auf etwa 0.3 GeV^2/c^2. Dieser kinematische Bereich wird als tiefinelastische Streuung bezeichnet.

Die rein elektromagnetische Wechselwirkung: Für Werte $Q^2 < 1000$ GeV^2/c^2 trägt nur der Photonaustausch bei, d.h. der Prozeß ist durch die elektromagnetische Wechselwirkung dominiert.

Die Beiträge der schwachen Wechselwirkung: Für Werte $Q^2 > 1000$ GeV^2/c^2 können in der tiefinelastischen Streuung meßbare Beiträge der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt auftreten. Einerseits gibt es einen Beitrag zum Prozeß $ep \to eX$ durch den Austausch eines Z^0-Bosons, andererseits koppelt das Elektron auch an ein W^--Boson (das Positron an ein W^+). Im zweiten Fall ist das gestreute Lepton im Endzustand ein Neutrino (Antineutrino), im Detektor wird nur der hadronische Endzustand nachgewiesen. Diese Ereignisse des „geladenen Stroms“ zeichnen sich deshalb durch eine fehlende Balance des transversalen Impulses aus.

5.3 Ergebnisse zur Photoproduktion

5.3.1 Der totale Wirkungsquerschnitt

Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma p \to X$ bei HERA ergibt (für das H1-Experiment) den Wert (bei $W \approx 200$ GeV) [AID95e]:

$$\sigma(\gamma p \to X) = (165.3 \pm 2.3(stat.) \pm 10.9(syst.))\mu\text{b}, \tag{5.6}$$

der sehr gut durch die Parametrisierung von Donnachie und Landshoff für die totalen Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuung und Photon-Hadron-Streuung durch Austausch einer Pomeron- und einer Regge-Trajektorie beschrieben wird (Abschnitt 3.1.2 und Abbildung 3.3).

5.3.2 Die Produktion von Vektormesonen

Abbildung 5.1 zeigt eine Zusammenstellung der W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma p \to Vp)$ für die Photoproduktion verschiedener Vektormesonen (ρ [AID96a, DER95f], ω [DER96e], ϕ [DER96b] und J/Ψ [AID96d, DER95b]). Ebenfalls gezeigt wird die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungquerschnitts in der Photoproduktion. Neben den H1- und ZEUS-Daten (offene bzw. geschlossene Quadrate) sind auch Daten von Experimenten bei niedrigeren Energien W zu sehen.

Die gezeigten Kurven stellen die Anpassung einer Abhängigkeit der Form $d\sigma/dW \propto W^n$ dar, wie sie für diffraktive Hadron-Hadron-Wechselwirkungen erwartet wird. Die W-Abhängigkeit der ρ-, ω- und ϕ-Produktion wird durch einen Wert von $n = 0.22$ beschrieben. Dieser Wert ist vergleichbar demjenigen des totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts ($n = 0.16$), zeigt also die Gültigkeit der Beschreibung durch (weichen) Pomeron-Austausch ähnlich der diffraktiven Hadron-Hadron-Streuung.

Für die Produktion von J/Ψ-Mesonen hingegen wird eine deutlich steilere W-Abhängigkeit beobachtet ($n = 0.8$). In der oben erwähnten Beschreibung durch die perturbative

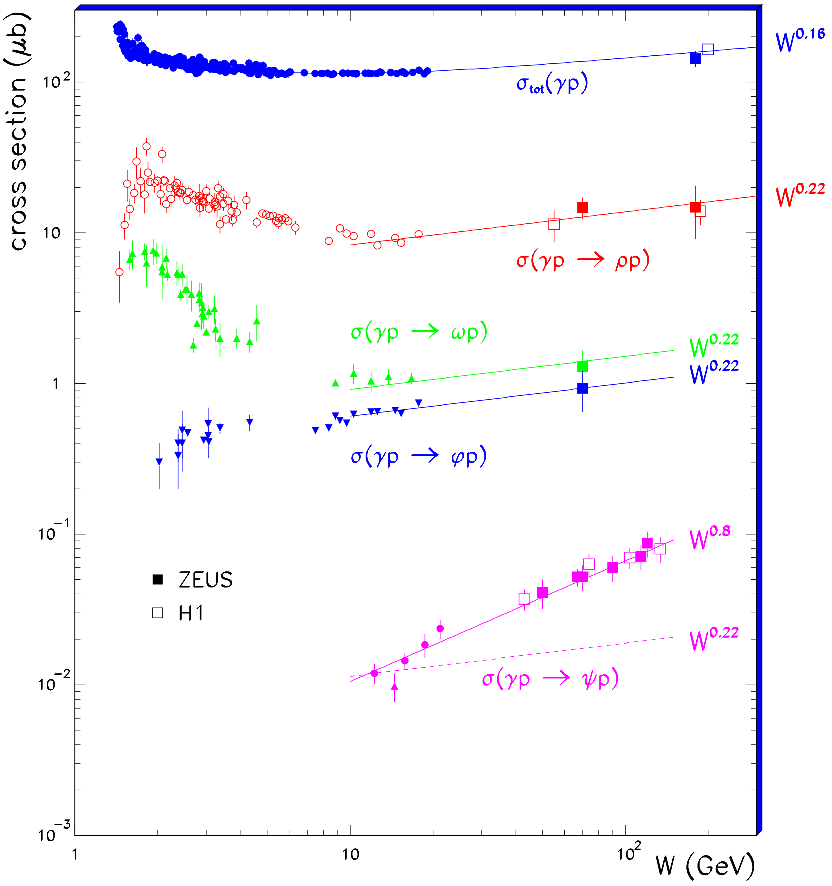


Abbildung 5.1: ***Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Vektormeson-Produktion von W in Photoproduktion***
Gezeigt ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Vektormesonproduktion in Photoproduktion als Funktion der Energie W des Photon-Proton-Systems für die Vektormesonen ρ, ω, ϕ und J/Ψ. Dabei stellen die (offenen bzw. gefüllten) Quadrate die Meßpunkte von H1 bzw. ZEUS dar, die restlichen Datenpunkte stammen von „fixed target"-Experimenten bei niedrigeren Energien. Ferner sind noch Messungen des totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts gezeigt. Die Kurven zeigen Parametrisierungen der W Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitt durch die Form $d\sigma/dW \propto W^n$ (In dieser Abbildung ist $c = 1$ gesetzt)

QCD wird der stärkere Anstieg des Wirkungsquerschnitts auf den Anstieg der Gluondichte bei kleinen Werten von x (d.h. großen Werten von W) zurückgeführt. Im Falle der J/Ψ-Mesonen ist die Energieabhängigkeit auch ohne Hinzunahme die Niederenergie-Daten zu sehen; bei den anderen Vektormesonen müssen die HERA-Daten mit Niederenergie-Daten kombiniert werden.

Die Messung der t-Abhängigkeit der elastischen Vorwärtsstreuung zeigt beim ρ- wie beim J/Ψ-Meson ein Maximum bei kleinen Werten von $|t|$ und einen exponentiellen Abfall zu großen Werten von $|t|$. Der Steigungsparameter b wird von H1 zu

$$\begin{aligned} b_\rho &= (10.9 \pm 2.4(stat.) \pm 1.1(syst.))\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2 \\ b_{J/\Psi} &= (4.0 \pm 0.2(stat.) \pm 0.2(syst.))\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2 \qquad (5.7) \end{aligned}$$

(5.8)

für das ρ- und das J/Ψ-Meson bestimmt. Im geometrischen Bild bedeutet dies eine kompaktere Form des J/Ψ-Mesons im Vergleich zum ρ-Meson. Im Vergleich zu Daten bei niedrigeren Energien $< b > \approx 7 - 8\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2$ ist die t-Abhängigkeit für ρ-Produktion bei HERA steiler („shrinkage“).

5.3.3 Der diffraktive Anteil des Wirkungsquerschnitts

Die Streuung eines (quasi-)reellen Photons an einem Proton ähnelt aufgrund der hadronischen Natur des Photons der Hadron-Hadron-Streuung. Wie in der Hadron-Hadron-Streuung können diffraktive Prozesse auftreten, in denen nur die Quantenzahlen des Vakuums zwischen den Teilchen ausgetauscht werden und die folglich durch eine Rapiditätslücke im Endzustand charakterisiert sind. Diese Charakteristik erlaubt eine Bestimmung des diffraktiven Beitrags zum totalen Wirkungsquerschnitt.

Die von H1 durchgeführte Messung [AID95e] erlaubt die Bestimmung von drei der vier möglichen Beiträge zum diffraktiven Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt:

- $\sigma_{\gamma p \to Vp}$ für elastische Produktion eines Vektormesons V $(V = \rho, \omega, \phi, \ldots)$:

$$\sigma_{\gamma p \to Vp} = (17.1 \pm 1.6 \pm 3.7 \pm 1.4)\mu\mathrm{b}, \tag{5.9}$$

- $\sigma_{\gamma p \to Xp}$ für einfach diffraktive Streuung mit Photon-Dissoziation in ein System X:

$$\sigma_{\gamma p \to Xp} = (23.4 \pm 2.6 \pm 4.3 \pm 10.2)\mu\mathrm{b}, \tag{5.10}$$

- $\sigma_{\gamma p \to VY}$ für einfach diffraktive Streuung mit Proton-Dissoziation in ein System Y:

$$\sigma_{\gamma p \to VY} = (8.7 \pm 1.5 \pm 1.5 \pm 3.0)\mu\mathrm{b}, \tag{5.11}$$

Hierbei gibt der erste Fehler die statistische und der zweite die systematische Unsicherheit an. Der dritte Fehler gibt den Einfluß der Unkenntnis des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma p \to XY}$ für doppelt diffraktive Streuung mit Photon-Dissoziation in ein System X und Proton-Dissoziation in ein System Y an, der zu $\sigma_{\gamma p \to XY} = (20 \pm 20)\mu$b angenommen wird.

Alle Prozesse der Form $\gamma p \to X$, die nicht in eine der vier beschriebenen Kategorien fallen, werden dem nicht-diffraktiven Beitrag σ_{ND} zugeordnet.

Der totale Wirkungsquerschnitt (Gleichung 5.6) teilt sich in die zwei Beiträge diffraktiver (σ_D) und nicht-diffraktiver (σ_{ND}) Prozesse auf:

$$\sigma_D = (69.2 \pm 3.4 \pm 8.8 \pm 9.9)\mu\mathrm{b}, \tag{5.12}$$

$$\sigma_{ND} = (96.1 \pm 3.5 \pm 14.7 \pm 9.6)\mu\mathrm{b}. \tag{5.13}$$

Die Bedeutung der einzelnen Beiträge zum Fehler ist oben erklärt.

5.3.4 Die harten Streuprozesse

Harte Streuprozesse zeichnen sich durch das Auftreten von Jets (kollimierten Bündeln von Teilchen mit hohem transversalen Impuls) aus. In Ereignissen der Photoproduktion mit zwei nachgewiesenen Jets lassen sich aus der Energie und der Richtung der beiden Jets die Impulsbruchteile der am harten Streuprozeß beteiligten Partonen bestimmen. Dies erlaubt eine Messung der Partondichten im Photon, da in dem kinematisch zugänglichen Bereich die Partondichten des Protons bekannt sind. Aus den Daten wurde von H1 eine erste Messung der Gluondichte des Photons (in führender Ordnung) durchgeführt [AID95a]; diese steigt zu kleinen Werten des Impulsbruchteils an.

Eine ausführliche Diskussion der Kenntnis der partonischen Struktur des Photons aus harten Streuprozessen findet sich in [ERD96].

5.4 Ergebnisse zur tiefinelastischen Streuung

5.4.1 Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$

Der inklusive Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2$ für den Prozeß $ep \to eX$ (Gleichung 2.68) ist bei HERA in einem weiten kinematischen Bereich bestimmt; im folgenden werden die Resultate in Form der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ vorgestellt.

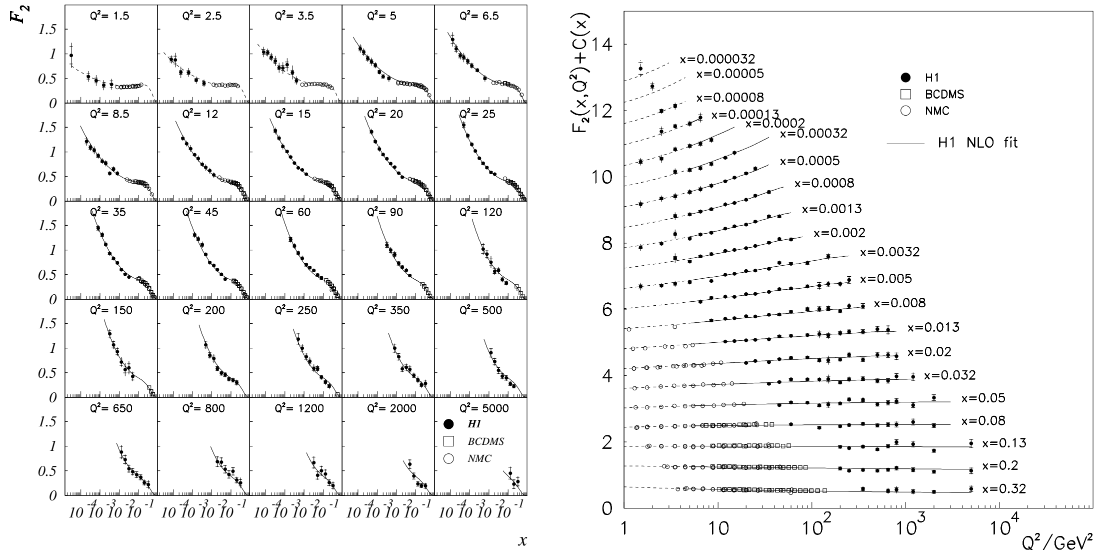


Abbildung 5.2: ***Die Strukturfunktion*** $F_2(x, Q^2)$ **(H1 *-Daten 1994)***

Gezeigt ist die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ *(aus [AID96e]) als Funktion von* x *(linkes Bild) für feste Werte von* Q^2 *im Bereich* 1.5 *GeV*$^2/c^2 < Q^2 < 5000$ *GeV*$^2/c^2$ *(In diesen Abbildungen ist* $c = 1$ *gesetzt).*
Im rechten Bild ist die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ *als Funktion von* Q^2 *für feste Werte von* x *im Bereich* $3.2 \cdot 10^{-5} < x < 3.2 \cdot 10^{-1}$ *(aus [AID96e]) zu sehen. Dabei wurde für festes* x *jeweils eine Konstante* $C(x)$ *zu* $F_2(x, Q^2)$ *addiert, um eine übersichtliche Darstellung zu erreichen.*
In beiden Bildern sind neben den H1-Daten [AID96e] aus dem Jahre 1994 auch Daten des BCDMS- und des NMC-Experiments zu sehen. Die Kurve ist eine auf der DGLAP-Entwicklung der Partondichten basierende Parametrisierung („H1 QCD fit") der Daten für den Bereich $Q^2 > 5$ *GeV*$^2/c^2$*. Für* $Q^2 < 5$ *GeV*$^2/c^2$ *ist die Parametrisierung extrapoliert worden (gestrichelte Kurve).*

Die x-Abhängigkeit der Strukturfunktion: In Abbildung 5.2 (linker Teil) ist $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x für feste Werte von Q^2 dargestellt [AID96e], wobei der Bereich $1.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 5000\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ abgedeckt wird. Die Daten im kinematischen Bereich von HERA stammen vom H1 Experiment, darüber hinaus sind auch Daten der „fixed target"-Experimente BCDMS und NMC zu sehen.

Die mit den ersten Daten von HERA gemachte Beobachtung, daß $F_2(x, Q^2)$ für kleine x stark ansteigt, bleibt in dem jetzt gemessenen größeren kinematischen Bereich gültig und setzt sich bis zu $Q^2 \geq 1.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ fort. Die eingezeichnete Kurve stellt eine Parametrisierung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ dar. Dabei werden für $Q^2 = 5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ Parametrisierungen der Quark- und der Gluondichte vorgegeben und diese entsprechend der DGLAP-Gleichungen (Abschnitt 2.3.3) zu größeren Werten von Q^2 fortgesetzt. Der resultierende Satz von Partondichten bei verschiedenen Q^2 wird an die gemessene Strukturfunktion angepaßt, um die Parameter der Verteilungen bei $Q^2 = 5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ zu bestimmen. Es ergibt sich eine sehr gute Beschreibung der Daten; auch die Extrapolation dieser Anpassung zu kleineren Q^2 beschreibt die Daten.

Die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion: Wird die Q^2 Abhängigkeit von $F_2(x, Q^2)$ für feste Werte von x betrachtet, ergibt sich das in Abbildung 5.2 (rechter Teil) gezeigte Verhalten. Für den Bereich um $x \approx 0.13$ ist $F_2(x, Q^2)$ unabhängig von Q^2, diese Skaleninvarianz führte bei den entsprechenden Messungen am SLAC Ende der 60er Jahre zur Evidenz für punktförmige Konstituenten im Proton.

Für größere Werte von x fällt $F_2(x, Q^2)$ mit steigendem Q^2, für kleinere Werte von x steigt $F_2(x, Q^2)$ hingegen. Dieser Anstieg bzw. Abfall (Brechung der Skaleninvarianz oder Skalenverletzung) ist über einen weiten Bereich proportional zu logQ^2 und wird von der QCD als Resultat der Wechselwirkung von Quarks und Gluonen vorhergesagt.

Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt

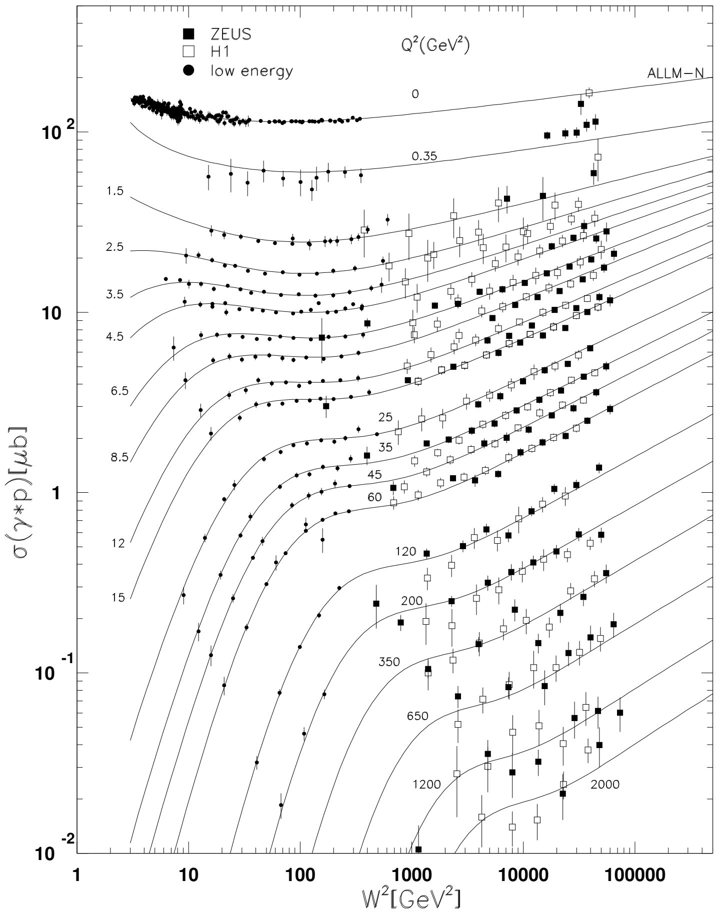


Abbildung 5.3: *Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(\gamma^* p)$für Photon-Proton-Streuung als Funktion von W^2*

Gezeigt ist der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(\gamma^* p)$für Photon-Proton-Streuung als Funktion von W^2 für feste Werte von Q^2 im Bereich $0 < Q^2 < 2000$ GeV$^2/c^2$ (aus [LEV96]). Neben den H1- und ZEUS-Daten aus dem Jahre 1994 sind auch Daten von Experimenten bei niedrigeren Energien W zu sehen. Die Kurve sind ALLM-Parametrisierungen (In dieser Abbildung ist $c = 1$ gesetzt)

Eine andere Möglichkeit, die inklusive tiefinelastische Streuung darzustellen, ist die Betrachtung der W-Abhängigkeit des Wirkungquerschnitts $\sigma_{tot}(\gamma^* p)$ für den Prozeß $\gamma^* p \to X$. Hierbei wird (siehe Abschnitt 2.3.4) der Elektronstrahl als Quelle virtueller

Photonen angesehen. Abbildung 5.3 zeigt $\sigma_{tot}(\gamma^* p)$ als Funktion von W^2 für feste Werte von Q^2. Neben den Daten der tiefinelastischen Streuung (von HERA und von „fixed-target“-Experimenten bei kleinerem W) ist auch der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion gezeigt ($Q^2 \approx 0$).

Für $Q^2 \approx 0$ ist die schwache Abhängigkeit von W zu sehen, während für $Q^2 > 1.5\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ bei großen Energien ($W^2 > 1000\,\mathrm{GeV}^2/c^4$) ein starker Anstieg mit W^2 in den Daten zu erkennen ist. Dieser entspricht dem Anstieg von $F_2(x, Q^2)$ für fallende Werte von x. Ebenfalls zu sehen sind die neuen Messungen der ZEUS-Kollaboration mit einem Strahlrohr-Kalorimeter [YOS96, ZHU96], das Zugang zu Virtualitäten von $0.16 < Q^2 < 0.57\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ erlaubt. Der für $Q^2 > 1.5\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ beobachtete steile Anstieg tritt hier nicht mehr auf, die Energieabhängigkeit ähnelt der des totalen Wirkungsquerschnitts in Photoproduktion. Die Daten sind konsistent mit der Parametrisierung von Donnachie und Landshoff für totale Wirkungsquerschnitte.

5.4.2 Die Produktion von Vektormesonen

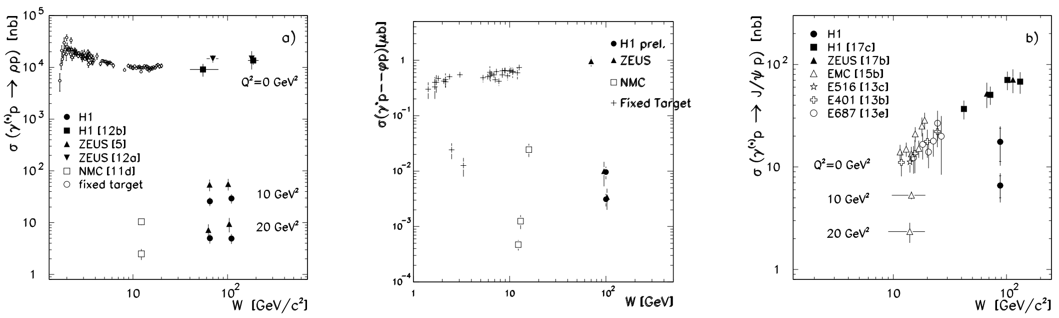


Abbildung 5.4: ***Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Vektormeson-Produktion von W in tiefinelastischer Streuung***
Gezeigt ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Vektormeson-Produktion in tiefinelastischer Streuung als Funktion der Energie W des Photon-Proton-Systems für die Vektormesonen ρ (linkes Bild), ϕ (mittleres Bild) und J/Ψ (rechtes Bild) aus Messungen der H1- und ZEUS-Experimente sowie von „fixed target“-Experimenten (aus [AID96c, AID96f]. Zum Vergleich sind die entsprechenden Wirkungsquerschnitte aus der Photoproduktion gezeigt (In dieser Abbildung ist bei den Q^2-Werten sowie bei W in der mittleren Abbildung $c = 1$ gesetzt)

In Abbildung 5.4 ist die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $\sigma(\gamma^* p \to Vp)$ für elastische Elektroproduktion der Vektormesonen ρ (linkes Bild, [AID96c, DER95e]), ϕ (mittleres Bild, [AID96f, DER96d]) und J/Ψ (rechtes Bild, [AID96c]) gezeigt. Neben den tiefinelastischen Daten sind zum Vergleich die im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion zu sehen. Werden die HERA-Daten mit den Daten von Experimenten bei kleineren Energien verglichen, zeigt sich in tiefinelastischer Streuung eine starke Energieabhängigkeit für die Produktion von ρ- und ϕ-Mesonen, ebenso bei J/Ψ-Mesonen. Die Beobachtung der starken Energieabhängigkeit ist nicht aus den HERA-Daten alleine möglich.

Eine Beschreibung der Elektroproduktion von Vektormesonen durch einen weichen Prozeß (Pomeron-Austausch) ist nicht möglich. Wird hingegen eine perturbative Beschreibung [RYS93] verwendet, die durch die auftretende „harte“ Skala der Photonvirtualität Q^2 begründet ist, lassen sich die gemessenen Energieabhängigkeiten reproduzieren. In diesem Fall wird die Produktion durch die Kopplung eines Quark-Antiquarks-Paares (in das das Photon fluktuiert) über eine (farbneutrale) Gluonleiter an das Proton beschrieben. Die starke Energieabhängigkeit ist eine Folge des Verhaltens der Gluondichte.

Die Messung der Steigung b der exponentiell abfallenden t-Verteilung der Mesonen ergibt Werte von

$$\begin{aligned} b_\rho &= (7.0 \pm 0.8(stat.) \pm 0.4(syst.) \pm 0.5(backgr.))\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2, \\ b_\phi &= (5.2 \pm 1.6(stat.) \pm 1.0(syst.))\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2, \qquad (5.14) \\ b_{J/\psi} &= (3.8 \pm 1.2(stat.)^{+2.0}_{-1.6}(syst.))\ \mathrm{GeV}^{-2}c^2. \end{aligned}$$
$$(5.15)$$

Für das ρ-Meson nimmt b im Vergleich zur Photoproduktion mit steigendem Q^2 ab. Im geometrischen Modell bedeutet dies eine stärkere Lokalisierung des Quark-Antiquark-Paares für größere Photonvirtualitäten. Mit den Steigungsparametern für das ϕ- und das J/ψ-Meson ist der Effekt einer kompakteren Wellenfunktion für schwere Vektormesonen zu beobachten.

5.4.3 Die Bestimmung der Gluondichte

In Abbildung 5.5 sind verschiedene Messungen der Gluondichte im Proton bei HERA zusammengefaßt.

Eine globale Anpassung eines Satzes von Partondichten (basierend auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen) für die Quarks und die Gluonen erlaubt die Bestimmung der Gluondichte. Die in Abbildung 5.5 gezeigten Daten („H1 QCD fit") stammen aus [AID96e].

Die Brechung der Skaleninvarianz ist sowohl auf die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wie auf die Gluondichte im Proton sensitiv. Aus der Bestimmung der Änderung $\mathrm{d}F_2/\mathrm{d}\log Q^2$ der Protonstrukturfunktion kann die gezeigte Gluondichte ("H1 $\mathrm{d}F_2/\mathrm{d}\ln Q^2$ (Prytz)") [AID95b] bestimmt werden.

Die Produktion von Ereignissen mit (2+1)-Jets (Definition siehe Abschnitt 5.5.1) im Endzustand ist sensitiv sowohl auf die Gluondichte (durch gluoninduzierte Prozesse – siehe Abschnitt 2.3.3) wie auf die starke Kopplungskonstante. In einem kinematischen Bereich (große Werte von x), in dem die starke Kopplungskonstante bekannt ist, kann die Gluondichte extrahiert werden. In Abbildung 5.5 ist diese direkte Messung ("H1 direct") [AID95a] gezeigt.

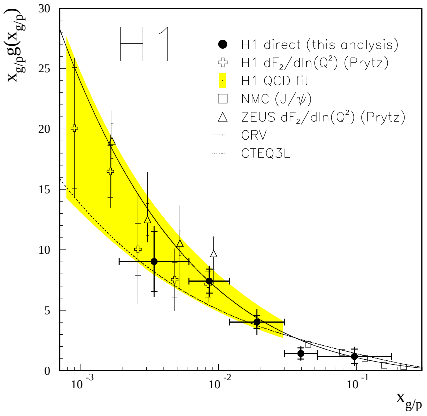


Abbildung 5.5: ***Die Gluondichte im Proton***
Gezeigt sind verschiedene Messungen der Gluondichte im Proton für ein mittleres $Q^2 = 20 - 30\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ (aus [AID95a])

Alle Bestimmungen der Gluondichte zeigen einen starken Anstieg der Dichte zu kleinen Werten von x.

5.5 Hadronischer Endzustand

Abbildung 5.6 zeigt im oberen Teil ein typisches mit dem Detektor H1 aufgezeichnetes Ereignis der tiefinelastischen Streuung, in dem das gestreute Elektron im BEMC

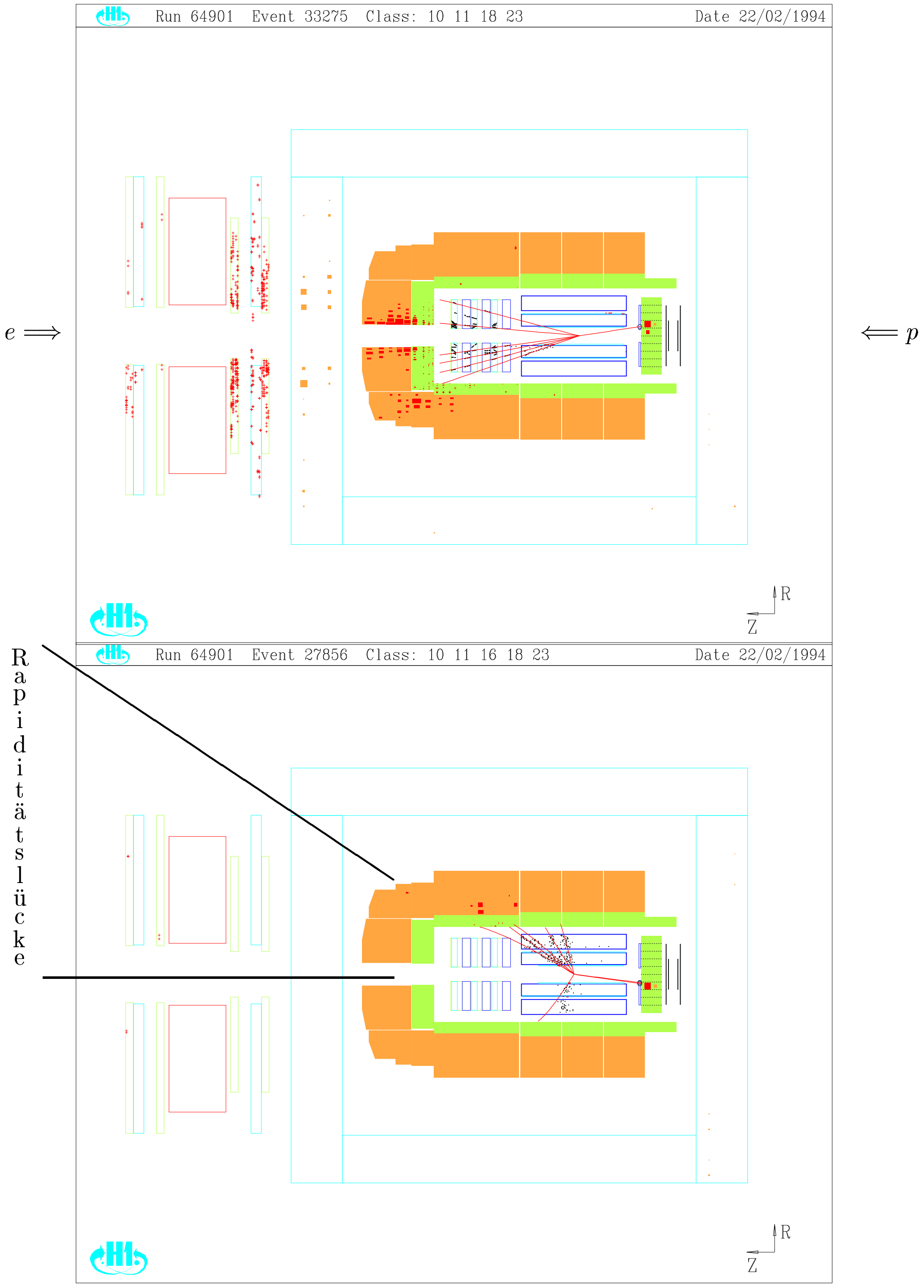


Abbildung 5.6: ***Zwei typische* H1*-Ereignisse der tiefinelastischen Streuung***
Im oberen Teil ist ein Ereignis gezeigt, in dem das gestreute Elektron im BEMC nachgewiesen wird sowie der mit dem gestreuten Quark assoziierte Jet in der Vorwärtsrichtung des LAr zu erkennen ist. Die beobachtete Aktivität direkt um die Strahlröhre im LAr-Kalorimeter sowie im Vorwärtsmyonsystem sind auf Teilchen des Protonrests zurückzuführen.
Der untere Teil zeigt ein tiefinelastisches Ereignis, in dem das gestreute Elektron ebenfalls im BEMC nachgewiesen wird. Im Vergleich zum oberen Teil ist hier in Vorwärtsrichtung sowohl im LAr als auch im Vorwärtsmyonspektrometer keine Aktivität durch Teilchenproduktion zu beobachten. Eingezeichnet ist der Bereich im Polarwinkel (oder entsprechend in Pseudorapidität), der als (sichtbare) Rapiditätslücke bezeichnet wird

nachgewiesen wird. Der mit dem gestreuten Quark zu assoziierende Jet wird in das Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreut. Um die Strahlröhre in Richtung des Protonstrahls ist im LAr-Kalorimeter Energiedeposition zu beobachten. Diese ist auf Teilchen des Protonrests zurückzuführen, der größtenteils ungehindert den zentralen Detektor verläßt. Die Aktivitität in den Kammern des Vorwärtsmyon-Systems entsteht aufgrund von Teilchen, die durch Wechselwirkung der Teilchen des Protonrests mit der Strahlröhre oder den Kollimatoren (gegen Synchrotronstrahlung) entstehen.

Im unteren Teil ist ein tiefinelastisches Ereignis mit einer Rapiditätslücke gezeigt, das in Abschnitt 5.6.1 genauer erklärt wird.

5.5.1 Die Messung von Jets

Werden im zentralen Detektor n Jets nachgewiesen (die Zahl der Jets ist vom dem benutzten Algorithmus zur Definition von Jets und einem Auflösungsparameter abhängig, Details finden sich z.B. in [HED94]), wird das Ereignis als $(n+1)$-Jet-Ereignis bezeichnet, da der Protonrest (Notation „+1 “) in den meisten Fällen nicht nachgewiesen wird.

Aus der Messung der Rate von $(2+1)$-Jets kann in einem kinematischem Bereich, in dem die Gluondichte aus anderen Messungen bekannt ist, der Wert der starken Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ für verschiedene Werte des Quadrats Q^2 des Impulsübertrags bestimmt werden. Da die HERA -Experimente einen weiten Bereich in Q^2 abdecken, kann die Skalenabhängigkeit („laufende Kopplungskonstante“) durch die Messung in einem Prozeß von einem einzigen Experiment durchgeführt werden. Die von H1 [AHM95a] und ZEUS [DER95g] aus der Rate an $(2+1)$-Jets bestimmten Werte zeigen die Skalenabhängigkeit von α_S.

5.5.2 Die Messung des Energieflusses

Die Messung des Energieflusses erlaubt Rückschlüsse auf die der Formation des Endzustands zugrundeliegenden Prozesse. Vergleiche von Modellrechnungen mit Daten [ABT94, AID95c] zeigen die Notwendigkeit der Berücksichtigung von Korrekturen zum naiven Quark-Parton-Modell durch die Quantenchromodynamik. Ebenso werden die Auswirkungen verschiedener Approximation an die QCD-Effekte sichtbar.

5.6 Diffraktive tiefinelastische Streuung

In diesem Abschnitt wird der Weg von den ersten Beobachtungen [DER93, AHM94] von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bei HERA mit einer Rapiditätslücke zur ersten Messungen des Wirkungsquerschnitts [AHM95c] für diesen Prozeß beschrieben. Der Nachweis, daß diese Ereignisse überwiegend diffraktiven Ursprungs und verträglich mit einer auf Pomeron-Austausch basierenden Beschreibung sind, wird ebenso wie die Untersuchung der partonischen Struktur dieses Prozesses vorgestellt. Eine ausführlichere Diskussion dieser Punkte ist in [DAI95] zu finden.

5.6.1 Rapiditätslücken im hadronischen Endzustand

Abbildung 5.6 (unterer Teil) zeigt ein tiefinelastisches Ereignis mit einer Rapiditätslücke, aufgenommen von H1 . Das gestreute Elektron ist im rückwärtigen Kalorimeter zu erkennen. Für Polarwinkel $\vartheta < 30^o$ sind im Flüssig-Argon-Kalorimeter keine Signale von Teilchen zu erkennen, ebenso im Vorwärtsmyonspektrometer. Dies stellt im Vergleich zu einem „normalen“ tiefinelastischen Ereignis (wie in Abbildung 5.6 – oberer Teil – gezeigt) ein gänzlich anderes Verhalten dar. Diese Abwesenheit von Teilchenproduktion in einem bestimmten Winkelbereich (durch diesen wird ein Bereich in der Pseudorapidität definiert) wird als Rapiditätslücke bezeichnet.

Die Variable η_{max} ist als Maximalwert der Pseudorapiditäten $\eta_{cluster}$ aller Kalorimeter-Cluster mit Energien $E_{cluster} > 0.4$ GeV definiert:

$$\eta_{max} = \max_{E_{cluster}>0.4\mathrm{GeV}} \eta_{cluster}. \tag{5.16}$$

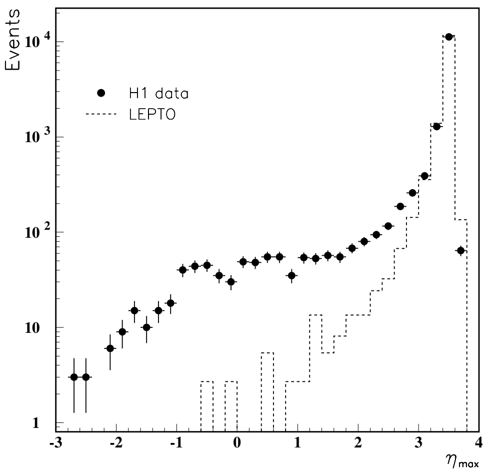


Abbildung 5.7: ***Verteilung der Variable η_{max}***
Gezeigt ist die Verteilung der Variable η_{max} (Definition siehe Gleichung 5.16) für alle tiefinelastischen Ereignisse (aus [AHM94]). Das Histogramm stellt eine Modellrechnung (LEPTO) für „normale" tiefinelastische Streuung dar

Die meisten tiefinelastischen Ereignisse finden sich bei $\eta_{max} \approx 3.6$, dies entspricht der Akzeptanzgrenze des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung. Zu kleineren Werten von η_{max} fällt die Verteilung stark ab. Für $\eta_{max} < 2$ geht dieser Abfall in ein Plateau über. Der starke Abfall wird von einer Modellrechnung tiefinelastischer Streuung vorhergesagt, das Plateau hingegen nicht.

Nach der Definition von Bjorken [BJO94] bedeutet das Auftreten von nicht exponentiell unterdrückten Rapiditätslücken das Vorhandensein von diffraktiven Streuprozessen. Die Beobachtung dieses Plateaus wurde als erster Hinweis auf eine neue Klasse von tiefinelastischen Ereignissen bei HERA gesehen [DER93, AHM94].

Die Differenz aus der Akzeptanzgrenze des Flüssig-Argon-Kalorimeters ($\eta_{LAr} \approx 3.65$) und dem Wert von η_{max} gibt die Größe der sichtbaren Rapiditätslücke an.

5.6.2 Messung des Wirkungsquerschnittes

Werden die Ereignisse mit einer Rapiditätslücke als tiefinelastische Streuung interpretiert, bei der zwei (in Rapidität) getrennte, farbneutrale Systeme im Endzustand erzeugt werden und bezeichnet P' den Vierer-Impuls des führenden farbneutralen Systems, das entlang der Strahlachse läuft, lassen sich folgende Variablen definieren:

$$x_{I\!P} = \frac{\mathbf{q}\cdot(\mathbf{P}-\mathbf{P}')}{\mathbf{q}\cdot\mathbf{P}}, \qquad \beta = \frac{Q^2}{2\mathbf{q}\cdot(\mathbf{P}-\mathbf{P}')} \qquad \text{und} \qquad t = (\mathbf{P}-\mathbf{P}')^2. \tag{5.17}$$

Dabei gilt für die Variablen x, $x_{I\!P}$ und β die Beziehung

$$x = x_{I\!P}\cdot\beta. \tag{5.18}$$

Bezeichnet M_X die invariante Masse des farbneutralen Systems, das im zentralen Detektorbereich nachgewiesen wird, und M_p die Masse des Protons, folgen für $x_{I\!P}$ und β die Ausdrücke:

$$x_{I\!P} = \frac{Q^2+M_X^2-t}{Q^2+W^2-M_p^2} \qquad \text{und} \qquad \beta = \frac{Q^2}{Q^2+M_X^2-t}, \tag{5.19}$$

Werden M_p^2 und $|t|$ vernachlässigt (dies ist in dem untersuchten kinematischen Bereich möglich), können $x_{I\!P}$ und β aus M_X^2, Q^2 und W^2 bestimmt werden:

$$x_{I\!P} \approx \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2} \qquad \text{und} \qquad \beta \approx \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2}. \tag{5.20}$$

In Analogie zur (klassischen) tiefinelastischen Streuung am Proton kann aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma^D/dx_{I\!P}\,d\beta\,dQ^2$ eine (diffraktive[2]) Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ definiert werden:

$$\frac{d^3\sigma^D}{dx_{I\!P}\,d\beta\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}(1 - y + \frac{y^2}{2})F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P}). \tag{5.21}$$

Hierbei wird die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nicht berücksichtigt, da der Impuls P' nicht gemessen wird (für Details siehe [AHM95c]). Auch ein möglicher Beitrag zum Wirkungsquerschnitt durch longitudinal polarisierte Photonen wird ignoriert.

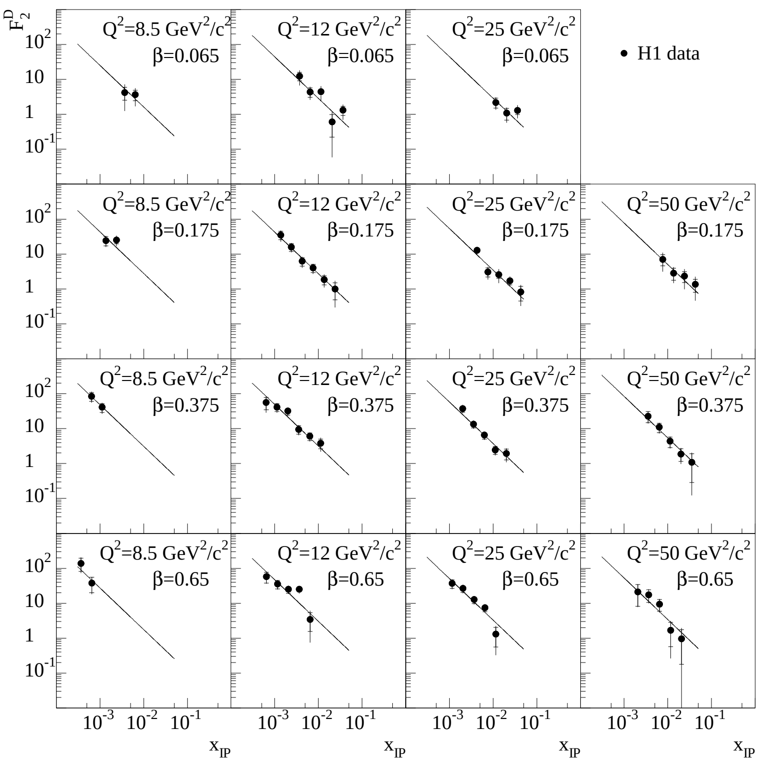


Abbildung 5.8: ***Die diffraktive Strukturfunktion*** $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$

Gezeigt ist die aus den Daten von 1993 bestimmte diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ *als Funktion von* $x_{I\!P}$ *für feste Werte von* Q^2 *und* β *(aus [AHM95c]). Zu erkennen ist für alle* Q^2 *und* β *eine starke Abhängigkeit von* $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ *von* $x_{I\!P}$*. Die gezeigte Linie stellt eine Anpassung einer funktionalen Abhängigkeit der Form* $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P}) \propto x_{I\!P}^{-n}$ *dar. Es ist möglich, alle Daten mit einem universellen Exponenten* $n = 1.19 \pm 0.10$ *zu beschreiben*

Abbildung 5.8 zeigt die gemessene diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ in Abhängigkeit von $x_{I\!P}$ für feste Werte von Q^2 und β. Die Daten zeigen einen starken

---

[2] Die Richtigkeit der Verwendung des Begriffs „diffraktiv“ wird im folgenden Abschnitt erläutert.

Abfall von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ mit $x_{I\!P}$, der lineare Verlauf in der doppelt-logarithmischen Darstellung legt eine Abhängigkeit in Form eines Potenzgesetzes nahe.

Die gezeigte Funktion resultiert aus der Anpassung einer Abhängigkeit der Form $F_2^{D(3)} \propto x_{I\!P}^{-n}$, wobei der Exponent n für alle Q^2 und β gleich gewählt wird. Die Daten werden sehr gut durch eine solche Funktion mit einem universellen Exponenten beschrieben. Für n ergibt sich folgender Wert:

$$n = 1.19 \pm 0.06(stat.) \pm 0.07(syst.) \tag{5.22}$$

5.6.3 Interpretation als diffraktive Streuung

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Messung der Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ zeigt eine universelle Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ von der Variablen $x_{I\!P}$. Wenn tiefinelastische Ereignisse mit einer großen Rapiditätslücke auf die Streuung an einem (farbneutralen) Objekt im Proton zurückgeführt werden können, wobei die Eigenschaften des Objektes nicht vom Impulsbruchteil $x_{I\!P}$ abhängen, faktorisiert der Wirkungsquerschnitt in einen Term f, der den „Fluß" des Objektes im Proton beschreibt, sowie einen Term g, die die Struktur des Objektes beschreibt:

$$\frac{d^3\sigma^D}{dx_{I\!P}\, d\beta\, dQ^2} = f(x_{I\!P}) \cdot g(\beta, Q^2). \tag{5.23}$$

Eine Untersuchung der diffraktiven Dissoziation eines Photons im Prozeß $\gamma^* p \to Xp$, der durch den Austausch einer Regge-Trajektorie mit $\alpha(t) \gtrsim 1$ beschrieben wird, ergibt im asymptotischen Fall[3] die folgende Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für festes M_X^2 und t:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}M_X^2 \mathrm{d}t} \sim (W^2)^{2\alpha(t)-2}. \tag{5.24}$$

Durch Variablentransformation ($\mathrm{d}M_X^2 = W^2 \mathrm{d}x_{I\!P}$) ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x_{I\!P}\mathrm{d}t} &\sim \left(\frac{Q^2 + M_X^2}{x_{I\!P}}\right)^{2\alpha(t)-2} \frac{1}{W^2} \\ &= \left(\frac{Q^2 + M_X^2}{x_{I\!P}}\right)^{2\alpha(t)-2} \frac{x_{I\!P}}{Q^2 + M_X^2} && (5.25) \\ &\sim \left(\frac{1}{x_{I\!P}}\right)^{2\alpha(t)-1} (M_X^2 \text{fest}). && (5.26) \end{aligned}$$

Da der Wirkungsquerschnitt für Photon-Proton-Streuung über eine Strukturfunktion der Elektron-Proton-Streuung ausgedrückt werden kann, bedeutet eine $x_{I\!P}^{-n}$-Abhängigkeit der diffraktiven Strukturfunktion einen Wert für n von

$$n \approx 2\alpha(t) - 1 \tag{5.27}$$

Wird die t-Abhängigkeit vernachlässigt ($\alpha(t) \approx \alpha(t=0)$), ergibt sich:

$$\alpha(t=0) = 1.10 \pm 0.03(stat.) \pm 0.04(syst.). \tag{5.28}$$

Dieser Wert ist konsistent mit der Parametrisierung der Pomeron-Trajektorie in weicher Hadron-Hadron-Streuung (Gleichung 2.37).

Da andere Regge-Trajektorien eine flachere $x_{I\!P}$-Abhängigkeit besitzen, sind die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit einer Rapiditätslücke hauptsächlich auf diffraktive Streuung (bzw. auf diffraktive Dissoziation des Protons) zurückzuführen.

---

[3] $W^2 \gg Q^2, t, M_X^2$

5.6.4 Untersuchung der partonischen Struktur

Aus dem Hinweis auf eine Faktorisierung der $x_{\mathbb{P}}$-Abhängigkeit im Bereich $0.0003 < x_{\mathbb{P}} < 0.05$ und der Interpretation der Variablen β als Analogon der Bjorkenschen Skalenvariablen (für die Streuung an einem farbneutralen Objekt, das einen Bruchteil $x_{\mathbb{P}}$ des Protonimpulses trägt) ergibt sich die Möglichkeit, aus der β- und Q^2-Abhängigkeit von $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ Informationen über die partonische Struktur des Prozesses zu gewinnen.

Hierzu wird die folgende Größe $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ definiert:

$$\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2) = \int_{x_{\mathbb{P}_L}=0.0003}^{x_{\mathbb{P}_H}=0.05} F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) dx_{\mathbb{P}}. \tag{5.29}$$

Unter der Annahme der Faktorisierung ist $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ proportional zur Strukturfunktion des Pomerons.

Abbildung 5.9 zeigt die Q^2- (sowie die β-) Abhängigkeit von $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$, für feste Werte von β (bzw. Q^2).

Für den gemessenen Wertebereich $0.065 < \beta < 0.65$ ist $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ verträglich mit Skaleninvarianz, d.h. es wird keine signifikante Q^2-Abhängigkeit beobachtet. Dies gibt einen Hinweis (ähnlich den SLAC-Experimenten am Ende der 60er Jahre [TAY69]) auf die Streuung an punktförmigen Objekten (Partonen), die nur einen Teil des Impulses tragen ($\beta < 1$).

An die Daten ist eine lineare $\log Q^2$-Abhängigkeit angepaßt, deren Steigung positiv, aber im Rahmen der Meßfehler mit Null verträglich ist. Mögliche Verletzungen der Skaleninvarianz (wie sie z.B. durch Effekte der QCD erwartet würden) können nicht ausgeschlossen, aber mit den Daten auch nicht nachgewiesen werden.

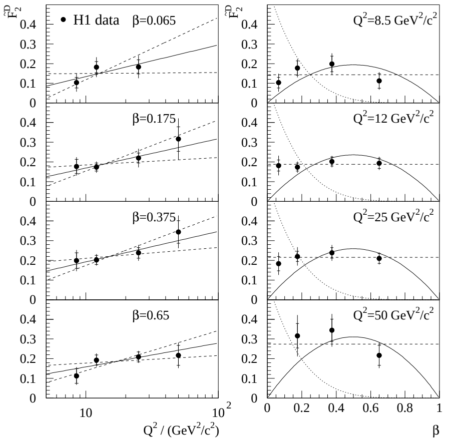


Abbildung 5.9: ***Die diffraktive Strukturfunktion*** $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$
In der linken Spalte ist die Q^2 Abhängigkeit von $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ für festes β gezeigt (aus [AHM95c]). Die durchgezogene Linie zeigt das Resultat der Anpassung einer linearen $\log Q^2$ Abhängigkeit an die Daten, die gestrichelten Kurven zeigen den Effekt einer Änderung der Steigung um ±1 Standardabweichung. In der rechten Spalte ist die β-Abhängigkeit bei festem Q^2 zu sehen, zusammen mit den Vorhersagen zweier Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons. Die durchgezogene Linie zeigt die β Abhängigkeit einer „harten" Dichteverteilung ($zq(z) \propto z(1-z)$), die gepunktete Linie die einer „weichen" Verteilung ($zq(z) \propto (1-z)^5$) von Quarks.

Die gemessene β-Abhängigkeit zeigt einen flachen Verlauf und ist verträglich mit den Erwartungen für eine Quark-Antiquark-Struktur für diffraktive Streuung, in der die Partondichten eine „harte" Abhängigkeit besitzen (Partondichte $zq(z) \propto z(1-z)$, der wahrscheinlichste Wert für z beträgt also 0.5). Eine weiche Verteilung ($zq(z) \propto (1-z)^5$) wird von den Daten ausgeschlossen. Der flache Verlauf in β zeigt, daß die aufgelösten Objekte nur einen Teil des Impulses tragen. Der Prozeß besitzt eine Substruktur, die punktförmigen Partonen (als den Konstituenten) zugeordnet werden kann.

5.6.5 Weitere Messungen der diffraktiven Strukturfunktion

In diesem Abschnitt werden zwei Messungen der diffraktiven Strukturfunktion der ZEUS-Kollaboration vorgestellt. Die erste Messung [DER95c] selektiert diffraktive Ereignisse durch die Forderung einer Rapiditätslücke (η_{max}-Methode), ähnlich der oben beschriebenen H1-Analyse. Die zweite Messung [DER96c] definiert den diffraktiven Anteil über das Spektrum der invarianten Masse M_X des im Detektor gemessenen hadronischen Endzustands.

Analyse (Methode und Referenz)	gemessener Exponent n ($\pm stat. \pm syst.$)
H1 1993 (η_{max} [AHM95c])	$1.19 \pm 0.06 \pm 0.06$
ZEUS 1993 (η_{max} [DER95c])	$1.30 \pm 0.08^{+0.08}_{-0.14}$
ZEUS 1993 (M_X [DER96c])	$1.46 \pm 0.04 \pm 0.08$

Tabelle 5.1: *Der Exponent n der $x_{I\!P}^{-n}$-Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$*
Aufgeführt sind die veröffentlichten Werte für den Exponenten n in der als universell (d.h. unabhängig von β oder Q^2) angenommenen $x_{I\!P}$-Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P}) = A(\beta, Q^2) \cdot x_{I\!P}^{-n}$. Diese Annahme ist mit den Daten aus dem Jahre 1993 verträglich

Die aus der Anpassung einer Abhängigkeit der Form $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P}) \propto x_{I\!P}^{-n}$ bestimmten Werte n des Exponenten der $x_{I\!P}$-Abhängigkeit sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die beiden Messungen von H1 und ZEUS, die auf der η_{max}-Methode basieren, sind miteinander sehr gut verträglich und auch kompatibel mit dem „soft pomeron“-Modell. Die neuere ZEUS-Analyse (M_X) hingegen favorisiert einen starken Anteil eines harten Pomerons („BFKL-Pomeron“).

5.6.6 Die Messung mit dem Protonspektrometer von ZEUS

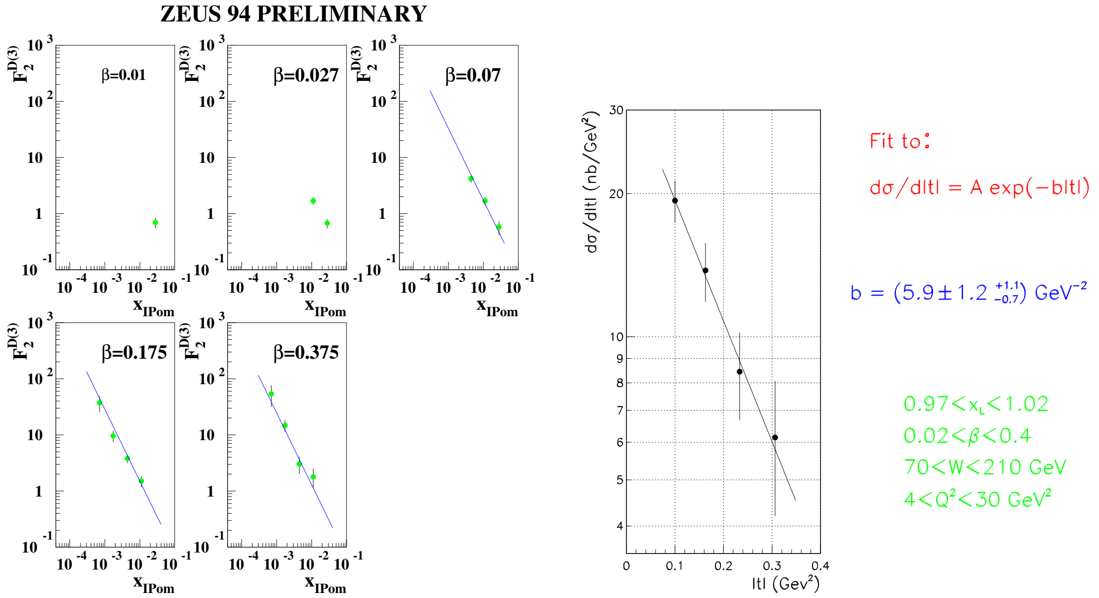


Abbildung 5.10: *Daten des ZEUS-Protonspektrometers*
Gezeigt ist im linken Teil die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ als Funktion von $x_{I\!P}$ für feste Werte von β, gemessen mit dem ZEUS-Protonspektrometer aus den Daten von 1994 [BAR96a].
Der rechte Teil zeigt die Verteilung des Betrags $|t|$ des quadrierten Vierer-Impulsübertrags vom einlaufenden auf das auslaufende Proton, gemessen mit dem ZEUS Protonspektrometer aus den Daten von 1994 [BAR96a] (rechte Hälfte). Die Kurve stellt eine Anpassung der exponentiellen Abhängigkeit $\frac{dn}{d|t|} \propto e^{-b|t|}$ dar.

Alle bisherigen Analysen der diffraktiven Strukturfunktion beinhalten nicht den expliziten Nachweis eines elastisch gestreuten Protons. Dies ist seit 1994 mit dem Protonspektrometer von ZEUS möglich, das den Impuls der gestreuten Protonen bestimmen kann. Auf dem DIS96-Workshop in Rom wurde von der ZEUS-Kollaboration die erste Bestimmung der diffraktiven Strukturfunktion für Ereignisse mit einem elastisch gestreuten Proton im Endzustand vorgestellt [YOS96, BAR96a]. Abbildung 5.10 (linker Teil) zeigt die vorläufige Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ als Funktion von $x_{I\!P}$ für 5 feste Werte von β. Für die drei höchsten β-Werte wurde eine universelle $x_{I\!P}^{-n}$ Abhängigkeit angepaßt. Daraus ergibt sich ein Wert von

$$n = 1.28 \pm 0.08 \pm 0.16.$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit den aus der η_{max}-Methode bestimmten Werten (siehe Tabelle 5.1) von ZEUS und H1 und liegt niedriger als der Wert der M_X-Analyse von ZEUS.

Durch die Messung des Impulses des gestreuten Protons ist es auch möglich, das Quadrat t des Impulsübertrags vom einlaufenden auf das gestreute Proton zu bestimmen. Abbildung 5.10 (rechter Teil) zeigt die gemessene $|t|$-Verteilung in dem angegebenen kinematischen Bereich. Die $|t|$-Verteilung zeigt ein zu großen Werten von $|t|$ exponentiell fallendes Spektrum. Unter der Annahme der Abhängigkeit $\frac{dn}{d|t|} \propto e^{-b|t|}$ wurde die Steigung b zu

$$b = 5.9 \pm 1.2^{+1.1}_{-0.7} \ \ \mathrm{GeV}^{-2}c^2$$

bestimmt.

5.6.7 Modelle der diffraktiven tiefinelastischen Streuung

Das Ingelman-Schlein-Modell

In der Proton-Antiproton-Streuung tritt als ein möglicher diffraktiver Prozeß die elastische Streuung des Antiprotons mit Dissoziation des Protons in einen Zustand der Masse M_X auf: $\bar{p}p \to \bar{p}X$ (oder die entsprechende ladungskonjugierte Reaktion). Bezeichnet x_F den skalierten Longitudinalimpuls des Antiprotons ($x_F = 2p_z/\sqrt{s}$), ist das Quadrat der invarianten Masse des Systems X durch $M_X^2 = (1 - x_F)s$ gegeben. Für konstante Werte von t wird ein Abfall des Wirkungsquerschnitts mit $1/M_X^2$ erwartet.

Die Idee von Ingelman und Schlein [ING85] besteht in der Postulierung einer möglichen Struktur des Systems X. Sollten in dem produzierten System Jets nachgewiesen werden können, gäbe dies Hinweise auf einen zugrundeliegenden harten Streuprozeß. Die Streuung bei hohen Energien wird über Pomeron-Austausch vermittelt; ein harter Streuprozeß kann als Indiz für partonische Struktur gesehen werden.

Der vorgeschlagene Endzustand sieht wie folgt aus:

$$\bar{p} + p \to \bar{p} + \mathrm{Jet1} + \mathrm{Jet2} + \mathrm{Rest1} + \mathrm{Rest2}. \tag{5.30}$$

Dabei bezeichnen „Rest1“ und „Rest2“ die Restsysteme, die von Proton bzw. Pomeron verbleiben, nachdem jeweils eines der Parton am harten Streuprozeß beteiligt ist.

Unter Annahme der Faktorisierung des Streuprozesses von der Kopplung des Pomerons an das Antiproton ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von zwei Jets (i und j) in Reaktion 5.30 zu

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{ij}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} = \frac{\mathrm{d}^2\sigma_{SD}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} \cdot \frac{\sigma_{p\boldsymbol{P}\to ij}(t, M_X^2)}{\sigma_{p\boldsymbol{P}\to X}(t, M_X^2)}, \tag{5.31}$$

wobei σ_{SD} der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \to \bar{p}X$ ist. $\sigma_{p\boldsymbol{P}\to X}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für die Dissoziation des Protons in ein System X. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{p\boldsymbol{P}\to ij}$ für die Produktion zweier Jets in der Dissoziation kann, unter der Annahme einer partonischen Struktur, wie folgt geschrieben werden:

$$\sigma_{p\boldsymbol{P}\to ij}(t, M_X^2) = \int \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 \mathrm{d}t \sum_{k,l} f_l(x_1, Q^2) G(x_2) \frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}^k}{\mathrm{d}t}. \tag{5.32}$$

Hierbei bezeichnet $f_l(x_1, Q^2)$ die Partondichte im Proton und $G(x_2)$ diejenige des Pomerons. Der Wirkungsquerschnitt für den harten Streuprozeß ist $\mathrm{d}\hat{\sigma}^k$. In allen Fällen ist die charakteristische Signatur dieses Ereignistyps das Auftreten eines elastisch gestreuten Antiprotons, deutlich getrennt vom Zustand X.

Da dem Pomeron die Quantenzahlen des Vakuums zugeordnet werden, müssen die Partondichten für Quarks und Antiquarks identisch sein. Aus den Eigenschaften eines Isoskalars folgt die Gleichheit der Partondichten für u- und d-Quarks. Zur Beschreibung der partonischen Struktur genügen drei unabhängige Partondichten (für u- und s-Quarks sowie für die Gluonen).

Das Buchmüller-Hebecker-Modell

Im Rahmen des Modells von Buchmüller und Hebecker [BUC95a, BUC95b] wird der der diffraktiven tiefinelastischen Streuung zugrundeliegende Prozeß als Elektron-Gluon-Streuung (über Boson-Gluon-Fusion, siehe Abschnitt 2.3.3) angenommen, da diese bei kleinen Werten von x den dominanten Beitrag liefert. Das erzeugte Quark-Antiquark-Paar kann in diesem Modell einer („weiche") Wechselwirkung mit dem Farbfeld des Protons unterliegen, die den Oktett-Zustand in einen Singulett-Zustand überführen kann. Eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung ergibt, daß in 1/9 aller Fälle ein Singulett-Zustand und in den restlichen 8/9 ein Oktett-Zustand verbleibt. Im Falle eines Singulett-Zustands sind in dem Ereignis zwei farbneutrale getrennte Zustände vorhanden, für die eine unabhängige Hadronisierung möglich ist.

Die diffraktive Strukturfunktion stellt sich in diesem Modell als Faltung der Gluondichte im Proton mit der Verteilung für die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares der Masse M dar, wobei $M^2 = Q^2(1-\beta)/\beta$ ist. Der erste Term entspricht dem Pomeron-Fluß im Ingelman-Schlein-Modell, der zweite stellt die partonische Struktur des Pomerons dar. Aus dieser Darstellung folgt eine einfache Beziehung zwischen der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(x, Q^2, \xi)$ und der inklusiven Strukturfunktion $F_2^{(}x, Q^2)$:

$$F_2^{D(3)}(x, Q^2, \xi) \sim \frac{1}{\xi} F_2^{(}\xi, Q^2), \tag{5.33}$$

die von den gezeigten Daten (im Bereich $0.2 < \beta < 0.6$) erfüllt wird. Hierbei ist $\xi = (M^2 + Q^2)/(W^2 + Q^2)$.

Das „Soft Colour Interaction"-Modell

Auch das SCI- („Soft Colour Interaction"-) Modell [EDI95, EDI96a, EDI96b] basiert auf der Boson-Gluon-Fusion als zugrundeliegendem partonischen Prozeß. Die Partonkaskade im Endzustand führt zur Bildung einer Farbstruktur, deren Topologie die Fragmentation folgt. In dem Modell werden weiche Prozesse (unterhalb einer Skala Q_0^2 der perturbativen Beschreibung) zugelassen, die diese Farbstruktur ändern, ohne dabei die Impulskonfiguration zu beeinflussen. Dies kann zu der Bildung zweier (in der Farbtopologie) getrennter Systeme führen. Die Beschreibung verwendet als zugrundeliegenden Parameter die Wahrscheinlichkeit für einen Farbaustausch zwischen zwei Partonen.

Sowohl im „Soft Colour Interaction"- als auch im Buchmüller-Hebecker-Modell (die unabhängig voneinander entwickelt worden sind) erfolgt die Streuung des Elektron nicht an einem bereits formierten Farb-Singulett-System.

Das Nikolaev-Zakharov-Modell

Im Nikolaev-Zakharov-Modell [NIK92] wird diffraktive tiefinelastische Streuung als diffraktive Dissoziation von virtuellen Photonen modelliert. Dies geschieht in Analogie zur diffraktiven Dissoziation von Hadronen, die als inelastische Pomeron-Hadron-Streuung aufgefaßt werden kann. Das zugrundeliegende Modell von Low-Nussinov [LOW75, NUS75] beschreibt im Rahmen der QCD das Pomeron durch den Austausch zweier (perturbativer) Gluonen.

Im Rahmen dieses Modell sind u.a. der Anteil der diffraktiven Dissoziation, das Spektrum der Masse M_X des erzeugten Endzustands X und die Strukturfunktion für das perturbative Pomeron und seine Quark-Flavour-Zusammensetzung berechnet worden. Diese Rechnungen basieren auf „first principles“ und enthalten eine absolute Normierung, d.h. es tritt keine Ambiguität bezüglich des Flußfaktors auf. Bei kleinen Massen M_X dominiert eine valenzartige Quark-Antiquark-Struktur, während bei hohen Massen eine See-Struktur auftritt. In beiden Fällen wird im Endzustand eine 2-Jet-Struktur erwartet, ähnlich dem Endzustand in der Photon-Proton-Streuung bei $W \approx M_X$. Für die See-Quark-Dichte werden deutliche Unterschiede für die verschiedenen Quarksorten erwartet, da Effekte der Farbtransparenz wichtig sind. Insbesondere werden schwere Quarks (c, b) weniger häufig als in Pomeron-Modellen ähnlich dem Ingelman-Schlein-Modell erwartet.

Kapitel 6

Energiefluß in diffraktiver und nicht-diffraktiver Streuung

In diesem Kapitel wird eine Untersuchung des hadronischen Endzustands für diffraktive und nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung vorgestellt. Hierbei wird die Abhängigkeit charakteristischer Eigenschaften des im Detektor H1 gemessenen Flusses an transversaler Energie von kinematischen Variablen untersucht. Besonderes Interesse gilt hierbei der diffraktiven tiefinelastischen Streuung und der Frage, welche Aufschlüsse der gemessene Energiefluß über die dem Prozeß zugrundeliegende Struktur liefern kann.

Nach einer Motivation der Analyse dieses Kapitels werden im zweiten Abschnitt die Modelle vorgestellt, die zur Beschreibung des hadronischen Endzustands verwendet werden. Es folgt eine Diskussion der Datenselektion. Die charakteristischen Eigenschaften des Energieflusses im HERA -System werden vorgestellt und eine Parametrisierung dieser Eigenschaften definiert. Die Methode zur Korrektur von Detektoreffekten und damit verbundene mögliche systematische Fehler werden diskutiert, bevor die Ergebnisse präsentiert werden. Es folgt eine Interpretation der gewonnenen Resultate sowie die Einordnung neuer vorläufiger Ergebnisse von H1 , die nach Veröffentlichung dieser Analyse gewonnen wurden. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung.

6.1 Motivation

Die Quantenchromodynamik als die fundamentale (mikroskopische) Theorie der starken Wechselwirkung hat sich sehr erfolgreich bei der Beschreibung von Prozessen erwiesen, die durch das Vorhandensein einer harten Skala (z.B. Impulsübertrag Q, Transversalimpuls P_T oder eine Masse m) gekennzeichnet sind, die groß gegenüber der QCD-Skala Λ_{QCD} ist. In diesen Fällen können im Rahmen der Störungstheorie Rechnungen in (im Prinzip) beliebiger Ordnung durchgeführt werden. Für Prozesse ohne eine harte Skala sind allerdings noch keine aus „first principles“ bestimmten Vorhersagen gelungen, z.B. zur Beschreibung weicher Prozesse, wie sie in der Hadron-Hadron-Streuung auftreten.

Diffraktive tiefinelastische Streuung bei HERA kann experimentell über die Forderung einer Rapiditätslücke im hadronischen Endzustand selektiert werden[1].

Wie in Abschnitt 5.6 gezeigt, unterliegen diese Ereignisse dominant denselben Gesetzmäßigkeiten wie die diffraktive Hadron-Hadron-Streuung. Anhand des gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitts für den diffraktiven Beitrag in tiefinelastischer Streu-

---

[1] In diesem Kapitel werden die Begriffe „Ereignis mit Rapiditätslücke“ und “diffraktiver Prozeß“ synonym benutzt. Der erste Begriff bezieht sich auf die Selektion der Ereignisse, der zweite charakterisiert den zugrundeliegenden physikalischen Prozeß, der bei vollständig korrigierten Daten den relevanten Begriff darstellt.

ung kann auf eine partonische Struktur in diesem Prozeß geschlossen werden. Aus der gemessenen Strukturfunktion können Informationen über die Partondichten gewonnen werden. Diese Informationen führen zusammen mit der Quantenchromodynamik zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den (farbgeladenen) Partonen zu Erwartungen für den hadronischen Endzustand in diesem Prozeß.

Ziel der in diesem Abschnitt vorgestellten (und in [AID96b] veröffentlichten) Analyse ist eine Untersuchung des hadronischen Endzustands in diffraktiver tiefinelastischer Streuung und die Bereitstellung von (auf Detektoreffekte korrigierten) Ereignisparametern. Durch Vergleich mit den entsprechenden Parametern für nicht-diffraktive („klassische“) tiefinelastische Streuung sowie die Betrachtung der Vorhersagen von auf der QCD basierenden Modellen für den Endzustand können Aufschlüsse über die zugrundeliegende Dynamik gewonnen werden.

Von Interesse ist dabei die Untersuchung der Beschreibung der gemessenen Eigenschaften durch Modelle, die auf den aus der inklusiven Messung gewonnenen Partondichten beruhen. Die Konsistenz zwischen der inklusiven Messung des Wirkungsquerschnitts für den Prozeß und den Eigenschaften des Endzustands stellt eine nicht-triviale Überprüfung der Modelle dar.

Eine dabei bearbeitete Fragestellung betrifft die (mögliche) Notwendigkeit der Unterdrückung von QCD-Abstrahlung (d.h. die Entwicklung eines Partonschauers und der Erzeugung von Teilchen). In einer Messung des Energieflusses hat die ZEUS-Kollaboration [DER94] in Ereignissen mit einer Rapiditätslücke Hinweise auf eine starke Unterdrückung von QCD-Abstrahlung (im Vergleich zu Ereignissen ohne eine solche Lücke) gefunden. Im Rahmen dieser Analyse soll der Frage nachgegangen werden, ob diese Unterdrückung im Rahmen der Quantenchromodynamik erklärbar ist oder auf Effekte außerhalb der QCD hinweist.

6.2 Modelle für die Erzeugung des hadronischen Endzustands

Für die Beschreibung des hadronischen Endzustands in tiefinelastischer Streuung (für nicht-diffraktive wie diffraktive Prozesse) stehen mehrere Modelle zur Verfügung, deren wesentliche Eigenschaften im folgenden kurz beschrieben werden.

Zur Modellierung diffraktiver tiefinelastischer Streuung können zwei Arten von Modellen unterschieden werden: die einen beschreiben den Prozeß als tiefinelastische Elektron-Pomeron-Streuung (im Sinne des Ingelman-Schlein-Modells), die anderen basieren auf tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung und erzeugen die experimentelle Signatur eines führenden farbneutralen Systems in der Entwicklung des hadronischen Endzustands.

6.2.1 LEPTO

LEPTO [ING91] ist ein Generator für tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung, der den harten Streuprozeß durch den führenden Beitrag der elektroschwachen Wechselwirkung beschreibt. Es besteht die Möglichkeit, die Korrekturen der führenden Ordnung ($\mathcal{O}(\alpha_s)$) in der QCD zum harten Streuprozeß durch die exakten Matrixelemente[2] zu berücksichtigen.

---

[2] Diese führen zu drei Beiträgen: dem Born-Term für die Kopplung des Photons an ein Quark, dem „QCD-Compton“-Term, der die Abstrahlung eines Gluons zusätzlich zum Born-Term beschreibt, und dem „Boson-Gluon-Fusion“-Term, der zur Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares aus Photon und einem Gluon führt.

Die Modellierung der Partonkaskade im Anfangs- wie im Endzustand erfolgt über ein Partonschauer-Modell, das auf der Näherung („leading log approximation") der führenden Terme mit einem Logarithmus der Virtualität Q^2 in den DGLAP-Entwicklungsgleichungen für die Partonen beruht. Die Kohärenz in der Bildung des Partonschauers wird durch die Forderung nach abnehmenden Emissionswinkeln der Partonen berücksichtigt.

Die Hadronisierung des entstandenen Multi-Parton-Systems erfolgt über das Lund-String-Modell [AND83] in der JETSET-Implementation [SJO94].

In der verwendeten Version 6.3 von LEPTO besteht die Möglichkeit, die Farbstruktur des erzeugten partonischen Systems (vor der Hadronisierung) zu verändern. Diese über eine Wahrscheinlichkeit für den Farbaustausch zwischen zwei Partonen gesteuerte Änderung der Farb-Topologie (SCI = „Soft Colour Interaction", siehe Abschnitt 5.6.7) kann – ohne die Impulskonfiguration zu ändern – zur Entstehung zweier getrennter, farbneutraler Systeme führen. Diese können unabhängig voneinander hadronisieren und die Signatur der diffraktiven Ereignisse (führendes farbneutrales System) bilden.

Eine weitere Neuerung in Version 6.3 (gegenüber Version 6.1) ist die Behandlung der Streuung an See-Quarks. Hierdurch wird die Beschreibung des Energieflusses in „normalen" tiefinelastischen Ereignissen verbessert.

6.2.2 ARIADNE

ARIADNE [LOE92] ist ein Generator für die Partonkaskade im hadronischen Endzustand. Er wird zusammen mit anderen Generatoren (z.B. LEPTO und JETSET) verwendet, die den harten Streuprozeß und die Hadronisierung beschreiben.

Zur Modellierung der Partonkaskade verwendet ARIADNE das Farb-Dipol-Modell [GUS86, GUS88, AND89, AND90] (siehe Abschnitt 2.2.5), in dem die Kohärenz-Bedingung der QCD durch die Abstrahlung der Gluonen von Dipolen, die von Parton-Paaren gebildet werden, berücksichtigt wird. In der Modellierung der tiefinelastischen Streuung wird im Rahmen des Farb-Dipol-Modells nicht zwischen Anfangs- und Endzustandsabstrahlung unterschieden.

Im Gegensatz zur e^+e^--Streuung ist lediglich das gestreute Quark als punktförmig anzusehen, der Protonrest besitzt eine Ausdehnung. Dies führt zu einer Unterdrückung der Abstrahlung von Gluonen kleiner Wellenlänge im Bereich des Protonrests.

In diesem Kapitel werden zwei Versionen des Programms verwendet, die sich in der Beschreibung des harten Streuprozesses unterscheiden:

4.03: In dieser Version werden Ereignisse, in denen im harten Streuprozeß die Photon-Gluon-Fusion zur Produktion eines Quark-Antiquark-Paares führt, mit Hilfe des LEPTO-Programms erzeugt.

4.07: In dieser Version [LOE93] wird die Photon-Gluon-Fusion von ARIADNE selbst behandelt. Im Falle der Photon-Gluon-Fusion „emittiert" der Farbdipol das Antiquark zum gestreuten Quark. Zudem besteht die Möglichkeit, dem gestreuten Quark eine Ausdehnung zuzuordnen, die zur Reduktion der Abstrahlung in der Umgebung des gestreuten Quarks führt.

In beiden Fällen werden für Photon-Gluon-Fusion sowohl das produzierte Quark wie das Antiquark über je einen Dipol mit dem Protonrest verbunden.

6.2.3 DJANGO

DJANGO [CHA94a] ist ein Generator, der den Generator LEPTO zur Erzeugung des hadronischen Endzustands um die elektroschwachen Strahlungskorrekturen der Ordnung

$\mathcal{O}(\alpha)$ zur tiefinelastischen Streuung erweitert. Die Strahlungskorrekturen beinhalten die Erzeugung von Ereignissen mit Abstrahlung eines Photons vom Elektron vor oder nach der Streuung sowie die vollständigen virtuellen Korrekturen („one loop“) zum Wirkungsquerschnitt.

6.2.4 HERWIG

HERWIG („Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons“) [MAR92] ist ein Ereignisgenerator für harte Streuprozesse für alle Kombinationen aus Leptonen und Hadronen sowie für weiche Hadron-Hadron-Streuung.

Die Modellierung der Parton-Kaskade im Anfangs- und Endzustand erfolgt über Parton-Schauer (in der Näherung durch die führenden Logarithmus-Terme). Die Interferenz zwischen verschiedenen Emissionen wird durch eine Ordnung der Emissionswinkel berücksichtigt (der Winkel zwischen zwei emittierten Partonen – bzw. der Winkel des emittierten Partons zum Proton – muß für fortlaufende Verzweigungen abnehmen).

In der in diesem Kapitel verwendeten Version 5.8d [SEY95] von HERWIG besitzt ein signifikanter Teil[3] der Ereignisse eine Rapiditätslücke im Endzustand. Diese wird im Fragmentationsprozeß erzeugt und hängt von der Beschreibung der Aufspaltung der Cluster in Hadronen ab.

6.2.5 RAPGAP

RAPGAP [JUN93] modelliert diffraktive tiefinelastische Streuung als tiefinelastische Elektron-Pomeron-Streuung. Entsprechend dem Ingelman-Schlein-Modell (siehe Abschnitt 5.6.7) wird ein aus Partonen bestehendes (raumartiges) Pomeron angenommen, das an das Proton koppelt. Die Streuung des Photons findet an einem Parton des Pomerons und nicht an einem Parton des Protons statt. Der Wirkungsquerschnitt für den diffraktiven Prozeß zerfällt in drei Terme: der erste gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Pomeron „im Proton“ zu finden. Der zweite Term beschreibt die Verteilung der Partonen im Pomeron, der dritte stellt den Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Parton-Streuung dar.

Die Pomeron-Dichte hängt von dem Energiebruchteil und der Virtualität t des Pomerons ab. Für diese Analyse wurde die Parametrisierung nach Berger und Streng gewählt (Details und weitere Referenzen in [JUN93]).

Über die Zusammensetzung der Partondichten des Pomerons sind verschiedene Annahmen möglich. Für den Fall von Gluonen als Konstituenten des Pomerons können zwei Extreme angegeben werden: eine „weiche“[4] Dichte $g(z)$, wobei $zg(z) = 6(1-z)^5$, oder eine „harte“[5] Dichte mit $zg(z) = 6z(1-z)$. Für ein Zwei-Quark-System wird die folgende „harte“ Dichte $q(z)$ angesetzt: $zq(z) = \frac{6}{4}z(1-z)$.

In dieser Version werden die Partondichten des Pomerons als Q^2-unabhängig angenommen; dies ist in Übereinstimmung mit der Information aus der diffraktiven Strukturfunktion (siehe Abschnitt 5.6.4).

Die Modellierung der Bildung des hadronischen Endzustands aus dem Photon-Pomeron-System verläuft in Analogie zur normalen tiefinelastischen Streuung, dabei wird das Farb-Dipol-Modell [GUS86, GUS88, AND89, AND90] für die Partonkaskade (die

---

[3] Etwa 6 % der Ereignisse besitzen eine Rapiditätslücke, wenn der Parameter PSPLT einen Wert von 0.7 zugeordnet bekommt. Der Anteil variiert zwischen 2 % und 8 %, wenn der Wert von PSPLT zwischen 0.5 und 1.0 eingestellt wird. Der Parameter PSPLT beschreibt das Massenspektrum in der Aufspaltung der Cluster im Fragmentationsprozeß.

[4] „Weich“ bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die meisten Partonen Impulsbruchteile $z \ll 1$ besitzen

[5] „Hart“ bedeutet, daß viele Partonen große Impulsbruchteile $z \gg 0$ bzw. $0.1 < z < 1$ besitzen

Implementation aus ARIADNE – s.o.) und das Lund-String-Model [AND83] für die Hadronisierung (JETSET-Paket [SJO94]) verwendet.

6.3 Datenselektion

6.3.1 Die Datennahmeperiode

Die für diese Analyse verwendeten Daten stammen aus dem Jahr 1993, in dem Elektronen einer Energie von 26.7 GeV an Protonen einer Energie von 820 GeV gestreut wurden. Die von HERA bereitgestellte integrierte Luminosität betrug etwa 1 pb^{-1}, davon wurden von H1 etwa 0.6 pb^{-1} auf Band aufgezeichnet (etwa $1.2 \cdot 10^7$ Ereignisse, gesamte Rohdatenmenge rund 500 GByte).

6.3.2 Der verwendete Trigger

Für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit einem Wert des quadrierten Impulsübertrags Q^2 zwischen 7.5 GeV^2/c^2 und 100 GeV^2/c^2 wurde auf der ersten Triggerstufe der Subtrigger $S0$ verwendet, der das BSET- (Bemc Single Electron Trigger) Triggerelement umfaßt (siehe Abschnitt 4.2.7). Der BSET-Trigger fordert (bei der benutzten Schwelle $CL2$) eine Mindestwert von 4 GeV für die Summe der Energien aller Cluster im BEMC. Weiter wird in $S0$ gefordert, daß das TOF-System (siehe Abschnitt 4.2.4) kein VETO-Signal liefert, d.h. keinen Hinweis auf eine Wechselwirkung außerhalb des nominellen Zeitfensters gibt. Dieser Trigger hat eine Effizienz > 99 % für tiefinelastische Ereignisse mit einem gestreuten Elektron einer Energie größer als 10 GeV in der Akzeptanz des BEMC.

Während der Datennahme 1993 wurden die Triggerstufen L2 und L3 nicht zur weiteren Reduktion der Rate verwendet, lediglich die Stufe L4 wurde zur Erkennung und Unterdrückung von Untergrundereignissen benutzt.

Ereignisse, die auf der ersten Stufe (L1) durch den BSET-$CL2$-Trigger selektiert werden, können verworfen werden, wenn sie eines der beiden folgenden Kriterien (siehe [PRO95]) für Untergrundprozesse erfüllen:

Ereignisse mit Einzel-Dioden-Signatur im BEMC: Wenn in einem Ereignis der höchstenergetische Stack (Modul) eines Clusters über 80 % seiner Energie aus dem Signal einer einzelnen Photodiode bezieht, wird das Ereignis verworfen. Dies geschieht in etwa 11 % aller von der ersten Stufe selektierten Ereignisse.

Durch direkte Wechselwirkung von Photonen der Synchrotronstrahlung des Elektronstrahls mit dem Halbleiter-Material der Photodioden kann es in diesen zu einem großen Signal kommen, das als Kandidat für einen hochenergetischen Cluster (und damit für ein gestreutes Elektron) angesehen wird.

Ereignisse mit z-Vertex außerhalb des nominellen Bereichs: Aus der Information der zentralen Jet-Kammern wird ein Histogramm der gefundenen z-Positionen entlang der Strahlachse von Spursegmenten erstellt. In diesem Histogramm wird nach einem signifikanten Maximum gesucht. Liegt dessen Position z_{Max} außerhalb des nominellen Wechselwirkungsbereichs, d.h. $z_{Max} < -60$ cm oder $z_{Max} > 100$ cm, wird das Ereignis verworfen. Dies geschieht in etwa 20 % aller von L1 registrierten Ereignisse.

6.3.3 Die Ereignisklassifikation

Auf der Stufe L5 (siehe 4.2.7) werden zwei Klassen von tiefinelastischen Ereignissen definiert, in denen das gestreute Elektron in die Akzeptanz des BEMC gelangt. Die folgende Übersicht führt die Kriterien [CHA94b] auf:

Klasse 10 (NCHAD = „Neutral Current HADronic final state")

- $E_{cluster}^{max} > 4$ GeV:
  Es muß ein Cluster von mindestens 4 GeV Energie im BEMC existieren. Die Variable $E_{cluster}^{max}$ bezeichnet die Energie des höchstenergetischen Clusters im BEMC.
- Das TOF-System darf kein VETO Signal liefern:
  keiner der Szintillatoren des TOF-Systems (direkt hinter dem BEMC) darf ein Signal zeigen

  oder

  es ist ein Signal eines Szintillators im Zeitfenster der Wechselwirkung („interaction window") und die Signale von höchstens zwei Szintillatoren außerhalb des Wechselwirkungs-Zeitfensters („background window") erlaubt.
- Existenz eines rekonstruierten Vertex:
  Aus den Spuren der CJC oder des Vorwärtsspurkammersystems muß ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert sein. Auf Spuren in der zentralen Spurkammer (CJC) werden folgende Schnitte angewandt:
  - die Spur muß aus mindestens 4 Treffern bestehen,
  - der minimale Abstand (DCA)[6] zur Strahlachse (in der $r - \varphi$-Ebene) darf höchstens 3 cm betragen,
  - die z-Position für den DCA-Punkt darf höchstens 100 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt sein,
  - das χ^2 der Spuranpassung muß einen Wert von weniger als 50 haben.

  Spuren des Vorwärtsspurkammersystems müssen folgenden Bedingungen genügen:
  - der minimale Abstand DCA zur Strahlachse (in $r - \varphi$) darf höchstens 5 cm betragen,
  - die z-Position für den DCA-Punkt darf höchstens 100 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt sein,
  - die Spur muß einen Mindestimpuls von 400 MeV/c besitzen.

Klasse 11 (NCLQSQ = „Neutral Current Low Q SQuared")

- $E_{cluster}^{max} > 8$ GeV:
  Es muß ein Cluster von mindestens 8 GeV Energie im BEMC existieren.
- $|x_{cluster}| > 13$ cm oder $|y_{cluster}| > 13$ cm:
  Der Cluster-Schwerpunkt darf nicht innerhalb eines Quadrats der Kantenlänge 13 cm um die Strahlröhre liegen. Dieser Schnitt verwirft Ereignisse, in denen das Elektron die innersten Module des BEMC trifft (mit Dreiecksform, direkt um die Strahlröhre angeordnet). Für Cluster in diesen Bereich wird nicht die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert, d.h. die Energiemessung erfordert große Korrekturen.

---

[6] Distance of Closest Approach

- Es muß einen Treffer in der BPC mit einem maximalen Abstand (in der $r-\phi$-Ebene) zum Schwerpunkts des Clusters im BEMC (einschließlich Korrektur der Parallaxe) von 10 cm (in $r-\varphi$) geben

  oder

  der energiegewichtete Radius des Clusters muß einen Wert von weniger als 8 cm besitzen.
- Das TOF-System darf kein VETO-Signal liefern (siehe Klasse 10).

Beide Klassen umfassen zusammen etwa 176000 Ereignisse.

6.3.4 Die Ereignisselektion

In der Datenanalyse wird auf die oben beschriebenen zwei Ereignisklassen zurückgegriffen. Diese enthalten Ereignisse, die vom L1-Trigger BSET-$CL2$ selektiert wurden. Im folgenden werden die Analyseschnitte zur Selektion des endgültigen Datensatzes beschrieben.

Die Schnitte auf Ereigniseigenschaften

- Verfügbarkeit wichtiger Detektorkomponenten:

  Die für diese Analyse benötigten Komponenten müssen aktiv gewesen sein, d.h. die Hochspannungen für die Spurkammern und für das Flüssig-Argon-Kalorimeter müssen mit den nominellen Werten übereinstimmen, das BEMC muß eingeschaltet sein.

- Position z_{vertex} des Wechselwirkungspunkts:

  Der aus den Spuren des zentralen und des Vorwärtsspurkammersystems rekonstruierte Wechselwirkungspunkt muß der Bedingung

  $$\boxed{|z_{vertex} - z_{nominal}| < 30 \text{ cm}} \tag{6.1}$$

  genügen. Dabei befand sich für das Jahr 1993 die nominelle Position bei $z_{nominal} = -5$ cm.

Der erste Schnitt reduziert die für diese Analyse zur Verfügung stehende integrierte Luminosität auf einen Wert von 294 nb^{-1}.

Die Schnitte auf das gestreute Elektron

In dem untersuchten kinematischen Bereich $7.5 < Q^2 < 100$ GeV^2/c^2 ist für Werte $y < 0.7$ das gestreute Elektron das höchstenergetische Teilchen in der Akzeptanz des BEMC. Dies erlaubt die Selektion des Elektronkandidaten über die maximale Clusterenergie im BEMC und wird bereits in der oben beschriebenen Triggerselektion benutzt. Die folgenden Bedingungen werden an den Kandidaten für das gestreute Elektron gestellt (ähnlich den Analysen in [AHM95b, AHM95c]):

- Energie E_{el} des gestreuten Elektrons:

  $$\boxed{E_{el} > 10.6 \text{ GeV}} \tag{6.2}$$

  Dieser Schnitt unterdrückt Untergrundereignisse der Photoproduktion, die ein gestreutes Elektron im BEMC vortäuschen (der gefundene Cluster ist in diesem Fall auf ein Hadron, zumeist ein geladenes oder neutrales Pion, zurückzuführen).

- Winkel ϑ_{el} des gestreuten Elektrons:

$$\boxed{155^\circ < \vartheta_{el} < 173^\circ} \tag{6.3}$$

  Der gefundene Elektronkandidat muß innerhalb der Akzeptanz der BPC liegen, so daß eine gute und genaue Winkelmessung möglich ist. Der untere Schnitt an den Polarwinkel entspricht einem oberen Schnitt an den Radius des BPC-Treffers von 60 cm.

- Clusterradius $R_{cluster}$ des Elektronkandidaten:

$$\boxed{R_{cluster} < 4\ \mathrm{cm}} \tag{6.4}$$

  Schauer, die von hadronisch wechselwirkenden Teilchen erzeugt werden, zeichnen sich durch eine breitere Form aus. Dieser Schnitt reduziert die Beiträge von Ereignissen, in denen ein geladenes Pion einen Elektronkandidaten vortäuscht. Nicht unterdrückt werden Ereignisse, in denen ein neutrales Pion (nach dem Zerfall in zwei Photonen mit kleinem Öffnungswinkel) Energie im BEMC deponiert.

- Abstand $D_{cluster-BPC}$ des Schwerpunkts des Elektroncluster zum nächstgelegenen Signal in der BPC (einschließlich Korrektur der Parallaxe):

$$\boxed{D_{cluster-BPC} < 4\ \mathrm{cm}} \tag{6.5}$$

  Durch diesen Schnitt, der ein Signal eines geladenen Teilchens in der BPC fordert, werden Beiträge von neutralen Hadronen unterdrückt.

- Kein Signal im Untergrund-Zeitfenster im TOF-System, das eine räumliche Korrelation mit dem Cluster-Schwerpunkt im BEMC aufweist.

- Nachweis des Clusters im guten Akzeptanzbereich des BEMC:

$$\boxed{|x_{cluster}| > 13\ \mathrm{cm} \quad \mathrm{oder} \quad |y_{cluster}| > 13\ \mathrm{cm}} \tag{6.6}$$

  Hierbei ist $x_{cluster}(y_{cluster})$ die x-(y)-Koordinate des Cluster-Schwerpunkts in der Ebene senkrecht zur Strahlachse.

- Minimalwert für die kinematische Variable y:

$$\boxed{y > 0.05} \tag{6.7}$$

  Dieser Schnitt schränkt die Messung des gestreuten Elektrons auf einen Bereich ein, in dem die Elektronmethode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen eine gute Auflösung besitzt.

Die mit diesen Schnitten selektierten **16439 Ereignisse** umfassen folgenden kinematischen Bereich, dabei wird zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen die Elektronmethode verwendet (siehe Abschnitt 5.1):

$$\boxed{\boxed{\begin{array}{c} 10^{-4} < x < 10^{-2} \\ 7.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2/c^2 \\ 4300\ \mathrm{GeV}^2/c^4 < W^2 < 53000\ \mathrm{GeV}^2/c^4 \end{array}}} \tag{6.8}$$

Die Schnitte auf den hadronischen Endzustand

Die Eigenschaften des hadronischen Endzustands werden genutzt, um die Ereignisse als diffraktiv bzw. als nicht-diffraktiv zu kennzeichnen. Dabei werden diffraktive Ereignisse über die Forderung einer signifikanten Rapiditätslücke ausgewählt.

Als Objekte zur Beschreibung des Energieflusses im hadronischen Endzustand werden in dieser Analyse rekonstruierte Cluster des Flüssig-Argon- und des BEMC-Kalorimeters verwendet.

Es werden alle von der Detektorrekonstruktion bereitgestellten LAr-Cluster benutzt. Bei der Auslese des Kalorimeters wird ein Schnitt auf die Energien der einzelnen Zellen durchgeführt, um Beiträge durch Rauschen zu unterdrücken. Der Schnitt variiert zwischen 30 und 60 MeV (dies entspricht einem 2σ-Schnitt). Die Rekonstruktion der Cluster im LAr-Kalorimeter berücksichtigt für die Zentren der Cluster nur Zellen, die mindestens 60 bis 120 MeV Energie aufweisen.

Für die Zellen des BEMC wird eine Mindestenergie von 400 MeV gefordert (zur Unterdrückung vorgetäuschter Energiedeposition durch Rauschen der Photodioden); dies bedeutet auch eine Mindestenergie von 400 MeV für die verwendeten Cluster. Zum Ausgleich der nicht optimalen Messung der Energie von Hadronen im BEMC (Dicke nur eine hadronische Interaktionslänge) werden die Clusterenergien (nicht die des gestreuten Elektrons) mit einem Faktor 1.6 multipliziert. Dieser Faktor führt zu einer Verbesserung der Balance im transversalen Impuls.

- Für **nicht-diffraktive Ereignisse** wird der Nachweis einer Mindestenergie im Vorwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters gefordert:

  $$\boxed{E_{forward} > 0.5 \text{ GeV},} \tag{6.9}$$

  dabei ist $E_{forward}$ die im Winkelbereich von $4.4° < \vartheta < 15°$ (entsprechend $2.03 < \eta < 3.26$ in Pseudorapidität) gemessene Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter.

  Wie in Abschnitt 5.6.1 beschrieben, zeichnen sich die als diffraktiv bezeichneten Ereignisse durch die Abwesenheit von Teilchenproduktion in einem Bereich um die Richtung des Protonstrahls aus. Dies folgt aus der Kinematik bei Auftreten eines führenden farbneutralen Systems. Die hier gestellte Bedingung fordert Aktivität aus Teilchenproduktion in diesem Bereich und kann diffraktive Ereignisse effizient unterdrücken.

  Der selektierte Satz enthält **15242 Ereignisse**, die im folgenden zur Untersuchung der Eigenschaften des Endzustands im **nicht-diffraktiven Prozeß** verwendet werden.

  Der nach allen Schnitten verbleibende Untergrund an Ereignissen der Photoproduktion ist für Werte $x > 3 \cdot 10^{-4}$ vernachlässigbar, für $x \approx 2 \cdot 10^{-4}$ beträgt der Anteil etwa 9 % (siehe auch Abschnitt 6.7).

- Für **diffraktive Ereignisse** werden die Komponenten von H1 benutzt, die den Nachweis der Teilchenproduktion bei möglichst großen Pseudorapiditäten (kleinen Winkeln zur Protonstrahlachse) ermöglichen. Zur Selektion von Ereignissen mit einer großen Rapiditätslücke wird die Abwesenheit von Teilchenproduktion im PLUG-Kalorimeter, im Vorwärtsmyonsystem sowie im Flüssig-Argon-Kalorimeter (um die Strahlröhre) gefordert:

  $$\boxed{\begin{array}{c} E_{PLUG} < 1 \text{ GeV} \\ N_{Vorw.Myon} < 2 \\ \eta_{max,LAr} < 3.2 \end{array}} \tag{6.10}$$

Das PLUG-Kalorimeter erlaubt den Zugang zum Bereich $3.54 < \eta < 5.08$ in Pseudorapidität. Der angewandte Schnitt von höchstens 1 GeV für E_{PLUG} verwirft nicht diejenigen Ereignisse, in denen aufgrund von Rauschen Energiedeposition im PLUG vorgetäuscht wird. Der Wert des Schnitts ist aus Ereignissen bestimmt worden, in denen Elektronpakete mit leeren Protonpaketen kollidieren und in Vorwärtsrichtung keine Teilchenproduktion stattfinden kann.

Die durch Sekundärwechselwirkungen im Bereich $5.0 < \eta < 6.6$ produzierten Teilchen können zu Signalen im Vorwärtsmyonspektrometer führen. Die Signatur eines Spursegments sind zwei Treffer in den Kammern. Die Zahl $N_{Vorw.Myon}$ dieser Spursegmente muß kleiner als 2 sein, auch hier ist der Schnitt anhand der Verteilung von $N_{Vorw.Myon}$ für Ereignisse bestimmt worden, in denen Teilchenproduktion im Vorwärtsbereich nicht möglich ist.

$\eta_{max,LAr}$ ist die maximale Pseudorapidität aller Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter mit einer Energie > 0.4 GeV. Die Akzeptanzgrenze des Kalorimeters befindet sich bei einem Wert von 3.65 für die Pseudorapidität (dieser Wert variiert leicht je nach Position des Wechselwirkungspunkts). Die Forderung eines Maximalwerts für $\eta_{max,LAr}$ selektiert Ereignisse ohne Energiedeposition im Bereich des Kalorimeters, der die Strahlröhre umschließt.

Mit diesen Schnitten werden **1721 Ereignisse** als Kandidaten für den **diffraktiven Prozeß** selektiert, diese befinden sich in dem durch

$$\boxed{\boxed{2 \cdot 10^{-4} < x_{I\!P} < 2 \cdot 10^{-2}}} \tag{6.11}$$

weiter eingeschränkten kinematischen Bereich aus Gleichung 6.8.

Eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften der selektierten Ereignisse für beide Klassen und der Vergleich von Modellen mit den Daten findet sich in Abschnitt B.1 von Anhang B

6.4 Energiefluß im HERA-Bezugssystem

In der tiefinelastischen Streuung existiert eine ausgezeichnete (von der Kinematik abhängige) Richtung im hadronischen Endzustand, die keinerlei Messung des Endzustands selbst erfordert. Die Vorhersage für den Vierer-Impuls des gestreuten Quarks (d.h. insbesondere dessen Richtung) folgt im Rahmen des naiven Quark-Parton-Modells (aufgrund der Erhaltung der Summe der Vierer-Impulse) aus der Messung des gestreuten Elektrons.

Dies ist mit der Elektron-Positron-Annihilation oder der Hadron-Hadron-Streuung zu vergleichen. Hier wird eine solche Richtung nur durch Messung und Betrachtung des erzeugten Endzustands definiert (z.B. durch die Suche nach Jets und die Wahl einer Jetachse als ausgezeichnete Richtung).

Aus dem Vierer-Impuls des gestreuten Elektrons sowie der Annahme, daß das gestreute Quark den Anteil x des Protonimpulses trägt, ergibt sich folgender Ausdruck für die erwartete Pseudorapidität des gestreuten Quarks (die Herleitung findet sich in Anhang A):

$$\eta_q = \frac{1}{2} \ln \left[x \left(\frac{xs}{Q^2} - 1 \right) \frac{E_p}{E_e} \right] . \tag{6.12}$$

Anhand dieses Ausdrucks ist die Änderung der Richtung des gestreuten Quarks mit der Änderung der kinematischen Variablen leicht zu untersuchen. Für feste Werte von Q^2

nimmt der Wert von η_q mit fallenden (steigenden) Werten von x ab (bzw. zu), d.h. das gestreute Quark ist eher in Rückwärts- (bzw. Vor"warts-) Richtung zu finden. Wird x festgehalten, so wird η_q für großes (kleines) Q^2 kleinere (bzw. größere) Werte annehmen.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit von y wird der Ausdruck in der innersten Klammer von Gleichung 6.12 mit Hilfe von $Q^2 = sxy$ zu $(xs/Q^2-1) = (1/y-1)$ umgeformt. Bei festem y folgt eine ähnliche x-Abhängigkeit wie oben angegeben. Wird x festgehalten, so nimmt η_q mit zunehmenden (abnehmenden) Werten von y ab (bzw. zu). Je größer y ist, desto mehr wird das Quark in Rückwärtsrichtung gestreut. Große Werte von y entsprechen (im Mittel) großen Werten der invarianten Masse W des Photon-Proton-Systems, dies bedeutet, daß das erzeugte System einen großen Bereich in Rapidität überdeckt. Bei fester Rapidität des Protonrest-Systems muß folglich das gestreute Quark deutlich getrennt (in Rapidität) vom Protonrest erzeugt werden. Dies bedingt die Streuung in Rückwärtsrichtung.

Wenn der transversale Impuls des Protonrests vernachlässigt wird, müssen sich das Elektron und das gestreute Quark im transversalen Impuls ausgleichen. Dies ergibt die Erwartung für den Azimutwinkel φ_q des gestreuten Quarks

$$\varphi_q = \varphi_e + \pi. \tag{6.13}$$

Um die Abhängigkeit der erwarteten Richtung des gestreuten Quarks von den kinematischen Variablen zu eliminieren, wird im folgenden der Energiefluß relativ zu der erwarteten Richtung betrachtet. Die relative Position $\Delta\eta$ (bzw. $\Delta\varphi$) eines Objekts (Kalorimeter-Cluster, Teilchen, …) bestimmt sich aus der gemessenen Position im Detektor η (φ) und der von der Kinematik abhängigen Erwartung η_q (φ_q):

$$\begin{aligned} \Delta\eta &= \eta - \eta_q \\ \Delta\varphi &= \varphi - \varphi_q. \end{aligned} \tag{6.14}$$

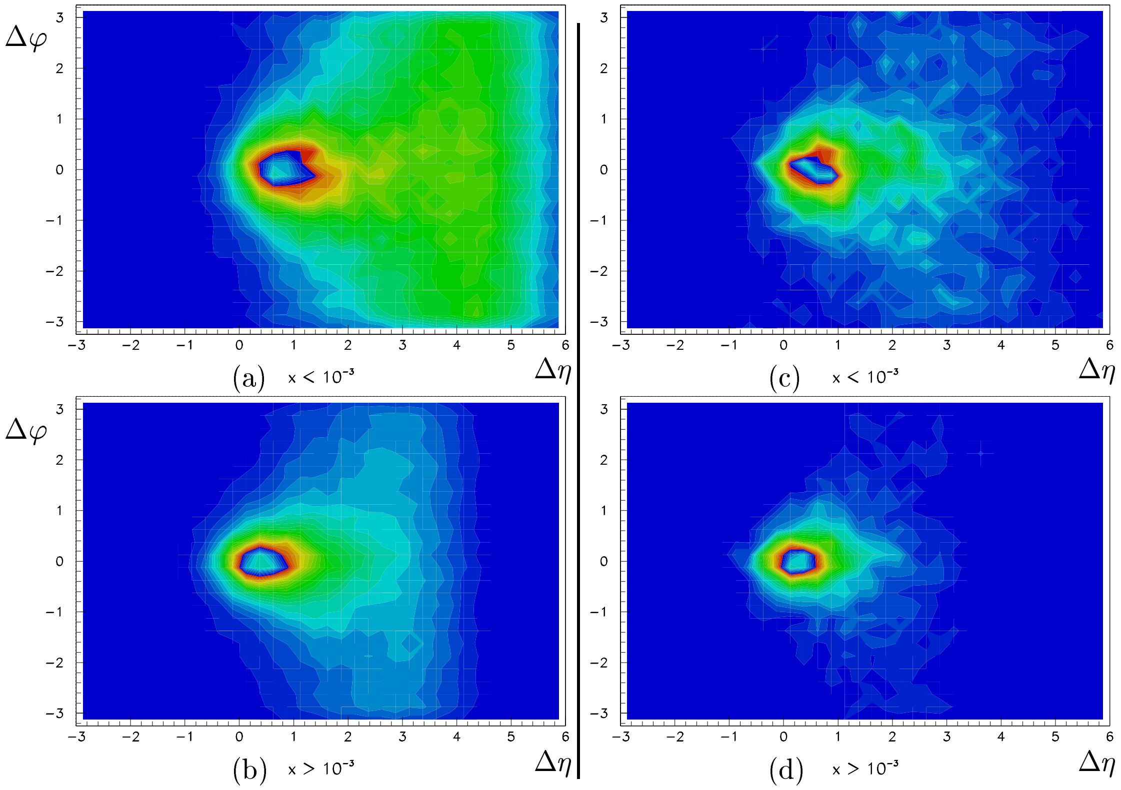
Im Quark-Parton-Modell wird das gestreute Quark bei den Werten $\Delta\eta = 0$ und $\Delta\varphi = 0$ erwartet.

Die Signatur eines harten Streuprozesses ist das Auftreten hoher transversaler Impulse (relativ zur Achse der einlaufenden Teilchen). Ein in einem Streuprozeß erzeugtes Parton mit hohem transversalen Impuls ist als gebündeltes System von Teilchen („Jets“) zu beobachten. Die Summe der Transversalimpulse dieser Teilchen besitzt einen großen Wert (der dem des Parton entspricht); die Teilchen selbst aber können wesentlich kleinere transversale Impulse besitzen. Eine Selektion anhand von einzelnen Teilchen ist daher nicht geeignet. Der in einem Raumbereich summierte transversale Impuls stellt eine geeignete Größe zur Ereignisauswahl dar. Bei einer kalorimetrischen Messung wird die transversale Energie $E_T \equiv E \sin\vartheta$ definiert. Große Werte von E_T bedeuten große Energien, die unter relativ großen Winkeln zur Reaktionsachse erzeugt werden.

Eine weitere Eigenschaft der transversalen Energie ist, daß sie (im Falle masseloser Teilchen) invariant unter longitudinalen Lorentz-Transformationen entlang der Reaktionsachse ist.

Abbildung 6.1 zeigt den gemessenen transversalen Energiefluß für diffraktive (in (c) und (d)) und nicht-diffraktive Ereignisse (in (a) und (b)), relativ zur erwarteten Richtung des gestreuten Quarks. Die Daten sind nicht auf Detektoreffekte korrigiert.

Für Ereignisse ohne Rapiditätslücke ((a) und (b)) findet sich das Maximum im transversalen Energiefluß an einer Stelle $\Delta\eta > 0$, in $\Delta\varphi$ befindet es sich an der erwarteten Stelle $\Delta\varphi = 0$. Das Maximum weist in der $\Delta\eta - \Delta\varphi$-Ebene eine rotationssymmetrische Struktur auf und beschränkt sich auf einen Bereich mit $(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2 < 1$. Die Lage



(a) $x < 10^{-3}$ (c) $x < 10^{-3}$

(b) $x > 10^{-3}$ (d) $x > 10^{-3}$

Abbildung 6.1: ***Der transversale Energiefluß in $\Delta\eta$ und $\Delta\varphi$***
Gezeigt ist der Fluß an transversaler Energie um die erwartete Richtung des gestreuten Quarks ($\Delta\eta = 0$ und $\Delta\varphi = 0$). Dabei entsprechen die verschiedenen Graustufen verschiedenen Werten der transversalen Energie. Nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung ist für $x < 10^{-3}$ in (a), für $x > 10^{-3}$ in (b) zu sehen. Die diffraktiven Ereignisse befinden sich für $x < 10^{-3}$ in (c) und für $x > 10^{-3}$ in (d)

des Maximums hängt von der Skalenvariablen x ab. Bei Werten $x < 10^{-3}$ (a) ist die Verschiebung von der Erwartung des Quark-Parton-Modells größer als für $x > 10^{-3}$ (b).

Im Bereich großer positiver Werte von $\Delta\eta$ ($\Delta\eta \approx 4 - 6$) ist eine (über viele Ereignisse gemittelte) flache Verteilung der transversalen Energie zu beobachten, die keinerlei Korrelation in $\Delta\varphi$ mit der Richtung des gestreuten Quarks aufweist. Dieser Bereich entspricht im Laborsystem (d.h. im Detektor) dem Vorwärtsbereich, in dem die Effekte des Protonrests erwartet werden. Für Teilchenproduktion in diesem Bereich ist keine Balance des transversalen Impulses erforderlich, so daß die Teilchen keine Korrelation mit den gestreuten Elektron (bzw. Quark) aufweisen müssen. Der $\Delta\eta$ zugängliche Bereich ist von der Richtung des gestreuten Quarks abhängig. Dieses wird umso mehr in Vorwärtsrichtung gestreut, je größer die Werte von x sind, und führt in diesem Fall zu einem kleineren zugänglichen Bereich in $\Delta\eta$. Für $x > 10^{-3}$ (b) ist dies deutlich zu erkennen, da hier bereits bei $\Delta\eta \approx 4$ die Akzeptanz den Teilchennachweis begrenzt; für $x < 10^{-3}$ ist dies erst bei $\Delta\eta \approx 6$ der Fall.

Der zweidimensionale Energiefluß für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit einer Rapiditätslücke ((c) und (d)) zeigt die größten Unterschiede zum nicht-diffraktiven Prozeß im Vorwärtsbereich, d.h. dem Bereich großer Werte von $\Delta\eta$. Wie aufgrund der Forderung einer Rapiditätslücke zu erwarten, wird in diesen Ereignissen deutlich weniger transversale Energie produziert als in Ereignissen ohne eine Rapiditätslücke.

Das Maximum ist auch hier zu positiven Werten von $\Delta\eta$ verschoben, die Abweichung von $\Delta\eta = 0$ ist allerdings geringer als im obigen Fall. Ebenfalls zu sehen ist eine x-Abhängigkeit des Werts der Verschiebung. Die mit dem gestreuten Quark zu assoziierende Verteilung der transversalen Energie ist ähnlich kompakt lokalisiert wie für

Ereignisse ohne Rapiditätslücke.

6.5 Parametrisierung der Energieflußeigenschaften

Zur Bestimmung von charakteristischen Ereigniseigenschaften im Endzustand wird im folgenden die Projektion des zweidimensionalen Energieflusses auf die $\Delta\eta$-Achse betrachtet, d.h. die Abhängigkeit von $\Delta\varphi$ wird gemittelt. Abbildung 6.2 zeigt den transversalen Energiefluß $\mathrm{d}E_T/\mathrm{d}\Delta\eta$ um die erwartete Richtung $\Delta\eta = 0$ in Pseudorapidität. Für zwei Bereiche in x ((a) $= x < 10^{-3}$ und (b) $= x > 10^{-3}$) sind diffraktive und nicht-diffraktive Daten gezeigt. Diese sind auf Detektoreffekte korrigiert, wie im nächsten Abschnitt genauer erklärt wird.

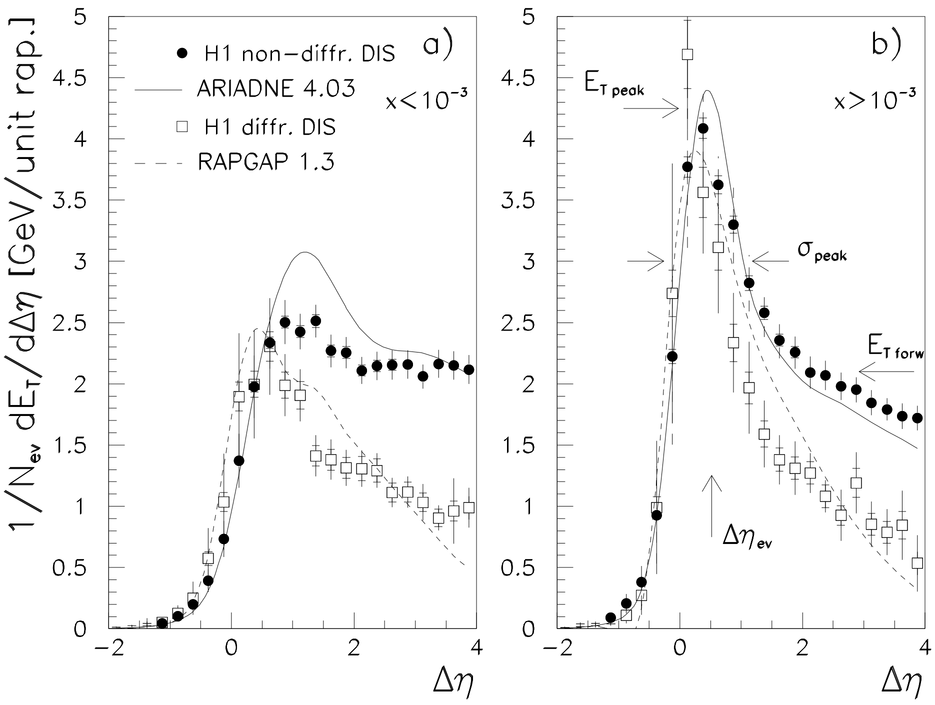


Abbildung 6.2: ***Der korrigierte transversale Energiefluß***

Gezeigt ist für zwei Bereiche in x ((a) = $x < 10^{-3}$ und (b) = $x > 10^{-3}$) der transversale Energiefluß $dE_T/d\Delta\eta$ um die erwartete Richtung des gestreuten Quarks ($\Delta\eta = 0$) für diffraktive (H1 diffr. DIS) und nicht-diffraktive (H1 non-diffr. DIS) Ereignisse. Die Daten sind – wie in den nächsten Abschnitten beschrieben – auf Detektoreffekte korrigiert. Ebenfalls zu sehen sind die Vorhersagen eines Modells für diffraktive Streuung (RAPGAP 1.3) und eines Modells für nicht-diffraktive Streuung (ARIADNE 4.07). In Teil (b) sind die 4 Energieflußparameter, wie sie in den Gleichungen 6.15 bis 6.18 definiert sind, für die nicht-diffraktiven Daten gezeigt

Die nicht-diffraktiven Daten zeigen das Maximum im (projizierten) Energiefluß bei einer Position $\Delta\eta > 0$, zu kleineren Werte von $\Delta\eta$ fällt der Energiefluß stark ab. Die Höhe dieses Maximums nimmt mit steigenden Werten von x zu. In Richtung des Protonstrahls ($\Delta\eta \gg 0$) weisen die Daten einen schwachen Abfall im Energiefluß auf, dessen Höhe bei $\Delta\eta \approx 4$ nicht von x abhängt.

In den diffraktiven Daten ähnelt der Bereich des Maximums demjenigen der nicht-diffraktiven Daten. Auch hier ist das Maximum gegenüber der Erwartung des Quark-

Parton-Modells verschoben. Für große Werte von $\Delta\eta$ fällt der Energiefluß deutlich stärker ab als im nicht-diffraktiven Fall.

Gezeigt sind in (b) die vier gewählten Parameter für den Energiefluß, die im folgenden zur Untersuchung der kinematischen Abhängigkeit benutzt werden. Die Position $\Delta\eta_{ev}$ des Maximums ist – wie oben diskutiert – von der Kinematik abhängig und weist Unterschiede zwischen den beiden Ereignisklassen auf. Als weitere Parameter für den Bereich des gestreuten Quarks („current region“) werden die Höhe E_{Tpeak} des Maximums in transversaler Energie und dessen Breite σ_{peak} gewählt. Deutliche Unterschiede zwischen beiden Klassen, aber wenig Veränderung mit der Kinematik, weist die relativ flache Verteilung der transversalen Energie in Vorwärtsrichtung (große Werte von $\Delta\eta$) auf. Die mittlere Höhe E_{Tforw} des Energieflusses in Vorwärtsrichtung wird als vierter Parameter gewählt.

Die relative Position $\Delta\eta_{ev}$ des Maximums des transversalen Energieflusses wird als gemittelte Abweichung in $\Delta\eta$ im Bereich $|\Delta\eta| < 2$ um die erwartete Richtung des gestreuten Quarks bestimmt, dabei wird nur der Bereich $|\Delta\varphi| < 1.5$ benutzt. Bei der Mittelung wird die transversale Energie als Gewicht benutzt:

$$\Delta\eta_{ev} = \frac{\sum\limits_{|\Delta\eta|<2,|\Delta\varphi|<1.5} E_T \Delta\eta}{\sum\limits_{|\Delta\eta|<2,|\Delta\varphi|<1.5} E_T} \tag{6.15}$$

Die Höhe des Maximums des transversalen Energieflusses an der berechneten Stelle $\Delta\eta_{ev}$ (hier wird die mit dem gestreuten Quark assoziierte Energiedeposition erwartet) wird als Summe der transversalen Energie im Bereich von ±0.25 um diese Position bestimmt:

$$E_{Tpeak} = \frac{1}{0.5} \sum_{|\Delta\eta-\Delta\eta_{ev}|<0.25} E_T \tag{6.16}$$

Als Maß für die Breite des Maximums wird die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung berechnet. Hierzu wird der Mittelwert der mit der transversalen Energie gewichteten quadratischen Abweichungen $(\Delta\eta - \Delta\eta_{ev})^2$ in einem Bereich von ± 1 um die Position $\Delta\eta_{ev}$ bestimmt:

$$\sigma_{peak} = \sqrt{\frac{\sum\limits_{|\Delta\eta-\Delta\eta_{ev}|<1} E_T \cdot (\Delta\eta - \Delta\eta_{ev})^2}{\sum\limits_{|\Delta\eta-\Delta\eta_{ev}|<1} E_T}} \tag{6.17}$$

Die Höhe des transversalen Energieflusses in Vorwärtsrichtung wird in dem bei der Pseudorapidität $\eta_q + \Delta\eta_{ev} + 1$ beginnenden Bereich bis zur Pseudorapidität 3 bestimmt:

$$E_{Tforw} = \frac{1}{3 - (\eta_q + \Delta\eta_{ev} + 1)} \sum_{(\eta_q+\Delta\eta_{ev}+1)<\eta<3} E_T \tag{6.18}$$

6.6 Korrekturen auf Detektoreffekte

Die mit dem Detektor gemessenen Daten enthalten Effekte, die nicht auf den physikalisch interessanten Prozeß zurückzuführen sind, sondern beim Nachweis der Teilchen im Detektor oder bei der Rekonstruktion der Ereigniseigenschaften entstehen. Um diesen Einfluß auf die Daten zu eliminieren, wird mit Hilfe einer Modellrechnung der Effekt des Detektors bzw. der Datenrekonstruktion korrigiert. Dies erlaubt die Vorhersagen eines jedes Modells (das die Produktion von Hadronen berechnet) mit den korrigierten

Daten zu vergleichen, ohne die (langwierige) Simulation der Detektoreffekte durchführen zu müssen.

Zur Korrektur werden einerseits aus den Vierer-Impulsen der Teilchen eines (vom Ereignisgenerator) erzeugten Prozesses die Ereigniseigenschaften bzw. -parameter bestimmt. Andererseits werden die erzeugten Ereignisse einer Detektorsimulation unterworfen, die die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial nachbildet, die Antwort der Detektorkomponenten bestimmt und diese in der Form aufbereitet, wie sie vom realen Detektor bereitgestellt wird. Analog der Bestimmung der Ereigniseigenschaften bzw. -parameter aus den Daten erfolgt die Berechnung aus den simulierten Ereignissen.

Die Untersuchung der Ereignisparameter in Abhängigkeit von kinematischen Variablen legt eine sogenannte „bin-by-bin“-Korrektur der Detektoreffekte nahe. Aufgrund der endlichen Statistik und der begrenzten Detektorauflösung wird die Abhängigkeit von den kinematischen Variablen durch eine Aufteilung des zugänglichen Bereichs in mehrere Intervalle (sogenannte „bins“) untersucht.

Für jedes dieser Intervalle kann mit der Modellrechnung das Verhältnis

$$f_i = \frac{A_i^{gen}}{A_i^{rec}} \tag{6.19}$$

für die Ereignisvariable A gebildet werden. Hierbei bezeichnet A_i^{gen} den Wert der Variablen, wie er aus den Vierer-Impulsen der Teilchen des erzeugten Ereignisses berechnet wird (für das i-te Intervall der kinematischen Variable). A_i^{rec} ist der entsprechende Wert, der sich aus dem der Detektorsimulation unterworfenen Ereignis ergibt.

Wenn das gewählte Modell in der Lage ist, die Eigenschaften der gemessenen Ereignisse zu reproduzieren, kann die mit dem Detektor gemessene Variable A_i^{raw} (aus den „Rohdaten“) auf die Effekte des Detektors korrigiert werden:

$$A_i^{corr} = f_i \cdot A_i^{raw}. \tag{6.20}$$

A_i^{corr} stellt den korrigierten Wert der Ereignisvariablen A dar, mit dem Vergleiche zu Modellen möglich sind, ohne die Effekte des Detektors berücksichtigen zu müssen.

Für die Bestimmung der Korrekturfaktoren wird im folgenden der ARIADNE-Generator („CDM“, siehe Abschnitt 6.2.2) verwendet, der bereits im vorangegangenen Abschnitt mit den nicht-diffraktiven Daten verglichen wurde. Alle Korrekturfaktoren besitzen Werte in der Größenordnung Eins und zeigen nur eine langsame, stetige Änderung als Funktion der Skalenvariablen x. Dies erlaubt eine vernünftige Korrektur der Effekte des Detektors, um die vier Energieflußparameter auf die Hadronebene zu korrigieren. Eine Darstellung der Abhängigkeit der Korrekturfaktoren von x findet sich in Abschnitt B.2 von Anhang B.

Für die diffraktiven Ereignisse wird zur Bestimmung der Korrekturfaktoren das RAPGAP-Modell verwendet. Die bestimmten Werte und deren Abhängigkeiten weisen sehr starke Ähnlichkeiten mit denen der nicht-diffraktiven Ereignisse auf.

6.7 Untersuchung systematischer Effekte

Die im vorangegangen Abschnitt bestimmten Korrekturfaktoren sind mit Unsicherheiten behaftet. Die Wahl des Modells für den zugrundeliegenden physikalischen Prozeß kann einen Einfluß auf die Korrekturfaktoren haben, ebenso Unsicherheiten bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen oder der Ereignisparameter (z.B. systematische Verschiebungen der Energieskala, Einfluß von nicht erkannten Untergrund-Ereignissen).

Für die Bestimmung der Energieflußparameter wurden folgende systematische Effekte untersucht:

- Unsicherheit in der Kenntnis der Energieskala des gestreuten Elektrons:

  Die Energieskala des BEMC ist auf 1.7 % genau bekannt [AHM95b]. Dieser Wert wurde aus der Form des kinematischen Maximums des Spektrums der Energie des gestreuten Elektrons („kinematic peak“, siehe Abschnitt B.1.1) bestimmt. Eine unabhängige Möglichkeit zur Kontrolle bietet die Doppel-Winkel-Methode (siehe Abschnitt 5.1).

- Unsicherheit in der Winkelmessung des gestreuten Elektrons:

  Die mögliche systematische Unsicherheit in der Messung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons über Signale in der BPC beträgt 2 mrad [AHM95b], die erreichte Auflösung 2.5 mrad.

- Unsicherheit in der Kenntnis der Energieskala für den hadronischen Endzustand im LAr-Kalorimeter:

  Aus Untersuchungen der Balance im Transversalimpuls für tiefinelastische Ereignisse, in denen das gestreute Elektron im BEMC und der mit dem gestreuten Quark assoziierte Jet im LAr nachgewiesen wird, ist die Kenntnis der Genauigkeit der Energieskala für die Messung von Hadronen im LAr zu 5 % bestimmt worden.

- Unsicherheit in der Kenntnis der Energieskala für den hadronischen Endzustand im BEMC-Kalorimeter:

  Ebenfalls aus Studien der Transversalimpulsbalance für Ereignisse, in denen sowohl das gestreute Elektron als auch der zum gestreuten Quark gehörende Jet im BEMC nachgewiesen werden, ist die Kenntnis der Energieskala für Hadronen im BEMC zu 20 % bestimmt.

- Abhängigkeit der Korrekturfaktoren von dem der Modellrechnung zugrundeliegenden Ereignisgenerator

- Einfluß von mißidentifizierten Ereignissen der Photoproduktion

- Einfluß von tiefinelastischen Ereignissen, in denen vom einlaufenden Elektron ein Photon abgestrahlt wird. Dies führt zu einer Reduktion der „wahren“ Energie des Elektrons.

Zur Bestimmung des Einflusses der ersten vier Effekte wurde das im vorangegangenen Abschnitt benutzte ARIADNE-Modell verwendet. Bei den „rekonstruierten“ Ereignissen des Modells wurden die Effekte auf die rekonstruierten Cluster der Kalorimeter angewendet, um erst danach die Ereigniseigenschaften zu berechnen. Die für die nicht-diffraktiven Ereignisse bestimmten Einflüsse dieser Effekte auf die Korrekturfaktoren sind in Abschnitt B.2 von Anhang B zu finden.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Korrekturfaktoren von dem der Modellrechnung zugrundeliegenden Ereignisgenerator wurden diese mit einer Rechnung basierend auf dem LEPTO-Generator (Abschnitt 6.2.1) bestimmt. Die Abweichungen sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Ereignisse der Photoproduktion können die Signatur eines tiefinelastischen Ereignisses vortäuschen, indem ein Hadron einen Schauer im BEMC erzeugt, der als Elektronkandidat interpretiert wird. Dieser Untergrund aus der Photoproduktion tritt vor allem bei kleinen Energien für den Elektronkandidaten auf (er steigt stark an zu kleinen Energien); dies entspricht überwiegend kleinen Werten von x und Q^2.

Durch Selektion von Ereignissen, in denen das gestreute Elektron im Elektron-Kalorimeter des Luminositätssystems nachgewiesen und ein Kandidat für ein gestreutes Elektron im BEMC gefunden wird, kann die Abhängigkeit der Energieflußparameter für Untergrundereignisse bestimmt werden. Diese ist mit den tiefinelastischen Daten verträglich, nur bei den kleinsten Werten von $x < 3 \cdot 10^{-4}$ werden kleinere Werte der Parameter gefunden. Der Anteil an nichterkannten Ereignissen der Photoproduktion ist für $x > 3 \cdot 10^{-4}$ vernachlässigbar und beträgt für $x \approx 2 \cdot 10^{-4}$ etwa 9 %. Dies liefert einen asymmetrischen Beitrag zum systematischen Fehler für $x \approx 2 \cdot 10^{-4}$, dessen Größe in Tabelle 6.1 zu finden ist.

Die Einflüsse von Ereignissen mit einem vom Elektron abgestrahlten Photon im Anfangszustand (d.h. eine Reduktion der Elektronenergie vor dem Streuprozeß) wurden durch die Bestimmung der Korrekturfaktoren mit dem DJANGO-Generator [CHA94a] durchgeführt. Dieses Modell kann Ereignisse mit („radiativ“) und ohne ein abgestrahltes Photon erzeugen, gemäß dem Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines Photons. Wird bei der Rekonstruktion (in den radiativen Ereignissen) das abgestrahlte Photon ignoriert, ergeben sich Korrekturfaktoren, die mit den oben bestimmten verglichen werden können. Die sich ergebenden Beiträge sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

nicht-diffraktiv	BEMC E_{el}	BEMC ϑ_{el}	LAr E	BEMC E	Modell	γp	DJANGO
max. ($\Delta\eta_{ev}$)	23.5 %	0.6 %	0.7 %	0.0 %	4.2 %	9.0 %	4.0 %
max. (E_{Tpeak})	7.6 %	1.4 %	5.7 %	8.8 %	6.0 %	2.1 %	4.9 %
max. (σ_{peak})	3.7 %	0.3 %	0.3 %	0.8 %	3.1 %	0.8 %	2.7 %
max. (E_{Tforw})	7.3 %	0.8 %	5.6 %	0.0 %	4.9 %	8.9 %	6.0 %

Tabelle 6.1: ***Maximale systematische Fehler der vier Ereignisparameter $\Delta\eta_{ev}$, E_{Tpeak}, σ_{peak} und E_{Tforw}***
Aufgeführt sind die aus den Modellrechnungen bestimmten maximalen Werte (im Bereich $10^{-4} < x < 10^{-2}$) für die relative Änderung der Ereignisparameter für nicht-diffraktive Streuung unter Anwendung der aufgeführten systematischen Effekte: Änderung der Energieskala für die Elektronmessung im BEMC („BEMC e^- E“), Verschiebung der Winkelmessung des gestreuten Elektrons („BEMC e^- ϑ“), Änderung der Energieskalen für die Messung der Hadronen im LAr („LAr E“) sowie BEMC („BEMC E“), Einfluß des verwendeten Ereignisgenerators („Modell“), Effekte durch mißidentifizierte Photoproduktionsereignisse („γp“) sowie Einfluß radiativer Ereignisse („DJANGO“)

In Tabelle 6.1 sind die maximalen Werte der relativen systematischen Fehler zusammengefaßt für die Daten der nicht-diffraktiven tiefinelastischen Streuung.

Für die Korrekturfaktoren im Falle diffraktiver Streuung wurden die gleichen Fehlerquellen untersucht, im Falle der Abhängigkeit vom Ereignisgenerator wurde das RAPGAP Modell benutzt und zwei verschiedene Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons gemacht: Nur Quark-Antiquark-Paare oder nur Gluon-Paare als Partonen, jeweils mit einer „harten“ Partondichte ($\propto z(1-z)$). Tabelle 6.2 faßt die maximalen Werte der relativen systematischen Fehler für die diffraktiven Ereignisse zusammen.

6.8 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die korrigierten Energieflußparameter für den hadronischen Endzustand in nicht-diffraktiver und diffraktiver tiefinelastischer Streuung vorgestellt. Die Abhängigkeit der Parameter von kinematischen Variablen wird zu einem Vergleich

diffraktiv	BEMC E_{el}	BEMC ϑ_{el}	LAr E	BEMC E	Modell
max. $(\Delta\eta_{ev})$	35.1 %	2.5 %	0.0 %	0.0 %	9.1 %
max. (E_{Tpeak})	4.0 %	1.5 %	2.8 %	12.0 %	10.1 %
max. (σ_{peak})	5.5 %	1.2 %	0.0 %	2.2 %	5.0 %
max. (E_{Tforw})	12.0 %	3.5 %	6.2 %	0.4 %	12.2 %

Tabelle 6.2: *Maximale systematische Fehler der vier Ereignisparameter $\Delta\eta_{ev}$, E_{Tpeak}, σ_{peak} und E_{Tforw}*
Aufgeführt sind die aus den Modellrechnungen bestimmten maximalen Werte (im Bereich $10^{-4} < x < 10^{-2}$) für die relative Änderung der Ereignisparameter für diffraktive Streuung unter Anwendung der aufgeführten systematischen Effekte: Änderung der Energieskala für die Elektronmessung im BEMC („BEMC e^- E“), Verschiebung der Winkelmessung des gestreuten Elektrons („BEMC e^- ϑ“), Änderung der Energieskalen für die Messung der Hadronen im LAr („LAr E“) sowie BEMC („BEMC E“), Einfluß des verwendeten Ereignisgenerators („Modell“)

der Eigenschaften der beiden Prozesse verwendet und Vergleiche der Vorhersagen verschiedener Modelle mit den Daten durchgeführt.

Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeit von der Skalenvariablen x für die vier Energieflußparameter in nicht-diffraktiver und diffraktiver Streuung. Die (korrigierten) Meßwerte zusammen mit ihren Fehlern sind für die nicht-diffraktiven Daten in Tabelle C.1 und für die diffraktiven Daten in Tabelle C.2 (in Anhang C) aufgeführt. Ebenfalls zu sehen sind die Vorhersagen der Ereignisgeneratoren, die zur Korrektur der Detektoreffekte benutzt wurden.

Für die nicht-diffraktiven Daten zeigt sich eine Zunahme der Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ des Maximums im Energiefluß von der erwarteten Position, die mit abnehmenden Werten von x zunimmt. Bei $x \approx 0.01$ beträgt die Verschiebung 0.5 Einheiten in Pseudorapidität, sie wächst auf 1.1 bei $x \approx 10^{-4}$ an. Die Höhe E_{Tpeak} des Energieflußmaximums zeigt eine Zunahme mit steigenden Werten von x; von 3 GeV bei $x \approx 10^{-4}$ bis zu 7.5 GeV bei $x \approx 0.01$. Die Breite σ_{peak} des Maximums hingegen ist unabhängig von x und beträgt etwa 0.4 Einheiten in Pseudorapidität. Die Höhe E_{Tforw} des transversalen Energieflusses in Vorwärtsrichtung zeigt keine signifikante Änderung mit x, ihre Werte bewegen sich zwischen 1.8 und 2 GeV.

Die diffraktiven Daten zeigen ebenfalls eine deutliche Verschiebung des Maximums von der im Quark-Parton-Modell erwarteten Richtung. Die x-Abhängigkeit von $\Delta\eta_{ev}$ ähnelt der im nicht-diffraktiven Fall, der Wert der Verschiebung ist für diffraktive Streuung bei $x < 4 \cdot 10^{-4}$ um 0.2 kleiner als bei den nicht-diffraktiven Daten. Für die Parameter E_{Tpeak} und σ_{peak} zeigen die diffraktiven Daten dieselbe x-Abhängigkeit und liefern auch die gleichen Werte dieser Parameter. Der Wert von E_{Tforw} ist deutlich niedriger als im nicht-diffraktiven Fall und steigt mit wachsenden Werten von x an (von 0.8 auf 1.4 GeV). Der Anstieg der Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ mit fallenden Werten von x spiegelt den Anstieg des Phasenraums für QCD-Effekte und Teilchenproduktion mit steigenden Werten von W (im Mittel entsprechen große Werte von W kleinen Werten von x und umgekehrt) wider. Die Höhe E_{Tpeak} des Maximums steigt mit wachsenden Werten von x an. Wird x als Impulsbruchteil des Partons angesehen, an dem die Streuung stattfindet, so wird die Energie des gestreuten Partons mit x ansteigen.

Für den Energiefluß in Vorwärtsrichtung ist von H1 gezeigt worden, daß dieser (wenn er im Bereich $\eta^* \approx 0$ des Photon-Proton-Schwerpunktsystems gemessen wird) für konstantes Q^2 mit fallendem x ansteigt [AID95c]. Im Laborsystem sind die Daten (hier über Q^2 gemittelt) mit einer flachen Abhängigkeit verträglich.

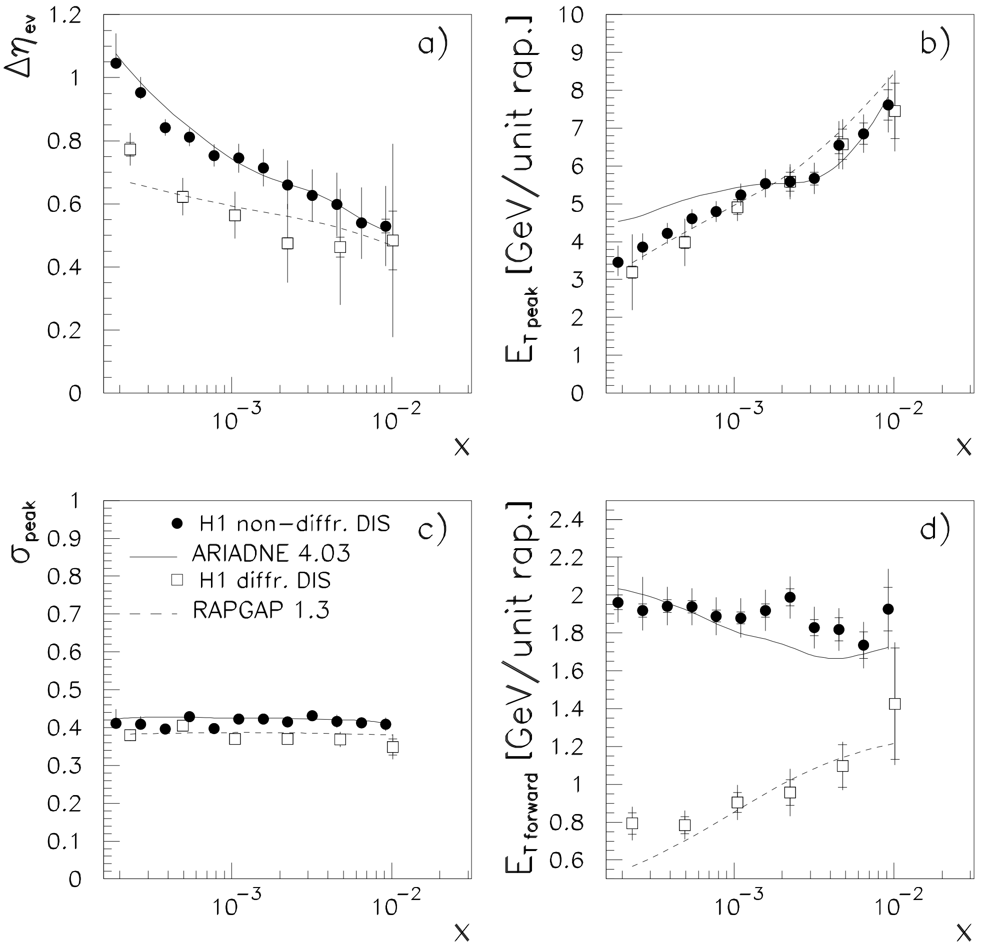


Abbildung 6.3: ***Die Ereignisparameter für diffraktive und nicht-diffraktive Streuung***

Gezeigt ist die Abhängigkeit der 4 Energieflußparameter (Gleichungen 6.15 bis 6.18) von x für nicht-diffraktive („H1 non-diffr. DIS“) und diffraktive („H1 diffr. DIS“) Daten. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte stellen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken den gesamten Fehler dar (quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler). Ebenfalls zu sehen ist die Vorhersage des ARIADNE-Modells („ARIADNE 4.03“) für nicht-diffraktive und die Vorhersage des RAPGAP-Modells („RAPGAP 1.3“) für diffraktive Streuung

Ebenfalls in Abbildung 6.3 sind die Vorhersagen der Modelle zu sehen, die für die Korrektur der Detektoreffekte benutzt wurden.

ARIADNE 4.03 (nicht-diffraktive Daten): Die Verteilung der Parameter $\Delta\eta_{ev}$ und σ_{peak} werden durch dieses Modell sehr gut beschrieben. Der Wert von E_{Tpeak} wird für $x < 2 \cdot 10^{-3}$ durch ARIADNE 4.03 überschätzt. Im Rahmen der Fehler werden die gemessenen Werte von E_{Tforw} durch das Modell reproduziert.

RAPGAP 1.3 (diffraktive Daten): Das Modell beschreibt die Verteilung der Parameter E_{Tpeak} und σ_{peak}; die Werte von $\Delta\eta_{ev}$ sowie von E_{Tforw} wird bei Werten $x < 3 \cdot 10^{-4}$ unterschätzt, sonst ist die Beschreibung gut.

In Abbildung 6.4 sind die nicht-diffraktiven Daten zusammen mit den Vorhersagen verschiedener Modelle für nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung zu sehen:

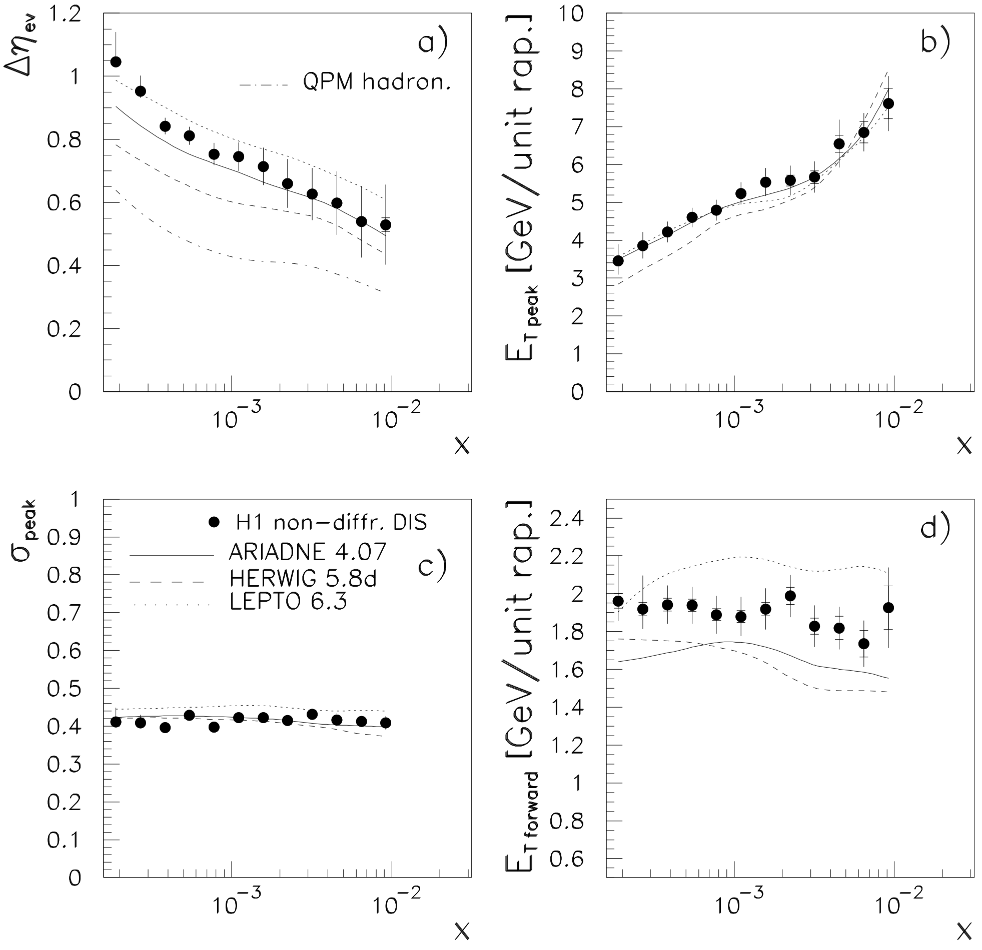


Abbildung 6.4: *Die Ereignisparameter für nicht-diffraktive Streuung*
Gezeigt ist die Abhängigkeit der 4 Energieflußparameter (Gleichungen 6.15 bis 6.18) von x für nicht-diffraktive („H1 non-diffr. DIS“) Daten. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte stellen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken den gesamten Fehler dar (quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler). Ebenfalls zu sehen ist die Vorhersage verschiedener Modelle für nicht-diffraktive Streuung: ARIADNE („ARIADNE 4.07“), LEPTO („LEPTO 6.3“) und HERWIG („HERWIG 5.8“) sowie in Bild (a) auch die Erwartung des Quark-Parton-Modells mit Fragmentation („QPM hadron.“)

ARIADNE 4.07: Im Vergleich zu ARIADNE 4.03 (Abbildung 6.3) zeigt diese Version eine schlechtere Beschreibung der Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ bei Werten $x < 10^{-3}$; ebenso wird der Energiefluß in Vorwärtsrichtung (E_{Tforw}) um bis zu 0.3 GeV unterschätzt. Die Beschreibung von E_{Tpeak} ist dagegen sehr gut.

LEPTO 6.3: Diese Version zeigt eine ähnliche x-Abhängigkeit der Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ wie ARIADNE 4.07, der absolute Wert liegt aber um 0.1 höher. Dies führt zu einer Überschätzung der Daten bei $x > 5 \cdot 10^{-4}$. Sowohl der Parameter E_{Tpeak} als auch σ_{peak} werden gut beschrieben. Die Höhe E_{Tforw} des Energieflusses in Vorwärtsrichtung wird überschätzt, die x-Abhängigkeit ähnelt der von ARIADNE 4.07. Im Vergleich zur Version 6.1 von LEPTO (siehe [ABT94]) hat sich die Beschreibung der Daten durch LEPTO 6.3 deutlich verbessert. Dies beruht auf der Änderung der Behandlung von See-Quarks (siehe Abschnitt 6.2.1)

HERWIG 5.8d: Sowohl in der x-Abhängigkeit von $\Delta\eta_{ev}$ als auch von E_{Tpeak} und E_{Tforw} werden die Daten für die meisten x Werte unterschätzt.

In Teil (a) von Abbildung 6.4 ist die Vorhersage des naiven Quark-Parton Modells für die Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ gezeigt, wenn das gestreute Quark (sowie der Protonrest – als Diquark-System) nur der Hadronisierung unterworfen wird. Für die Partonen, d.h. keine Hadronisierung und nur der Born-Term für den harten Subprozeß, wird keine Verschiebung beobachtet. Der gezeigte Effekt in diesem einfachen Modell – deutlich kleiner als in den Daten – stammt von der Fragmentation, die hier über das Lund-String-Modell erfolgt. Die Bildung des Farbfelds zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest, aus dem die Hadronen erzeugt werden, führt zu einem Transfer von Energie vom gestreuten Quark wie vom Protonrest in den Rapiditätsbereich zwischen beiden.

Die Beschreibung des hadronischen Endzustands in nicht-diffraktiver Streuung bleibt in dem durch HERA eröffneten kinematischen Bereich kleiner Werte von x eine Herausforderung. Keines der in dieser Arbeit verwendeten Modelle erzielt eine überzeugende und gleichzeitige Beschreibung aller vier Ereignisparameter. Insbesondere scheint eine gute Beschreibung des Bereichs des gestreuten Quarks mit einer schlechten Beschreibung der Vorwärtsregion (und umgekehrt) einherzugehen.

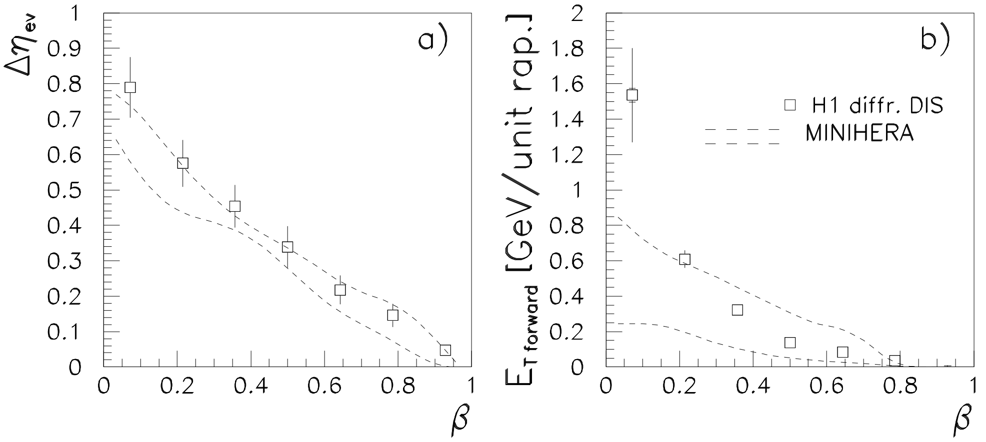


Abbildung 6.5: ***Die Ereignisparameter für diffraktive Streuung verglichen mit einem Modell tiefinelastischer Streuung bei kleinerem** W*

Gezeigt ist die Abhängigkeit der 2 Energieflußparameter $\Delta\eta_{ev}$ und E_{Tforw} von β für diffraktive („H1 diffr. DIS“) Daten. Die Fehlerbalken der Datenpunkte stellen den gesamten Fehler dar (quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler). Die Kurven zeigen die Vorhersage des MINIHERA-Modells, das tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei Energien $W_{MINIHERA}$ des Photon-Proton-Systems beschreibt, für zwei Werte der Protonstrahlenergie $f \cdot 820$ GeV (untere Kurve: $f = 0.001$, obere Kurve $f = 0.01$)

Abbildung 6.5 zeigt die Abhängigkeit der beiden Energieflußparameter $\Delta\eta_{ev}$ und

E_{Tforw} von der Variablen β für die diffraktiven Daten; die Meßwerte sind in Tabelle C.3 (in Anhang C) zusammengefaßt.

Die Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ in der im Quark-Parton-Modell erwarteten Richtung steigt mit fallenden Werten von β stark an: bei $\beta \approx 0.9$ beträgt sie nur 0.05, für $\beta \approx 0.1$ ist $\Delta\eta_{ev} \approx 0.8$. Die Höhe E_{Tforw} des Energieflusses in Vorwärtsrichtung steigt ebenfalls mit fallenden Werten von β an: von 0 bei $\beta \approx 0.9$ bis zu 1.6 GeV bei $\beta \approx 0.1$.

Große Werte der Variablen β entsprechen nach Gleichung 5.19 kleinen Werten von M_X (der invarianten Masse des Photon-Pomeron-Systems) und werden für kleine Werte von β erreicht. Der starke Anstieg sowohl der Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ als auch der Energie E_{Tforw} in Vorwärtsrichtung für kleine Werte von β ist auf die Vergrößerung des Phasenraums für QCD-Effekte und Teilchenproduktion zurückzuführen.

Die Daten werden mit einer Modellrechnung („MINIHERA“) für (nicht-diffraktive) tiefinelastische Streuung verglichen, bei der die invariante Masse $W_{MINIHERA}$ des Photon-Proton-Systems mit der invarianten Masse M des sichtbaren hadronischen Endzustands in diffraktiver Streuung vergleichbar ist. Hierzu wird die Streuung von Elektronen einer Energie von 26.7 GeV an Protonen einer Energie von $f \cdot 820$ GeV modelliert. Für einen Wert $f = 0.003$ sind die mittleren Werte von $W^2_{MINIHERA}$ des Modells und M^2_X der diffraktiven Daten vergleichbar (≈ 80 GeV$^2/c^4$).

In der Abbildung 6.5 sind die Vorhersagen für die Werte $f = 0.001$ (untere Kurve) und $f = 0.01$ (obere Kurve) gezeigt. Diese Variation entspricht der Variation der Variablen $x_{I\!P}$ in den diffraktiven Daten. Die Vorhersagen des MINIHERA-Modells (verwendet wird der ARIADNE-Generator – siehe Abschnitt 6.2.2) für die beiden Parameter sind als Funktion der Bjorkenschen Skalenvariablen x gezeigt, da hier das Proton mit der Energie $f \cdot 820$ GeV als „Target“ verwendet wird.

Diese einfache Modellrechnung ist in der Lage, die β-Abhängigkeit der Verschiebung β zu reproduzieren, im Falle des Parameters E_{Tforw} werden die Daten für Werte $\beta < 0.2$ deutlich unterschätzt. Im Rahmen der Interpretation der diffraktiven Daten als tiefinelastische Elektron-Pomeron-Streuung kann von diesem einfachen Modell keine vollständige Beschreibung der Daten erwartet werden. Das Proton besteht aus drei Valenzquarks, während das Pomeron als ein Zwei-Gluon- oder ein Zwei-Quark-System modelliert wird. Dies führt zu unterschiedlichen Restsystemen (Diquarksystem für das Proton bzw. ein einzelnes Quark oder ein Gluon-Antiquark-System für das Pomeron). Die schlechte Beschreibung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung ist daher keine Überraschung. Hingegen wird die Verschiebung gut reproduziert. Dies erlaubt den Schluß, daß die Unterschiede zwischen den diffraktiven und den nicht-diffraktiven Daten ein Effekt des reduzierten Phasenraums für Teilchenproduktion im Endzustand sind.

Im folgenden werden die diffraktiven Daten mit detaillierteren Modellen für diffraktive tiefinelastische Streuung verglichen. Einerseits wird tiefinelastische Elektron-Pomeron-Streuung betrachtet, wobei dem Pomeron als „Target“ ein realistischer Partoninhalt zugeordnet wird. Andererseits wird tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung modelliert, wobei die Signatur des diffraktiven Prozesses (die Rapiditätslücke im Endzustand) durch nicht-perturbative Effekte in der Bildung des Endzustands auftritt.

In Abbildung 6.6 ist die Änderung der Parameter $\Delta\eta_{ev}$ und E_{Tforw} mit den Variablen $x_{I\!P}$ und β gezeigt; die zugehörigen Meßwerte sind in den Tabellen C.4 und C.3 (in Anhang C) aufgeführt. Neben der bereits diskutierten Abhängigkeit der beiden Parameter $\Delta\eta_{ev}$ und

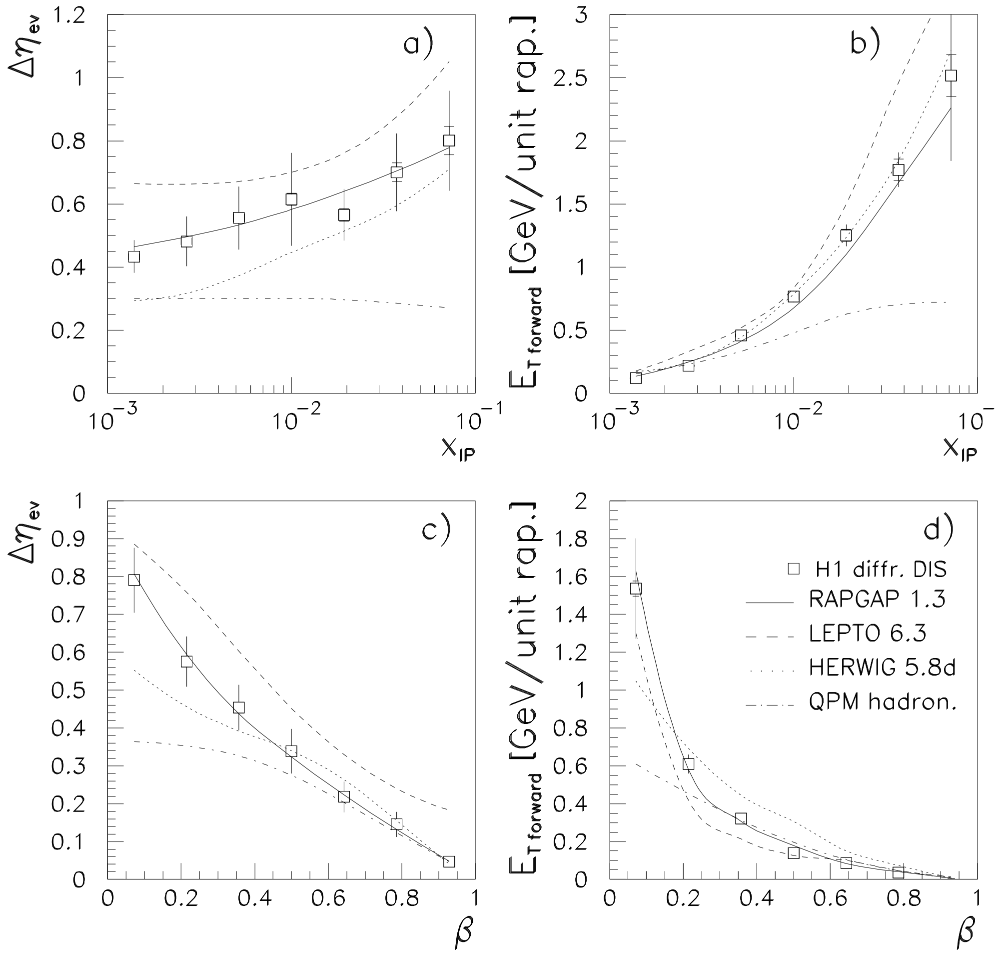


Abbildung 6.6: ***Die Ereignisparameter für diffraktive Streuung verglichen mit Modellrechnungen***

Gezeigt ist die Abhängigkeit der 2 Energieflußparameter $\Delta\eta_{ev}$ *und* E_{Tforw} *von* $x_{I\!P}$ *und* β *für diffraktive („H1 diffr. DIS“) Daten. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte stellen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken den gesamten Fehler dar (quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler). Ebenfalls zu sehen ist die Vorhersage verschiedener Modelle für diffraktive Streuung: RAPGAP („RAPGAP 1.3“), LEPTO („LEPTO 6.3“) und HERWIG („HERWIG 5.8d“) sowie die Erwartung für das Quark-Parton-Modell in Elektron-Pomeron-Streuung mit anschließender Fragmentation („QPM hadron.“)*

E_{Tforw} von der Variablen β ist noch die $x_{I\!P}$-Abhängigkeit gezeigt. Die Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ wächst mit steigenden Werten von $x_{I\!P}$ an: von 0.4 bei $x_{I\!P} \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ bis zu 0.8 für $x_{I\!P} \approx 7 \cdot 10^{-2}$. Einen starken Anstieg mit wachsendem $x_{I\!P}$ zeigt E_{Tforw}: von 0.1 GeV bis zu 2.5 GeV.

Der Anstieg von $\Delta\eta_{ev}$ und E_{Tforw} mit $x_{I\!P}$ ist auf die abnehmende Isolierung des farbneutralen Remnant-Systems von den anderen Hadronen zurückzuführen. Große Werte von $x_{I\!P}$ entsprechen einer kleinen Rapiditätslücke, so daß das erzeugte System X mehr Aktivität im Vorwärtsbereich des Detektors erzeugen kann. Zudem entsprechen große Werte von $x_{I\!P}$ (bei festem Q^2 und W^2) auch großen invarianten Massen M_X.

Ebenfalls zu sehen sind die Vorhersagen verschiedener Modelle für diffraktive tiefinelastische Streuung, wobei RAPGAP 1.3 tiefinelastische Elektron-Pomeron-Streuung modelliert. Die beiden anderen Modelle (LEPTO 6.3 und HERWIG 5.8d) beschreiben tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung, wobei der diffraktive Anteil durch nicht-perturbative Effekte in der Bildung des Endzustands auftritt:

RAPGAP 1.3: reproduziert sowohl die $x_{I\!P}$- als auch die β-Abhängigkeit beider Parameter sehr gut. Die gewählte partonische Struktur des Pomerons besteht aus einer Mischung eines Zwei-Gluon-Systems mit einem Quark-Antiquark-System. Diese Mischung weist einen mit ansteigendem β abnehmenden Anteil von Gluonen am Pomeronimpuls auf: bei $\beta \approx 0.1$ besteht im Modell das Pomeron zu 70 % aus Gluonen, dieser Anteil sinkt auf 5 % bei $\beta \approx 0.9$. Die Wahl dieser Partondichten des Pomerons (die keine Q^2-Abhängigkeit beinhaltet) gibt eine gute Beschreibung der gemessenen diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$.

Die nicht gezeigten extremen Annahmen einer reinen Zwei-Gluon-Struktur bzw. eines reinen Quark-Antiquark-Systems ergeben eine deutlich schlechtere Beschreibung der Daten. Die Vorhersagen der Ereignisparameter für die Zwei-Gluon-Struktur überschätzen die Daten, die des Quark-Antiquark-Systems unterschätzen die Daten.

LEPTO 6.3: Die gemessenen Ereignisparameter werden deutlich überschätzt, die Abhängigkeit von den kinematischen Variablen β und $x_{I\!P}$ aber reproduziert.

HERWIG 5.8d: Der Energiefluß in Vorwärtsrichtung wird als Funktion von β sehr gut reproduziert, die anderen Abhängigkeiten werden sowohl in ihrem Wert als auch in der Abhängigkeit von den kinematischen Variablen nicht wiedergegeben.

Die auf der Elektron-Proton-Streuung basierenden Modelle für den diffraktiven Prozeß weisen im Vergleich zu dem Modell der Elektron-Pomeron-Streuung eine deutlich schlechtere Beschreibung der Daten auf. Dies sollte aber nicht als Versagen der ersten Modelle gewertet werden, da diese auch im nicht-diffraktiven Fall keine zufriedenstellende Beschreibung der Daten liefern.

In Abbildung 6.6 ist außerdem die Vorhersage des Quark-Parton-Modells (für Elektron-Pomeron-Streuung) unter Berücksichtigung der Hadronisierung gezeigt. Dabei wurde für das Pomeron eine Quark-Antiquark-Struktur mit „harter“ Partondichte gewählt. Für große Werte von $\beta > 0.6$ werden die Daten reproduziert, bei kleinen Werten von β hingegen deutlich unterschätzt. Der Anstieg mit abnehmenden Werten für β ist für beide Parameter deutlich schwächer als in den Daten. Die gemessene Verschiebung $\Delta\eta_{ev}$ wird für alle Werte von $x_{I\!P}$ (jeweils über β gemittelt) deutlich unterschätzt und weist nicht den Anstieg mit wachsendem $x_{I\!P}$ auf. Ähnliches gilt für die Energie E_{Tforw} in Vorwärtsrichtung, die nur bei $x_{I\!P} < 5 \cdot 10^{-3}$ reproduziert wird.

Diese Modellrechnung weist darauf hin, daß bei großen invarianten Massen M_X zur Beschreibung der Daten im Rahmen eines Modell der Elektron-Pomeron-Streuung Effekte der perturbativen QCD (Ausbildung eines Partonschauers sowie Beiträge von Gluonen als Partonen) nötig sind.

6.9 Interpretation der Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellte Untersuchung der Abhängigkeit der vier Energieflußparameter von kinematischen Variablen für diffraktive wie nicht-diffraktive tiefinelastische

Streuung hat Ähnlichkeiten und Abweichungen im Endzustand der beiden Prozesse aufgezeigt.

Der Bereich des gestreuten Quarks ($\Delta\eta \approx 0$, auch als „current region" bezeichnet) weist für beide Prozesse ein Maximum in der Verteilung der transversalen Energie auf. Die Position dieses Maximums (Parameter $\Delta\eta_{ev}$) ist in beiden Fällen verschieden von der Erwartung des Quark-Parton-Modells. Die Verschiebung (des Maximums hin zur Richtung des Protonstrahls – Vorwärtsrichtung) ist für den diffraktiven Prozeß weniger stark ausgeprägt als für den nicht-diffraktiven Prozeß. Dies kann durch den kleineren Phasenraum für QCD-Effekte und Teilchenproduktion in diffraktiver Streuung ($M_X \ll W$) gegenüber dem nicht-diffraktiven Prozeß erklärt werden. Die Verschiebung wächst für steigende Werte von M_X (bzw. W) an.

Die beiden anderen Parameter zur Beschreibung der Region des gestreuten Quarks (E_{Tpeak} und σ_{peak}) stimmen für beide Prozesse überein. Dies ist konsistent mit der Annahme, daß beiden Prozessen derselbe partonische Streuprozeß zugrundeliegt.

Der Vorwärtsbereich (Parameter E_{Tforw}) weist große Differenzen zwischen diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen auf, letztere besitzen einen deutlich höheren Wert der transversalen Energie in diesem Bereich. Die experimentelle Signatur der Rapiditätslücke impliziert die Existenz eines führenden, farbneutralen Systems, das im Detektor nicht nachgewiesen wird. Es ist in Rapidität von dem System getrennt, das aus der Photon-Dissoziation stammt. Diese Trennung führt zur verringerten transversalen Energie in Vorwärtsrichtung; wird die Trennung weniger stark (große Werte von $x_{I\!P}$), so steigt die gemessene Energie an.

Die Analyse hat gezeigt, daß die Daten zum hadronischen Endzustand in diffraktiver tiefinelastischer Streuung verträglich mit der Annahme einer partonischen Struktur in diesem Prozeß sind. Ebenso verträglich mit den Daten ist die damit verbundenene Annahme, daß die Beschreibung der Entstehung des hadronischen Endzustands durch die Quantenchromodynamik erfolgt. Hierzu müssen die Effekte einer Reduktion des zur Verfügung stehenden Phasenraums berücksichtigt werden.

Die Daten bevorzugen eine Interpretation der diffraktiven tiefinelastischen Streuung als inelastische Elektron-Pomeron-Streuung, wobei das Pomeron eine partonische Struktur aus Quarks und Gluonen besitzt. Modelle der diffraktiven tiefinelastischen Streuung, in denen die Streuung des Elektrons nicht an einem Parton eines (vom Proton getrennten) farbneutralen Systems, sondern an einem Parton des Protons erfolgt, geben eine schlechtere Beschreibung der Daten, können aber nicht ausgeschlossen werden. In diesen Modellen entsteht das führende farbneutrale System (und damit die Rapiditätslücke) durch nicht-perturbative Effekte in der Entwicklung des Endzustands aus dem harten Streuprozeß.

6.10 Neuere Ergebnisse von H1

In diesem Abschnitt werden vorläufige Ergebnisse der H1-Kollaboration vorgestellt, die nicht im Rahmen dieser Arbeit erzielt wurden. Sie beruhen auf den Daten, die im Jahr 1994 aufgezeichnet wurden (integrierte Luminosität von etwa 2 pb^{-1}) und sind erstmals nach der Veröffentlichung der in diesem Kapitel vorgestellten Analyse auf Konferenzen präsentiert worden. Die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellte Analyse und die aus ihr gezogenen Schlußfolgerungen werden mit dem im folgenden gezeigten Ergebnissen verglichen.

Diffraktive Ereignisse werden über den Prozeß $ep \rightarrow eXY$ klassifiziert, wobei die Systeme X und Y durch die größte Lücke in der Rapiditätsverteilung des hadronischen

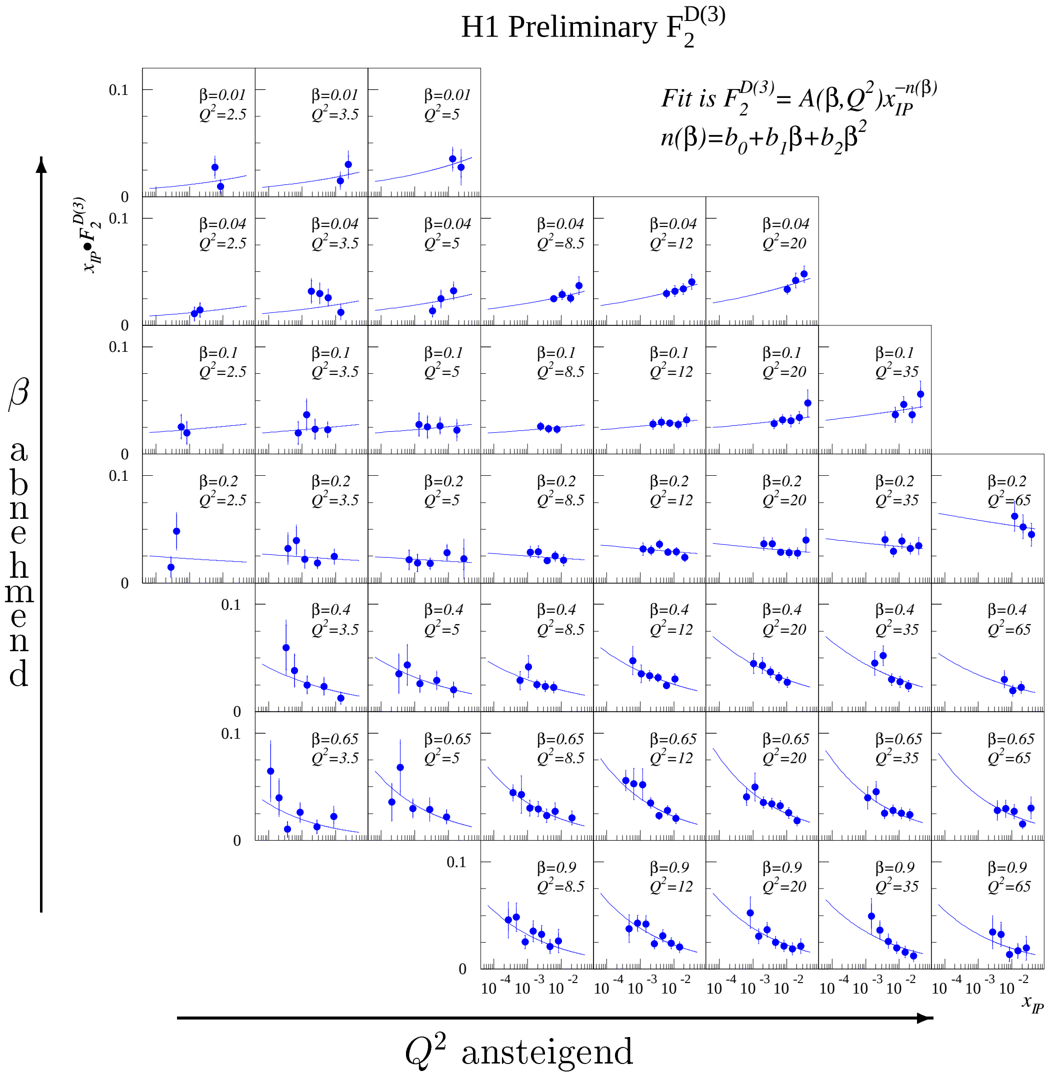


Abbildung 6.7: ***Die Strukturfunktion*** $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ ***aus* H1 *-Daten von 1994***
Gezeigt ist die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ *als Funktion von* $x_{I\!P}$ *für feste Werte von* β *und* Q^2 *[MEH96, TAP96a]. Zu sehen ist* $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ *zusammen mit einer Anpassung der Funktion* $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P}) = A(\beta, Q^2) \cdot x_{I\!P}{}^{-n(\beta)}$ *mit* $n(\beta) = b_0 + b_1\beta + b_2\beta^2$*. In dieser Abbildung sind die Werte von* Q^2 *in Einheiten von* GeV^2/c^2 *angegeben*

Endzustands getrennt sind. Das System X wird im Zentralbereich des Detektors nachgewiesen. Durch die Nutzung der Vorwärtskomponenten des Detektors (PLUG Kalorimeter, Vorwärtsmyonspektrometer sowie Protonremnant-Tagger), die Zugang zum Bereich $3.4 < \eta < 7$ in Pseudorapidität geben, wird die invariante Masse von System Y auf $M_Y < 1.6$ GeV/c^2 und der kinematische Bereich auf $x_{I\!P} < 0.05$ eingeschränkt. Die Ereignisse, die diesen Bedingungen genügen, werden im folgenden als diffraktiv bezeichnet.

Im Gegensatz zu der Analyse der Daten aus dem Jahr 1993 wird in dieser Analyse keine Subtraktion des Beitrags von nicht-diffraktiven Untergrund-Ereignissen durchgeführt. Es wird lediglich auf Detektoreffekte korrigiert, die dazu führen, daß nicht-diffraktive Ereignisse (wahrer Wert von $x_{I\!P} > 0.05$) mit einem Wert von $x_{I\!P} < 0.05$ rekonstruiert werden.

Abbildung 6.7 zeigt die von der H1 -Kollaboration aus den Daten bestimmte diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ in der Form $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$ als Funktion von $x_{I\!P}$ für feste Werte von β und Q^2. Diese Darstellung erlaubt, Abweichungen von einem universellen Verhalten $\propto x_{I\!P}^{-n}$ in der $x_{I\!P}$-Abhängigkeit deutlicher zu erkennen.

Die Daten weisen eine signifikante Änderung des Wertes n des Exponenten mit β für festes Q^2 auf. Für $\beta \geq 0.2$ gilt für den Exponenten: $n > 1$, während für $\beta \leq 0.1$ gilt: $n < 1$. Hingegen zeigen die Daten für festes β keine Änderung mit Q^2.

6.10.1 Die Beobachtung der Brechung der Faktorisierung

Die bereits in Abb. 6.7 zu erkennende Änderung des Wertes des Exponenten n in der $x_{I\!P}^{-n}$-Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ mit β und Q^2 ist in Abbildung 6.8 zusammengefaßt. Gezeigt ist der Wert für $n(\beta)$ (bzw. $n(Q^2)$), der sich aus einer Anpassung der Form $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P}) \propto x_{I\!P}^{-n(\beta)}$ (bzw. $\propto x_{I\!P}^{-n(Q^2)}$) ergibt. Deutlich zu sehen ist die β-Abhängigkeit des Exponenten, während in Q^2 keine signifikante Änderung beobachtet wird.

Mit der erhöhten Statistik und dem erweiterten kinematischen Bereich der Daten aus 1994 findet H1, daß $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ nicht mehr in eine universelle Abhängigkeit von $x_{I\!P}$ und eine Abhängigkeit von Q^2 und β faktorisiert werden kann.

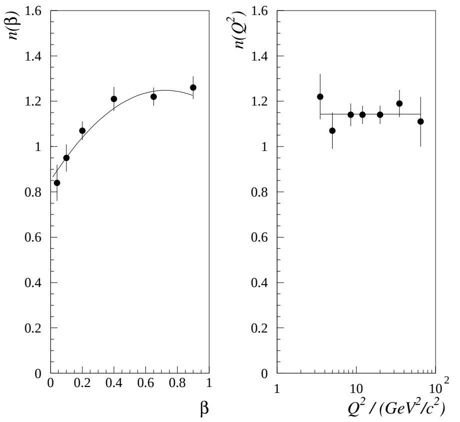


Abbildung 6.8: ***Der Exponent der $x_{I\!P}^{-n}$-Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ aus H1-Daten von 1994***
Gezeigt ist der Exponent n (aus einer Anpassung einer $x_{I\!P}^{-n}$-Abhängigkeit an die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$) als Funktion von β und als Funktion von Q^2 [MEH96, TAP96a]

Die Abweichung von der Faktorisierung für $\beta < 0.3$ kann durch Beiträge von Regge-Trajektorien, wie z.B. die des $f_2^0(1270)$-Mesons, erklärt werden [AID96g]. Diese führt auf einen Exponenten $n \approx 0$ in der $x_{I\!P}^{-n}$-Abhängigkeit.

Eine andere Erklärung kann durch unterschiedliche Abhängigkeiten von β oder $x_{I\!P}$ des Valenz- und des See-Anteils der Partondichten gegeben werden.

6.10.2 Die Untersuchung der partonischen Struktur

Wird über die $x_{I\!P}$-Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ im kinematisch zugänglichen Bereich integriert, ergibt sich die Strukturfunktion $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ für die partonische Struktur des diffraktiven Austauschs.

Abbildung 6.9 zeigt $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ als Funktion von Q^2 für festes β (linke Spalte) bzw. als Funktion von β für festes Q^2 (rechte Spalte).

Die Q^2-Abhängigkeit zeigt einen Anstieg von $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ mit $\log Q^2$, der sich zu hohen Werten von β fortsetzt. Diese Verletzung der Skaleninvarianz kann mit den Daten des Jahres 1994 zweifelsfrei nachgewiesen werden. Sie weist ein anderes Verhalten auf, als es beim Proton beobachtet wird: Beim Proton ist $F_2(x, Q^2)$ für $x \approx 0.15$ unabhängig von Q^2, für $x > 0.15$ fällt $F_2(x, Q^2)$ mit $\log Q^2$.

$\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ zeigt bei konstantem Q^2 keine Abhängigkeit von β.

Die erhöhte Statistik der Daten des Jahres 1994 erlaubt den eindeutigen Nachweis der Brechung der Skaleninvarianz in der Strukturfunktion $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$, die die partonische

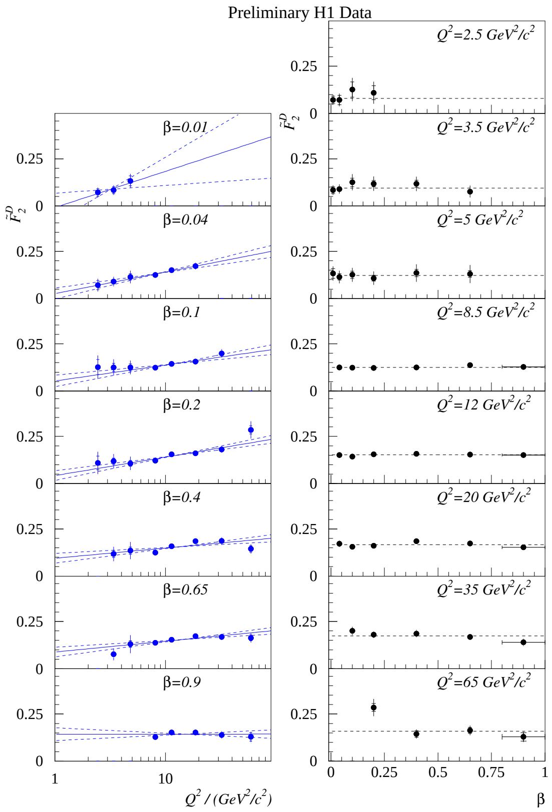


Abbildung 6.9: ***Die Strukturfunktion $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ aus H1-Daten von 1994***

Gezeigt ist die diffraktive Strukturfunktion $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ als Funktion von Q^2 für feste Werte von β ($0.01 < \beta < 0.9$) und als Funktion von β für feste Werte von Q^2 ($2.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 65\ \mathrm{GeV}^2/c^2$) [MEH96, TAP96a]

Struktur des Prozesses beschreibt. Im Rahmen einer durch die QCD motivierten Interpretation kann das Vorzeichen der Skalenverletzung (Anstieg von $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ mit Q^2 bis hin zu Werten $\beta \approx 0.65$) als Hinweis auf eine dem Prozeß zugrundeliegende Dominanz von Gluonen gewertet werden.

Um Informationen über die partonische Struktur von Quarks und Gluonen zu gewinnen, wird eine sogenannte „QCD-Analyse“ von $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ durchgeführt. Hierzu werden bei einem Wert von $Q_0^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ für (leichte) Quarks und Gluonen Partonverteilungen der Form $x_{i/\boldsymbol{P}} \cdot q(x_{i/\boldsymbol{P}}) = A x_{i/\boldsymbol{P}}^B (1 - x_{i/\boldsymbol{P}})^C$ angesetzt. $x_{i/\boldsymbol{P}}$ ist hierbei der Impulsbruchteil des Partons i am Pomeronimpuls; die Parameter A, B und C können für Quarks und Gluonen verschieden sein.

Diese Partonverteilungen werden nun entsprechend der DGLAP Entwicklungsgleichung zu höheren Werten von Q^2 fortgesetzt. Dabei wird der Beitrag von Charm-Quarks durch den Boson-Gluon-Fusionsprozeß berücksichtigt. Der resultierende Satz von Partondichten wird an die Daten angepaßt und die Parameter A, B und C für Quarks bzw. Gluonen bestimmt.

Abbildung 6.10 zeigt für zwei Werte von Q^2 ($Q^2 = 5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ und $Q^2 = 65\ \mathrm{GeV}^2/c^2$) die Verteilungen von Quarks und Gluonen.

Deutlich zu erkennen ist, daß der größte Teil des Impulses von Gluonen getragen wird. Bei kleinen Werten von Q^2 zeigt die Gluonverteilung ein „führendes“ Verhalten,

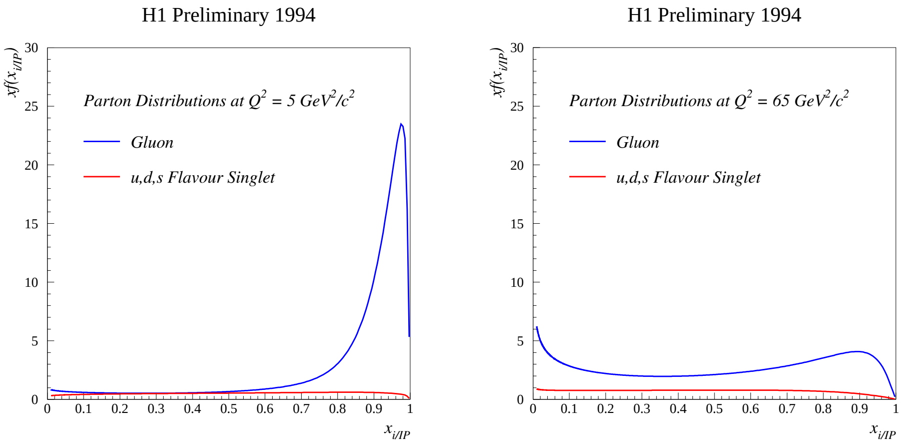


Abbildung 6.10: ***Partonverteilungen bei*** Q^2= 5 **GeV**$^2/c^2$ ***und*** Q^2= 65 **GeV**$^2/c^2$
Gezeigt sind die Partonverteilungen für Quarks (untere Kurven) und Gluonen (oberer Kurven) für Q^2 = 5 *GeV*$^2/c^2$ *(linkes Bild) bzw.* Q^2 = 65 *GeV*$^2/c^2$ *(rechtes Bild), wie sie aus einer QCD-Analyse von* $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ *folgen [MEH96, TAP96a]*

d.h. die meisten Gluonen werden bei einem Impulsanteil $x_{i/\boldsymbol{P}} \approx 1$ gefunden. Bei höheren Werten von Q^2 ist diese Form noch vorhanden, aber weniger ausgeprägt.

Für die Anpassung müssen die Parameter der Anfangsverteilung für die Gluonen eingeschränkt werden, da eine zu singuläre Verteilung die Stabilität der Entwicklung gefährdet. Es wird $B < 20$ und $C > 0$ gefordert. Die Anpassung bevorzugt diese Parameter, d.h. sie tendiert zu einer singulären Lösung bei $x_{i/\boldsymbol{P}} \approx 1$ für die Gluonverteilung.

Abbildung 6.11 zeigt die Abhängigkeit des Impulsanteils der Gluonen bzw. leichten Quarks von Q^2, wie sie aus der DGLAP-QCD-Analyse folgt. Die Gluonen tragen für 1.5 GeV$^2/c^2$ $<Q^2<$ 65 GeV$^2/c^2$ über 80 % des Impulses.

Dieses Verhalten der resultierenden Parton-Verteilungen („leading gluon behaviour“ – ein Gluon trägt den größten Teil des Impulses) entspricht dem erwarteten Verhalten im Modell von Buchmüller und Hebecker [BUC95a, BUC95b], in dem der diffraktive Prozeß auf die Streuung an einem Parton des Protons und anschließende Formation zweier getrennter, farbneutraler Systeme zurückgeführt wird.

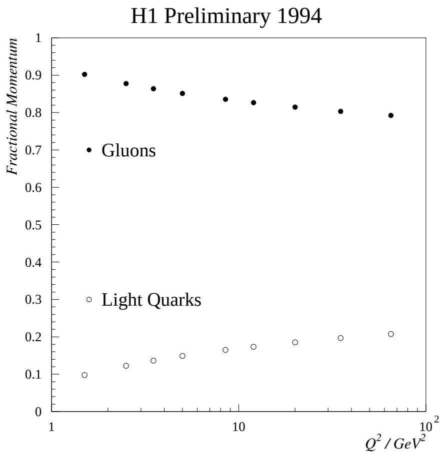


Abbildung 6.11: ***Impulsanteile von Quarks und Gluonen als Funktion von*** Q^2
Gezeigt ist der Impulsanteil für Gluonen (schwarze Punkte) und für (leichte) Quarks (offene Punkte) als Funktion von Q^2 *aus der QCD Analyse von* $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ *[MEH96, TAP96a]*

6.10.3 Der hadronische Endzustand

In diesem Abschnitt werden einige mit den Daten des Jahres 1994 durchgeführte vorläufige Untersuchungen des Endzustands in Ereignissen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung vorgestellt.

Das für den Vergleich mit den Daten benutzte Modell der inelastischen Elektron-Pomeron-Streuung ist eine Weiterentwicklung (Version 2.1) des RAPGAP-Generators (siehe Abschnitt 6.2.5). Neben der Möglichkeit, verschiedene Beschreibungen der Partonkaskade zu wählen, läßt diese Version von Q^2 abhängige Partondichten zu. Diese stammen aus der im vorangegangenen Abschnitt gezeigten „QCD“-Analyse der diffraktiven Strukturfunktion $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$.

Die Messung des Energieflusses im Photon-Pomeron-System

Die Bestimmung der Variablen $x_{I\!P}$ erlaubt (formal), den Energiefluß im Photon-Pomeron-Schwerpunktsystem zu bestimmen. Dabei wird die Beschreibung des Prozesses durch Pomeron-Austausch nicht vorausgesetzt, sondern nur der Name Pomeron synonym für ein Objekt mit dem Impulsbruchteil $x_{I\!P}$ am Protonimpuls gesetzt.

Für einen Prozeß, der durch eine Quark-Antiquark-Struktur (d.h. $\gamma^* q\bar{q} \to q\bar{q}$) dominiert wird, wird im $\gamma^* I\!P$-Schwerpunktsystem der größte Teil der Teilchenproduktion entlang der $\gamma^* I\!P$-Achse erwartet. Abweichungen können durch den Transversalimpuls der Quarks vor der Streuung oder durch „QCD-Abstrahlung“ von Partonen auftreten. Im Falle eines Zwei-Gluon-Systems (d.h. $\gamma^* gg \to q\bar{q}g$) wird mehr Teilchenproduktion im zentralen Bereich des $\gamma^* I\!P$-Systems (d.h. bei $\eta^* \approx 0$) erwartet, da dieser Prozeß einem Drei-Körper-Zerfall entspricht.

Die Daten [MEH96, TAP96b] zeigen einen Wert des Energieflusses bei $\eta^* \approx 0$ von etwa 2 GeV. Dieser Wert ist unabhängig von M_X und liegt über der Erwartung für eine zugrundeliegende Quark-Antiquark-Struktur. Außerhalb des zentralen Bereichs nimmt der Energiefluß mit M_X zu. Die Daten weisen eine Symmetrie bezüglich $\eta^* \approx 0$ auf; dies kann als Abwesenheit eines ausgedehnten „remnant“-Systems interpretiert werden.

Die mit den oben diskutierten Partondichten bestimmte Vorhersage des RAPGAP-Modells liefert eine gute Beschreibung der Daten.

Die Produktion von D^*-Mesonen

Die Produktion von c-Quarks findet dominant über die Boson-Gluon-Fusion statt und ist sensitiv auf die Gluondichte im untersuchten Prozeß. In exklusiven Prozessen wird die Produktion von J/Ψ-Mesonen verwendet (siehe Abschnitt 5.4.2), für inklusive Untersuchungen wird die Produktion von „open charm“ in der Form von Mesonen, die ein c-Quark enthalten, verwendet.

Die Produktion von $D^{*\pm}$ Mesonen wird über den Zerfall $D^{*\pm} \to D^0(\bar{D}^0)\pi^{\pm}_{slow} \to K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}_{slow}$ nachgewiesen. Ein Signal für $D^{*\pm}$ Mesonen zeigt sich in der Differenz $\Delta M = M_{K\pi\pi_{slow}} - M_{K\pi}$ der invarianten Massen des (K, π, π_{slow})- und des (K, π)-Systems. Die Auflösung wird in diesem Fall durch die Messung des langsamen Pions π_{slow} bestimmt. Diese ist sehr gut, da das π_{slow} einen kleinen Impuls hat.

Im kinematischen Bereich $10\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2/c^2$, $0.06 < y < 0.6$, $x_{I\!P} < 0.05$ und $M_Y < 1.6\ \mathrm{GeV}/c^2$ wird ein Signal [MEH96, TAP96b] für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen beobachtet. Der Wirkungsquerschnitt wird zu $\sigma = (380^{+150}_{-120}{}^{+140}_{-110})$ pb bestimmt [AID96h]. Die Modellvorhersage (Produktion von $c\bar{c}$-Quarks über die Boson-Gluon-Fusion) des RAPGAP-Modells liegt bei etwa 200 pb. Wird hingegen nur eine

Quark-Antiquark-Struktur zugrundegelegt, ergibt sich eine Vorhersage von weniger als 10 pb.

6.11 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellte Analyse umfaßt eine Messung des Energieflusses im hadronischen Endzustand für diffraktive und nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung. Dabei erfolgte die Selektion von Ereignissen für den diffraktiven Prozeß über die Forderung einer Rapiditätslücke im Endzustand. Dies impliziert die Existenz eines führenden farbneutralen Systems, das nicht im Detektor nachgewiesen wird. Der untersuchte Endzustand ist einem zweiten System zuzuordnen, das von dem führenden System durch die Rapiditätslücke getrennt ist.

Die Eigenschaften des Endzustands im Laborsystem wurden in Form von Ereignisparametern erfaßt und die kinematische Abhängigkeit dieser Parameter untersucht. Die gezeigten Verteilungen wurden vollständig auf Detektoreffekte korrigiert. Dies ermöglicht einen einfachen Vergleich von Modellen mit den Daten. Die Daten für diffraktive und nicht-diffraktive Prozesse wurden miteinander verglichen; weiter wurden Vorhersagen verschiedener Modelle für diffraktive wie nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung mit den Daten verglichen.

Die Interpretation der diffraktiven tiefinelastischen Streuung als Streuung des Photons an einem Quark (Parton), wie sie zur Beschreibung der nicht-diffraktiven (klassischen) tiefinelastischen Streuung verwendet wird, bleibt auch bei der Beschreibung des Endzustands gültig. Dieses Ergebnis der Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts wird von der vorgestellten Analyse der Endzustands bestätigt. Darüberhinaus liefert diese Analyse Informationen über den Einfluß der Quantenchromodynamik (als Theorie der starken Wechselwirkung) auf die Bildung des hadronischen Endzustands in diffraktiver tiefinelastischer Streuung. Die Daten weisen eine Reduktion der Effekte der Quantenchromodynamik (gegenüber dem nicht-diffraktiven Prozeß) auf. Diese Unterdrückung ist auf die Reduktion des verfügbaren Phasenraums in den diffraktiven Prozessen zurückzuführen. (Ein Maß für den Phasenraum ist durch die invariante Masse des Endzustands gegeben. Für nicht-diffraktive Prozesses ist dies W, die invariante Masse des Photon-Proton-Systems. Bei diffraktiver Streuung ist die relevante Variable M_X, die als invariante Masse des Photon-Pomeron-Systems interpretiert werden kann.)

Eine gute Beschreibung der diffraktiven Daten wird durch ein Modell der tiefinelastischen Elektron-Pomeron-Streuung erreicht, in dem der harte Streuprozeß an einem Parton des Pomerons stattfindet. Dabei werden für die Partondichten die aus der inklusiven Messung gewonnenen Informationen verwendet.

Weitere Modelle für den diffraktiven Beitrag beschreiben diesen durch tiefinelastische Streuung des Elektrons an einem Parton des Protons (und nicht an einem Parton eines farbneutralen, vom Proton verschiedenen, Objekts wie das Pomeron). Die charakteristische Signatur des diffraktiven Prozesses, die Rapiditätslücke im Endzustand, entsteht in diesen Modellen aufgrund nicht-perturbativer QCD-Effekte in der Entwicklung des Endzustands (Austausch weicher Gluonen zur Bildung farbneutraler Subsysteme oder Ausbildung der Lücke im Hadronisationsprozeß). In den betrachteten Versionen liefern diese Modelle keine so gute Beschreibung der Daten wie das Modell der Elektron-Pomeron-Streuung. Dabei ist hervorzuheben, daß diese Modelle ebenfalls keine zufriedenstellende Beschreibung des Endzustands in nicht-diffraktiver Streuung ergeben, wie an den in dieser Analyse gezeigten nicht-diffraktiven Daten deutlich wird.

Ähnliche Schlußfolgerungen wurden in einer kurz vor der Veröffentlichung dieser Arbeit publizierten Analyse der ZEUS-Kollaboration [DER96a] gezogen. In der ZEUS-Analyse wurde der hadronische Endzustand in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung mit und ohne Rapiditätslücke anhand der Spektren geladener Teilchen untersucht. Für die Ereignisse mit Rapiditätslücke wurde eine gute Übereinstimmung der Transversal-Impulse mit denjenigen aus Messungen normaler tiefinelastischer Streuung in „fixed-target“-Experimenten bei einem Wert von W vergleichbar M_X (in den Ereignissen mit Rapiditätslücke) festgestellt.

Die vorgestellten neueren Ergebnisse der H1-Kollaboration aus den Daten des Jahres 1994 haben weitere Aufschlüsse über die Struktur der diffraktiven tiefinelastischen Streuung geliefert. Es zeigt sich, daß die Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts für den diffraktiven Prozeß in eine universelle Funktion der Variablen $x_{I\!P}$ und eine Funktion der Variablen β und Q^2 nicht mehr möglich ist. Der gemessene Exponent des die $x_{I\!P}$-Abhängigkeit beschreibenden Potenzgesetzes nimmt für fallende Werte von β ab. Dies kann durch den (erwarteten) Beitrag von normalen Regge-Trajektorien (z.B. $f_2^0(1270)$) erklärt werden.

Die partonische Struktur des Prozesses weist eine deutliche Verletzung der Skaleninvarianz der Strukturfunktion auf. Dies ist – im Rahmen der DGLAP-Entwicklungsgleichungen für die Partondichten – ein deutlicher Hinweis auf den Beitrag von Gluonen. Die bestimmte Gluonverteilung (aus der Anpassung eines Satzes von Partondichten an die Strukturfunktion) trägt über 80 % des Pomeronimpulses und weist für kleine Virtualitäten eine führende Struktur auf, d.h. ein Gluon trägt fast den gesamten Pomeronimpuls.

Messungen des hadronischen Endzustands unterstützen die aus der inklusiven Messung folgende Dominanz der Gluonen und können durch ein Modell der tiefinelastischen Elektron-Pomeron-Streuung erklärt werden, in dem die oben erwähnten Partondichten sowie Effekte der QCD zur Beschreibung des hadronischen Endzustands berücksichtigt werden.

Kapitel 7

Elastische Produktion von pseudoskalaren Mesonen

In diesem Kapitel wird die erste experimentelle Suche nach elastischer Produktion der pseudoskalaren Mesonen η und η' bei HERA vorgestellt. Als Produktionsmechanismus könnte neben den Zwei-Photon-Prozessen auch ein Beitrag von Photon-Odderon-Fusion auftreten.

Im ersten Abschnitt wird die Suche nach Beiträgen des Odderons in einem exklusiven Prozeß motiviert. Es folgt die Diskussion der Datenselektion und die Untersuchung der inklusiven Produktion von pseudoskalaren Mesonen in tiefinelastischer Streuung. Im nächsten Abschnitt wird ein Modell zur Resonanzproduktion in Zwei-Photon-Prozessen der Elektron-Positron-Wechselwirkung in der kinematischen Konfiguration des HERA-Speicherrings vorgestellt. Die Selektion von Ereignissen, die der elastischen Produktion pseudoskalarer Mesonen zugeordnet werden können, wird diskutiert. Anhand der gemessenen Zahl an Ereignissen werden obere Grenzen für die Wirkungsquerschnitte der η- und η'-Produktion bestimmt. Nach einen Ausblick auf die zu erwartenden Ergebnisse der Daten aus dem Jahr 1996, für die spezielle Trigger-Bedingungen entworfen wurden, wird die Analyse zusammengefaßt.

7.1 Motivation

In Abschnitt 2.2.2 wurden die Signaturen des Beitrags eines Austauschs negativer C-Parität zur diffraktiven Hadron-Hadron-Streuung diskutiert. Die in Abschnitt 3.1 vorgestellten Daten der Hadron-Hadron-Streuung erlauben keine eindeutige Aussage über die Notwendigkeit oder das Nichtvorhandensein eines solchen Beitrags.

Wie in Abschnitt 2.2.6 erwähnt, spielt neben einem Zwei-Gluon-Austausch (als Modell für das Pomeron) auch der Drei-Gluon-Austausch (als Prototyp für das Odderon) im nicht-perturbativ beschreibbaren Bereich eine Rolle, da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung nicht mehr klein gegenüber Eins ist. Im Modell des stochastischen Vakuums wird dieser Beitrag durch die Struktur des Nukleons unterdrückt, während er bei der Kopplung an Quarks eine Rolle spielt.

Exklusive Prozesse, die nur durch einen Odderon-Beitrag stattfinden können oder nicht vollständig von anderen Beiträgen dominiert werden, sind daher von besonderem Interesse. Die in [SCH91b] vorgeschlagene Suche (siehe Abschnitt 2.5) nach einem Odderon-Beitrag zur elastischen Produktion pseudoskalarer Mesonen soll in diesem Kapitel durchgeführt werden. Die in Abschnitt 2.5 vorgestellte Rechnung ergibt für die η_c-Produktion einen Wirkungsquerschnitt von $\mathcal{O}(10)$ pb, für η- bzw. η'-Produktion einen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung einiger Nanobarn. Dabei ist zu beachten, daß diese Wirkungsquerschnitte den gesamten kinematischen Bereich umfassen, d.h. sie werden durch Beiträge der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) dominiert.

In [SWA96] wurde gezeigt, daß mit dem neuen rückwärtigen Kalorimeter SPACAL eine sehr gute Rekonstruktion pseudoskalarer Mesonen (inklusive Produktion in Ereignissen der Photoproduktion) über ihren Zerfall in zwei Photonen möglich ist. Dies erlaubt die Suche nach elastischer Meson-Produktion in tiefinelastischer Streuung, deren Ereignisse sich durch eine einfache Topologie auszeichnen. Sie bestehen aus genau drei nachgewiesenen Teilchen im Endzustand: dem gestreuten Elektron sowie den beiden Photonen aus dem Mesonzerfall (das elastisch gestreute Proton wird nicht nachgewiesen).

7.2 Die Datenselektion

7.2.1 Die Datennahmeperiode

Die in dieser Analyse benutzten Daten wurden im Jahr 1995 mit dem Detektor H1 aufgezeichnet. In HERA wurden Positronen einer Energie von 27.55 GeV an Protonen einer Energie von 820 GeV gestreut. Die vom Beschleuniger zur Verfügung gestellte integrierte Luminosität betrug etwa 11 pb^{-1}, davon wurden von H1 etwa 4.5 pb^{-1} auf Band aufgezeichnet.

7.2.2 Der verwendete Trigger

Für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit einem gestreuten Positron im SPACAL werden zwei Subtrigger verwendet. Beide basieren auf dem inklusiven Elektron-Trigger (IET, siehe Abschnitt 4.2.7 und [BOU95b]) des SPACAL:

S0 -Subtrigger, der nach Elektronkandidaten sucht und Schnitte auf die Information der Systeme zur Flugzeit-Messung durchführt:

- ein Signal des inklusiven Elektrontriggers des SPACAL mit Schwelle $IET > 1$: In der Datennahme 1995 wurden die Schwellen für den Elektrontrigger vom inneren Bereich zum äußeren Bereich des SPACAL variiert. Im inneren Bereich dominiert der Untergrund aus Elektron-Gas-Wechselwirkungen, durch einen höheren Wert für die Schwelle wird eine akzeptable Rate erzielt. Die verwendeten Schwellen betrugen für die Unterteilung in drei radiale Bereiche:

innerer Bereich	≈ 6 GeV
mittlerer Bereich	≈ 3.5 GeV
äußerer Bereich	≈ 2 GeV

  Hierbei sind unter dem inneren Bereich die Zellen des SPACAL zu verstehen, für die $|x| < 16$ cm und $|y| < 16$ cm gilt. Der mittlere Bereich erstreckt sich vom Rand des inneren Bereichs bis $|x| < 48$ cm und $|y| < 48$ cm; der restliche Teil des SPACAL wird dem äußeren Bereich zugeordnet.
- kein Vetosignal (Wechselwirkung im Untergrund-Zeitfenster) des
  - BTOF-Flugzeitsystems
  - inneren VETOWALL
  - äußeren VETOWALL
- ein Signal im Zeitfenster für nominelle Wechselwirkungen oder kein Vetosignal (Wechselwirkung im Untergrundzeitfenster) des

  - FTOF-Flugzeitsystems
  - PTOF-Flugzeitsystems

S2 -Subtrigger, der nach Elektronkandidaten sucht und Schnitte auf die Information der Systeme zur Flugzeit-Messung sowie auf die Informationen geladener Spuren durchführt:

- alle Bedingungen von $S0$
- T0-Signal des „RAY“-Trigger
- T0-Signal des DCRPhi-Trigger
- kein T0-Signal des z-Vertex-Trigger im nächsten Bunch-Crossing
- Vertex-Signal des RZ-Trigger

Die auf der Existenz eines Elektron-Kandidaten basierenden Subtrigger im rückwärtigen Bereich werden durch Wechselwirkungen des Elektron-Strahls mit Restgas-Atomen in der Strahlröhre beeinflußt, die eine hohe Rate des Subtriggers bewirken kann. Um eine Blockierung des Datenerfassungssystems zu vermeiden, werden die entsprechenden Subtrigger untersetzt.

Subtrigger	min. „prescale“-Faktor	max. „prescale“-Faktor	effektive Luminosität
$S0$	1	30	0.2 pb^{-1}
$S2$	1	11	0.8 pb^{-1}

Tabelle 7.1: ***Prescale-Faktoren der Subtrigger $S0$ und $S2$ im Jahr 1995***
Aufgeführt sind die minimalen und maximalen Werte der „prescale“-Faktoren der Subtrigger $S0$ und $S2$ für die in der Analyse verwendete Datennahmeperiode. Ein „prescale“-Faktor von 1 bedeutet, daß jedes Ereignis akzeptiert wird. Bei einem Faktor 2 wird jedes zweite, bei einem Faktor n jedes n-te Ereignis akzeptiert. In der letzten Spalte sind die effektiven integrierten Luminositäten nach Berücksichtigung der „prescale“-Faktoren angegeben

Tabelle 7.1 führt die minimalen und maximalen Werte der „prescale“-Faktoren der beiden Subtrigger auf, wie sie in den verwendeten Datennahmeperioden (s.u.) auftraten. Für $S2$ ist der Faktor in über 90 % aller Fälle kleiner oder gleich 2, für $S0$ haben nur etwa 20 % der Ereignisse Faktoren kleiner als 5.

Durch diese Untersetzung reduziert sich die für die Analyse zur Verfügung stehende integrierte Luminosität auf etwa 0.8 pb^{-1} für den Subtrigger $S2$ und auf 0.2 pb^{-1} für den Subtrigger $S0$.

Ereignisse, die auf der ersten Stufe (L1) durch den Subtrigger $S0$ selektiert werden, können auf der Stufe L4 verworfen werden, wenn sie eines der folgenden Kriterien für Untergrundprozesse erfüllen:

Vertex außerhalb des erwarteten Bereichs:

Aus den Informationen der beiden zentralen Jetkammern wird die z-Position des Wechselwirkungspunkts auf zwei verschiedene Methoden bestimmt. Liegt dieser bei einem Wert $z < -100$ cm (dies deutet auf eine Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgas-Atomen oder dem Material der Strahlröhre vor dem nominellen Wechselwirkungspunkt hin), wird das Ereignis verworfen.

- Die erste Methode erstellt ein Histogramm der z-Positionen (auf der Strahlachse) der Spuren der Kammern CJC1 und CJC2. Wenn genau ein signifikantes Maximum vorliegt, wird dessen z-Position überprüft.
- In der zweiten Methode wird eine schnelle Spurrekonstruktion durchgeführt. Aus den rekonstruierten Spuren wird versucht, einen gemeinsamen Wechselwirkungspunkt zu bestimmen. Dessen z-Position wird dem obigen Schnitt unterworfen.

„Strahl-Gas“-Wechselwirkungen:

Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgas-Atomen oder der Strahlröhre im Bereich des nominellen Wechselwirkungspunkts zeichnen sich durch Teilchenproduktion in Flugrichtung des Protonstrahls und die Abwesenheit von Teilchen im rückwärtigen Detektorbereich aus.

Aus den Informationen der Kalorimeter und der Spurkammern werden die Variablen y_{had} (siehe Gleichung 5.2) sowie die normierte Summe $\Sigma p_z / \Sigma p$ der longitudinalen Impulse p_z gebildet und ein korrelierter Schnitt angewendet. Für y_{had} werden kleine Werte $y_{had} \ll 1$ erwartet, da für Teilchen in Vorwärtsrichtung gilt: $E - p_z c = E \cdot (1 - \cos\vartheta) \ll E$.

Für die durch den Subtrigger $S2$ ausgewählten Ereignisse wird zusätzlich zu den oben aufgeführten Schnitten (für $S0$) die folgende Bedingung überprüft:

Zahl der rekonstruierten Spuren:

Mit den Informationen aus den beiden zentralen Jetkammern wird eine schnelle Spurrekonstruktion durchgeführt. Wird keine Spur gefunden, obwohl genügend Treffer in beiden Kammern vorhanden sind, werden die entsprechenden Triggerelemente des Subtriggers $S2$ zurückgesetzt.

7.2.3 Die Ereignisklassifikation

Die Ereignisklassifikation (auf der L5-Stufe, siehe 4.2.7) für die Daten des Jahres 1995 beinhaltet zwei Klassen für tiefinelastische Ereignisse, in denen das gestreute Elektron in die Akzeptanz des SPACAL gelangt (dies entspricht etwa $Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2/c^2$).

Die Klasse 11 beruht auf einer Selektion, die für eine inklusive Messung der Protonstrukturfunktion verwendet wird. Zur Kontrolle dieser Selektion und für Ereignisse mit einem gestreuten Elektron sehr kleiner Energie wird die Klasse 10 bereitgestellt. Die folgende Übersicht führt die Selektionskriterien auf:

Klasse 10:

- kein Cluster mit $E_{cluster}^{max} > 4$ GeV und $r_{cluster}^{max} < 4.5$ cm
- rekonstruierter Vertex mit $-50\ \mathrm{cm} < (z_{vertex} - z_{nominal}) < 100\ \mathrm{cm}$
- $E_{veto} < 4$ GeV
- $E_{hadronic} < 30$ GeV
- Energiedeposition des höchstenergetischen Clusters im richtigen Zeitfenster

oder

- $E_{cluster}^{max} > 4$ GeV

- $r_{cluster}^{max} < 4.5$ cm
- kein Vertex
- $E_{veto} < 4$ GeV
- $E_{hadronic} < 30$ GeV
- Energiedeposition des höchstenergetischen Clusters im richtigen Zeitfenster

oder

- 2 GeV $< E_{cluster}^{max} <$ 4 GeV
- $r_{cluster} < 4.5$ cm für einen Cluster mit $E_{cluster} > 2$ GeV
- rekonstruierter Vertex mit -50 cm $< (z_{vertex} - z_{nominal}) <$ 100 cm
- $E_{veto} < 1$ GeV
- $E_{hadronic} < 30$ GeV
- Energiedeposition des höchstenergetischen Clusters im richtigen Zeitfenster

Klasse 11:

- $E_{cluster}^{max} > 4$ GeV
- $r_{cluster}^{max} < 4.5$ cm
- Vertex mit -50 cm $< z_{vertex} - z_{nominal} <$ 100 cm

oder

- 22 GeV $< E_{cluster}^{max} <$ 32 GeV

Hierbei ist unter $E_{cluster}^{max}$ ($r_{cluster}^{max}$) die Energie (der energiegewichtete Radius) des höchstenergetischen Clusters im elektromagnetischen Teil des SPACAL zu verstehen. E_{veto} bezeichnet die Energiedeposition in den innersten 4 Modulen direkt um das Strahlrohr, $E_{hadronic}$ ist die gesamte nachgewiesene Energie im hadronischen Teil des SPACAL. Die Position des nominellen Wechselwirkungspunkts wird mit $z_{nominal}$, die im Ereignis aus den Spuren der Vorwärts- und Zentralspurdetektoren rekonstruierte Position mit z_{vertex} bezeichnet.

7.2.4 Die Ereignisselektion

In der Datenanalyse wird auf die oben beschriebenen Ereignisklassen zurückgegriffen. Als Datenformat wurde das „DST3“-Format verwendet, die gesamte Datenmenge umfaßt (nach Kompression) etwa 36 GB, dies entspricht $6 \cdot 10^6$ Ereignissen.

Im folgenden werden die Analyseschnitte zur Selektion des endgültigen Datensatzes beschrieben.

Die Schnitte auf Ereigniseigenschaften

- Verfügbarkeit wichtiger Detektorkomponenten:

  Die für die Analyse benötigten Komponenten müssen aktiv gewesen sein, d.h. die Hochspannungen für die Spurkammern und das Flüssig-Argon-Kalorimeter müssen auf den nominellen Werten sowie die Hochspannungen der Photomultiplier zur Auslese des SPACAL eingeschaltet sein.

- Optimal eingestellte Triggerbedingungen:

  Ein Teil der Datennahmeperiode des Jahres 1995 wurde zur Untersuchung und zum Verständnis der Eigenschaften der neuen Komponenten des Detektors (siehe Abschnitt 4.2.6) verwendet. Auch die mit diesen Detektoren verbundenen Subtrigger mußten erst optimiert werden. Die für diese Analyse verwendeten Daten stammen aus den Runs mit Nummern 125959 – 129387 und 130401 – 131045, für die optimale Trigger-Bedingungen vorlagen (nomineller Wechselwirkungspunkt bei $z = 0$).

- Position z_{vertex} des Wechselwirkungspunktes:

  - Der aus den Spuren des zentralen und des Vorwärtsspurkammersystems rekonstruierte Wechselwirkungspunkt muß der Bedingung

    $$\boxed{|z_{vert} - z_{nominal}| < 35 \text{ cm}} \tag{7.1}$$

    genügen. Dabei ist für das Jahr 1995 die nominelle Position $z_{nominal} = 0$ cm.

  oder

  - Es gibt keinen rekonstruierten Vertex, da in dem Ereignis keine Spuren gefunden wurden, aus denen ein Vertex rekonstruiert werden könnte:

    $$\boxed{\text{kein rekonstruierter Vertex}} \tag{7.2}$$

Die Schnitte auf das gestreute Elektron

Die Selektion des Elektronkandidaten erfolgt (wie im Falle der Analyse des vorangegangenen Kapitels) über die maximale Clusterenergie im SPACAL.

- Ereignis von Subtrigger $S0$ oder $S2$ selektiert

- Energie E_{el} des gestreuten Elektrons:

  $$\boxed{E_{el} > 8 \text{ GeV}} \tag{7.3}$$

- Winkel ϑ_{el} des gestreuten Elektrons:

  $$\boxed{155^\circ < \vartheta_{el} < 178^\circ} \tag{7.4}$$

- Clusterradius $r_{el\ clus}$ des Elektronkandidaten:

  $$\boxed{r_{el\ clus} < 3.2 \text{ cm}} \tag{7.5}$$

  Schauer, die von hadronisch wechselwirkenden Teilchen produziert werden, zeichnen sich durch eine breitere Form aus. Dieser Schnitt reduziert die Beiträge von Ereignissen, in denen ein geladenes Pion einen Elektronkandidaten vortäuscht.

- Minimalwert für die kinematische Variable y:

  $$\boxed{y > 0.05} \tag{7.6}$$

  Dieser Schnitt schränkt die Messung des gestreuten Elektrons auf einen Bereich ein, in dem die Elektronmethode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen eine gute Auflösung besitzt.

7.3 Inklusiv produzierte pseudoskalare Mesonen

7.3.1 Die Ereignisselektion

Zur Untersuchung der inklusiven Produktion von pseudoskalaren Mesonen in tiefinelastischer Streuung wird die in Abschnitt 7.2.4 beschriebene Selektion tiefinelastischer Ereignisse verwendet. Die Existenz eines rekonstruierten Vertex nach Gleichung 7.1 wird gefordert.

Die Diskussion der Eigenschaften der selektierten Ereignisse findet sich in Abschnitt D.1 in Anhang D.

7.3.2 Die Selektion der Photonkandidaten

Zur Suche nach Produktion von η- und η'-Mesonen wird deren Zerfall in zwei Photonen benutzt. Hierzu werden alle Cluster im elektromagnetischen Teil des SPACAL, die die folgenden Bedingungen erfüllen, als Kandidaten für Photonen betrachtet:

- der Cluster ist nicht der Kandidat für das gestreute Elektron
- der Cluster besteht aus mehr als einer Zelle
- die transversale Ausdehnung des Clusters beträgt $r_{\gamma\ SPACAL} < 20$ cm
- die Energie des Clusters beträgt $E_\gamma > 0.3$ GeV

Aus der gemessenen Energie E_γ des Clusters und dem Clusterschwerpunkt sowie der Information über den Ereigniswechselwirkungspunkt werden die Komponenten des Viererimpulses $\mathbf{p}_\gamma$ bestimmt. Mit dem Polarwinkel ϑ_γ und dem Azimutwinkel φ_γ ergibt sich

$$\mathbf{p}_\gamma = \begin{pmatrix} E_\gamma \\ p_{x\gamma} \\ p_{y\gamma} \\ p_{z\gamma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_\gamma \\ E_\gamma \sin\vartheta_\gamma \cos\varphi_\gamma \\ E_\gamma \sin\vartheta_\gamma \sin\varphi_\gamma \\ E_\gamma \cos\vartheta_\gamma \end{pmatrix}. \qquad (7.7)$$

Die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ zweier Photonen mit den Viererimpulsen $\mathbf{p}_{\gamma 1}$ und $\mathbf{p}_{\gamma 2}$ bestimmt sich zu

$$\begin{aligned} m_{\gamma\gamma} &= \sqrt{(\mathbf{p}_{\gamma 1} + \mathbf{p}_{\gamma 2})^2} \\ &= \sqrt{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (p_{x\gamma 1} + p_{x\gamma 2})^2 - (p_{y\gamma 1} + p_{y\gamma 2})^2 - (p_{z\gamma 1} + p_{z\gamma 2})^2}. \qquad (7.8) \end{aligned}$$

Eine Darstellung der Eigenschaften der Photonen und der aus ihnen gebildeten Photon-Paare findet sich in Abschnitt D.2 in Anhang D.

7.3.3 Die Abhängigkeit des π^0-Signals von der Photonenergie

Ähnlich der in [SWA96] für Ereignisse der Photoproduktion durchgeführten Untersuchung der Abhängigkeit der rekonstruierten invarianten Masse der Photon-Paare aus dem π^0-Zerfall von der Mindestenergie der Photonen wird in diesem Abschnitt die Energieabhängigkeit für π^0- und η-Mesonen aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bestimmt.

Abbildung 7.1 zeigt die Spektren der invarianten Photon-Photon-Masse im Bereich der π^0-Masse für Mindestenergien der Photonen im Bereich von 0.1 bis 1.5 GeV. Deutlich ist die Reduktion des kombinatorischen Untergrunds mit zunehmender Mindestenergie

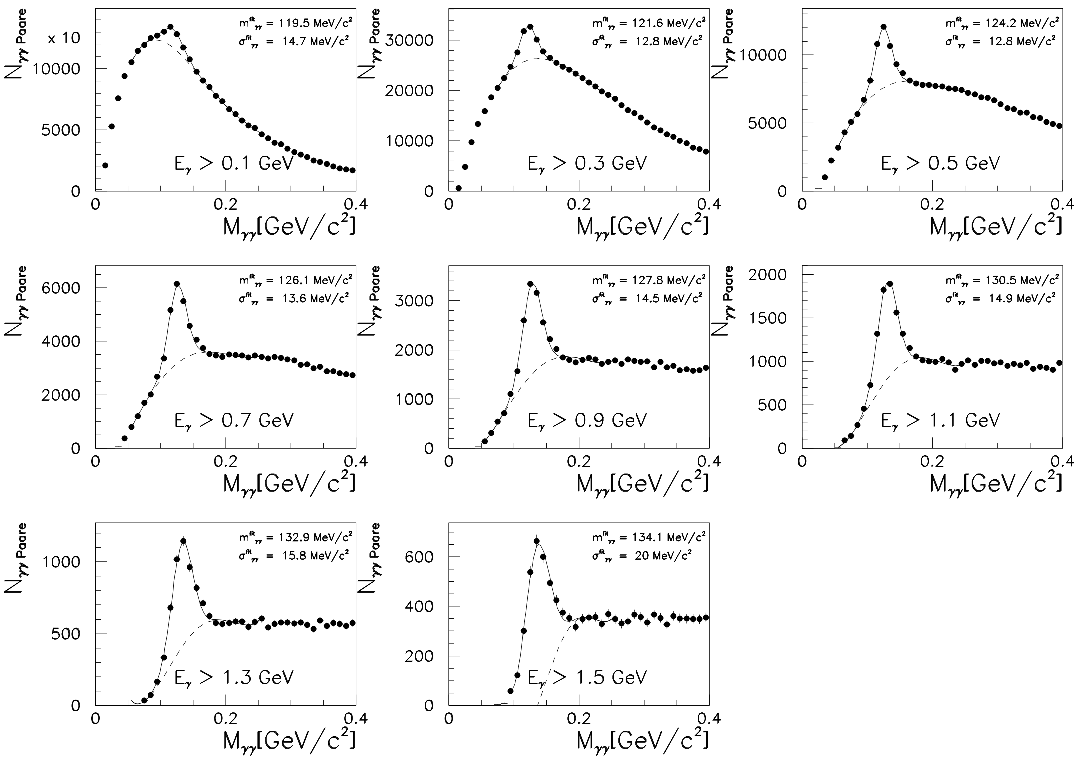


Abbildung 7.1: ***Spektren der invarianten Masse von Photon-Paaren (π^0-Signal)***

Zu sehen ist das Spektrum der invarianten Masse von Photon-Paaren in tiefinelastischer Streuung im Bereich $M_{\gamma\gamma} < 0.4$ GeV/c^2 für verschiedene Mindestenergien E_γ der Photonen zwischen 0.1 und 1.5 GeV. An die Daten wurde die Summe (durchgezogene Linie) einer Gauß-Funktion und eines Polynoms vierter Ordnung angepaßt. Der Verlauf des Polynoms ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Für alle Spektren ist der angepaßte Zentralwert $m_{\gamma\gamma}^{fit}$ sowie die Breite $\sigma_{\gamma\gamma}^{fit}$ der Gauß-Verteilung angegeben

der Photonen zu erkennen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nimmt stetig zu und erreicht für Photonenergien oberhalb von 1 GeV die Größenordnung 1. Ebenfalls gezeigt ist das Resultat einer Anpassung der Summe (durchgezogene Linie) einer Gauß-Verteilung für das π^0-Signal und eines Polynoms vierter Ordnung zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds. Die gestrichelte Linie gibt den Beitrag des Polynoms an. Die angegebenen Mittelwerte $m_{\gamma\gamma}^{fit}$ der Gauß-Verteilung steigen mit wachsender Mindestenergie an, die Breiten $\sigma_{\gamma\gamma}^{fit}$ hingegen bleiben annähernd konstant.

Durch die Forderung von genau zwei Photon-Kandidaten (Clustern) im SPACAL (zusätzlich zum gestreuten Elektron) kann der kombinatorische Untergrund stark reduziert werden. Die resultierende Verteilung der invarianten Masse von Photon-Paaren ist für vier verschiedene Mindestenergien der einzelnen Photonen in Abbildung 7.2 zu sehen.

Für Mindestenergien größer als 0.3 GeV wird ein fast untergrundfreies π^0-Signal gefunden, an das eine Gauß-Verteilung (sowie ein Polynom maximal dritten Grades für den verbleibenden Untergrund) angepaßt wird. Für Energien der Photonen größer als 0.7 GeV ist auch ein deutliches Signal des η-Mesons zu sehen.

Werden die in Abbildung 7.1 sowie 7.2 gezeigten Mittelwerte und Breiten der an das π^0-Signal angepaßten Gauß-Verteilungen als Funktion der jeweiligen Mindestenergie $E_{\gamma min}$ der Photonen dargestellt, ergibt sich die in Abbildung 7.3 gezeigte Abhängigkeit:

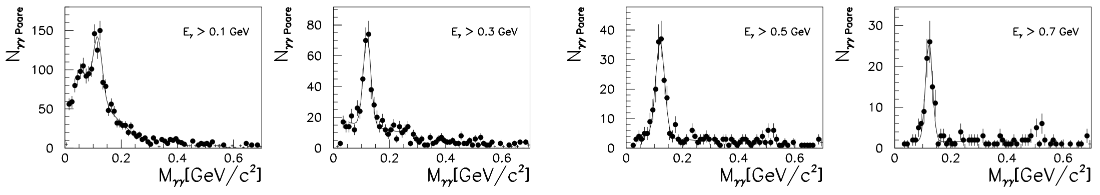


Abbildung 7.2: ***Invariante Masse von Photon-Paaren in Ereignissen mit genau zwei Photonen***
Zu sehen ist das Spektrum der invarianten Masse von Photon-Paaren für $M_{\gamma\gamma} < 0.7$ GeV/c^2 in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung, in denen neben dem gestreuten Elektron genau zwei weitere Cluster im SPACAL nachgewiesen wurden. Die Mindestenergie E_γ der Photonen wurde zwischen 0.1 und 0.7 GeV variiert. An die Daten wurde die Summe einer Gauß-Funktion und eines Polynoms angepaßt

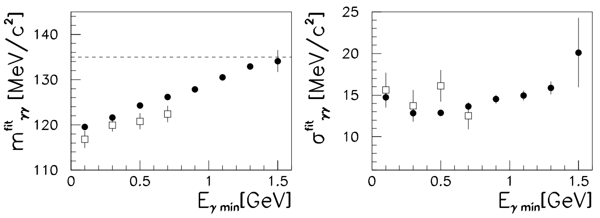


Abbildung 7.3: ***Zentralwert und Breite der π^0-Resonanz***
Gezeigt sind die Zentralwerte und Breiten der Gauß-Verteilungen, die an die Daten in Abbildung 7.1 (a) (geschlossene Kreise) und 7.2 (offene Quadrate) angepaßt wurden, in Abhängigkeit von der jeweils geforderten Mindestenergie $E_{\gamma min}$ der einzelnen Photonen. Für den Zentralwert gibt die gestrichelte Linie den für das π^0-Meson erwarteten Wert von $m_{\gamma\gamma}$ an

Der Mittelwert $m^{fit}_{\gamma\gamma}$ der Gauß-Verteilung steigt von 120 MeV/c^2 für $E_{\gamma min} = 0.1$ GeV stetig an, bis ein Wert von 134 MeV/c^2 für $E_{\gamma min} = 1.5$ GeV erreicht ist. Die aus Ereignissen mit genau 2 Photonen bestimmten Mittelwerte zeigen das gleiche Verhalten, die absoluten Werte liegen um 2 – 4 MeV/c^2 niedriger. Die Breite $\sigma^{fit}_{\gamma\gamma}$ der Gauß-Verteilung hat ein Minimum von 12.5 MeV/c^2 (bei $E_{\gamma min} = 0.5$ GeV), zu kleineren wie größeren Energien steigt die Breite leicht an.

7.3.4 Die Abhängigkeit des η-Signals von der Photonenergie

Für große Mindestenergien der Photonen ist ein Beitrag des η-Mesons zu sehen. Abbildung 7.4 zeigt das Spektrum der invarianten Photon-Photon-Masse im Bereich des η-Mesons für Mindestenergien von 1.7 bis 2.9 GeV. Auch hier wird wieder die Summe (durchgezogene Linie) einer Gauß-Verteilung und eines Polynoms vierter Ordnung an die Daten angepaßt. Die Mittelwerte $m^{fit}_{\gamma\gamma}$ und die Breiten $\sigma^{fit}_{\gamma\gamma}$ sind angegeben. Für Mindestenergien von 3 GeV für die Photonen wird ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der Größenordnung 1 im Bereich des η-Mesons erreicht.

Abbildung 7.5 zeigt die aus Abbildung 7.4 bestimmten Mittelwerte $m^{fit}_{\gamma\gamma}$ und Breiten $\sigma^{fit}_{\gamma\gamma}$ der Gauß-Verteilungen für das η-Meson als Funktion der Mindestenergie $E_{\gamma min}$ der Photonen. Der Mittelwert $m^{fit}_{\gamma\gamma}$ steigt mit wachsender Mindestenergie von 515 MeV/c^2 (für $E_{\gamma min} = 1.7$ GeV) auf 535 MeV/c^2 (für $E_{\gamma min} = 2.9$ GeV) an. Die Breite $\sigma^{fit}_{\gamma\gamma}$ ist unabhängig von der Mindestenergie und beträgt 32 MeV/c^2.

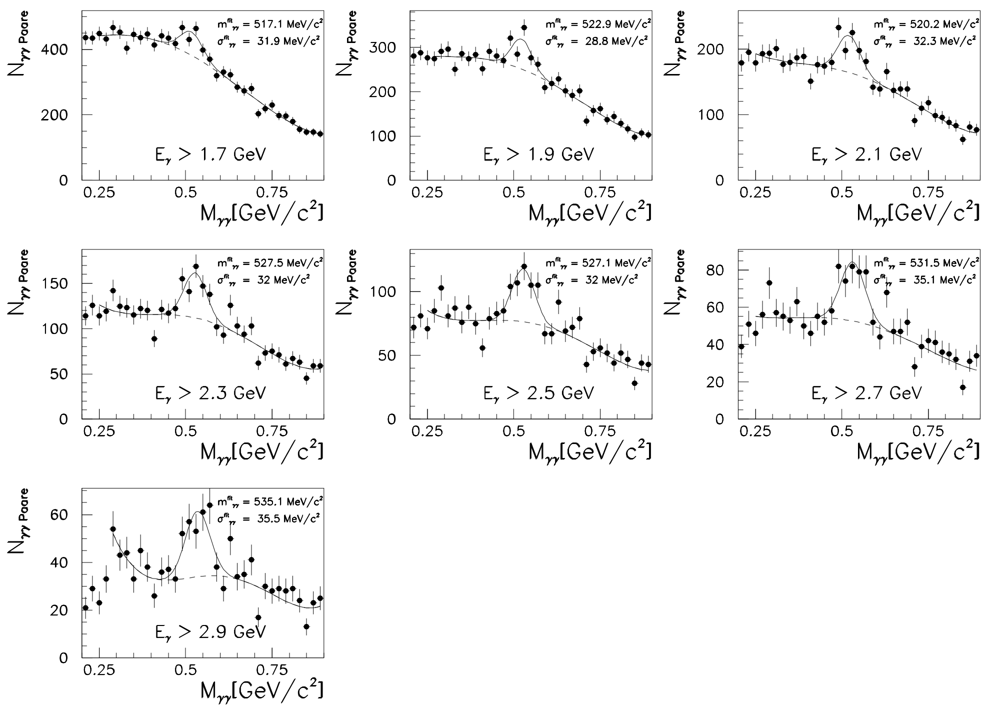


Abbildung 7.4: ***Spektrum der invarianten Masse von Photon-Paaren (η-Signal)***
Zu sehen ist das Spektrum der invarianten Masse von Photon-Paaren in tiefinelastischer Streuung im Bereich 0.2 GeV/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 0.9 GeV/c^2 für verschiedene Mindestenergien E_γ der Photonen zwischen 1.7 und 2.9 GeV. An die Daten wurde die Summe einer Gauß-Funktion und eines Polynoms vierter Ordnung (durchgezogene Linie) angepaßt. Der Verlauf des Polynoms ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Für alle Spektren ist der angepaßte Zentralwert $m^{fit}_{\gamma\gamma}$ sowie die Breite $\sigma^{fit}_{\gamma\gamma}$ der Gauß-Verteilung angegeben

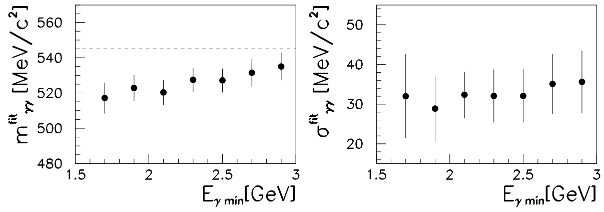


Abbildung 7.5: ***Zentralwert und Breite der η-Resonanz***
Gezeigt sind die Zentralwerte und Breiten der Gauß-Verteilungen, die an die Daten in Abbildung 7.4 angepaßt wurden, in Abhängigkeit von der jeweils geforderten Mindestenergie $E_{\gamma min}$ der einzelnen Photonen. Für den Zentralwert gibt die gestrichelte Linie den für das π^0-Meson erwarteten Wert von $m_{\gamma\gamma}$ an

Die gezeigten Abhängigkeiten der rekonstruierten Masse der Photon-Paare für π^0- und η-Mesonen aus tiefinelastischer Streuung von der Mindestenergie der Photonen weisen einen ähnlichen Verlauf auf wie die in [SWA96] gefundenen Ergebnisse für die Produktion von π^0-Mesonen in Ereignissen der Photoproduktion. Eine Erklärung für die mit abnehmenden Photonenergien größer werdende Abweichung von der erwarteten Masse des Mesons ist der Einfluß passiven Materials, das die Photonen passieren müssen, bevor sie im SPACAL nachgewiesen werden. Durch Wechselwirkungen kann bereits vor dem Kalorimeter ein elektromagnetischer Schauer gebildet werden. Ein Teil der Photonenergie wird hierdurch im passiven Material deponiert und erreicht nicht mehr das Kalorimeter. Die genaue Bestimmung der Photonen aus dem Zerfall der Mesonen erlaubt das Verständnis und die Korrektur dieser Effekte.

7.3.5 Die Effekte der Detektorauflösung

Zur Untersuchung der erwarteten Effekte der endlichen Detektorauflösung auf die Rekonstruktion der invarianten Masse von pseudoskalaren Mesonen über deren Zerfall in zwei Photonen wurden pseudoskalare Mesonen (π^0, η und η') gemäß einem Phasenraum-Modell [STI96] im Photon-Proton-Schwerpunktsystem erzeugt und deren Zerfall in zwei Photonen nachgebildet (isotroper Zerfall im Ruhesystem des Mesons). Die Photonen wurden einer einfachen Detektorsimulation unterworfen, in der die folgenden Effekte berücksichtigt sind:

Energieauflösung: Die Energie der Photonen wurde anhand der Energieauflösung des SPACAL für elektromagnetische Teilchen verschmiert (siehe Abschnitt 4.2.6).

Ortsauflösung: Die x- und y-Koordinaten der Photonen in der Ebene des SPACAL wurden gemäß der Ortsauflösung des SPACAL verschmiert.

Unkenntnis des Wechselwirkungspunkts: Für die im nächsten Abschnitt untersuchten Ereignisse elastischer Meson-Produktion kann kein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden. Die mögliche Position des Wechselwirkungspunkts wurde anhand der bekannten z_{vertex}-Verteilung erzeugt.

Abbildung 7.6 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung. In (a) sind die invarianten Massen gezeigt, die aus den unverschmierten Photonen bestimmt werden. Da die Zerfallsbreite der Mesonen deutlich kleiner ist als die gewählte Breite eines „bins“ in der

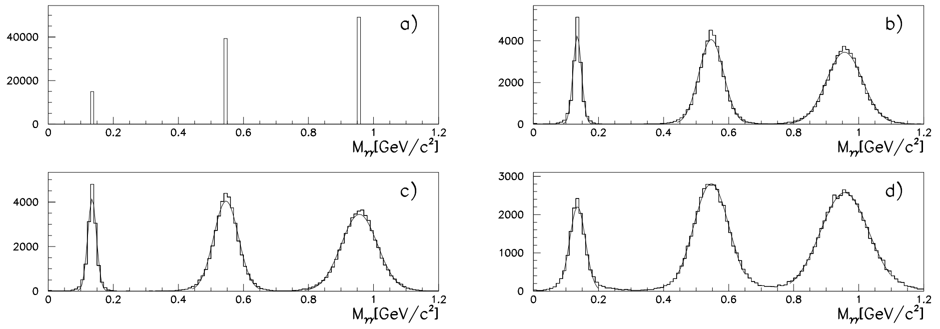


Abbildung 7.6: ***Effekt der Detektorauflösung auf die invariante Masse von Photon-Paaren***
Zu sehen ist der Einfluß von Detektoreffekten auf die aus einem Photon-Paar rekonstruierte invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$ für den Zerfall der pseudoskalaren Mesonen π^0, η und η' in zwei Photonen: In (a) ist die Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ der Paare ohne Detektoreffekte gezeigt. In (b) wurde die gemessene Energie der Photonen gemäß der Energieauflösung des SPACAL-Kalorimeters verschmiert. Bei (c) wurde zusätzlich eine Verschmierung in der $x-y$-Ebene des SPACAL berücksichtigt. In (d) wurde der Effekt der Annahme hinzugenommen, daß der Wechselwirkungspunkt stets bei $z_{vertex} = 0$ liegt. Die Breiten der Verteilung wurden durch Anpassung einer Gauß-Verteilung bestimmt und sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt

Darstellung, erscheinen jeweils alle Paare an einer Stelle. In (b) wurde die Energieverschmierung hinzugefügt, die Spektren ähneln für das π^0- und für das η-Meson den oben gezeigten Verteilungen der Daten. Die Hinzunahme der endlichen Ortsauflösung des SPACAL in (c) zeigt keine signifikante Verbreiterung. Hingegen ist der Effekt der Unkenntnis des tatsächlichen Wechselwirkungspunkts in (d) deutlich zu erkennen.

Verschmierung	$m_{fit}(\pi^0)$ [MeV/c^2]	$m_{fit}(\eta)$ [MeV/c^2]	$m_{fit}(\eta')$ [MeV/c^2]
Energie	134.7(1)	546.6(2)	956.4(3)
Cluster Schwerpunkt	134.7(1)	546.6(2)	956.4(3)
z-Vertex	135.6(2)	546.6(3)	956.5(4)

Verschmierung	$\sigma_{fit}(\pi^0)$ [MeV/c^2]	$\sigma_{fit}(\eta)$ [MeV/c^2]	$\sigma_{fit}(\eta')$ [MeV/c^2]
Energie	13.2(1)	37.7(2)	55.9(2)
Cluster Schwerpunkt	13.2(1)	37.9(2)	56.0(2)
z-Vertex	24.5(2)	53.9(3)	74.4(4)

Tabelle 7.2: ***Einfluß der Detektorauflösung auf die Mesonrekonstruktion***
Aufgeführt sind die aus einer Anpassung einer Gauß-Verteilung an die in Abbildung 7.6 gezeigten Spektren resultierenden Zentralwerte m_{fit} und Breiten σ_{fit} für die Mesonen π^0, η und η' bei Berücksichtigung verschiedener Detektoreffekte (Erklärung siehe Text). Der statistische Fehler der Anpassung ist in Klammern angegeben und bezieht sich auf die letzte signifikante Stelle

An die Verteilungen der invarianten Massen wurden Gauß-Verteilungen angepaßt. In Tabelle 7.2 sind die resultierenden Zentralwerte und Breiten für die verschiedenen Effekte gezeigt. Die Detektoreffekte bewirken nur eine Verbreiterung der Verteilung der invarianten Masse, der Mittelwert bleibt davon fast unberührt.

Die aus der Untersuchung der inklusiven Produktion von π^0- und η-Mesonen gemessenen Breiten der invarianten Massenverteilung stimmen mit den in diesem einfachen Modell bestimmten Werten überein, lediglich beim η-Meson werden die Daten überschätzt.

7.4 Modellierung von Zwei-Photon-Prozessen in der Elektron-Proton-Streuung

Bei Zwei-Photon-Prozessen in der Elektron-Proton-Streuung (bei HERA) müssen folgende Effekte gegenüber der in Abschnitt 2.4 diskutierten Zwei-Photon-Physik bei Elektron-Positron-Beschleunigern (mit symmetrischen Strahlenergien) berücksichtigt werden:

1. Die asymmetrischen Strahlenergien:

   Das HERA-Bezugssystem kann durch eine einfache (drehungsfreie) Lorentz-Transformation (auch als „boost“ bezeichnet) entlang der Strahlachse in das Elektron-Proton-Schwerpunktsystem überführt werden. Dort kollidieren zwei Strahlen gleicher Energie (jeweils $\sqrt{s}/2$).

   Hierbei wird die Annahme zugrundgelegt, daß die Betrachtung der Produktion einer Resonanz durch einen Zwei-Photon-Prozeß unabhängig vom Bezugssystem ist, da der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß invariant ist. Der Photonfluß von einem einzelnen geladenen Teilchen ist stark von der Wahl des Bezugssysysystems abhängig, da sich die Energie des Teilchens im jeweiligen System ändert. Die Größe der Energie hat Einfluß auf die Abstrahlung, je größer die Energie ist, desto stärker kann das Teilchen Photonen abstrahlen (siehe Abschnitt 2.4.2).

2. Die (im Vergleich zur Elektronmasse) größere Masse des Protons:

Durch die Ersetzung der Elektron- durch die Protonmasse wird dieser Effekt berücksichtigt. Er führt zu einer Unterdrückung der Abstrahlung, wie aus Gleichung 2.88 ersichtlich ist.

Die in Abschnitt 2.4.2 vorgestellten Näherungen für die Luminositätsfunktion können im Falle des Protons nicht mehr durchgeführt werden, da für Terme der Form m/E nicht mehr gelten muß: $m/E \ll 1$.

3. Die endliche Ausdehnung des Protons:

   Das Proton besitzt eine endliche ausgedehnte Ladungsverteilung, die in der elastischen Elektron-Proton-Streuung über einen elektrischen (G_E) und einen magnetischen (G_M) Formfaktor berücksichtigt wird.

   Beide Formfaktoren können in der Dipol-Approximation wie folgt dargestellt werden:

$$G_E(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{\mu_p} = \frac{1}{\left(1 - \frac{q^2}{0.71\ \mathrm{GeV}^2/c^2}\right)^2}, \tag{7.9}$$

   hierbei bezeichnet μ_p das magnetische Moment. Die genaue Form der Photon-Dichtematrix sowie ein Ausdruck für den Photonfluß findet sich in Anhang E.

4. Der Formfaktor für die Kopplung von virtuellen Photonen an Mesonen:

   Da in tiefinelastischer Streuung eines der beiden Photonen, aus denen das Meson erzeugt wird, eine endliche Virtualität $Q^2 \gg 0$ besitzt, muß der Einfluß des Formfaktors am Photon-Meson-Vertex berücksichtigt werden. Wie in Abschnitt 3.3.1 gezeigt, können die Messungen des Formfaktors aus der Zwei-Photon-Physik bei Elektron-Positron-Speicherringen durch eine ρ-Pol-Formfaktor-Ansatz beschrieben werden:

$$F(q^2, 0) \equiv F(q^2) = \frac{1}{\left(1 - \frac{q^2}{m_\rho^2}\right)}. \tag{7.10}$$

   Sind beide Photonen virtuell, wird der folgende Ansatz gewählt:

$$F(q_1^2, q_2^2) = \frac{1}{\left(1 - \frac{q_1^2}{m_\rho^2}\right)} \frac{1}{\left(1 - \frac{q_2^2}{m_\rho^2}\right)}. \tag{7.11}$$

   Dieser Ansatz ist durch das Vektor-Meson-Dominanz-Modell motiviert.

Ein erster Schritt auf dem Weg zu einem Ereignisgenerator für die Resonanzproduktion durch Zwei-Photon-Prozesse bei HERA wird im folgenden vorgestellt.

Zur Erzeugung eines Ereignisses werden die folgenden Schritte durchgeführt:

- Bestimmung der Strahlenergien im *ep*-Schwerpunktsystem
- Erzeugung eines Ereignisses im *ep*-Schwerpunktsystem (RESPRO [BOU95a]):

  Dieser Generator beschreibt die Resonanzproduktion in der Elektron-Positron-Streuung (bei identischen Strahlenergien) in der in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Näherung.
- Lorentz-Transformation des gestreuten Elektrons, der erzeugten Resonanz und des gestreuten Protons in das HERA-Laborsystem.
- Zerfall der Resonanz:

- für den Zerfall von η (η') in zwei Photonen:

  isotroper Zerfall der Resonanz in ihrem Ruhesystem.

- Für den Zerfall $\eta' \to \eta\pi\pi$:

  isotroper Zerfall des η' in seinem Ruhesystem in ein η-Meson und ein System X. Die invariante Masse von System X wird innerhalb der kinematisch erlaubten Grenzen [BAR96b] gleichverteilt gewählt.

  Es folgt der Zerfall von System X in zwei geladene oder zwei neutrale Pionen, dieser wird isotrop im Ruhesystem von X durchgeführt.

  Im Falle neutraler Pionen wird deren Zerfall in zwei Photonen wiederum im Ruhesystem des jeweiligen Pions isotrop durchgeführt.

Anschließend werden die Zerfallsprodukte der Resonanz durch eine Lorentz-Transformation in das HERA-System überführt.

In der in dieser Arbeit verwendeten Version wird lediglich die Produktion pseudoskalarer Mesonen in Elektron-Positron-Streuung mit einer der HERA-Situation angepaßten Kinematik (e^-: Energie 27.55 GeV, e^+: Energie 820 GeV) verwendet. Die weitere Implementation der oben diskutierten Modifikationen sowie eine Modellierung des Beitrags durch Odderon-Photon-Fusion findet sich in [BER96].

In dem Modell enthalten ist die Möglichkeit, die im vorangegangenen Abschnitt (7.3.5) beschriebenen Detektoreffekte sowohl für das gestreute Elektron als auch für die erzeugten Photonen zu berücksichtigen (Energie- und Ortsverschmierung, Unkenntnis des wahren Wechselwirkungspunkts).

Tabelle 7.3 führt die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-e^+-Kollisionen auf, wobei die Strahlenergien der HERA-Kinematik angepaßt sind.

e^-: $E = 27.55$ GeV, e^+: $E = 820\ GeV$	π^0	η	η'	η_c
σ^{tot}[pb]	3993.6	2840.6	4371.8	199.2
$\sigma^{vis}_{\gamma p}$[pb] ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$, $0.2 < y < 0.8$)	186.1	403.3	738.8	48.8
σ^{vis}_{DIS}[pb] ($1 < Q^2/(\mathrm{GeV}^2/c^2) < 100$, $0.3 < y < 0.7$)	0.007	0.34	2.8	1.3
$\sigma^{vis}_{\gamma p}/\sigma^{tot}$	4.7 %	10.5 %	16.9 %	24.5 %
$\sigma^{vis}_{DIS}/\sigma^{tot}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$7.5 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 7.3: ***Wirkungsquerschnitte (I) für die Mesonproduktion im Modell***
Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-e^+-Kollisionen mit den aufgeführten Strahlenergien. Angegeben sind die totalen Wirkungsquerschnitte (σ^{tot}) und die (sichtbaren) Wirkungsquerschnitte in zwei kinematisch eingeschränkten Bereichen. Die statistische Unsicherheit der berechneten Wirkungsquerschnitte ist kleiner als die letzte angegebene signifikante Stelle.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die π^0-, η- und η'-Produktion liegt im Bereich einiger Nanobarn, derjenige für η_c-Produktion um eine Größenordnung niedriger.

Die im Detektor sichtbaren Wirkungsquerschnitte sind deutlich niedriger. Für den Bereich der Photoproduktion (mit nachgewiesenem gestreuten Elektron) liegt der Wirkungsquerschnitt zwischen 50 und 780 pb. Bei tiefinelastischer Streuung reduziert sich der Wirkungsquerschnitt weiter auf die Größenordnung von einigen Picobarn oder deutlich niedriger im Falle des π^0.

Je schwerer das erzeugte Meson, umso größer ist der sichtbare Anteil des totalen Wirkungsquerschnitts. Dies ist auf die zur Erzeugung des Mesons benötigte Mindestenergie der Photonen zurückzuführen. Wird das Meson in Ruhe erzeugt, müssen die Photonen eine Energie besitzen, die mindestens der halben Masse der Mesons entspricht. Dies bedeutet, daß es einen minimalen Wert für die Variable y gibt, der mit der Masse des Mesons zunimmt. Der Schnitt in y bei den sichtbaren Wirkungsquerschnitten führt folglich zu einer geringeren Reduktion bei schweren Mesonen.

Die folgenden Abbildungen zeigen die Vorhersagen des Modells für die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Produktion von η- und η'-Mesonen in Elektron-Positron-Streuung mit Strahlenergien von 27.55 bzw. 820 GeV. Dies entspricht (symmetrischen) Strahlenergien im e^-e^+-Schwerpunktsystem von etwa 150 GeV.

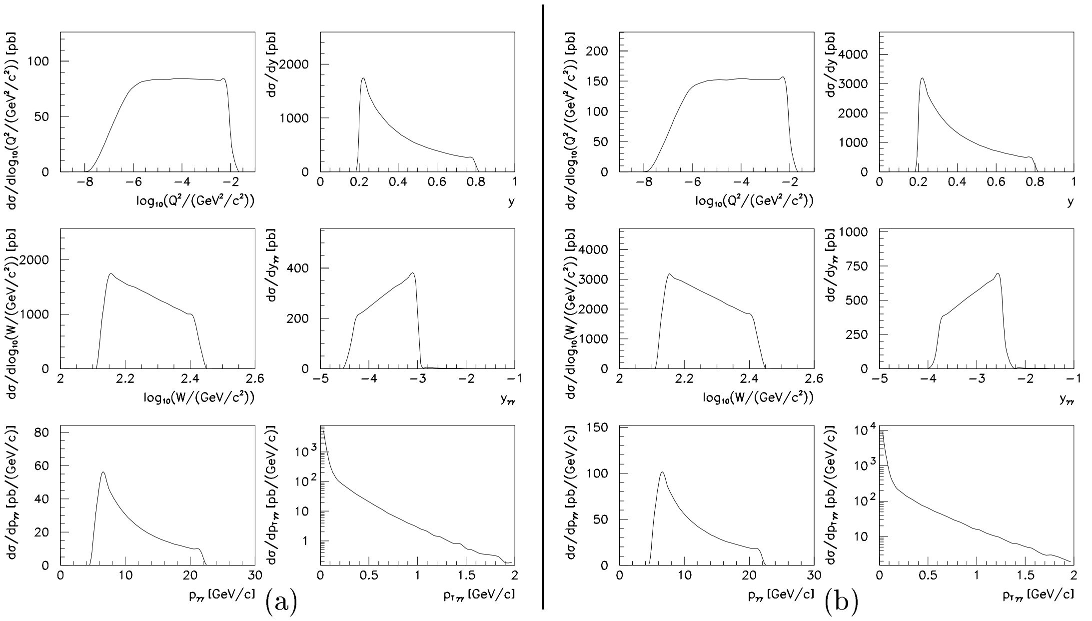


Abbildung 7.7: ***Differentielle Wirkungsquerschnitte (I) für η-(η'-)Produktion im Modell***

Gezeigt sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von η-Produktion (in (a)) bzw. η'-Produktion (in (b)) durch Zwei-Photon-Prozesse in e^-e^+-Kollisionen in der kinematischen Konfiguration von HERA (e^-: 27.55 GeV, e^+: 820 GeV). Die Virtualität des vom Elektron emittierten Photons ist auf Werte $Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$ und die Skalenvariable y auf Werte $0.2 < y < 0.8$ eingeschränkt (dies entspricht dem Bereich der Photoproduktion, in dem das gestreute Elektron nachgewiesen werden kann). Die Wirkungsquerschnitte sind als Funktion der (aus dem gestreuten Elektron bestimmten) kinematischen Variablen Q^2, y und W sowie als Funktion der Rapidität $y_{\gamma\gamma}$, des Impulses $p_{\gamma\gamma}$ und des transversalen Impulses $p_{T\gamma\gamma}$ des Mesons zu sehen

In Abbildung 7.7 sind in (a) die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von η-Mesonen und in (b) die für die Produktion von η'-Mesonen gezeigt. Der kinematische Bereich ist auf den der Photoproduktion eingeschränkt, in dem das gestreute Elektron im Elektronkalorimeter des Luminositätssystems und die erzeugten Mesonen im SPACAL nachgewiesen werden können ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$ und $0.2 < y < 0.8$):

Q^2-Abhängigkeit: Der Wirkungsquerschnitt ist für $10^{-6} < Q^2 < 10^{-2}$ GeV$^2/c^2$ unabhängigkeit von Q^2, für Werte $Q^2 < 10^{-6}$ GeV$^2/c^2$ fällt er ab.

y-Abhängigkeit: Der Wirkungsquerschnitt steigt mit abnehmenden Werten von y stark an, dies ist eine Folge des Bremsstrahlungs-ähnlichen Energiespektrums der Photonen. Diese besitzen überwiegende kleine Energien, d.h. kleine Werte von y.

W-Abhängigkeit: Mit steigenden Werten von W fällt der Wirkungsquerschnitt ab, die zugänglichen Werte der invarianten Masse W des Photon-Positron-Systems liegen zwischen 125 und 250 GeV/c^2.

$y_{\gamma\gamma}$-Abhängigkeit: Die Mesonen werden im Rückwärtsbereich ($-4.5 < y_{\gamma\gamma} < -2.5$) erzeugt. Dieser Bereich in Rapidität entspricht dem Akzeptanzbereich des SPACAL.

$p_{\gamma\gamma}$-Abhängigkeit: Das Maximum findet sich bei den kleinsten Werten des Impulses $p_{\gamma\gamma}$ des erzeugten Mesons von 6 GeV/c und fällt zu größeren Werten ab.

$p_{T\gamma\gamma}$-Abhängigkeit: Der Wirkungsquerschnitt fällt mit ansteigendem Transversalimpuls $p_{T\gamma\gamma}$ des Mesons von einem Maximum bei $p_{T\gamma\gamma} \approx 0$ sehr stark ab.

Die funktionalen Formen der Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Mesonen ähneln sich stark. Die größte Abweichung tritt bei der Rapiditätsverteilung des erzeugten Mesons auf. Durch die größere Masse des η' wird dieses bei größeren Werten von $y_{\gamma\gamma}$ erzeugt als das η (die Verteilungen sind um 0.5 Einheiten verschoben).

Abbildung 7.8 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von η-Mesonen (in (a)) und die für die Produktion von η'-Mesonen (in (b)). Der kinematische Bereich ist auf den der tiefinelastischen Streuung eingeschränkt, in dem das gestreute Elektron und die erzeugten Mesonen im SPACAL nachgewiesen werden können (1 GeV$^2/c^2 < Q^2 <$ 100 GeV$^2/c^2$ und $0.3 < y < 0.7$).

Q^2-Abhängigkeit: Der Wirkungsquerschnitt fällt zu großen Werten von Q^2 ab, dies ist die Folge des Photon-Propagators.

y-Abhängigkeit: Mit zunehmenden Werten von y nimmt der Wirkungsquerschnitt ab.

W-Abhängigkeit: Der Wirkungsquerschnitt weist kaum Abhängigkeit von W auf, die Werte der invarianten Masse W des Photon-Positron-Systems liegen zwischen 160 und 250 GeV/c^2.

$y_{\gamma\gamma}$-Abhängigkeit: Die Mesonen werden im Rückwärtsbereich ($-4 < y_{\gamma\gamma} < -2$) erzeugt. Dieser Bereich in Rapidität entspricht dem Akzeptanzbereich des SPACAL.

$p_{\gamma\gamma}$-Abhängigkeit: Das Maximum findet sich bei den kleinsten Werten ($\approx$ 8 GeV/c) des Impulses $p_{\gamma\gamma}$ des erzeugten Mesons und fällt zu größeren Werten ab.

$p_{T\gamma\gamma}$-Abhängigkeit: Der Wirkungsquerschnitt weist ein Maximum bei 1 GeV/c und fällt zu kleineren und größeren Werten von $p_{T\gamma\gamma}$ stark ab. Der endliche Wert des Maximums ist die Folge der notwendigen Balance des transversalen Impulses des gestreuten Elektrons durch das erzeugte Meson.

Auch für tiefinelastische Streuung ähneln sich die Verteilungen der Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Mesonproduktion. Die Rapiditätsverteilung für η'-Mesonen ist um 0.5 Einheiten zu größeren Werten gegenüber der für η-Mesonen verschoben.

Abbildung 7.9 zeigt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von η- und η'-Mesonen in zwei kinematischen Bereichen: in (a) ist der Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$ und $0.2 < y < 0.8$) zu sehen, in (b) der der tiefinelastischen Streuung (1 GeV$^2/c^2 < Q^2 <$ 100 GeV$^2/c^2$ und $0.3 < y < 0.7$).

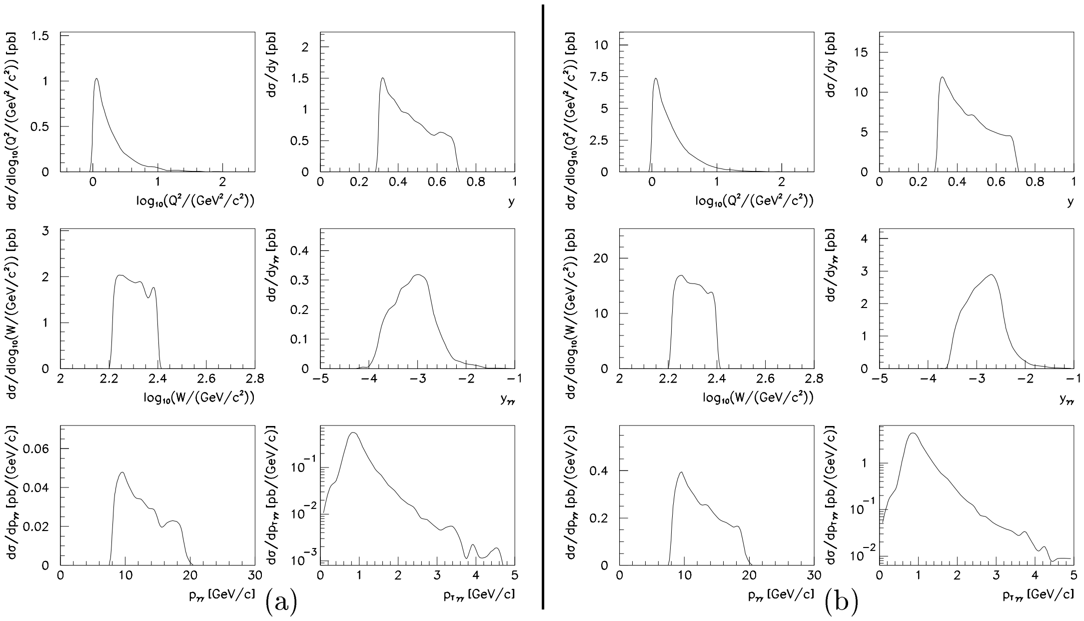


Abbildung 7.8: ***Differentielle Wirkungsquerschnitte (II) für η-(η'-)Produktion im Modell***

Gezeigt sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von η-Produktion (in (a)) bzw. η'-Produktion (in (b)) durch Zwei-Photon-Prozesse in e^-e^+-Kollisionen in der kinematischen Konfiguration von HERA (e^-: 27.55 GeV, e^+: 820 GeV). Die Virtualität des vom Elektron emittierten Photons ist auf Werte $1\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ (dies entspricht dem Bereich tiefinelastischer Streuung, wobei das gestreute Elektron in der Akzeptanz des SPACAL nachgewiesen wird) und die Skalenvariable y auf den Bereich $0.3 < y < 0.7$ eingeschränkt.

Die Wirkungsquerschnitte sind als Funktion der (aus dem gestreuten Elektron bestimmten) kinematischen Variablen Q^2, y und W sowie als Funktion der Rapidität $y_{\gamma\gamma}$, des Impulses $p_{\gamma\gamma}$ und des transversalen Impulses $p_{T\gamma\gamma}$ des Mesons zu sehen

Im Bereich der Photoproduktion wird ein Verhältnis von etwa 0.55 gefunden, das unabhängig von Q^2, W und y ist. Der entsprechende Wert in tiefinelastischer Streuung liegt bei 0.12. Auch hier ist keine signifikante Abhängigkeit von den kinematischen Variablen festzustellen. Der Wert des Verhältnisses ist von der Wahl des kinematischen Bereichs abhängig. Die totalen Wirkungsquerschnitte ergeben ein Verhältnis von etwa 0.7.

Tabelle 7.4 führt die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-e^+-Kollisionen auf, wobei die Strahlenergien der HERA -Kinematik angepaßt sind. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte sind die Effekte eines Formfaktors für die Produktion der Resonanz aus einem quasi-reellen und einem virtuellen bzw. zwei virtuellen Photonen nach Gleichung 7.11 berücksichtigt.

Der totale Wirkungsquerschnitt ändert sich durch die Berücksichtigung des Formfaktors kaum, gleiches gilt für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt im kinematischen Bereich der Photoproduktion. Bei tiefinelastischer Streuung reduziert sich der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 10 – 20. Nach Abbildung 3.6 ist der Formfaktor für $Q^2 = 1\ \mathrm{GeV}^2$ um einen Faktor 10 kleiner als für $Q^2 = 0$.

Tabelle 7.5 führt die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-p-Kollisionen auf, wobei die Strahlenergien der HERA -Kinematik angepaßt sind. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte sind

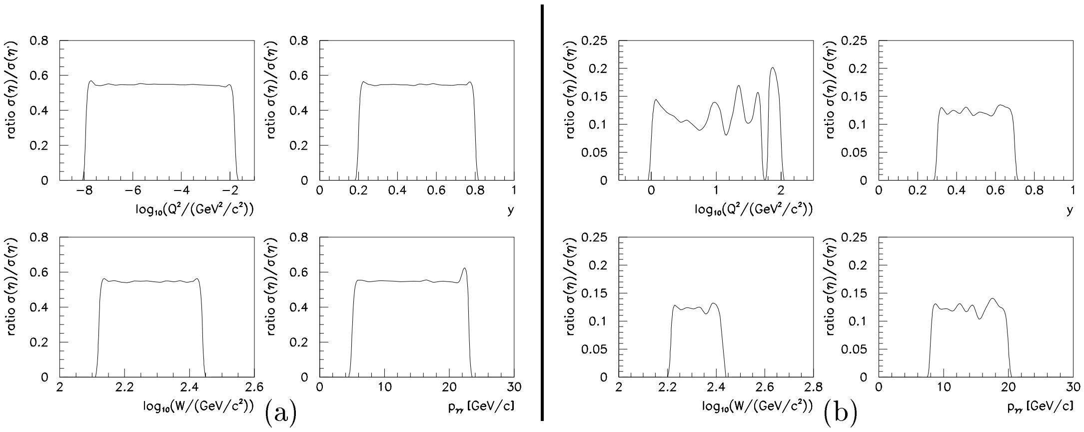


Abbildung 7.9: ***Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Produktion im Modell***
Gezeigt sind die Verhältnisse der differentiellen Wirkungsquerschnitte für der η-Produktion und der η'-Produktion durch Zwei-Photon-Prozesse in e^-e^+-Kollisionen in der kinematischen Konfiguration von HERA (e^-: 27.55 GeV, e^+: 820 GeV). In (a) ist der Bereich $Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$ und $0.2 < y < 0.8$ gezeigt, in (b) ist der Bereich 1 GeV$^2/c^2 < Q^2 < 100$ GeV$^2/c^2$ und $0.3 < y < 0.7$ zu sehen.
Das Verhältnis ist als Funktion der (aus dem gestreuten Elektron bestimmten) kinematischen Variablen Q^2, y und W sowie als Funktion des Mesonimpulses $p_{\gamma\gamma}$ dargestellt

e^-: $E = 27.55$ GeV, e^+: $E = 820$ GeV	π^0	η	η'	η_c
σ^{tot}[pb]	3973.8	2709.2	3969.1	153.6
$\sigma^{vis}_{\gamma p}$[pb] ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$, $0.2 < y < 0.8$)	185.3	289.9	690.6	40.2
σ^{vis}_{DIS}[pb] ($1 < Q^2/(\mathrm{GeV}^2/c^2) < 100$, $0.3 < y < 0.7$)	$< 2 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.16	0.04
$\sigma^{vis}_{\gamma p}/\sigma^{tot}$	4.7 %	10.7 %	17.4 %	26.2 %
$\sigma^{vis}_{DIS}/\sigma^{tot}$	$< 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 7.4: ***Wirkungsquerschnitte (II) für die Mesonproduktion im Modell***
Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-e^+-Kollisionen mit den aufgeführten Strahlenergien, unter Berücksichtigung eines Formfaktors für die Produktion des pseudoskalaren Mesons durch virtuelle Photonen. Angegeben sind die totalen Wirkungsquerschnitte (σ^{tot}) und die (sichtbaren) Wirkungsquerschnitte in zwei kinematisch eingeschränkten Bereichen.

die Effekte der Protonmasse auf die Abstrahlung eines Photons berücksichtigt worden. Hierzu wurde die untere Grenze Q^2_{min} für die Virtualität des Photons modifiziert (siehe Gleichung 2.86). Nicht berücksichtigt sind die Änderungen in der Kinematik des Prozesses durch die Protonmasse, diese sollten im Bereich einiger Prozent liegen. Ebensowenig berücksichtigt ist die endliche Ausdehnung der Protons, die über den elektrischen und den magnetischen Formfaktor G_E bzw. G_M beschrieben wird.

Der Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten für den Elektron-Positron-Fall ergibt eine Reduktion der Wirkungsquerschnitte um etwa einen Faktor von 3. Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Produktion bleibt unberührt bei einem Wert von 0.65.

Der Effekt der Protonmasse und der endlichen Ausdehnung wurde anhand eines Generators für die Produktion von Myon-Paaren in Zwei-Photon-Prozessen untersucht. Der Generator LPAIR [BAR91] erlaubt die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Myon-Paar-Erzeugung in Elektron-Proton- ($\sigma(e^-p \to e^-\mu^+\mu^-p)$) wie Elektron-

e^-: $E = 27.55$ GeV, p: $E = 820$ GeV	π^0	η	η'	η_c
σ^{tot}[pb]	1545.3	1088.3	1687.0	77.3
$\sigma^{vis}_{\gamma p}$[pb] ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$, $0.2 < y < 0.8$)	128.0	198.1	479.1	30.6
σ^{vis}_{DIS}[pb] ($1 < Q^2/(\text{GeV}^2/c^2) < 100$, $0.3 < y < 0.7$)	0.008	0.25	1.8	0.7
$\sigma^{vis}_{\gamma p}/\sigma^{tot}$	8.3 %	18.2 %	28.4 %	39.6 %
$\sigma^{vis}_{DIS}/\sigma^{tot}$	$4.9 \cdot 10^{-6}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 7.5: ***Wirkungsquerschnitte (III) für die Mesonproduktion im Modell***
Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-e^+-Kollisionen mit den aufgeführten Strahlenergien, unter Berücksichtigung des Einflusses der Protonmasse auf die Photonabstrahlung. Angegeben sind die totalen Wirkungsquerschnitte (σ^{tot}) und die (sichtbaren) Wirkungsquerschnitte in zwei kinematisch eingeschränkten Bereichen

Positron-Kollisionen ($\sigma(e^-e^+ \to e^-\mu^+\mu^-e^+)$) in der kinematischen Konfiguration von HERA. Dieser Generator basiert auf den Rechnungen von Vermaseren [VER83] für die Erzeugung von Myon-Paaren in Zwei-Photon-Prozessen. Es werden die folgenden Wirkungsquerschnitte vorhergesagt:

$$\sigma(e^-p \to e^-\mu^+\mu^-p) = 97493 \text{ pb}, \tag{7.12}$$

und

$$\sigma(e^-e^+ \to e^-\mu^+\mu^-e^+) = 299629 \text{ pb}. \tag{7.13}$$

Das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte beträgt etwa 1:3, ist somit in ungefährer Übereinstimmung mit den hier durchgeführten vereinfachten Annahme.

Tabelle 7.6 führt die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-p-Kollisionen auf, wobei die Strahlenergien der HERA-Kinematik angepaßt sind. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte sind die Effekte der Protonmasse auf die Abstrahlung eines Photons (siehe Beschreibung zu Tabelle 7.5) und der Einfluß des Formfaktors für die Erzeugung des Mesons durch virtuelle Photonen (siehe Beschreibung zu Tabelle 7.4) berücksichtigt worden.

e^-: $E = 27.55$ GeV, p: $E = 820$ GeV	π^0	η	η'	η_c
σ^{tot}[pb]	1528.7	992.2	1405.7	46.7
$\sigma^{vis}_{\gamma p}$[pb] ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$, $0.2 < y < 0.8$)	127.2	185.5	421.7	21.0
σ^{vis}_{DIS}[pb] ($1 < Q^2/(\text{GeV}^2/c^2) < 100$, $0.3 < y < 0.7$)	$< 10^{-4}$	0.012	0.1	0.02
$\sigma^{vis}_{\gamma p}/\sigma^{tot}$	8.3 %	18.7 %	30.0 %	44.9 %
$\sigma^{vis}_{DIS}/\sigma^{tot}$	$< 10^{-7}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$7.0 \cdot 10^{-5}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 7.6: ***Wirkungsquerschnitte (IV) für die Mesonproduktion im Modell***
Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c über den Zwei-Photon-Prozeß in e^-e^+-Kollisionen mit den aufgeführten Strahlenergien, unter Berücksichtigung des Einflusses der Protonmasse auf die Photonabstrahlung und des Formfaktors für die Erzeugung des Mesons durch virtuelle Photonen. Angegeben sind die totalen Wirkungsquerschnitte (σ^{tot}) und die (sichtbaren) Wirkungsquerschnitte in zwei kinematisch eingeschränkten Bereichen

Die in [BOU95a] gezeigten Vergleiche des RESPRO-Modells mit anderen Modellen und analytischen Rechnungen (die auf Näherungsformeln basieren) weisen Differenzen im Bereich von 10 bis 20 % auf. Diese sind teilweise erklärbar durch unterschiedliche Approximationen. Mangels einer exakten Rechnung wird für die hier durchgeführten Abschätzungen eine Unsicherheit von 20 % angenommen.

7.5 Elastisch produzierte pseudoskalare Mesonen

7.5.1 Die Selektion von Ereignissen der elastischen Mesonproduktion

Aus der Signatur der Ereignisse der elastischen Produktion – der Endzustand besteht aus einem gestreuten Elektron, zwei Photonen aus dem Zerfall des Mesons und dem Proton – ist zu erwarten, daß keine geladenen Teilchen in der Akzeptanz der Vorwärts- und zentralen Spurdetektoren erzeugt werden. Eine charakteristische Signatur dieser Ereignisse ist das Fehlen eines rekonstruierten Wechselwirkungspunkts.

Im folgenden werden Ereignisse (mit und ohne rekonstruierten Wechselwirkungspunkt) der tiefinelastischen Streuung untersucht, die den in Abschnitt 7.2.4 aufgeführten Schnitten genügen. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, für die gilt $y > 0.3$.

Dieser Schnitt reduziert den Anteil der Ereignisse des „kinematischen Maximums“. In diesen Ereignissen wird ein gestreutes Elektron mit einer Energie nahe der Strahlenergie im SPACAL nachgewiesen, der hadronische Endzustand wird in Vorwärtsrichtung unter kleinem Winkel zur Strahlachse erzeugt. Diese Ereignisse zeichnen sich ebenfalls durch die Abwesenheit von geladenen Spuren im Zentralbereich des Detektors aus. Darüberhinaus wird das erzeugte Meson aufgrund der Kinematik in die Akzeptanz des SPACAL gestreut.

Für die Position des Wechselwirkungspunkts in Ereignissen ohne Vertex wird die nominelle Position $z = 0$ angenommen[1].

Abbildung 7.10 zeigt in (a) für tiefinelastische Ereignisse mit rekonstruiertem Wechselwirkungspunkt die Verteilung der folgenden Variablen:

- die Summe $(E - p_z c)_{ev}$ der Differenzen von Energien und longitudinalen Impulsen im Ereignis (bestimmt durch Summation über alle Cluster des LAr- und des SPACAL-Kalorimeters, einschließlich des gestreuten Elektrons):

  Die Verteilung hat ihr Maximum bei 48 GeV. Dieser Wert liegt niedriger als in Abbildung D.1 und ist ein weiterer Hinweis auf eine Verschiebung der Energieskala im SPACAL, da für die hier verwendeten Ereignisse $y > 0.3$ gefordert wird. Dieser Schnitt selektiert Ereignisse, in denen das gestreute Parton aufgrund der Kinematik in Rückwärtsrichtung gezwungen wird.

- der Wert $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$, gebildet aus der Differenz von Energie und longitudinalem Impuls für das gestreute Elektron $(E - p_z c)_{el}$ und für zwei weitere Cluster (Photonkandidaten) im SPACAL. Die beiden Photonkandidaten im jeweiligen Ereignis werden so gewählt, daß ihr Beitrag zu dem Wert für $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ maximal ist:

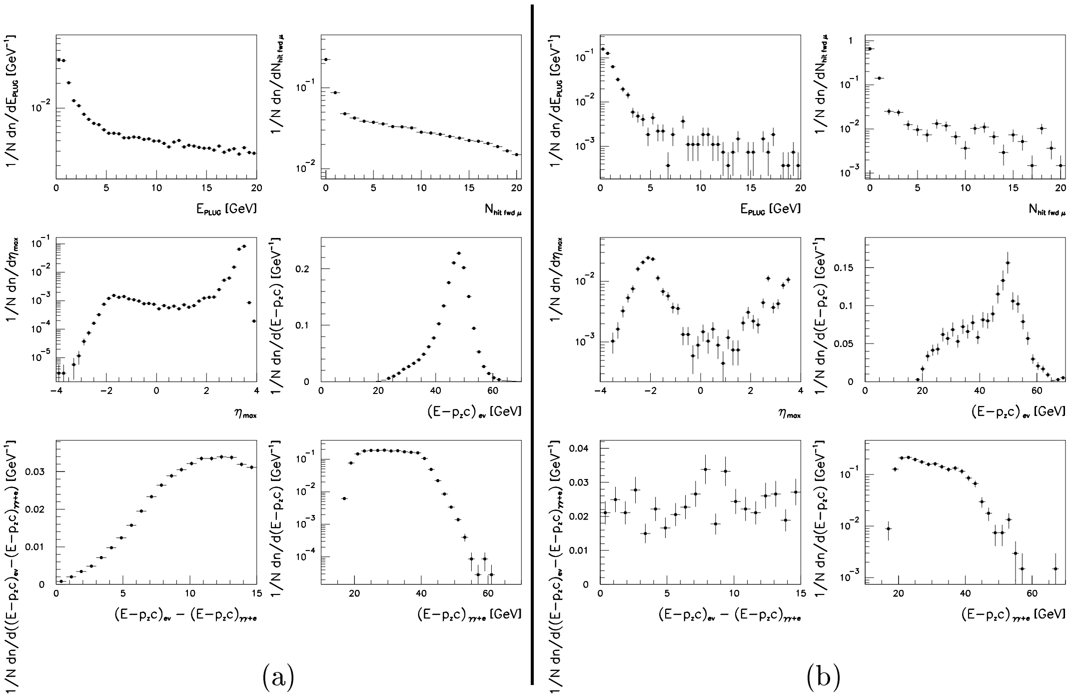
  $$(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e} \equiv (E - p_z c)_{el} + \max_{\gamma 1, \gamma 2} \left[(E - p_z c)_{\gamma 1} + (E - p_z c)_{\gamma 2} \right] \qquad (7.14)$$

  Für Ereignisse der elastischen Produktion mit beiden Photonen im SPACAL wird für den Wert von $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ die zweifache Strahlenergie des Elektrons (55.1 GeV) erwartet.

  Die Verteilung ist flach für Werte der Variablen zwischen 20 und 40 GeV, sie fällt zu Werten größer als 40 GeV stark ab. Nur 1 % der Ereignisse haben Werte dieser Variablen, die größer als 50 GeV sind.

---

[1] Unter der Verwendung des rückwärtigen Siliziumdetektors (CST) sollte es mit den Daten des Jahres 1996 möglich sein, aus den Spursegmenten in der CST und in der BDC sowie der Information über den Cluster im SPACAL den Ereigniswechselwirkungspunkt rekonstruieren zu können.



(a) (b)

Abbildung 7.10: ***Vergleich von Ereignissen mit und ohne rekonstruierten Wechselwirkungspunkt***
Gezeigt sind für tiefinelastische Ereignisse mit rekonstruiertem Wechselwirkungspunkt (a) sowie ohne rekonstruierten Wechselwirkungspunkt (b) die Verteilung der folgenden Ereignisvariablen (dabei werden nur Ereignisse berücksichtigt, für die $y > 0.3$ gilt): die Summe $(E - p_z c)_{ev}$ der Differenzen der Energien und longitudinalen Impulse im Ereignis (bestimmt aus den Clustern des LAr- und SPACAL-Kalorimeters), der Wert $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ gebildet aus der Differenz von Energie und longitudinalem Impuls für das gestreute Elektron und zwei weiteren Clustern (Photonkandidaten) im SPACAL, für die der Wert $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ maximal im jeweiligen Ereignis wird. Weiter zu sehen ist die Differenz $(E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ und die Verteilung der Variablen η_{max}, der Energie E_{PLUG} im PLUG-Kalorimeter und der Zahl $N_{hitfwd\mu}$ der Spursegmente im Vorwärtsmyonspektrometer

- die Differenz $(E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ der beiden oben beschriebenen Variablen:

  Für Ereignisse der elastischen Meson-Produktion, in denen das Meson in zwei Photonen zerfällt, werden nur drei Teilchen (das gestreute Elektron sowie die zwei Photonen) im Endzustand erwartet. Weitere in Rückwärtsrichtung erzeugte Teilchen deuten auf eine andere Ereignisstruktur hin. Diese tragen zur Differenz bei und führen zu Abweichungen vom erwarteten Wert Null.

  Die Verteilung hat ein Maximum bei etwa 12 GeV und fällt zu dem für elastische Produktion erwarteten Wert von Null ab.

- die Variable η_{max}:

  Die Verteilung zeigt das bekannte Verhalten. In der Nähe der Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters hat die Verteilung ein Maximum und fällt zu kleineren Werten ab. Bei Werten $\eta_{max} < 2$ geht der Abfall in ein Plateau über, dieses ist diffraktiven Ereignissen (mit einem führenden farbneutralen System) zuzuordnen.

- die Energie E_{PLUG} im PLUG-Kalorimeter:

  Die Verteilung zeigt ein Maximum bei Energien kleiner als 1 GeV und fällt zu höheren Energien ab. Für Energien größer als 5 GeV verläuft die Verteilung deutlich flacher als für niedrigere Energien.

- die Zahl $N_{hitfwd\mu}$ der Spursegmente im Vorwärtsmyonspektrometer:

  Das Maximum der Verteilung liegt bei Null Spursegmenten und fällt zu höheren Multiplizitäten ab. Oberhalb einer Zahl von zwei Spursegmenten ist die Verteilung deutlich flacher als unterhalb.

In (b) sind die entsprechenden Verteilungen für tiefinelastische Ereignisse ohne rekonstruierten Wechselwirkungspunkt gezeigt.

- $(E - p_z c)_{ev}$:

  Die Verteilung hat das Maximum bei 50 GeV. Dies liegt immer noch niedriger als erwartet ($2 \cdot 27.55 = 55.1$ GeV). Für die erwarteten Ereignisse elastischer Meson-Produktion, in denen der Endzustand aus einem gestreuten Elektron und zwei Photonen besteht, wird eine bessere Energiemessung erwartet (rein elektromagnetische Wechselwirkung im Kalorimeter) als für „normale“ tiefinelastische Ereignisse, in denen der Endzustand überwiegend aus Hadronen besteht.

- $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$:

  Die Verteilung fällt von 40 GeV zu größeren Werten schwächer ab als die Verteilung von Ereignissen mit rekonstruiertem Wechselwirkungspunkt. Etwa 10 % der Ereignisse haben einen Wert dieser Variablen, der größer ist als 50 GeV.

- $(E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$:

  Die Verteilung verläuft flach, der Anteil an Ereignissen mit kleinen Werten der Differenz hat im Vergleich zu Ereignissen mit Wechselwirkungspunkt zugenommen.

- η_{max}:

  Die Verteilung zeigt zwei deutlich getrennte Maxima: ein Maximum bei $\eta_{max} \approx -2$, das nach beiden Seiten abfällt sowie ein zweites Maximum nahe der Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters ($\eta_{max} \approx 3.65$), das zu kleineren Werten hin abfällt. Zwischen diesen beiden Maxima befindet sich ein Minimum bei $\eta_{max} \approx 1$.

  Für Ereignisse, in denen im Detektor nur das gestreute Elektron sowie der Endzustand im Rückwärtsbereich erscheinen, werden Werte $\eta_{max} < 0$ erwartet (so z.B. bei elastischer Produktion von pseudoskalaren Mesonen oder Vektormesonen). Das zweite Maximum kann für diese Klasse von Ereignissen, z.B. durch inelastische Produktion, erklärt werden, d.h. das Proton dissoziiert in ein System größerer Masse und führt zu Energiedeposition im LAr-Kalorimeter in der Nähe der Strahlröhre.

- E_{PLUG}:

  Der Anteil an Ereignissen mit Energien $E_{PLUG} > 5$ GeV ist für den Fall, daß kein rekonstruierter Vertex gefunden wird, kleiner als für den Fall eines rekonstruierten Wechselwirkungspunkts.

- $N_{hitfwd\mu}$:

  Auch der Anteil an Ereignissen mit vielen Spursegmenten im Vorwärtsmyonspektrometer ist im Falle keines rekonstruierten Wechselwirkungspunkts kleiner als bei Ereignissen mit Vertex.

Aus der in Abschnitt 7.3.5 beschriebenen Modellrechnung (Phasenraummodell für die Erzeugung von η-Mesonen im Photon-Proton Schwerpunktsystem) kann unter Berücksichtigung der Detektoreffekte (Energieauflösung, Ortsauflösung und Unkenntnis des wahren Wechselwirkungspunkts) die erwartete Auflösung in der Variablen $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ bestimmt werden. Durch Anpassung einer Gauß-Verteilung an die Verteilung nach der Detektorsimulation ergibt sich ein Sigma von 0.8 GeV.

Wird das oben gefundene Maximum in der $(E - p_z c)_{ev}$-Verteilung von 50 GeV für Ereignisse ohne rekonstruierten Wechselwirkungspunkt als Hinweis auf eine Verschiebung der Energieskala gedeutet und die Auflösung in $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ berücksichtigt, indem Schwankungen von bis zu 5 Standardabweichungen zugelassen werden, ergibt sich als Forderung eine untere Grenze von 46 GeV für die Variable $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$.

Zur Selektion von Ereignissen mit einem elastisch gestreuten Proton im Endzustand wird die Information der Komponenten von H1 benutzt, die Zugang zu großen Werten der Pseudorapidität[2] geben: Die maximal erlaubte Energiedeposition E_{PLUG} im PLUG-Kalorimeter beträgt 7.5 GeV, die maximal erlaubte Zahl an Spursegmenten im Vorwärtsmyonsystem ist $N_{hitfwd\mu} < 2$. Weiter wird der maximale Wert der Variablen η_{max} auf -1 eingeschränkt. Die selektierten Ereignisse weisen im größten Teil von H1 keine Energiedeposition auf; diese findet nur im rückwärtigen Bereich statt.

Abbildung 7.11 zeigt die Korrelation der Variablen $(E-p_z c)_{ev}$ und $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e}$, die Verteilung der Differenzen $(E-p_z c)_{ev} - (E-p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ und das Spektrum der invarianten Masse der Photon-Paare in den akzeptierten Ereignissen der tiefinelastischen Streuung ohne rekonstruierten Vertex (mit $y > 0.3$ sowie $\eta_{max} < -1$, $E_{PLUG} < 1$ GeV und $N_{hitfwd\mu} < 2$) für verschiedene Schnitte an die Variablen $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ und $(E-p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$.

In der Korrelation von $(E-p_z c)_{ev}$ und $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ ist bei Werten von $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e} <$ 45 GeV kein Zusammenhang sichtbar. Die Werte von $(E - p_z c)_{ev}$ streuen um einen mittleren Wert von etwa 50 GeV. Bei größeren Energien deutet sich ein Zusammenhang zwischen $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ und $(E-p_z c)_{ev}$ an. Für $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e} > 48$ GeV gibt es einen Satz von Ereignissen, deren Wert für $(E-p_z c)_{ev}$ nur um einige GeV größer ist als $(E-p_z c)_{\gamma\gamma+e}$.

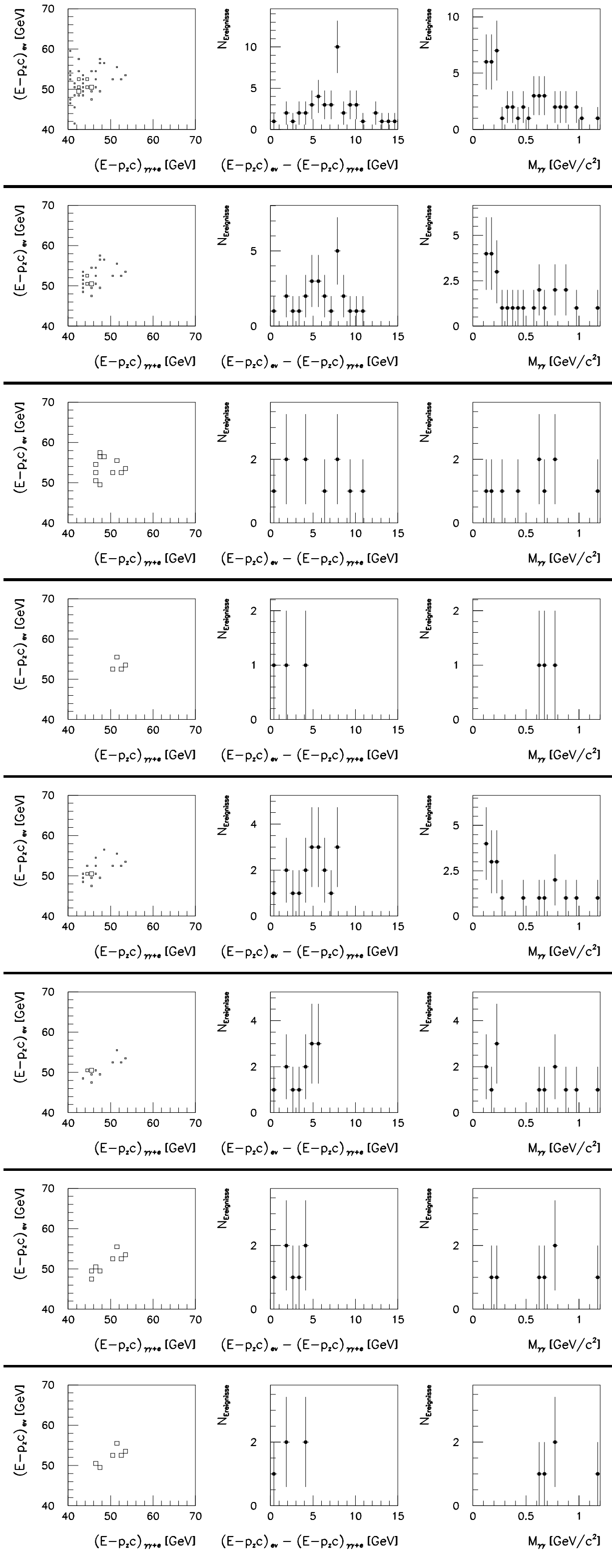
Wird der minimale Wert für $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ von 40 GeV bis auf 49 GeV erhöht, zeigt sich eine deutliche Reduktion der Ereignisse mit kleinen invarianten Massen der Photonpaare (unterhalb der η-Masse). Ebenso werden große Werte der Differenz $(E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ unterdrückt.

Bei festgehaltenem Schnitt $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e} > 43$ GeV bewirkt eine Verkleinerung des maximal erlaubten Wertes für die Differenz $(E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ von 8 GeV auf 4 GeV eine Reduktion des Untergrunds bei invarianten Massen unterhalb und oberhalb des erwarteten Bereichs für Photonpaare aus dem η-Zerfall.

Die Forderung eines möglichst großen Wertes für $(E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ reduziert den Beitrag von Ereignissen, in denen ein oder mehrere Teilchen den Zentralbereich des Detektors verlassen und nicht nachgewiesen werden. Diese zusätzlichen Reaktionsprodukte deuten auf einen Prozeß hin, der nicht mit der ausschließlichen Produktion zweier Photonen (neben dem gestreuten Elektron) aus dem Zerfall eines pseudoskalaren Mesons verträglich ist.

---

[2] Die verwendeten Schnitte sind an die H1-Analyse zur diffraktiven tiefinelastischen Streuung mit den Daten des Jahres 1994 angelehnt. Die invariante Masse des nicht nachgewiesenen, führenden farbneutralen Systems ist kleiner als 1.6 GeV/c^2. Der Wert der Korrektur auf vollständig elastische Streuung beträgt etwa 5 %.



$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 40$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 43$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 46$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 49$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 43$ GeV
$(E-p_zc)_{ev} - (E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} < 8$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 43$ GeV
$(E-p_zc)_{ev} - (E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} < 6$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 43$ GeV
$(E-p_zc)_{ev} - (E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} < 4$ GeV

$(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 46$ GeV
$(E-p_zc)_{ev} - (E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} < 4$ GeV

Abbildung 7.11: *Verteilungen zur Selektion elastischer Mesonproduktion*
Gezeigt ist die Korrelation der Variablen $(E-p_zc)_{ev}$ und $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ (linke Spalte), die Verteilung der Differenz $(E-p_zc)_{ev} - (E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ (mittlere Spalte) und die Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ der Photon-Paare für die im Text beschriebenen Selektion tiefinelastischer Ereignisse.
Die Zeilen unterscheiden sich in den angegebenen Schnitten auf den Wert der Variablen $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ und der Differenz $(E-p_zc)_{ev} - (E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$

Der Beitrag von zusätzlich im Rückwärtsbereich produzierten Teilchen (z.B. durch die Erzeugung eines η-Mesons aus dem Zerfall des η'-Mesons – siehe Abschnitt 7.6.5) kann durch einen Schnitt auf die Differenz $(E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e}$ reduziert werden.

7.5.2 Die Selektionsschnitte

Im folgenden werden die zur Selektion von Ereignissen der elastischen Produktion pseudoskalarer Mesonen angewandten Schnitte zusammengefaßt:

- Selektion von Ereignissen ohne rekonstruierten Vertex:

$$\boxed{\text{kein rekonstruierter Wechselwirkungspunkt}} \tag{7.15}$$

- Selektion des gestreuten Elektrons:

$$\boxed{\begin{array}{c} E_{el} > 8 \text{ GeV} \\ 155^\circ < \vartheta_{el} < 178^\circ \\ r_{clus} < 3.2 \text{ cm} \\ y > 0.3 \end{array}} \tag{7.16}$$

- mindestens zwei Photonkandidaten im SPACAL, für jeden der Cluster muß gelten:

$$\boxed{\begin{array}{c} \text{der Cluster ist nicht der Kandidat für das gestreute Elektron} \\ \text{der Cluster besteht aus mehr als einer Zelle} \\ r_{cluster} < 3.2 \text{ cm} \\ E_{cluster} > 1 \text{ GeV} \\ 10 \text{ cm } < r_{SPACAL} < 75 \text{ cm} \end{array}} \tag{7.17}$$

- Selektion von elastisch gestreuten Protonen:

$$\boxed{\begin{array}{c} E_{PLUG} < 7.5 \text{ GeV} \\ N_{Vorw.Myon} < 2 \\ \eta_{max} < -1 \end{array}} \tag{7.18}$$

- Selektion von „vollständigen“ Ereignissen der Meson-Produktion:

$$\boxed{\begin{array}{c} (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e} > 46 \text{ GeV} \\ (E - p_z c)_{ev} - (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e} < 4 \text{ GeV} \end{array}} \tag{7.19}$$

7.5.3 Der Vergleich mit der Modellrechnung

Für die verwendete Modellrechnung (siehe Abschnitt 7.4) der Produktion von η-Mesonen durch Zwei-Photon-Resonanzproduktion in $e^- e^+$-Kollisionen mit der kinematischen Konfiguration von HERA werden die folgenden Schnitte (auf die Eigenschaften nach der groben Berücksichtigung der Detektoreffekte – Energie- und Ortsverschmierung sowie Unkenntnis des wahren Wechselwirkungspunkts) verwendet:

- Selektion des gestreuten Elektrons:

$$\begin{array}{c} E_{el} > 8 \text{ GeV} \\ 155^\circ < \vartheta_{el} < 178^\circ \\ y > 0.3 \end{array} \tag{7.20}$$

- Selektion der Photonen:

$$\begin{aligned} E_{cluster} &> 1 \text{ GeV} \\ 10 \text{ cm } < r_{SPACAL} &< 75 \text{ cm} \\ (E - p_z c)_{\gamma\gamma+e} &> 46 \text{ GeV} \end{aligned} \tag{7.21}$$

Abbildung 7.12 zeigt Kontrollverteilungen für die oben aufgeführte Selektion.

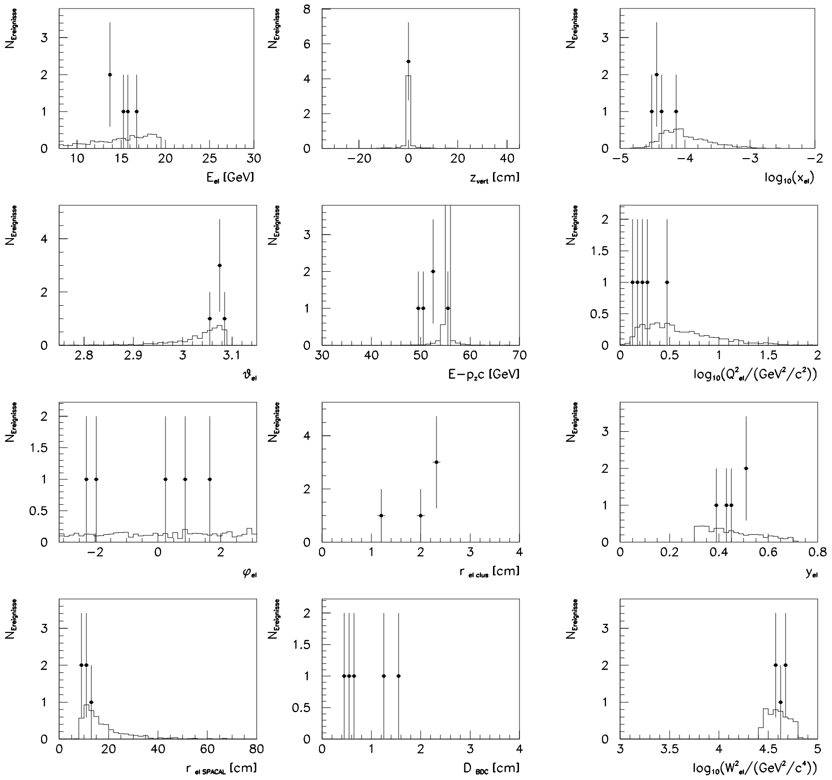


Abbildung 7.12: *Verteilungen zur Kinematik der elastischen Selektion*
Zu sehen sind die Verteilungen der folgenden Ereignisvariablen für die Selektion von Ereignissen der elastischen Mesonproduktion, zusammen mit den Vorhersagen des Photon-Photon-Modells.
Die erste Spalte enthält die Verteilung der Energie E_{el}, des Polarwinkels ϑ_{el}, des Azimutwinkels φ_{el} und der radialen Position $r_{el\ SPACAL}$ des Clusters im SPACAL.
In der zweiten Spalte sind die Position z_{vert} des Wechselwirkungspunkts, der Wert für $E - p_z c$, berechnet aus allen Kalorimeter-Clustern im Ereignis, die transversale Ausdehnung $r_{el\ clus}$ des Clusters im SPACAL und der Abstand D_{BDC} des nächstgelegenen Spursegments in der BDC zum Cluster im SPACAL gezeigt.
Die dritte Spalte umfaßt die Verteilung der Skalenvariablen x, des negativen Quadrats Q^2 des Photon-viererimpulses, der Skalenvariablen y und des Quadrats W^2 der invarianten Masse des Photon-Proton-Systems

Die Verteilungen der Eigenschaften des gestreuten Elektrons und die hieraus abgeleiteten kinematischen Variablen ähneln denjenigen aus Abbildung D.1, bei Berücksichtigung des stärker eingeschränkten kinematischen Bereichs.

Die Modellrechnung (die ausschließlich die Produktion von η-Mesonen beinhaltet) ist in der Lage, die Verteilung der Daten zu reproduzieren.

Für die beschriebene Selektion zeigt Abbildung 7.13 Kontrollverteilungen für die Eigenschaften der Photonen.

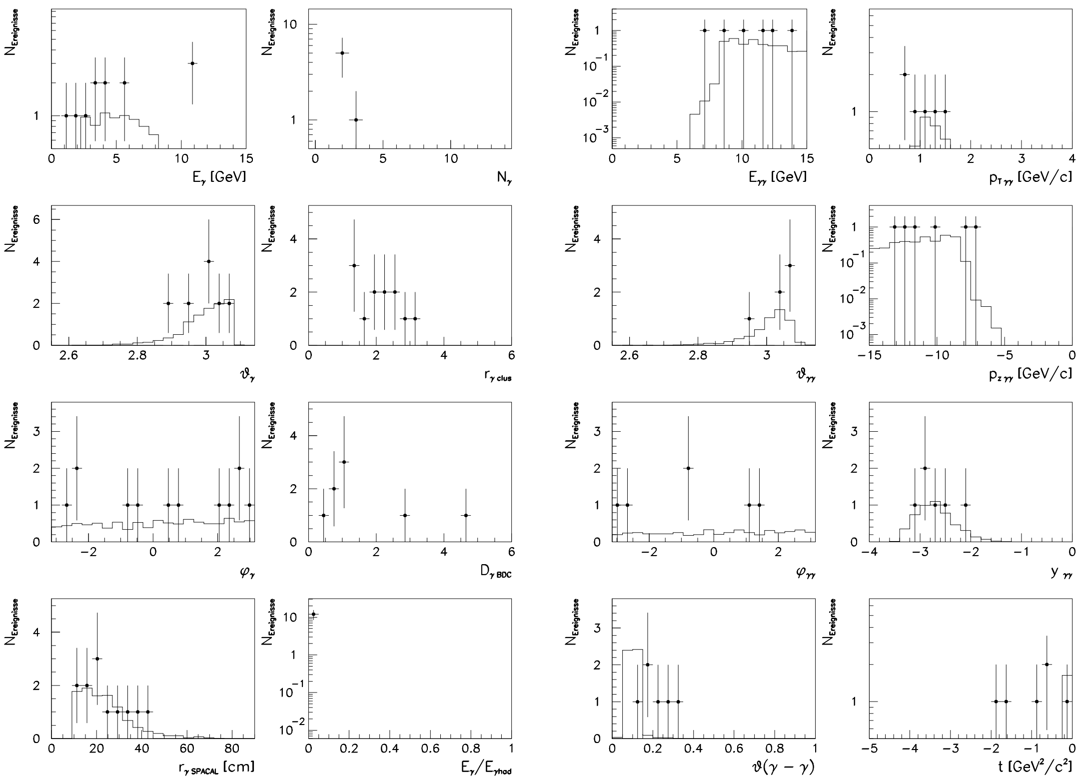


Abbildung 7.13: ***Verteilungen zu Photon-Paaren der elastischen Selektion***
Gezeigt sind Verteilungen der Eigenschaften von Photonkandidaten für die Selektion von Ereignissen für elastische Mesonproduktion zusammen mit den Vorhersagen des Photon-Photon-Modells.
Die erste Spalte enthält die Verteilung der Energie E_γ, des Polarwinkels ϑ_γ, des Azimutwinkels φ_γ und der radialen Position $r_{\gamma SPACAL}$ für die Photonkandidaten.
In der nächsten Spalte sind die Zahl N_γ der Photonkandidaten, die transversale Ausdehnung $r_{\gamma clus}$, der Abstand $D_{\gamma BDC}$ zum nächstgelegenen Spursegment in der BDC und der hadronische Energieanteil $E_{\gamma had}/E_\gamma$ der Cluster zu sehen.
Die dritte Spalte zeigt die Verteilung der Energie $E_{\gamma\gamma}$, des Polarwinkels $\vartheta_{\gamma\gamma}$ und des Azimutwinkels $\varphi_{\gamma\gamma}$ der Photon-Paare sowie den Öffnungswinkel $\vartheta(\gamma-\gamma)$ der beiden Photonen.
In der vierten Spalte befindet sich der transversale Impuls $p_{T\gamma\gamma}$, der longitudinale Impuls $p_{z\gamma\gamma}$ und die Rapidität $y_{\gamma\gamma}$ der Photon-Paare sowie das Quadrat t des Impulsübertrags auf das gestreute Proton.

Auch hier verlaufen die Verteilungen ähnlich denen der inklusiven Produktion in Abbildung D.2. Innerhalb der eingeschränkten Statistik der Daten können diese durch die Modellrechnung reproduziert werden.

7.6 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für η

7.6.1 Die Methode

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \to e\eta p$ (wobei hier η für ein beliebiges pseudoskalares Meson steht) mit Nachweis des Mesons über seinen Zerfall in zwei Photonen ergibt sich aus der gemessenen Zahl $N_{Ereignisse}$ an Ereignissen zu

$$\sigma(ep \to e\eta p) = \frac{1}{\epsilon_{Trigger} \cdot \epsilon_{Selektion} \cdot BR} \cdot \frac{N_{Ereignisse} - N_{Untergrund}}{\int \mathcal{L} \mathrm{d}t} \qquad (7.22)$$

Hierbei bezeichnet $N_{Untergrund}$ die Zahl an möglichen Untergrund-Ereignissen, die nicht durch den Prozeß $ep \to e\eta p$ erzeugt werden. Die integrierte Luminosität ist durch $\int \mathcal{L} \mathrm{d}t$

gegeben und BR bezeichnet das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des Mesons in zwei Photonen.

Die nicht vollständige Akzeptanz, die Effekte der Verschmierung durch die endliche Detektorauflösung sowie der Einfluß von Ineffizienzen in der Selektion wie im Trigger müssen korrigiert werden:

- $\epsilon_{Trigger}$ bezeichnet die Effizienz des verwendeten Triggers:

  Der verwendete Subtrigger $S0$ basiert auf der Forderung eines Elektronkandidaten in Form eines Clusters in der Akzeptanz des SPACAL.

  Die Effizienz dieses Subtriggers beträgt fast 100 % für Ereignisse, in denen ein gestreutes Elektron mit einer Energie von mindestens 8 GeV in der Akzeptanz des SPACAL erzeugt wird. Im weiteren wird daher die Effizienz $\epsilon_{Trigger} = 1$ benutzt.

- $\epsilon_{Selektion}$ bezeichnet die Effizienz der Selektion der Ereignisse:

  Unter dieser Effizienz werden die Einflüsse der durchgeführten Schnitte zur Selektion des gestreuten Elektrons sowie des Zwei-Photon-Systems zusammengefaßt, die zudem durch die endliche Detektorauflösung verschmiert werden können. Die Bestimmung von $\epsilon_{Selektion}$ wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

7.6.2 Die Bestimmung der Korrekturen auf Detektoreffekte

Zur Bestimmung der Korrekturen wird das in Abschnitt 7.4 beschriebene Modell zur Zwei-Photon-Resonanzproduktion verwendet.

Folgende Schnitte werden für die Mesonen vor der Berücksichtigung von Detektoreffekten verwendet:

- $1 \text{ GeV}/c^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}/c^2$,
- $0.3 < y < 0.7$.

Hierbei bezeichnet y_η die Rapidität des erzeugten Mesons.

Nach Berücksichtigung der Detektoreffekte werden die in Abschnitt 7.5.3 angegebenen Schnitte auf das gestreute Elektron und die Photonen benutzt.

Die Effizienz ergibt sich für die η-Mesonen zu 40.7 % (10500 generierte Ereignisse, davon erfüllen 4275 die Rekonstruktionsschnitte) und für η'-Mesonen zu 49.4 % (11211 generierte Ereignisse, davon erfüllen 5537 die Rekonstruktionschnitte).

7.6.3 Die Quellen systematischer Fehler

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts kommen folgende Quellen möglicher systematischer Effekte in Betracht:

- Genauigkeit der Kenntnis der Energieskala im SPACAL:

  Eine systematische Verschiebung der Energieskala im SPACAL hat direkten Einfluß auf die rekonstruierten kinematischen Variablen (aus der Messung des gestreuten Elektrons) wie auf die rekonstruierte invariante Masse der Photon-Paare.

  Wie in den Abschnitten 7.3.3 und 7.3.4 sowie in [SWA96] gezeigt, hängt die rekonstruierte invariante Masse der Photon-Paare von einem Schnitt auf die Mindestenergie der Photonen ab. Dies gibt einen Hinweis auf mögliche Energieverluste der Photonen im passiven Material, das sich zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem SPACAL befindet. Bei großen Energien nimmt dieser Effekt ab, da der relative Energieverlust mit steigenden Energien abnimmt.

- Unsicherheiten in der Winkelmessung:

  Systematische Verschiebungen in der Messung des Streuwinkels haben direkten Einfluß auf die rekonstruierte Kinematik sowie auf die invariante Masse der Photon-Paare.

- Untergrund durch Ereignisse aus Wechselwirkungen des Elektronstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr:

  Ereignisse, in denen ein Elektron an einem Restgas-Atom im Strahlrohr streut, können auch zur elastischen Meson-Produktion beitragen. Hierbei wird das Meson über einen Zwei-Photon-Prozeß mit dem Restgas-Atom erzeugt.

  Da das Restgas-Atom in Ruhe ist, ist die verfügbare Schwerpunktsenergie im Ruhesystem von Elektron und Atom deutlich kleiner als die entsprechende Energie des Elektron-Proton-Systems. Dies sollte eine deutliche Reduktion des Wirkungsquerschnitts für die Meson-Produktion zur Folge haben.

- Untergrund durch nicht identifizierte Ereignisse der Photoproduktion:

  Ereignisse der Photoproduktion, in denen ein Elektronkandidat im SPACAL vorgetäuscht wird, weisen eine fehlende Balance in der $E - p_z c$-Verteilung auf. Das nicht im Zentralbereich nachgewiesene gestreute Elektron trägt mit seiner doppelten Energie zu dem Wert von $E - p_z c$ bei. Durch den in dieser Analyse verwendeten Schnitt auf Balance in $E - p_z c$ werden diese Untergrund-Ereignisse stark unterdrückt.

- Photonabstrahlung im Anfangszustand:

  Das Elektron kann durch Abstrahlung eines Photons seine Energie reduzieren, bevor es am Streuprozeß teilnimmt. Diese Beiträge müssen für eine exakte Bestimmung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden. Sie sind im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechenbar.

In Anbetracht der sehr beschränkten Statistik wird auf eine genaue Untersuchung der oben aufgeführten Beiträge verzichtet.

7.6.4 Ergebnisse

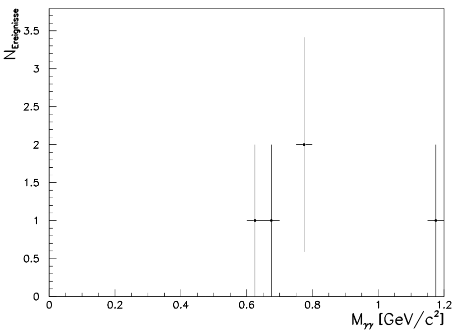


Abbildung 7.14: ***Spektrum der invarianten Masse der Photon-Paare der elastischen Selektion***
Die Abbildung zeigt das Spektrum der invarianten Masse von Photon-Paaren für die im Text beschriebene Selektion elastischer Mesonproduktion

In Abbildung 7.14 wird das Spektrum der invarianten Masse der Photon-Paare gezeigt, das aus der Selektion für Ereignisse der elastischen Mesonproduktion folgt.

Im Massenbereich von 0.8 GeV/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 1.1 GeV/c^2 (erwarteter Bereich für die η'-Produktion) wird kein Ereignis, im Bereich von 0.4 GeV/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 0.7 GeV/c^2 (erwarteter Bereich für die η-Produktion) werden zwei Ereignisse beobachtet.

Werden alle Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen, als Untergrund klassifiziert, ergibt sich aus Abbildung 7.14 ein Wert von einem Untergrundereignis pro 240 MeV/c^2. Dies ergibt die Abschätzung von jeweils 1.25 Untergrundereignissen für das Massenfenster des η- und des η'-Mesons.

	η	η'
$N_{Ereignisse}$	2	0
$N_{Untergrund}$	1.25	1.25
$\epsilon_{Trigger}$	1	
$\epsilon_{Selektion}$	0.407	0.494
BR	0.388	0.0212
$\int \mathcal{L}\mathrm{d}t[\,\mathrm{pb}^{-1}]$	0.2	

Tabelle 7.7: ***Faktoren im η-(η')-Wirkungsquerschnitt***

Die Werte für die Effizienzen der Selektionen und die bestimmte Zahl an Ereignissen für die elastische η (η') Produktion sind in Tabelle 7.7 zusammengefaßt.

Zur Bestimmung eines Konfidenzintervalls für den Wirkungsquerschnitt wird die Poisson-Verteilung verwendet. Sei μ die unbekannte wahre Zahl an erwarteten Ereignissen ($\mu = \sigma \cdot \int \mathcal{L}\mathrm{d}t \cdot BR \cdot \epsilon$), so ist die Häufigkeitsverteilung $P(N|\mu)$ für die Beobachtung von N Ereignissen (bei einem gegebenem Wert für μ) durch

$$P(N|\mu) = e^{-\mu}\frac{\mu^N}{N!} \tag{7.23}$$

gegeben.

Zur Bestimmung einer oberen Grenze oder eines Konfidenzintervalls wird eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\mu|N)$ für μ bei gegebener Messung von N Ereignissen benötigt. Diese ergibt sich aus dem Theorem von Bayes [EAD71] aus der Häufigkeitsverteilung $P(N|\mu)$ und der Wahrscheinlichkeitsverteilung $g(\mu)$ für μ vor der Messung zu:

$$P(\mu|N) = \frac{P(N|\mu)g(\mu)}{\int \mathrm{d}x P(N|x)g(x)}. \tag{7.24}$$

Wird eine gleichförmige Verteilung für μ vor der Messung angenommen (d.h. $g(\mu) = const.$), ergibt sich folgender Ausdruck für $P(\mu|N)$:

$$P(\mu|N) = e^{-\mu}\frac{\mu^N}{N!}. \tag{7.25}$$

Zur Bestimmung eines Konfidenzintervalls (μ_-, μ_+) der Güte α $(0 < \alpha < 1)^3$ wird gefordert [HEL84]

$$\int_{\mu_-}^{\mu_+} \mathrm{d}\mu P(\mu|N) \overset{!}{=} \alpha. \tag{7.26}$$

---

[3] $\alpha = 0.683$ entspricht dem 1σ-Bereich und $\alpha = 0.95$ dem 1.95σ-Bereich einer Gauß-Verteilung

Die Wahl von (μ_-, μ_+) ist nicht eindeutig. Das kleinste Intervall (minimale Länge $(\mu_+ - \mu_-)$) kann verschieden sein von dem zentralen Intervall um den aus den Daten bestimmten Erwartungswert für μ.

Die Bestimmung einer oberen Grenze erfolgt analog, indem gefordert wird [HEL83]

$$\int_{\mu_0}^{\infty} \mathrm{d}\mu P(\mu|N) \overset{!}{=} 1 - \alpha. \tag{7.27}$$

Für die zwei beobachteten Ereignisse im Massenbereich des η-Mesons können die folgenden Konfidenzintervalle [HEL84] bestimmt werden:

- Annahme kein Untergrund:

$$\begin{array}{ll} 0.864 < N_\eta < 3.86 & (68.3\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \\ 0.304 < N_\eta < 6.4 & (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \end{array} \tag{7.28}$$

- Annahme ein Untergrundereignis:

$$\begin{array}{ll} 0 < N_\eta < 2.66 & (68.3\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \\ 0 < N_\eta < 5.41 & (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \end{array} \tag{7.29}$$

Da bei Berücksichtigung eines möglichen Beitrags von Untergrundereignissen die untere Grenze des Konfidenzintervalls zu Null folgt, werden im folgenden nur obere Grenzen angegeben. Nach [HEL83, BAR96b] folgen die oberen Grenzen für N_η und $N_{\eta'}$ (jeweils für 1.25 Untergrundereignisse):

$$\begin{array}{lll} N_\eta & < & 5.4\ (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \\ N_{\eta'} & < & 3.0\ (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \end{array} \tag{7.30}$$

Es ergeben sich die folgenden oberen Grenzen für die Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(ep \to e„\eta“p) < 17.1\ \text{pb} \quad (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \tag{7.31}$$

$$\sigma(ep \to e\eta'p) < 1432.3\ \text{pb} \quad (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau}) \tag{7.32}$$

Hierbei deutet die Notation „η“ an, daß der angegebene Wirkungsquerschnitt für η-Produktion einen möglichen Beitrag der elastischen Produktion von η'-Mesonen beinhaltet. Durch den Zerfall der η'-Mesonen in ein System aus einem η-Meson und zwei Pionen ($\pi^+\pi^-$ oder $\pi^0\pi^0$), mit anschließendem Zerfall des η in zwei Photonen, kann ein Beitrag zum η-Wirkungsquerschnitt hervorgerufen werden. Im nächsten Abschnitt erfolgt eine Abschätzung der Größe dieses Beitrags.

7.6.5 Abschätzung des η'-Beitrags zum η-Wirkungsquerschnitt

Wie im vorangegangen Abschnitt beschrieben, könnte ein Teil der produzierten η-Mesonen auf den Zerfall des η'-Mesons in ein η und zwei Pionen zurückgeführt werden. Von der Kinematik des Zerfalls hängt ab, wieviele der so erzeugten η-Mesonen die beschriebene Selektion von Ereignissen der elastischen Meson-Produktion erfüllen.

Zur Untersuchung dieses Beitrags wird das in Abschnitt 7.4 beschriebene Modell verwendet. Die erzeugten η'-Mesonen zerfallen in ein η und zwei Pionen, das η zerfällt wiederum in zwei Photonen. Auf die erzeugten Ereignisse werden die oben diskutierten

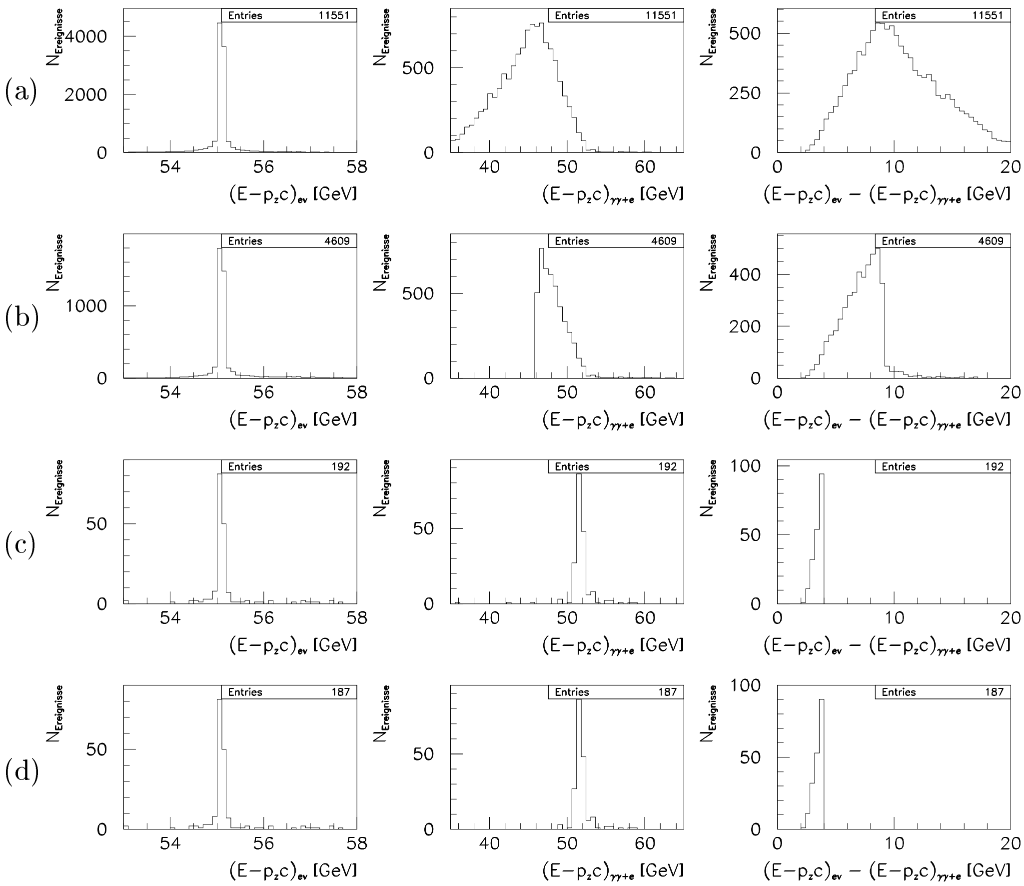


Abbildung 7.15: *Beitrag zur η-Produktion durch $\eta' \to \eta\pi\pi$*

Gezeigt sind die Verteilungen der $(E-p_zc)_{ev}$, $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ und $(E-p_zc)_{ev}-(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ für Ereignisse mit elastischer η'-Produktion und anschließendem Zerfall $\eta' \to \eta\pi\pi$. Das η zerfällt in zwei Photonen.
In (a) sind alle Ereignisse gezeigt, in (b) wird $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 46$ GeV für das Ereignis gefordert. Die Verteilung in (c) enthält Ereignisse mit $(E-p_zc)_{ev}-(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} < 4$ GeV, in (d) wird hierzu zusätzlich $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 46$ GeV verlangt

Selektionsschnitte für das gestreute Elektron und die beiden Photonen aus dem η-Zerfall (nach Berücksichtigung der Detektor-Effekte) angewendet.

Abbildung 7.15 zeigt die Verteilung der Variablen $(E-p_zc)_{ev}$, $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ und $(E-p_zc)_{ev}-(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ für Ereignisse der elastischen η'-Produktion, in denen das η' in $\eta\pi\pi$ zerfällt. Das η zerfällt in zwei Photonen. $(E-p_zc)_{ev}$ bezeichnet die Summe der Werte $E-p_zc$ des gestreuten Elektrons, der beiden Photonen und der beiden Pionen. In $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ sind nur die Beiträge des gestreuten Elektrons und der beiden Photonen aus dem η-Zerfall enthalten.

In Teil (a) der Abbildung sind alle Ereignisse gezeigt. Der Wert für $(E-p_zc)_{ev}$ ist bei der zweifachen Elektronstrahlenergie zu finden. Fast alle Ereignisse haben Werte für $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ kleiner als 52 GeV, d.h. die Differenz $(E-p_zc)_{ev}-(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ ist größer als 3 GeV. Durch die Forderung $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} > 46$ GeV treten nur noch Differenzen kleiner als 11 GeV auf. Entsprechend führt der Schnitt $(E-p_zc)_{ev}-(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e} < 4$ GeV in (c) auf typische Werte für $(E-p_zc)_{\gamma\gamma+e}$ von rund 52 GeV. Von den ursprünglich 11551 Ereignissen verbleiben nach Anwendung beider Schnitte in (d) nur 187 Ereignisse.

Die Zahl der Ereignisse, die den in Abschnitt 7.6.2 angegebenen kinematischen Grenzen genügen, wird mit $N_{\eta'}^{gen}$ bezeichnet. Durch Anwendung der Selektionsschnitte auf das gestreute Elektron und die beiden Photonen aus dem η-Zerfall verbleibt eine Zahl $N_{\eta'}^{rec}$ an Ereignissen. Aus $N_{\eta'}^{gen} = 11551$ und $N_{\eta'}^{rec} = 187$ folgt das Verhältnis $f \equiv N_{\eta'}^{gen}/N_{\eta'}^{rec} = 0.016$.

Bezeichnet $N_{\eta}^{wahr} = \sigma(ep \to e\eta p) \cdot \int \mathcal{L}dt$ die „wahre" Zahl an erzeugten η-Mesonen, und $N_{\eta'}^{wahr}$ die entsprechende Größe für η'-Mesonen, kann für die beobachtete Zahl $N_{\eta}^{beobachtet}$ an η-Mesonen der folgende Zusammenhang angesetzt werden:

$$N_{\eta}^{beobachtet} = N_{\eta}^{wahr} \cdot BR_{\eta\to\gamma\gamma}\epsilon_{\eta} + N_{\eta'}^{wahr} \cdot BR_{\eta'\to\eta\pi\pi} \cdot BR_{\eta\to\gamma\gamma} \cdot f. \tag{7.33}$$

Hierbei sind die Verzweigungsverhältnisse BR in Tabelle 3.1 zu finden, $BR_{\eta'\to\eta\pi\pi}$ bezeichnet die Summe aus $BR_{\eta'\to\eta\pi^+\pi^-}$ und $BR_{\eta'\to\eta\pi^0\pi^0}$ (der Wert beträgt 64.5 %).

Durch Umformung von Gleichung 7.33 ergibt sich folgender Ausdruck für den wahren Wirkungsquerschnitt für elastische Produktion des η-Mesons:

$$\sigma^{wahr}(ep \to e\eta p) = \frac{1}{\int \mathcal{L}dt} \frac{N_{\eta}^{beobachtet}}{BR_{\eta\to\gamma\gamma}\epsilon_{\eta}} - \sigma^{wahr}(ep \to e\eta' p) \cdot \int \mathcal{L}dt \cdot BR_{\eta\to\gamma\gamma} \cdot f \tag{7.34}$$

Die Korrektur auf den η-Wirkungsquerschnitt durch den η'-Beitrag ist vernachlässigbar, da für das Produkt $BR_{\eta\to\gamma\gamma} \cdot f$ ein Wert von $3.4 \cdot 10^{-4}$ folgt.

7.7 Ausblick

Zur Ausnutzung der vollen Luminosität wurde für die Datennahme des Jahres 1996 ein Satz von Subtriggern entworfen, der Ereignisse der elastischen Produktion sowohl in tiefinelastischer Streuung als auch in Photoproduktion selektieren soll. Hierzu wird die Existenz eines Kandidaten für das gestreute Elektron im SPACAL bzw. im Elektron-Tagger gefordert. Um die Rate dieser Triggerelemente, die durch Untergrundereignisse dominiert wird, zu reduzieren und ein Prescaling der Subtrigger zu vermeiden, wird die Existenz von mindestens einem weiteren Cluster im SPACAL mit einer Mindestenergie von 2 GeV verlangt.

7.7.1 Die Bedingungen auf der ersten Triggerstufe (L1)

Zur Selektion von Ereignissen der Photoproduktion, in denen ein pseudoskalares Meson erzeugt wird, werden folgende Bedingungen (Subtrigger $S50$) gestellt:

- Energiedeposition im Elektron-Kalorimeter des Luminositätsssytems (*etag*),
- mindestens ein Cluster mit einer Energie > 2 GeV im SPACAL ($IET > 1$).

Dieser Subtrigger wurde kurz nach Beginn der stabilen Datennahme implementiert und läuft stabil bei einer Rate (auf der ersten Trigger-Stufe) von etwa 1 Hz.

Die Selektion tiefinelastischer Ereignisse fordert die Existenz eines gestreuten Elektrons ($IET > 2$), d.h. die Schwelle auf die Energie des höchstenergetischen Clusters beträgt 6 GeV. Dieser Subtrigger ($S0$) hat besonders zu Beginn einer Luminositätsperiode eine zu hohe Rate (Untergrund-Ereignisse aus Wechselwirkungen des Elektronstrahls mit Restgas-Atomen) und wird deshalb in den Phasen 2 und 3 mit einem „prescale"-Faktor versehen.

Bei allen oben aufgeführten Triggerelementen $IET > 1$ oder $IET > 2$ des inklusiven Elektrontriggers des SPACAL wird der innere Bereich nahe der Strahlröhre ausgeschlossen. In diesem Bereich erfolgt in der Ebene des Strahls signifikante Energiedeposition im SPACAL, die auf Synchrotronstrahlung zurückgeführt wird. Um eine Sättigung der Triggerstufe zu vermeiden, wird dieser Bereich ignoriert.

7.7.2 Die Erwartungen für die Daten aus 1996

	η (γp)	η (DIS)	η' (γp)	η' (DIS)
$N_{Ereignisse}$ (e^-e^+)	2900	2	6900	16
$N_{Ereignisse\gamma\gamma}$ (e^-e^+)	1140	0.8	146	0.4
$N_{Ereignisse}$ (e^-p)	1855	1.2	4217	10
$N_{Ereignisse\gamma\gamma}$ (e^-p)	727	0.5	91	0.2

Tabelle 7.8: ***Erwartete Zahl an η- und η'-Mesonen***
Für eine integrierte Luminosität von 10 pb^{-1} und die in Tabelle 7.3 angegebenen Wirkungsquerschnitte werden die aufgeführte Zahl $N_{Ereignisse}$ an Ereignissen sowie an Ereignissen mit Zerfall des Mesons in zwei Photonen ($N_{Ereignisse\gamma\gamma}$) erwartet. Hierbei wird zwischen dem Bereich der Photoproduktion (γp mit nachgewiesenem gestreuten Elektron) und der tiefinelastischen Streuung (DIS) unterschieden sowie die Rechnung ohne („e^-e^+“) und mit („e^-p“) Berücksichtigung des Effekts der Protonmasse. In beiden Fällen ist der Effekt des Meson-Formfaktors berücksichtigt

Wird für die Datennahme des Jahres 1996 eine von H1 aufgezeichnete und für die Analyse verwertbare integrierte Luminosität von 10 pb^{-1} angenommen, ergeben sich die in Tabelle 7.8 aufgeführten Zahlen an erzeugten Mesonen für Photoproduktion und tiefinelastische Streuung (mit den in Abschnitt 7.4 angegebenen kinematischen Bereichen und den dort bestimmten Wirkungsquerschnitten).

Bei der angegebenen Zahl an Ereignissen sollte der statistische Fehler im Bereich der Photoproduktion in der Größenordnung einiger Prozent liegen. Hierzu ist insbesondere für das η'-Meson die Untersuchung weiterer Zerfallskanäle (z.B. $\eta' \to \eta\pi\pi$) von entscheidender Bedeutung. Wenn ein systematischer Fehler der Messungen im Bereich von 10 - 20 % erreicht werden kann, sollten die Daten erlauben, eine oberere Grenze von etwa 0.01 an den absoluten Wert $|c_0|$ des quadratischen Verhältnisses der Odderon-Nukleon- und der Pomeron-Nukleon-Kopplung zu erzielen.

In tiefinelastischer Streuung wird kein Signal zu beobachten sein, hierzu wird mindestens die 10-fache Statistik benötigt.

7.8 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die erste Suche nach der elastischen Produktion von pseudoskalaren Mesonen (η und η') in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA vorgestellt.

Die elastische Meson-Produktion $ep \to e\eta p$ erfolgt über den Zwei-Photon-Prozeß, der bei Elektron-Positron-Speicherringen genau studiert wird. Nach einer Idee von Schäfer, Mankiewicz und Nachtmann [SCH91b] kann bei HERA ein zusätzlicher Beitrag durch Photon-Odderon-Prozesse auftreten, der erwartete totale Wirkungsquerschnitt liegt in der Größenordnung von einem Nanobarn.

Wie in [SWA96] (für Ereignisse der Photoproduktion) und in diesem Kapitel (für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung) gezeigt, erlaubt das neue rückwärtige Kalorimeter (SPACAL) des Detektors H1 aufgrund seiner guten Energie- und Ortsauflösung die Rekonstruktion von inklusiv produzierten pseudoskalaren Mesonen über ihren Zerfall in zwei Photonen. Es werden klare Signale des π^0- und des η-Mesons beobachtet. Die gemessene Abhängigkeit der rekonstruierten invarianten Masse der beiden Photonen von der Energie Photonen weist auf einen Energieverlust der Photonen im passiven Material vor dem Kalorimeter hin. Diese Eigenschaft wurde ausgenutzt, um nach elastisch produzierten η- oder η'-Mesonen zu suchen.

In den zur Verfügung stehenden Daten des Jahres 1995 wurde in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung nach Kandidaten für die elastische Produktion pseudoskalarer Meson gesucht. Beim Zerfall der Mesonen in zwei Photonen weist das Ereignis eine sehr einfache Topologie auf: nebem dem elastisch gestreuten Proton besteht das Ereignis nur aus dem gestreuten Elektron und den beiden Photonen. Sowohl das gestreute Elektron wie die beiden Photonen sollen im SPACAL nachgewiesen werden. Der Vorwärts- und der Zentralbereich des Detektors dürfen keine durch Teilchenproduktion hervorgerufenen Signale enthalten. Außerdem wird gefordert, daß das Ereignis vollständig im Detektor enthalten ist.

Mit einer zur Verfügung stehenden integrierten Luminosität von 0.2 pb^{-1} (diese ist gegenüber der von HERA im Jahr 1995 bereitgestellten Luminosität deutlich reduziert, da die spezielle Signatur dieser Ereignisse von den meisten tiefinelastischen Triggerbedingungen nicht als Signal angesehen wird) wurden zwei Ereignisse mit einem Photonpaar im erwarteten Massenbereich des η-Mesons und keines im Massenbereich des η') gefunden. Für die Wirkungsquerschnitte in tiefinelastischer Streuung ($1\ \text{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 100\ \text{GeV}^2/c^2$ und $0.3 < y < 0.7$) wurden (für ein Konfidenzniveau von 95 %) folgende obere Grenzen bestimmt:

$$\sigma(ep \to e\eta p) < 17.1\ \text{pb},$$

$$\sigma(ep \to e\eta' p) < 1432.3\ \text{pb}.$$

Die deutlich schlechtere Grenze für das η'-Meson ist auf das kleine Verzweigungsverhältnis in zwei Photonen zurückzuführen.

Ein im Rahmen dieser Arbeit erstelltes Modell für die Meson-Produktion durch Zwei-Photon-Prozesse in Elektron-Positron-Wechselwirkungen mit der kinematischen Konfiguration von HERA (Elektron: 27.55 GeV Energie, Positron: 820 GeV Energie) wurde verwendet, um Vorhersagen für die sichtbaren Wirkungsquerschnitte zu machen. Das Modell basiert auf einem Generator für Zwei-Photon-Prozesse in der Elektron-Positron-Streuung (bei gleichen Strahlenergien). In einem ersten Schritt wurde die Elektron-Positron-Streuung bei der HERA-Schwerpunktsenergie von rund 300 GeV betrachtet; die im Schwerpunktsystem erzeugten Ereignisse wurden in das HERA-System überführt. Zusätzlich wurde der Effekt des Formfaktors für die Produktion des Mesons durch virtuelle Photonen sowie der Effekt der Protonmasse auf den Photonfluß durch eine Änderung der kinematischen Grenzen berücksichtigt. Nicht durchgeführt wurde eine exakte Behandlung der Kinematik, d.h. die Protonmasse wurde in der Kinematik vernachlässigt. Auch die ausgedehnte Ladungsverteilung des Protons wurde ignoriert. Ein Vergleich mit einem Modell für die Produktion von Myon-Paaren in Zwei-Photon-Prozessen zeigte, daß der dominante Beitrag der Protonmasse im geänderten Photonfluß auftritt. Der totale Wirkungsquerschnitt für die π^0-, η- und η'-Produktion wird im Bereich 1 bis 1.5 pb vorhergesagt. Gegenüber dem Elektron-Positron-Fall bei gleicher Energie stellt dies eine Unterdrückung um einen Faktor 3 dar. Für das η_c-Meson werden etwa 50 pb vorhergesagt. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für den Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 0.01\ \text{GeV}^2/c^2$ und $0.2 < y < 0.8$) beträgt etwa 10 bis 15 % des totalen Wirkungsquerschnitts. Für tiefinelastische Streuung ($1\ \text{GeV}^2/c^2 < Q^2 < 100\ \text{GeV}^2/c^2$ und $0.3 < y < 0.7$) sinkt der Anteil auf Werte von 10^{-4} bis unter 10^{-7}, die Werte der Wirkungsquerschnitte sind kleiner oder gleich 0.1 pb.

Mit den Daten des Jahres 1996, für die spezielle Trigger-Bedingungen entworfen wurden, sollte eine genaue Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für η- und η'-Mesonen im

Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 0.01$ GeV$^2/c^2$) möglich sein sowie ein signifikantes Signal für den Bereich der tiefinelastischen Streuung. Hierzu wurde eine spezielle Triggerbedingung entworfen, die eine Koinzidenz zwischen einem gestreuten Elektron (im Kalorimeter des Luminositätssystems) und einem Photonkandidaten im SPACAL fordert. Dieser Trigger wird es erlauben, einen signifikanten Teil der erwarteten intergrierten Luminosität von etwa 10 pb^{-1} für die Analyse zu verwenden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA untersucht. Die diffraktive Streuung ist ein Aspekt der starken Wechselwirkung, der vor HERA fast ausschließlich in der Hadron-Hadron-Streuung untersucht wurde und über das optische Theorem eng mit inelastischen Prozessen verknüpft ist. Im Gegensatz zu harten Streuprozessen, die durch die Quantenchromodynamik als die Theorie der starken Wechselwirkung beschrieben werden, sind diffraktive Prozesse überwiegend „weicher“ Natur, d.h. nicht perturbativ beschreibbar.

Die experimentelle Signatur eines diffraktiven Prozesses ist das Auftreten eines führenden, farbneutralen Systems. Dieses ist durch eine Lücke in der Rapiditätsverteilung von den restlichen erzeugten Teilchen im Phasenraum getrennt.

In dieser Arbeit wurden zwei Analysen durchgeführt. In der ersten Analyse wurde, aufbauend auf der ersten Messung des Wirkungsquerschnitts für den diffraktiven Anteil an der tiefinelastischen Streuung durch das H1-Experiment, eine detaillierte Untersuchung des hadronischen Endzustands für diesen Prozeß durchgeführt. Aus der Messung des Wirkungsquerschnitts für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung konnte H1 zeigen, daß diese Ereignisse auf einem dominant diffraktiven Prozeß beruhen, d.h. verträglich mit Pomeron-Austausch sind, und auf eine partonische Struktur hindeuten.

Zur Untersuchung des hadronischen Endzustands wurde der Energiefluß im HERA-System um die erwartete Richtung des gestreuten Quarks im Quark-Parton-Modell verwendet. Die charakteristischen Eigenschaften des Energieflusses wurden in Form von vier Ereignisparametern beschrieben, deren Abhängigkeit von kinematischen Variablen sowohl für diffraktive als auch für nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung untersucht wurde. Verschiedene Modelle für diffraktive tiefinelastische Streuung wurden mit den Daten konfrontiert.

Die dabei gestellte Frage, ob die Interpretation des diffraktiven Prozesses der tiefinelastischen Streuung als Streuung eines Elektrons an einem Quark – unter Berücksichtigung der damit verbundenen Effekte der QCD auf die Entwicklung des Endzustands – für den hadronischen Endzustand gültig bleibt, konnte positiv beantwortet werden. Hierbei ist für die Effekte der QCD und der Teilchenproduktion der – gegenüber der nicht-diffraktiven Streuung – reduzierte Phasenraum von entscheidender Bedeutung.

Eine sehr gute Beschreibung der Parameter des Endzustands wird von einem Modell der tiefinelastischen Elektron-Pomeron-Streuung geliefert. In diesem Modell von Ingelman und Schlein erfolgt die Streuung des Elektrons an einem Parton des (farbneutralen) Pomerons, das an das Proton koppelt. Modelle der tiefinelastischen Streuung, in denen das Elektron an einem Parton des Protons streut und die diffraktive Signatur (Rapiditätslücke) durch nicht-perturbative Effekte in der Bildung des Endzustands erzeugt wird, führen zu einer weniger guten Beschreibung der Daten. Hierbei sollte berücksichtigt werden, daß diese Modelle ebenfalls keine perfekte Beschreibung des Endzustands im nicht-diffraktiven Fall ergeben.

Neuere Ergebnisse der H1 -Kollaboration, die nach Veröffentlichung der beschriebenen Analyse dieser Arbeit erstmals vorgestellt wurden, unterstützen die in dieser Arbeit gezogenenen Schlußfolgerungen. Speziell die Messungen des Endzustands weisen auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung von gluoninduzierten Beiträgen hin.

Die zweite Analyse dieser Arbeit umfaßt die erste Suche nach der elastischen Produktion der pseudoskalaren Mesonen η und η' bei HERA . Der zugrundeliegende Produktionsmechanismus ist der an Elektron-Positron-Speicherringen detailliert studierte Zwei-Photon-Prozeß. Bei HERA könnte, nach einer Idee von Schäfer, Mankiewicz und Nachtmann, ein zusätzlicher Beitrag durch Photon-Odderon-Fusion entstehen. Hierbei wird unter Odderon der Partner des Pomerons verstanden, der negative C-Parität besitzt. In einem Modell, in dem die Kopplung des Odderons an einzelne Quarks (proportional zu ihrer Baryonzahl) erfolgt, wird aufgrund der verschiedenen Wellenfunktionen der Mesonen ein unterschiedlicher Beitrag für η und η' im Photon-Odderon-Prozeß erwartet.

Die verwendeten Daten stammen aus dem Jahr 1995, in dem H1 ein neues Kalorimeter im rückwärtigen Bereich erhielt. Durch die verbesserte Orts- und Energieauflösung ist die Rekonstruktion der leichten pseudoskalaren Mesonen über ihren Zerfall in zwei Photonen möglich. Für die Analyse stand eine integrierte Luminosität von 0.2 pb^{-1} zur Verfügung. Im Bereich der tiefinelastischen Streuung ($1 < Q^2 < 100$ GeV$^2/c^2$ und $0.3 < y < 0.7$) konnte kein eindeutiger Nachweis elastischer Produktion geführt werden, im erwarteten Bereich der Masse des Photonpaare für das η-Meson wurden zwei Ereignisse, im Bereich für das η'-Meson kein Ereignis beobachtet. Hieraus wurden obere Grenzen für die Wirkungsquerschnitte bestimmt:

$$\sigma(ep \to e\eta p) < 17.1 \text{ pb},$$

$$\sigma(ep \to e\eta' p) < 1432.3 \text{ pb}.$$

(jeweils für ein Konfidenzniveau von 95 %).

Die Modellierung der Zwei-Photon-Produktion von pseudoskalaren Mesonen in der kinematischen Konfiguration von HERA unter Berücksichtigung des Effektes des Formfaktors für den Photon-Photon-Meson-Vertex und des Einflusses der Protonmasse auf die Photonabstrahlung (nicht berücksichtigt ist die endliche Ausdehnung des Protons) führen zu einer Vorhersage des sichtbaren Wirkungsquerschnitts von etwa 0.01 bis 0.1 pb in dem betrachteten Bereich der tiefinelastischen Streuung. Im Bereich der Photoproduktion wird ein um einen Faktor von etwa 100 größerer Wirkungsquerschnitt erwartet. Für die Datennahme des Jahres 1996 wurde eine Triggerbedingung entworfen, die es erlauben sollte, einen Großteil der Luminosität (zwischen 5 und 10 pb^{-1}) für die Suche nach elastischer Produktion zu verwenden.

Anhang A

Herleitung der erwarteten Richtung für das gestreute Quark

Die Herleitung der Formel 6.12 für die im Quark-Parton-Modell erwartete Richtung des gestreuten Quarks erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird ein Ausdruck für den Polarwinkel θ_q des Quarks unter Verwendung der Viererimpulskomponenten angegeben; im zweiten Schritt wird dieser Ausdruck dazu benutzt, die Pseudorapidität (siehe Gleichung 2.47) über kinematische Variablen auszudrücken.

Aus den Additionstheoremen der Winkelfunktionen folgt:

$$\tan\frac{\theta_q}{2} = \sqrt{\frac{1-\cos\theta_q}{1+\cos\theta_q}}. \tag{A.1}$$

Da das Quark im Quark-Parton-Modell als masselos angenommen wird, gilt für seinen longitudinalen Impuls $p_{q\ z} = E_q \cos\theta_q$. Aus Gleichung A.1 folgt hiermit:

$$\tan\frac{\theta_q}{2} = \sqrt{\frac{E_q - p_{q\ z}}{E_q + p_{q\ z}}}. \tag{A.2}$$

Durch Erweitern des Bruchs mit $(E_q - p_{q\ z})$ und unter Ausnutzung der Beziehung $0 = m_q^2 = E_q^2 - p_{q\ T}^2 - p_{q\ z}^2$ ($p_{q\ T}$ ist der Betrag des transversalen Impulses) ergibt sich aus A.2:

$$\tan\frac{\theta_q}{2} = \sqrt{\frac{(E_q - p_{q\ z})^2}{E_q^2 - p_{q\ z}^2}} = \frac{E_q - p_{q\ z}}{p_{q\ T}}. \tag{A.3}$$

Die Größe $E_q - p_{q\ z}$ steht mit der kinematischen Variablen y über

$$E_q - p_{q\ z} = 2E_{el}^{Strahl} y, \tag{A.4}$$

wobei E_{el}^{Strahl} die Energie des Elektronstrahls bezeichnet.

Für $p_{q\ T}$ ergibt sich der Zusammenhang mit y und Q^2 zu

$$p_{q\ T}^2 = Q^2 \cdot (1-y). \tag{A.5}$$

Nach Gleichung 5.1 gilt $Q^2 = p_{el\ T}^2/(1-y)$, durch die Gleichheit von $p_{q\ T}^2$ mit dem Quadrat $p_{el\ T}^2$ des transversalen Impulses des gestreuten Elektron folgt obige Beziehung.

Die Pseudorapidität η_q des gestreuten Quarks kann nun wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
\eta_q &= -\log\tan\frac{\theta_q}{2} \\
&= -\log\frac{E_q - p_{q\ z}}{p_{q\ T}} \\
&= -\log\frac{2E_{el}^{Strahl}y}{\sqrt{Q^2\cdot(1-y)}} \\
&= \frac{1}{2}\log\left(\frac{1}{4(E_{el}^{Strahl})^2}\frac{Q^2}{y}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right)
\end{aligned} \tag{A.6}$$

Unter Verwendung von $s = 4E_{el}^{Strahl}E_{pr}^{Strahl}$ (E_{pr}^{Strahl} ist die Protonstrahl-Energie) und $Q^2 = sxy$ können die drei Faktoren in der letzten Zeile von Gleichung A.6 so umgeformt werden, daß η_q nur durch die beiden Strahlenergien, s sowie x und Q^2 ausgedrückt wird. Es ergibt sich die in Gleichung 6.12 angegebene Form.

Anhang B

Verteilungen zum Energiefluß in tiefinelastischer Streuung

In diesem Anhang werden Verteilungen zur Ereignisselektion und den Ereigniseigenschaften für die Energieflußanalyse aus Kapitel 6 beschrieben sowie die Untersuchung systematischer Effekte auf Korrekturfaktoren diskutiert.

B.1 Verteilungen zur Selektion der tiefinelastischen Ereignisse

Für die selektierten nicht-diffraktiven bzw. diffraktiven Ereignisse werden im folgenden unkorrigierte Ereignisvariablen mit den Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen, die einer Simulation der Detektoreffekte unterworfen wurden.

Die Modelle ARIADNE („CDM“, siehe Abschnitt 6.2.2) und LEPTO („MEPS“, siehe Abschnitt 6.2.1) modellieren nicht-diffraktive Streuung. Als Parametrisierung der Protonstrukturfunktion werden jeweils die Partondichten MRS-H [MAR93b] verwendet.

Das RAPGAP-Modell (siehe Abschnitt 6.2.5) wird mit zwei Annahmen zur partonischen Struktur des Pomerons gezeigt: „hard q“ nimmt an, daß das Pomeron aus Quark-Antiquark-Paaren aufgebaut ist, deren Dichteverteilung $\propto x \cdot (1-x)$ ist. Im Falle von „hard g“ wird ein Zwei-Gluon-System angenommen, wobei die Dichteverteilung ebenfalls $\propto x \cdot (1-x)$ ist.

B.1.1 Die Eigenschaften des Ereignisses und des gestreuten Elektrons

Abbildung B.1 zeigt Kontrollverteilungen der Eigenschaften des gestreuten Elektrons für die Selektion nicht-diffraktiver Streuung (a) und diffraktiver Streuung (b). Es sind die folgenden fünf Eigenschaften des gestreuten Elektrons zu sehen:

- die Energie E_{el} des gestreuten Elektrons:

  Das Spektrum der Energie des gestreuten Elektrons zeigt ein Maximum in der Nähe der Energie des Elektronstrahls. Dieses Maximum wird als „kinematic peak“ bezeichnet. Für den Wert $x = \frac{26.7}{820}$ ist das Schwerpunktsystem der Elektron-Parton-Streuung identisch mit dem HERA-Laborsystem und die Energie des gestreuten Elektrons stimmt für alle Werte von Q^2 mit der Elektronstrahlenergie überein. Wird die Abhängigkeit der kinematischen Variablen x und Q^2 von der Energie des gestreuten Elektrons untersucht, stellt sich heraus, daß x und Q^2 über einen großen Bereich variieren können, ohne daß die Energie des gestreuten Elektrons wesentlich

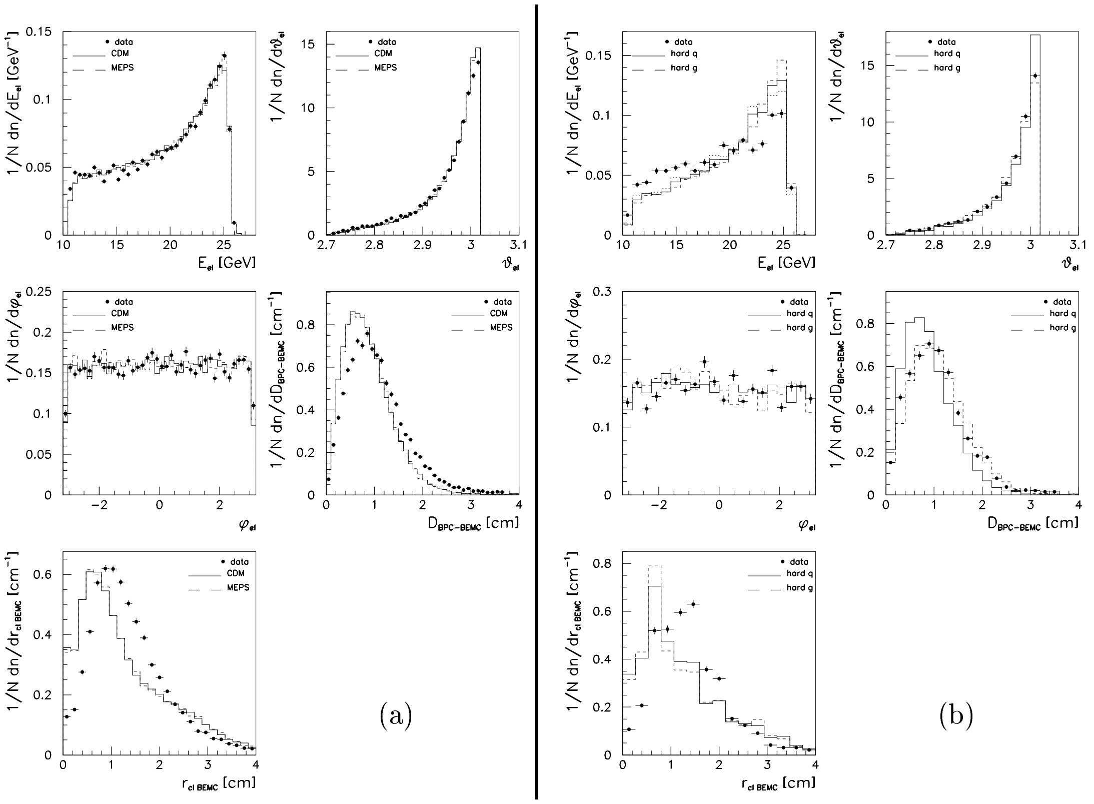


Abbildung B.1: ***Verteilungen zur Ereignisselektion (I)***
Gezeigt sind die Verteilungen der Energie E_{el} des gestreuten Elektrons, seines Polarwinkels ϑ_{el} und seines Azimutwinkel φ_{el}. Ferner sind der Abstand $D_{BPC\text{-}BEMC}$ des Schwerpunkts des Elektronclusters im BEMC zum nächstgelegenen Treffer in der BPC sowie die transversale Ausdehnung $r_{cl\ BEMC}$ des Elektronclusters im BEMC zu sehen. Für nicht-diffraktive Ereignisse (a) werden die Daten („data“) mit den Modellen „CDM“ und „MEPS“, für diffraktive Ereignisse (b) werden die Daten („data“) mit dem RAPGAP-Modell („hard q“ = nur Quarks, „hard g“ = nur Gluonen) verglichen. Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

geändert wird. Dieser Bereich des Spektrums ist fast unabhängig von der Strukturfunktion des Protons und kann zur Kalibration des Kalorimeters verwendet werden. Der Bereich niedriger Energien des gestreuten Elektrons ist hingegen sensitiv auf die Protonstrukturfunktion.

- der Polarwinkel ϑ_{el} des gestreuten Elektrons:

  Die Verteilung des Polarwinkels ϑ_{el} fällt sehr stark zu kleinen Werten ab. Aufgrund der Wahl des H1 -Koordinatensystems entspricht dies einem Abfall des Streuwinkels (relativ zur Richtung des einlaufenden Elektrons) zu großen Werten hin. Dies ist eine Folge des Photonpropagators, der im Wirkungsquerschnitt eine Q^{-4}-Abhängigkeit bewirkt.

- der Azimutwinkel φ_{el} des gestreuten Elektrons:

  Der Azimutwinkel des gestreuten Elektrons ist gleichmäßig verteilt, da es senkrecht zur Strahlachse keine ausgezeichnete Richtung gibt.

- der Abstand $D_{\text{BPC-BEMC}}$ des Schwerpunkts des Elektronclusters zum nächstgelegenen Signal in der BPC:

Für Elektronen wird ein Signal in der Nähe des Clusterschwerpunkts in der BPC erwartet. Die Ortsauflösung des Kalorimeters von etwa 1.5 cm ist schlechter als die der Proportionalkammer ($\approx$ 1.5 mm). Dies spiegelt sich in der beobachteten Verteilung des Abstands zum nächstgelegenen Signal in der BPC wider. Die Verteilung hat ein Maximum bei etwa 1 cm und fällt sehr schnell zu größeren Werten hin ab.

- der Clusterradius $r_{\mathrm{cl\ BEMC}}$ des Elektronkandidaten:

  Aus dem Molière-Radius des BEMC von 3.4 cm wird ein vergleichbarer Wert für den mit der Energie gewichteten Clusterradius der Elektronkandidaten erwartet. Die Daten zeigen ein Maximum bei etwa 1 cm und einen starken Abfall hin zu einem Wert von 4 cm.

Für die nicht-diffraktive Streuung (a) wird eine gute Beschreibung der Daten durch beide Modellrechnungen (die sich nur in der Modellierung des hadronischen Endzustands unterscheiden) erzielt. Nur bei dem minimalen Abstand sowie dem Clusterradius sind Abweichungen festzustellen, die auf eine nicht optimale Beschreibung der Form des Elektronschauers in der Detektorsimulation zurückzuführen sind. Für die diffraktiven Ereignisse (b) ist die Beschreibung der Daten durch das Modell nicht so gut wie für die nicht-diffraktiven Ereignisse, aber im Rahmen der Statistik zufriedenstellend. Auch hier sind die stärksten Abweichungen beim Clusterradius zu beobachten. Ein Vergleich der Eigenschaften beider Datensätze zeigt eine gute Übereinstimmung.

In Abbildung B.2 werden Ereignisvariablen dargestellt, die aus der Information über das gestreute Elektron sowie den hadronischen Endzustand bestimmt werden. Auch hier werden in (a) Ereignisse der nicht-diffraktiven Streuung mit zwei Modellen, in (b) Ereignisse der diffraktiven Streuung mit zwei Varianten des RAPGAP-Generators verglichen. Die gezeigten Größen sind in der folgenden Liste beschrieben.

- die Position z_{vert} des Wechselwirkungspunkts:

  Die Verteilung hat ein Maximum bei $z_{vert} \approx -5$ cm und eine Breite von etwa 20 cm (FWHM)[1]. Dies ist eine Folge der endlichen Ausdehnung der Protonpakete.

- die Summe $E - p_z c$ der Differenzen von Energien und „longitudinalen" Energien (longitudinale Impulse multipliziert mit c) aller Cluster des hadronischen Endzustands und des gestreuten Elektrons:

  Aufgrund der Erhaltung der Summe aller Vierer-Impuls-Komponenten (vor und nach der Streuung) folgt für die Größe $E - p_z c$ (aus allen Komponenten des Endzustands) der Erwartungswert der zweifachen Elektronstrahlenergie $2 \cdot E_{el} = 53.4$ GeV (In Vorwärtsrichtung $\vartheta \approx 0$ gilt $p_z \approx E$, d.h. $E - p_z c \approx 0$. Hingegen ist in Rückwärtsrichtung $p_z \approx -E$, d.h. $E - p_z c \approx 2 \cdot E$.). In der Summe $E - p_z c$ trägt der nicht nachgewiesene, in Vorwärtsrichtung gestreute Protonrest nicht bei. Die Verteilung der Daten zeigt ein Maximum bei etwa 53 GeV. Für Ereignisse, in denen Teilchen in Rückwärtsrichtung nicht nachgewiesen werden – z.B. für Photoproduktionsereignisse mit einem vorgetäuschten Elektronkandidaten im BEMC – wird der gemessene Wert von $E - p_z c$ deutlich kleiner sein als 53.4 GeV.

- das Verhältnis p_T^{had}/p_T^{el} der transversalen Impulse von hadronischem Endzustand und gestreutem Elektron:

---

[1] „Full Width Half Maximum" = Halbwertsbreite

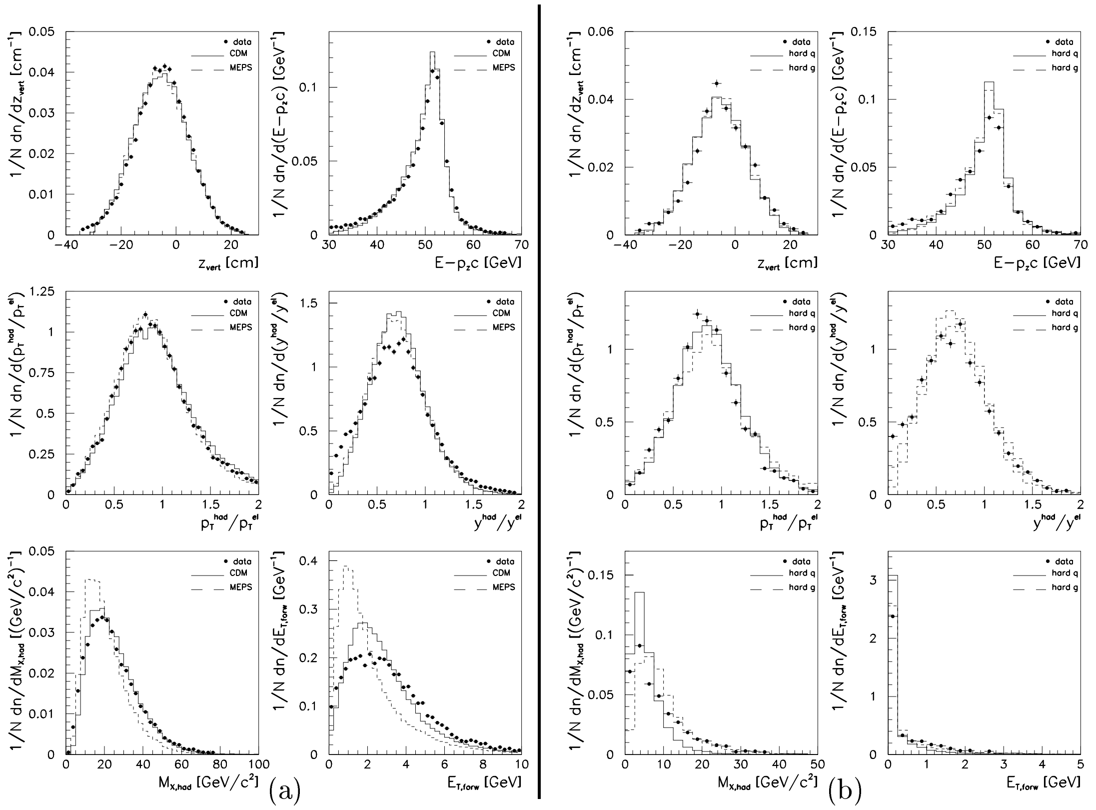


Abbildung B.2: ***Verteilungen zur Ereignisselektion (II)***
Gezeigt sind die Verteilungen des Ereignisvertex z_{vert}, der Summe der Differenzen von Energie und longitudinalem Impuls aller nachgewiesenen Kalorimetercluster $(E - p_z c)$, das Verhältnis von transversalem Impuls des hadronischen Endzustands $(p_{T had})$ zum transversalem Impuls des gestreuten Elektrons $(p_{T el})$ und das Verhältnis der Bjorkenschen Skalenvariablen y_{had}, bestimmt aus dem Endzustand, und y_{el}, das aus dem gestreuten Elektron bestimmt wurde. Ferner sind die invariante Masse des hadronischen Endzustands $(M_{X had})$ sowie die transversale Energie in Vorwärtsrichtung $(E_{T,forw})$ zu sehen. Für nicht-diffraktive Ereignisse (a) werden die Daten („data“) mit zwei Modellen („CDM“ und „MEPS“) verglichen, für diffraktive Ereignisse (b) werden die Daten („data“) mit dem RAPGAP-Modell verglichen, hierbei werden zwei Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons gemacht („hard q“ = nur Quarks, „hard g“ = nur Gluonen). Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

Für tiefinelastische Ereignisse mit Photonaustausch wird erwartet, daß das gestreute Elektron den hadronischen Endzustand im transversalen Impuls balanciert – da vor der Streuung kein transversaler Impuls vorhanden ist. Wird das Verhältnis der Beträge der Transversalimpulse von hadronischem Endzustand und Elektron betrachtet, wird ein Wert von 1 erwartet. Die Daten zeigen ein Maximum bei einem Wert von 0.9 und eine Streuung um diesen Wert. Die Abweichung von 1 ist auf eine nicht vollständige oder falsche Messung des hadronischen Endzustands zurückzuführen. Die Breite der Verteilung ist eine Folge der endlichen Energieauflösung bei der Messung der Hadronen, die zu einer Verschmierung führt (beide Effekte sind in den Modellrechnungen berücksichtigt und können die Daten gut reproduzieren).

- das Verhältnis y^{had}/y^{el} der Skalenvariablen y, berechnet aus dem hadronischen Endzustand sowie dem gestreuten Elektron:

Aufgrund der großen Akzeptanz des Detektors und der Kinematik bei HERA ist es möglich, die kinematischen Variablen sowohl durch Messung des gestreuten Elektrons als auch durch Messung des hadronischen Endzustands zu bestimmen (siehe Abschnitt 5.1). Für die selektierten Ereignisse ergibt sich ein Verhältnis kleiner als 1. Dieses kann wie im Falle von p_T^{had}/p_T^{el} auf die Rekonstruktion des Endzustands zurückgeführt werden.

- die invariante Masse $M_{X,had}$ des hadronischen Endzustands:

  Die sichtbare invariante Masse des Endzustands (berechnet aus den Clustern des Kalorimeters – hierbei wird der Dreier-Impuls aus der Energie und dem Polar- wie Azimutwinkel unter Annahme der Pionmasse berechnet) ist ein Maß für die invariante Masse des Photon-Parton Systems im harten Streuprozeß. Je größer diese Masse ist, desto größer ist der verfügbare Phasenraum für QCD-Effekte und Teilchenproduktion. Die sichtbare Masse ist stets kleiner als die invariante Masse W des Photon-Proton-Systems, da der Protonrest nicht nachgewiesen wird. Die Daten zeigen invariante Massen von bis zu 80 GeV/c^2, dies ist mit dem maximalen Wert von 280 GeV/c^2 für W zu vergleichen.

- die transversale Energie $E_{T,forw}$ in Vorwärtsrichtung:

  In Vorwärtsrichtung ($4.4° < \vartheta < 15°$) wird erwartet, daß der Energiefluß sensitiv auf die Partonkaskade im Streuprozeß ist. Die Daten zeigen ein Maximum von $E_{T,forw}$ im Bereich von 2 GeV. Eine Untersuchung der Abhängigkeit des Energieflusses in Vorwärtsrichtung von der Ereigniskinematik findet sich in [AID95c].

Die Verteilung der Daten für nicht-diffraktive Ereignisse wird sehr gut durch beide Modelle beschrieben; lediglich für M_{Xhad} und $E_{T,forw}$ unterscheiden sich die Modelle und geben keine optimale Beschreibung der Daten. Insbesondere bei $E_{T,forw}$ ist dies auf die unterschiedliche Modellierung des hadronischen Endzustands in den Modellen zurückzuführen. Im Falle der diffraktiven Selektion ist die Beschreibung der Daten durch beide Modellannahmen gut. Auch hier sind die Ereigniseigenschaften (Position des Wechselwirkungspunkts und Balance des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustands) in beiden Selektionen ähnlich. In der invarianten Masse des hadronischen Endzustands als auch in der im Vorwärtsbereich erzeugten transversalen Energie hingegen bestehen zwischen den beiden Prozessen deutliche Unterschiede.

B.1.2 Die Eigenschaften des hadronischen Endzustands

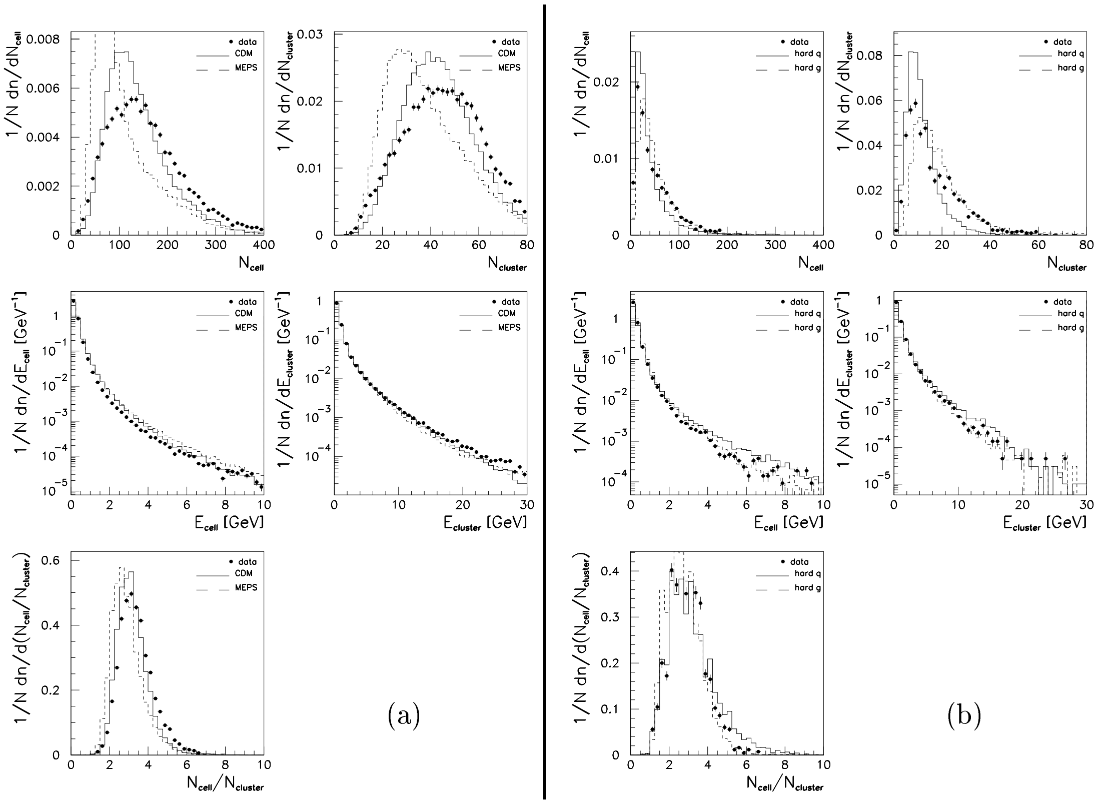
Abbildung B.3 zeigt Kontrollverteilungen für Eigenschaften des hadronischen Endzustands bei der kalorimetrischen Messung, wie sie in dieser Analyse verwendet wird. In (a) sind die Verteilungen für nicht-diffraktive Ereignisse, in (b) sind die entsprechenden Verteilungen für diffraktive Ereignisse gezeigt:

- die Zahl N_{cell} an Kalorimeterzellen:

  Das Maximum der Verteilung im nicht-diffraktiven Fall liegt bei etwa 100 Zellen, im Extremfall treten Ereignisse mit bis zu 400 Zellen auf. Für diffraktive Ereignisse sind etwa 15 Zellen am häufigsten, die Verteilung zeigt Werte bis zu 200 Zellen pro Ereignis.

- die Zahl $N_{cluster}$ an Kalorimeterclustern:

  Die Zahl der Cluster in einem nicht-diffraktiven Ereignis liegt meistens um 40 Cluster, mit Schwankungen bis über 80 Cluster hinaus. Bei der diffraktiven Selektion werden bis zu 60 Cluster pro Ereignis gefunden, der häufigste Fall liegt bei 10 Clustern pro Ereignis.



(a) (b)

Abbildung B.3: ***Verteilungen zur Ereignisselektion (III)***
Gezeigt sind die Verteilungen der Anzahl an Kalorimeterzellen (N_{cell}) und der Anzahl an Kalorimeterclustern ($N_{cluster}$) pro Ereignis sowie die Verteilung der Energien aller Kalorimeterzellen (E_{cell}) und aller Kalorimetercluster ($E_{cluster}$). Ferner zu sehen ist das Verhältnis ($N_{cell}/N_{cluster}$) pro Ereignis. Für nicht-diffraktive Ereignisse (a) werden die Daten („data“) mit zwei Modellen („CDM“ und „MEPS“) verglichen, für diffraktive Ereignisse (b) werden die Daten („data“) mit dem RAPGAP-Modell verglichen, hierbei werden zwei Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons gemacht („hard q“ = nur Quarks, „hard g“ = nur Gluonen). Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

- die Verteilung der Energien E_{cell} der einzelnen Kalorimeterzellen:

  Die Energien der einzelnen Zellen fallen stark ab mit steigender Zellenergie, von 0.5 GeV bis 8 GeV ändert sich die Häufigkeit um 4 Größenordnungen.

- die Verteilung der Energien $E_{cluster}$ der einzelnen Kalorimetercluster:

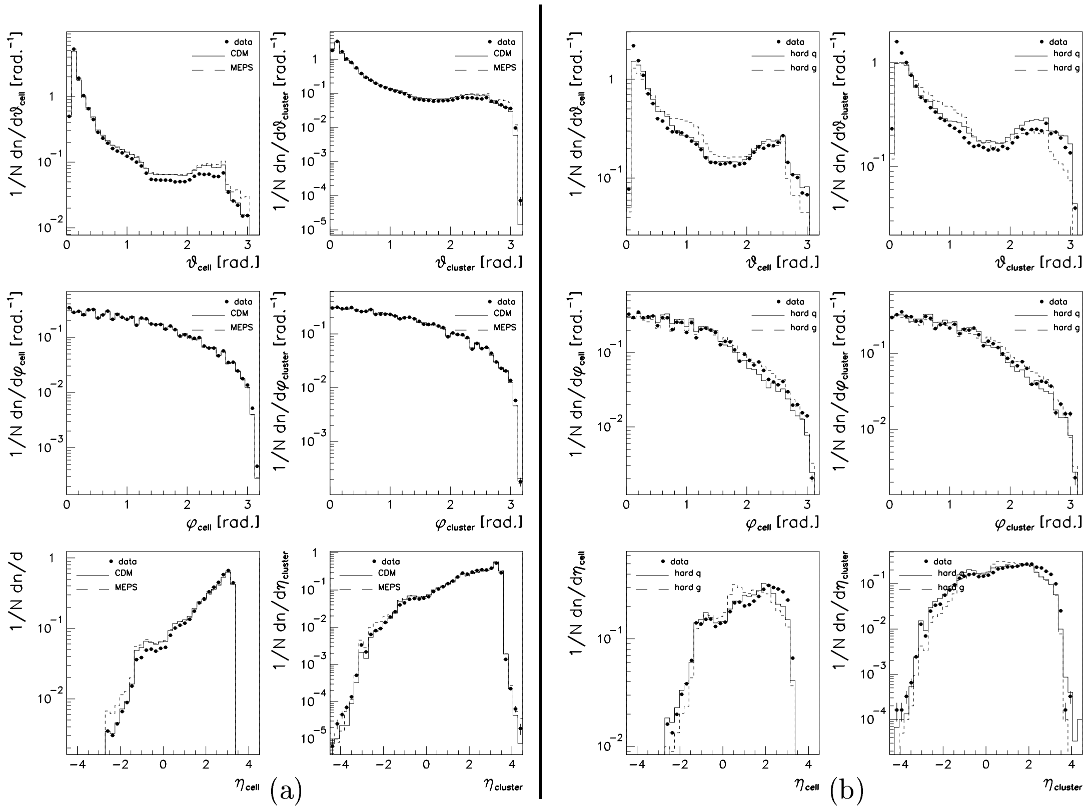
  Auch die Energien der Cluster haben ein steil abfallendes Spektrum, von 2 bis 20 GeV werden drei Größenordnungen überschritten.

- die mittlere Zahl $N_{cell}/N_{cluster}$ der Zellen pro Cluster in den Ereignissen:

  Sowohl bei nicht-diffraktiven wie bei diffraktiven Ereignissen werden einem Cluster im Mittel etwa 4 Zellen zugeordnet.

Bei der Beschreibung der Zahl der Kalorimeterzellen als auch der Zahl der Kalorimetercluster zeigen die Modelle, insbesondere im nicht-diffraktiven Fall, deutliche Unterschiede. Die Daten werden von keinem der Modelle korrekt beschrieben. Hingegen ist die Beschreibung des Energiespektrums über mehrere Größenordnungen hinweg gut. Auch die mittlere Zellenanzahl pro Cluster wird einigermaßen beschrieben. Sowohl die mittlere Zellenanzahl pro Cluster als auch das Energiespektrum sind sehr ähnlich für beide

Ereignisklassen, hingegen weisen die diffraktiven Ereignisse deutlich weniger aktive Kalorimetercluster und -zellen auf.



<u>Abbildung B.4:</u> *Verteilungen zur Ereignisselektion (IV)*
Gezeigt sind die Verteilungen des Polarwinkels (ϑ_{cell} bzw. $\vartheta_{cluster}$), des Azimutwinkels (φ_{cell} bzw. $\varphi_{cluster}$) und der Pseudorapidität (η_{cell} bzw. $\eta_{cluster}$) für Kalorimeterzellen bzw. -cluster. Für nicht-diffraktive Ereignisse (a) werden die Daten („data“) mit zwei Modellen („CDM“ und „MEPS“) verglichen, für diffraktive Ereignisse (b) werden die Daten („data“) mit dem RAPGAP-Modell verglichen, hierbei werden zwei Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons gemacht („hard q“ = nur Quarks, „hard g“ = nur Gluonen). Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

Abbildung B.4 zeigt weitere Verteilungen für die Zellen und Cluster im LAr- und BEMC-Kalorimeter. Auch hier gehört (a) zur nicht-diffraktiven, (b) zur diffraktiven Selektion. Die Modellvorhersagen entsprechen denjenigen der vorangegangenen Abbildungen.

- die Verteilung im Polarwinkel ϑ_{cell} für Zellen:

  In Vorwärtsrichtung wird die größte Zahl an Zellen beobachtet, im Zentralbereich liegt ein Plateau vor. Im Rückwärtsbereich schließlich fällt die Zahl der Zellen ab. Im Vergleich von diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen ist die Überhöhung des Maximums im Vorwärtsbereich gegenüber dem Plateau bei $\vartheta \approx \pi/2$ für diffraktive Ereignisse (etwa eine Größenordnung) weniger stark ausgeprägt als für nicht-diffraktive Ereignisse (etwa zwei Größenordnungen), dies ist eine Folge der Forderung einer Lücke im Endzustand (im Vorwärtsbereich).

- die Verteilung im Polarwinkel $\vartheta_{cluster}$ für Cluster:

Die Winkelverteilung der Cluster folgt einem ähnlichen Verlauf wie die der Zellen. Im Rückwärtsbereich werden mehr Cluster als Zellen bei größeren Winkeln gefunden. Dies ist ein Effekt der Kombination von Zellen zu Clustern, da der Schwerpunkt der Cluster außerhalb der Akzeptanz für Zellen liegen kann. Die Verhältnisse von Maximum in Vorwärtsrichtung zu Plateau im Zentralbereich entsprechen denen der Zelle für beide Selektionen.

- die Verteilung im Azimutwinkel φ_{cell} für Zellen:

  Der gezeigte Azimutwinkel ist relativ zum Azimutwinkel des gestreuten Elektrons definiert, hierbei ist die Elektronrichtung mit $\varphi = \pi$ zu identifizieren. Da der Endzustand das Elektron im Transversalimpuls balancieren muß, wird ein Großteil der Cluster entgegengesetzt zum Elektron erwartet, d.h. bei $\varphi = 0$. Zellen, die zum Protonrest gehören, unterliegen nicht dieser Korrelation und sind bezüglich des Elektrons gleichverteilt (siehe auch Abbildung 6.1).

- die Verteilung im Azimutwinkel $\varphi_{cluster}$ für Cluster:

  Die Verteilung der Azimutwinkel der Cluster relativ zum gestreuten Elektron ist der der Zellen sehr ähnlich.

- die Verteilung in der Pseudorapidität η_{cell} für Zellen:

  Aus der Verteilung der Polarwinkel folgt nach Definition der Pseudorapidität direkt deren Verteilung, die von positiven Werten ($\eta \approx 3.5$) zu negativen Werten (bis $\eta \approx -3$) abfällt.

- die Verteilung in der Pseudorapidität $\eta_{cluster}$ für Cluster:

  Die Verteilung der aus dem Polarwinkel der Cluster berechneten Pseudorapidität zeigt deutlich den Effekt der größeren Akzeptanz – durch die Kombination von mehreren Zellen zu einem Cluster. Dieser Effekt tritt sowohl im Rückwärts- als auch im Vorwärtsbereich auf.

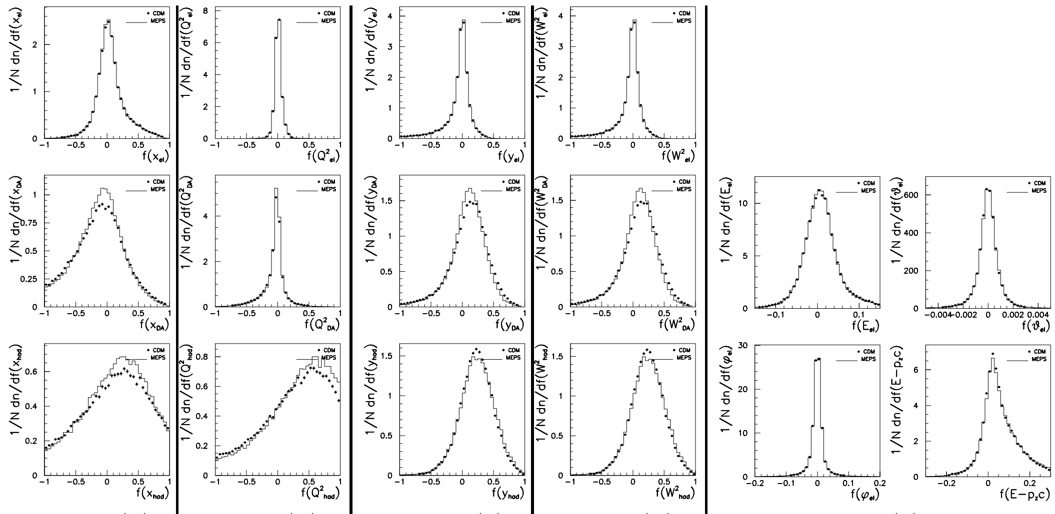
Die Form der Verteilungen der drei Variablen in der nicht-diffraktiven Selektion wird von den Modellen sowohl für Cluster als auch für Zellen recht gut beschrieben. Im Falle der diffraktiven Ereignisse führen die beiden Annahmen über die Partondichten im Pomeron in allen Variablen zu deutlichen Unterschieden; die Vorhersagen umschließen die Daten.

B.1.3 Die kinematischen Variablen

Zur Untersuchung der Rekonstruktionsgenauigkeit der kinematischen Variablen wird ein Ereignisgenerator (in diesem Fall das ARIADNE-Modell, siehe Abschnitt 6.2.2) benutzt, dessen Ereignisse einer Detektorsimulation unterworfen werden. Aus dem Vergleich der kinematischen Größen, die aus den Vierer-Impulsen der erzeugten Teilchen berechnet werden, mit den Größen, die aus der rekonstruierten Detektorantwort der Simulation bestimmt werden, ergibt sich die Genauigkeit der Rekonstruktion sowie Hinweise auf systematische Effekte. Diese Untersuchung basiert auf der Annahme einer detailgetreuen Berücksichtigung der Detektoreffekte in der Simulation.

In Abbildung B.5 ist die Rekonstruktionsgenauigkeit für verschiedene Ereignisvariablen gezeigt. Hierbei wird für die jeweilige Variable V die Verteilung der Größe $f(V)$ mit

$$f(V) = \frac{V_{generiert} - V_{rekonstruiert}}{V_{generiert}} \tag{B.1}$$



(a) (b) (c) (d) (e)

Abbildung B.5: ***Rekonstruktionsgenauigkeit der Ereignisselektion***
Gezeigt ist die Genauigkeit f_V in der Rekonstruktion verschiedener Variablen V, definiert als relative Abweichung der rekonstruierten Größe von der generierten Größe: $f(V) = (V_{generiert} - V_{rekonstruiert})/V_{generiert}$. Hierzu werden zwei verschiedene Modelle der tiefinelastischen Streuung verwendet: CDM und MEPS. Die mit diesen Modellen erzeugten Ereignisse (Vierer-Vektoren von Teilchen) wurden einer Detektorsimulation unterworfen und danach in gleicher Weise wie die Experimentdaten rekonstruiert. Gezeigt sind die Variablen x (a), Q^2 (b), y (c) und W^2 (d), dabei wurde die rekonstruierte Größe in der ersten Zeile aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons („el“), in der mittleren Zeile über die Doppel-Winkel-Methode („DA“) und in der letzten Zeile nur aus dem hadronischen Endzustand („had“) bestimmt. In (e) sind die Genauigkeit der Rekonstruktion der Energie (E_{el}), des Polarwinkels (ϑ_{el}) und des Azimutwinkels (φ_{el}) des gestreuten Elektrons sowie der Größe $E - p_z c$ gezeigt. Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

gezeigt. Dabei bezeichnet $V_{generiert}$ den Wert der Variablen V, wie sie aus den Vierer-Impulsen berechnet wird und $V_{rekonstruiert}$ den Wert, der aus der Detektorantwort bestimmt wird.

Der Mittelwert von $f(V)$ gibt einen Hinweis auf mögliche systematische Effekte in der Rekonstruktion, die Breite der Verteilung von $f(V)$ gibt die mögliche Genauigkeit der Rekonstruktion an.

- die Energie E_{el} des gestreuten Elektrons:

  Die gezeigte Verteilung hat ihr Maximum bei 0. Die Breite der Verteilung spiegelt die Verschmierung der Energie aufgrund der endlichen Auflösung des BEMC in der Simulation wieder.

- der Polarwinkel ϑ_{el} des gestreuten Elektrons:

  Auch diese Verteilung hat ihr Maximum bei 0. Ihre Breite ist durch die Winkelauflösung der BPC bestimmt.

- der Azimutwinkel φ_{el} des gestreuten Elektrons:

  Auch die Messung des Azimutwinkels zeigt keine systematische Verschiebung. Die Breite ist wiederum durch die BPC-Auflösung gegeben.

- die Größe $E - p_z c$ für das gesamte Ereignis:

Das Maximum der Verteilung liegt bei 0, allerdings ist die Verteilung asymmetrisch. Es werden positive Werte bevorzugt, d.h. der rekonstruierte Wert für $E - p_z c$ wird häufig unterschätzt. Durch die endliche Akzeptanz des Detektors ist dies erklärbar, da nicht alle Teilchen nachgewiesen werden.

Diese Größen werden zur Bestimmung der kinematischen Variablen x, y, Q^2 und W^2 verwendet. In den Spalten (a) bis (d) ist für verschiedene Methoden die relative Abweichung der rekonstruierten Größen von den generierten Größen gezeigt (in (a) für x, in (b) für y, in (c) für Q^2 und in (d) für W^2):

- die Elektronmethode („*el*“, oberste Zeile):

  Bei der Elektronmethode wird die Energie und der Polarwinkel des gestreuten Elektrons benutzt, um nach Gleichung 5.1 die Variablen zu bestimmen.

- die Doppel-Winkel-Methode („*DA*“, mittlere Zeile):

  Die Doppel-Winkel Methode (Gleichung 5.3) verwendet den Polarwinkel des Elektrons sowie den aus dem Vierer-Vektor des hadronischen Endzustands bestimmten Polarwinkel.

- die Jacquet-Blondel-Methode („*had*“, unterste Zeile):

  Bei der Jacquet-Blondel Methode (Gleichung 5.2) wird die Differenz der Energie und des longitudinalen Impulses des hadronischen Endzustands benutzt.

In dem für die Analyse benutzten kinematischen Bereich zeigt die Elektronmethode die geringsten systematischen Effekte und die beste Auflösung. Lediglich für die Bestimmung von Q^2 erreicht die Doppel-Winkel-Methode eine ähnlich gute Auflösung. Ansonsten zeigen die beiden anderen Methoden deutlich schlechtere Auflösungen. Vor allem die Jacquet-Blondel-Methode weist systematische Abweichungen in den rekonstruierten Größen auf.

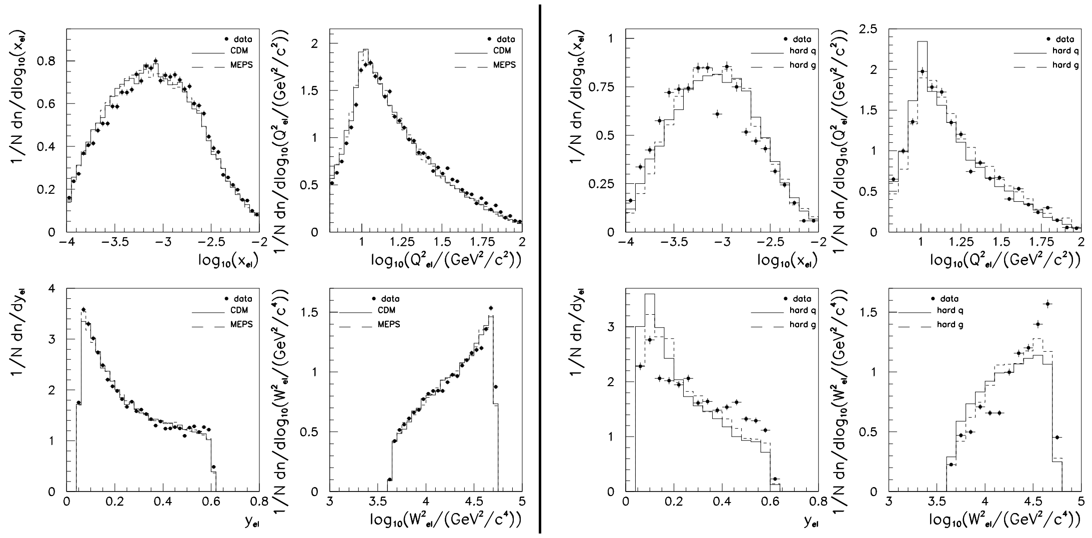
Die unterschiedliche Modellierung des Endzustands hat fast keinen Einfluß auf die Rekonstruktionsgenauigkeit. Diese wird durch die bei beiden Modelle identische Simulation der Detektoreffekt bestimmt, wie aus der guten Übereinstimmung der Modelle zu sehen ist.

Aus der bereits gezeigten guten Beschreibung der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Elektrons in den Daten durch die Modelle und der genauen Rekonstruktion der kinematischen Variablen durch die Elektronmethode wird eine gute Beschreibung der kinematischen Variablen durch die Modelle erwartet – sofern die gewählte Parametrisierung der Protonstrukturfunktion vernünftig ist. Abbildung B.6 zeigt die Kontrollverteilungen für diese Variablen. In (a) sind die nicht-diffraktiven Daten, in (b) die diffraktiven Daten gezeigt:

- die Bjorkensche Skalenvariable x:

  Das Maximum der Verteilung liegt bei $x \approx 10^{-3}$, zu kleineren und zu größeren Werten fällt die Verteilung deutlich ab. Dies ist der Effekt der begrenzten Akzeptanz des BEMC: für sehr kleine Werte von x werden kleine Elektronenergien und große Streuwinkel (im H1-Koordinatensystem) erwartet. Die durch das Strahlrohr beschränkte Akzeptanz und die Notwendigkeit, eine Mindestenergie für das gestreute Elektron zu fordern, begrenzen x auf Werte größer als 10^{-4}.

- das negative Quadrat Q^2 des Photon-Vierer-Impulses:



(a) (b)

Abbildung B.6: ***Verteilungen zur Ereignisselektion (V)***

Gezeigt sind die Verteilungen der kinematischen Variablen x_{el} und Q^2_{el} sowie y_{el} und W^2_{el}, die aus der Energie und dem Polarwinkel des gestreuten Elektrons bestimmt werden. Für nicht-diffraktive Ereignisse (a) werden die Daten („data“) mit zwei Modellen („CDM“ und „MEPS“) verglichen, für diffraktive Ereignisse (b) werden die Daten („data“) mit dem RAPGAP-Modell verglichen, hierbei werden zwei Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons gemacht („hard q“ = nur Quarks, „hard g“ = nur Gluonen). Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

Das Maximum der Verteilung der Ereignisse in Q^2 liegt bei etwa 10 GeV^2/c^2. Für $Q^2 > 10\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ fällt die Verteilung stark ab, dies entspricht dem starken Abfall in der Polarwinkelverteilung und spiegelt den Effekt des Photonpropagators im Wirkungsquerschnitt wider. Zu kleineren Werten von Q^2 begrenzt das Strahlrohr die Akzeptanz auf Werte $Q^2 > 4\ \mathrm{GeV}^2/c^2$.

- die Bjorkensche Skalenvariable y:

  Die Verteilung in y fällt monoton von einem Maximum für $y = 0.05$ ab bis zu $y = 0.6$. Die Begrenzung $y < 0.6$ entspricht der Forderung einer Mindestenergie des gestreuten Elektrons von 10.6 GeV, die eingeführt wird, um Untergrund von Ereignissen der Photoproduktion zu unterdrücken.

- das Quadrat W^2 der invarianten Masse des Photon-Proton-Systems:

  Die Verteilung in W^2 steigt monoton an, das Minimum liegt bei etwa 3200 GeV^2/c^4, das Maximum wird bei 50000 GeV^2/c^4 erreicht.

Die Verteilungen in den kinematischen Variablen sind für diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse sehr ähnlich. Die nicht-diffraktiven Daten werden ebenso wie die diffraktiven von den jeweiligen Modellen beschrieben, hierbei ist für die diffraktiven Daten der Unterschied zwischen den Modellvorhersagen deutlicher sichtbar. Dies war zu erwarten, da bei den nicht-diffraktiven Daten beide Modelle auf derselben Parametrisierung der Protonstrukturfunktion basieren. Im diffraktiven Fall sind die Partondichten hingegen stark verschieden, die Daten bevorzugen die harte Gluonverteilung gegenüber der harten Quarkverteilung.

Aus der gemessenen invarianten Masse des hadronischen Endzustands können (nach Gleichung 5.20) die beiden in Abbildung B.7 gezeigten Variablen $x_{I\!P}$ und β bestimmt werden.

Das Maximum der Verteilung von $x_{I\!P}$ liegt bei $x_{I\!P} \approx 5 \cdot 10^{-3}$; die Verteilung fällt zu Werten von 0.1 deutlich ab.

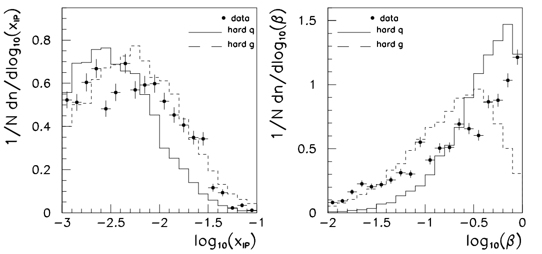


Abbildung B.7: ***Verteilungen zur Ereignisselektion (VI)***
Gezeigt sind die Verteilungen der Variablen $x_{I\!P}$ und β für diffraktive Ereignisse („data“), verglichen mit dem RAPGAP-Modell, hierbei werden zwei Annahmen über die partonische Struktur des Pomerons gemacht („hard q“ = nur Quarks, „hard g“ = nur Gluonen). Die Verteilungen sind auf Ereigniszahlen normiert und in willkürlichen Einheiten angegeben

Im Rahmen der statistischen Fehler wird keine der beiden Modellannahmen bevorzugt. Für β liegt das Maximum bei Werten $\beta \approx 0.6$, die Verteilung fällt zu kleinen Werten von β hin ab. Die Differenzen zwischen den beiden Modellannahmen sind ausgeprägter als in der Verteilung für $x_{I\!P}$ und es ist ersichtlich, daß die Daten näher an der Vorhersage für eine Zwei-Gluon-Struktur im Pomeron liegen.

In diesem Abschnitt wurden verschiedene Kontrollverteilungen zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse (für den nicht-diffraktiven wie den diffraktiven Fall) gezeigt und mit Modellvorhersagen verglichen. Es zeigte sich, daß die Rohdaten durch die Modelle (nach einer Simulation der Detektoreffekte) beschrieben werden. Ausnahmen bilden hier die Beschreibung des Schauers des gestreuten Elektrons im BEMC sowie die Beschreibung des hadronischen Endzustands. Letztere ist größtenteils auf die unterschiedliche Modellierung des Endzustands in den verschiedenen Modell zurückzuführen.

B.2 Korrekturen auf Detektoreffekte

In Abbildung B.8 (a) ist die Abhängigkeit der bestimmten Korrekturfaktoren von der kinematischen Variablen x dargestellt:

- der Korrekturfaktor für $\Delta\eta_{ev}$:

  Der Korrekturfaktor für den Wert der Verschiebung des Maximums im Energiefluß von der erwarteten Quark-Parton-Modell-Richtung liegt im Mittel bei etwa 0.9 und ist fast unabhängig von x. Für $x < 0.01$ nimmt dieser Werte zwischen 0.8 und 1.0 an.

- der Korrekturfaktor für E_{Tpeak}:

  Die Werte des Korrekturfaktors für die Höhe des Maximums im Energiefluß im Bereich des gestreuten Quarks liegen zwischen 0.5 und 0.7, der Korrekturfaktor nimmt mit steigendem x leicht ab.

- der Korrekturfaktor für σ_{peak}:

  Der Korrekturfaktor für die Breite des Maximums steigt mit fallenden Werten von x an und liegt im Bereich zwischen 1.4 und 1.0. Der Anstieg zu kleinen Werten von x ergibt sich aus der Abhängigkeit der erwarteten Richtung für das gestreute Quark: je kleiner x ist, desto mehr wird das Quark in Rückwärtsrichtung gestreut. Aufgrund der groben Granularität des BEMC wird die Breite unterschätzt.

- der Korrekturfaktor für E_{Tforw}:

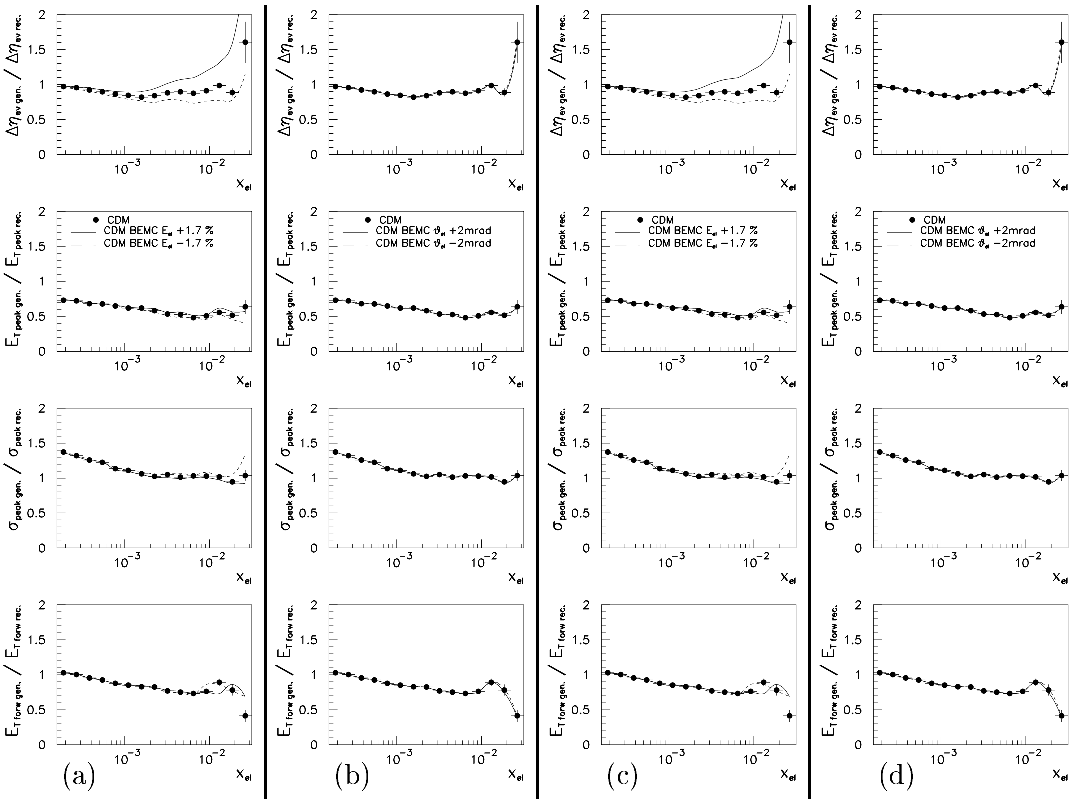


Abbildung B.8: *Systematische Effekte auf die Korrekturfaktoren*
Gezeigt sind die Korrekturfaktoren für Detektoreffekte, die für die 4 Energieflußparameter (Gleichungen 6.15 bis 6.18) mit dem CDM-Modell bestimmt wurden.
In (a) ist der Effekt einer Änderung der Energieskala im BEMC für das gestreute Elektron von ±1.7 % gezeigt, in (b) der Effekt einer systematischen Verschiebung der Winkelmessung des gestreuten Elektrons um ±2 mrad. Der Effekt einer Verschiebung der Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters um ±5 % ist in (c) zu sehen, der einer Verschiebung der Energieskala für den hadronischen Endzustand im BEMC um +20 % (bzw. −20 %) in (d). Die unter Anwendung der angegebenen Effekte bestimmten Korrekturfaktoren sind mit den durchgezogenen bzw. gestrichelten Linien verbunden

> Die Korrekturfaktoren für den Wert des Energieflusses in Vorwärtsrichtung fallen für steigende Werte von x leicht ab; sie liegen zwischen 1.0 und 0.8.

Abbildung B.8 (a) zeigt den Einfluß einer systematischen Verschiebung (um ±1.7 %) der Energieskala für die Messung des gestreuten Elektrons im BEMC. Bis auf die Position $\Delta\eta_{ev}$ des Maximums im transversalen Energiefluß zeigen die vier Parameter für $x < 10^{-2}$ keine Sensitivität auf Verschiebungen der Energieskala.

Im Falle von $\Delta\eta_{ev}$ bewirkt eine Verschiebung der Energieskala Änderungen in den rekonstruierten kinematischen Variablen, die zu einer Verschiebung der vorhergesagten Position des gestreuten Quarks führen. Dies resultiert in einer Fehlmessung der Position des Maximums. Diese Abweichung ist für $x > 10^{-3}$ größer als 10 % und wächst mit steigendem x. Für große Werte von x (dies entspricht kleinen Werten von y) nimmt die Rekonstruktionsgenauigkeit der Elektronmethode deutlich ab. Für die im folgenden Abschnitt aufgeführten korrigierten Daten wird deshalb der Wertebereich von x auf Werte kleiner als 10^{-2} beschränkt.

In Abbildung B.8 (b) ist der Einfluß einer systematischen Abweichung in der Winkelmessung für das gestreute Elektron zu sehen. Die Energieflußparameter sind nicht sensitiv auf diese Änderung.

Abbildung B.8 (c) zeigt die Effekte einer Verschiebung der Energieskala für die Messung der Hadronen im LAr-Kalorimeter. Sowohl die Position $\Delta\eta_{ev}$ des Maximums wie dessen Breite σ_{peak} sind nicht sensitiv auf diese Änderung. Hingegen ändert sich die Größe E_{Tforw} des transversalen Energieflusses in Vorwärtsrichtung um ±5 %; die Höhe E_{Tpeak} des Maximums ändert sich für $x > 10^{-3}$ ebenfalls um ±5 %. Bei kleineren Werten von x ist die Änderung in E_{Tpeak} kleiner als 5 %, da in diesem Fall der Jet teilweise im BEMC nachgewiesen wird.

In Abbildung B.8 (d) wird der Einfluß einer Änderung der Energieskala für die Hadronmessung im BEMC gezeigt. Bis auf den Wert E_{Tpeak} des Maximums zeigt keiner der Parameter einen Effekt. Für E_{Tpeak} ist lediglich bei Werten von $x < 5 \cdot 10^{-4}$ ein Effekt zu beobachten, da nur hier der Jet (teilweise) im BEMC nachgewiesen wird.

Anhang C

Meßwerte der Energieflußparameter

Im folgenden sind die (auf Detektor-Effekte korrigierten) Werte der Energieflußparameter aus Kapitel 6 zusammengefaßt.

$log_{10}x$	$\Delta\eta_{ev}[rapidity]$	$E_{Tpeak}[GeV/rapidity]$	$\sigma_{peak}[rapidity]$	$E_{Tforw}[GeV/rapidity]$
-3.72	$1.05 \pm 0.01\ {}^{+0.09}_{-0.01}$	$3.5 \pm 0.1\ {}^{+0.4}_{-0.3}$	$0.41 \pm 0.01\ {}^{+0.04}_{-0.01}$	$1.96 \pm 0.04\ {}^{+0.20}_{-0.10}$
-3.57	$0.95 \pm 0.01\ {}^{+0.05}_{-0.02}$	$3.9 \pm 0.1\ {}^{+0.4}_{-0.3}$	$0.41 \pm 0.01\ {}^{+0.02}_{-0.01}$	$1.92 \pm 0.03\ {}^{+0.14}_{-0.10}$
-3.42	$0.84 \pm 0.01 \pm 0.02$	$4.2 \pm 0.1 \pm 0.3$	$0.40 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.94 \pm 0.03 \pm 0.10$
-3.26	$0.81 \pm 0.01 \pm 0.03$	$4.6 \pm 0.1 \pm 0.2$	$0.43 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.94 \pm 0.03 \pm 0.09$
-3.11	$0.75 \pm 0.01 \pm 0.03$	$4.8 \pm 0.1 \pm 0.3$	$0.40 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.89 \pm 0.03 \pm 0.10$
-2.96	$0.75 \pm 0.01 \pm 0.05$	$5.2 \pm 0.1 \pm 0.3$	$0.42 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.88 \pm 0.03 \pm 0.10$
-2.80	$0.71 \pm 0.01 \pm 0.06$	$5.5 \pm 0.1 \pm 0.3$	$0.42 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.92 \pm 0.04 \pm 0.10$
-2.65	$0.66 \pm 0.01 \pm 0.08$	$5.6 \pm 0.2 \pm 0.4$	$0.42 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.99 \pm 0.05 \pm 0.10$
-2.50	$0.63 \pm 0.01 \pm 0.08$	$5.7 \pm 0.2 \pm 0.4$	$0.43 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.83 \pm 0.04 \pm 0.10$
-2.34	$0.60 \pm 0.01 \pm 0.10$	$6.6 \pm 0.2 \pm 0.6$	$0.42 \pm 0.01 \pm 0.02$	$1.82 \pm 0.06 \pm 0.09$
-2.19	$0.54 \pm 0.02 \pm 0.11$	$6.9 \pm 0.3 \pm 0.4$	$0.41 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.74 \pm 0.07 \pm 0.10$
-2.04	$0.53 \pm 0.02 \pm 0.13$	$7.6 \pm 0.4 \pm 0.6$	$0.41 \pm 0.01 \pm 0.02$	$1.93 \pm 0.12 \pm 0.18$

Tabelle C.1: ***Die Werte der vier Ereignisparameter $\Delta\eta_{ev}$, E_{Tpeak}, σ_{peak} und E_{Tforw} für nicht-diffraktive Streuung als Funktion von x***
Der erste Fehler gibt die statistische Unsicherheit an, der zweite Fehler gibt die systematische Ungenauigkeit an

$log_{10}x$	$\Delta\eta_{ev}[rapidity]$	$E_{Tpeak}[GeV/rapidity]$	$\sigma_{peak}[rapidity]$	$E_{Tforw}[GeV/rapidity]$
-3.64	$0.77 \pm 0.02 \pm 0.05$	$3.2 \pm 0.2 \pm 1.0$	$0.38 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.79 \pm 0.06 \pm 0.07$
-3.31	$0.62 \pm 0.02 \pm 0.06$	$4.0 \pm 0.2 \pm 0.6$	$0.41 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.78 \pm 0.05 \pm 0.06$
-2.98	$0.56 \pm 0.02 \pm 0.07$	$4.9 \pm 0.2 \pm 0.3$	$0.37 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.90 \pm 0.05 \pm 0.08$
-2.65	$0.48 \pm 0.02 \pm 0.12$	$5.6 \pm 0.3 \pm 0.4$	$0.37 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.96 \pm 0.07 \pm 0.11$
-2.32	$0.46 \pm 0.03 \pm 0.18$	$6.6 \pm 0.4 \pm 0.5$	$0.37 \pm 0.01 \pm 0.02$	$1.10 \pm 0.11 \pm 0.06$
-1.99	$0.48 \pm 0.09 \pm 0.29$	$7.5 \pm 0.7 \pm 0.8$	$0.35 \pm 0.02 \pm 0.03$	$1.43 \pm 0.30 \pm 0.13$

Tabelle C.2: ***Die Werte der vier Ereignisparameter $\Delta\eta_{ev}$, E_{Tpeak}, σ_{peak} und E_{Tforw} für diffraktive Streuung als Funktion von x***
Der erste Fehler gibt die statistische Unsicherheit an, der zweite Fehler gibt die systematische Ungenauigkeit an

β	$\Delta\eta_{ev}[rapidity]$	$E_{Tforw}[GeV/rapidity]$
0.07	$0.79 \pm 0.01 \pm 0.09$	$1.54 \pm 0.04 \pm 0.26$
0.21	$0.58 \pm 0.01 \pm 0.07$	$0.61 \pm 0.02 \pm 0.05$
0.36	$0.45 \pm 0.01 \pm 0.06$	$0.32 \pm 0.01 \pm 0.01$
0.50	$0.34 \pm 0.01 \pm 0.06$	$0.14 \pm 0.01 \pm 0.01$
0.64	$0.23 \pm 0.01 \pm 0.04$	$0.09 \pm 0.01 \pm 0.01$
0.79	$0.15 \pm 0.01 \pm 0.03$	$0.04 \pm 0.01 \pm 0.01$
0.93	$0.05 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.01 \pm 0.01 \pm 0.01$

Tabelle C.3: ***Die Werte der Ereignisparameter $\Delta\eta_{ev}$ und E_{Tforw} für diffraktive Streuung als Funktion von β***

Der erste Fehler gibt die statistische Unsicherheit an, der zweite Fehler gibt die systematische Ungenauigkeit an

$log_{10}x_{I\!P}$	$\Delta\eta_{ev}[rapidity]$	$E_{Tforw}[GeV/rapidity]$
-2.86	$0.43 \pm 0.01 \pm 0.05$	$0.12 \pm 0.01 \pm 0.02$
-2.57	$0.48 \pm 0.01 \pm 0.08$	$0.22 \pm 0.01 \pm 0.02$
-2.29	$0.56 \pm 0.02 \pm 0.10$	$0.46 \pm 0.02 \pm 0.03$
-2.00	$0.61 \pm 0.02 \pm 0.15$	$0.77 \pm 0.03 \pm 0.04$
-1.71	$0.57 \pm 0.02 \pm 0.08$	$1.25 \pm 0.05 \pm 0.07$
-1.43	$0.70 \pm 0.03 \pm 0.12$	$1.77 \pm 0.09 \pm 0.11$
-1.14	$0.80 \pm 0.05 \pm 0.15$	$2.52 \pm 0.17 \pm 0.66$

Tabelle C.4: ***Die Werte der Ereignisparameter $\Delta\eta_{ev}$ und E_{Tforw} für diffraktive Streuung als Funktion von $x_{I\!P}$***

Der erste Fehler gibt die statistische Unsicherheit an, der zweite Fehler gibt die systematische Ungenauigkeit an

Anhang D

Verteilungen zur inklusiven Produktion pseduoskalarer Mesonen

In diesem Anhang werden Verteilungen zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse und zu Eigenschaften inklusiv produzierter Mesonen diskutiert.

D.1 Die Kontrollverteilungen zur Ereignisselektion

Um die Selektion tiefinelastischer Ereignisse zu überprüfen, werden die Eigenschaften des gefundenen Elektronkandidaten und daraus abgeleitete Größen mit den Erwartungen einer Detektorsimulation tiefinelastischer Ereignisse verglichen. Hierzu wird die Existenz eines rekonstruierten Vertex verlangt mit $|z_{vertex}| < 35$ cm. Dies führt zu einem Datensatz von rund 365000 Ereignissen.

Zum Vergleich standen etwa 50000 Ereignisse (entsprechend einer integrierten Luminosität von 33 nb^{-1}) des Monte-Carlo-Generators DJANGO (siehe Abschnitt 6.2.3) zur Verfügung. Die gewählte Parametrisierung der Protonstrukturfunktion war GRV 5.04 [GRV95], die eine gute Beschreibung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus den Daten von 1994 liefert.

In Abbildung D.1 sind die (auf die Zahl der Ereignisse normierten) Verteilungen der folgenden Variablen für die Daten und die der Detektorsimulation unterworfene Modellrechnung zu sehen:

- die Energie E_{el} des gestreuten Elektrons:

  Der kinematische Peak liegt bei einer Energie von etwa 26 GeV, dies ist niedriger als für eine Strahlenergie von 27.55 GeV erwartet. Die wahrscheinlichste Erklärung ist eine Verschiebung in der Energieskala des SPACAL, die in der benutzten Version des Rekonstruktionsprogramms enthalten ist.

- der Polarwinkel ϑ_{el} des gestreuten Elektrons:

  Die Verteilung zeigt den erwarteten Abfall zu kleinen Winkeln (im H1-Koordinatensystem).

- der Azimutwinkel φ_{el} des gestreuten Elektrons:

  Die rekonstruierten Elektronen sind über die azimutale Akzeptanz des SPACAL gleichmäßig verteilt.

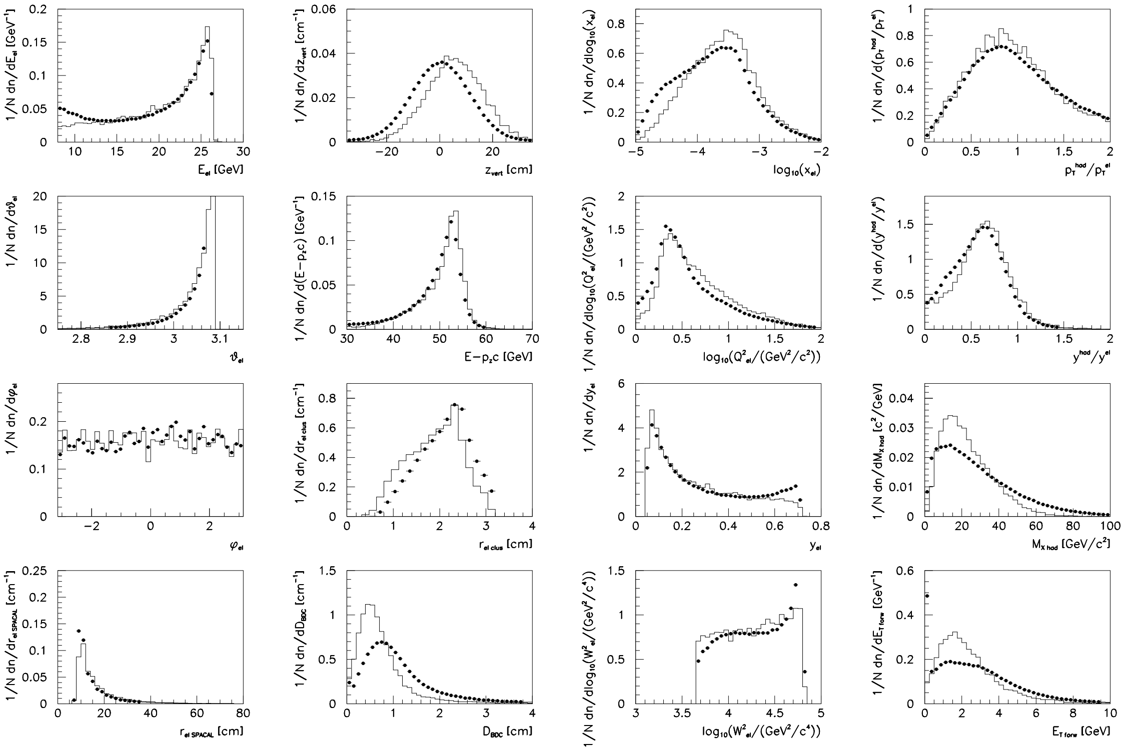


Abbildung D.1: ***Verteilungen für tiefinelastische Ereignisse (Daten des Jahres 1995)***
Zu sehen sind die Verteilungen der folgenden Ereignisvariablen für eine Selektion tiefinelastischer Ereignisse: Die erste Spalte enthält die Energie E_{el}, den Polarwinkel ϑ_{el}, den Azimutwinkel φ_{el} des gestreuten Elektrons und die radiale Position $r_{el\ SPACAL}$ des Clusters. In der nächsten Spalte sind die Verteilung der Position z_{vert} des Wechselwirkungspunktes, der Wert für $E - p_z c$, berechnet aus allen Kalorimeter-Clustern im Ereignis, der Radius $r_{el\ clus}$ des Clusters im SPACAL sowie der Abstand D_{BDC} des nächstgelegenen Spursegments in der BDC zum Cluster im SPACAL gezeigt. Die dritte Spalte zeigt die Verteilung des Logarithmus $\log_{10} x_{el}$ der Skalenvariablen x_{el}, des Logarithmus $\log_{10} Q^2_{el}$ des negativen Quadrats Q^2 des Photon-Vierer-Impulses, der Skalenvariablen y_{el} und des Logarithmus $\log_{10} W^2_{el}/$ GeV^2 des Quadrats W^2 der invarianten Masse des Photon-Proton Systems. Die letzte Spalte enthält das Verhältnis p_T^{had}/p_T^{el} der Transversalimpulse von hadronischem Endzustand und gestreutem Elektron, das Verhältnis y^{had}/y^{el} der Skalenvariablen y des hadronischen Endzustands und des Elektrons, die invariante Masse $M_{X had}$ des im Detektor nachgewiesenen Endzustands sowie die mittlere transversale Energie $E_{T forw}$ in Vorwärtsrichtung. Neben den Daten ist auch eine Simulation basierend auf dem Ereignisgenerator DJANGO gezeigt; jede der Verteilungen ist auf die Zahl der Ereignisse normiert

- die radiale Position $r_{el\ SPACAL}$ des gestreuten Elektrons:

  Die rekonstruierten Elektronen sind überwiegend im inneren Bereich des SPACAL zu finden; dies entspricht der bereits gezeigten Winkelverteilung, die zu großen Winkeln stark ansteigt.

- die Position z_{vert} des Wechselwirkungspunkts:

  Die Daten zeigen ein Maximum bei $z_{vert} = 0$, die Breite der Verteilung ist durch die Länge der Protonpakete gegeben.

- der Wert für $E - p_z c$, berechnet aus allen Kalorimeter-Clustern im Ereignis:

  Die Verteilung zeigt ein Maximum bei 53 GeV. Auch hier wird der erwartete Wert von $2 \cdot 27.55$ GeV $= 55.1$ GeV nicht erreicht; dies kann auf eine Verschiebung der

Energieskala des SPACAL (s.o.) zurückgeführt werden.

- der Radius $r_{el\ clus}$ des Clusters im SPACAL:

  Die transversale Ausdehnung des Schauers hat ein Maximum bei 2.2 cm, die meisten Ereignisse finden sich zwischen 1 und 3 cm. Sie stellt die mittlere quadratische Abweichung der zu dem Cluster gehörenden Zellen von dessen Schwerpunkt dar.

- der Abstand D_{BDC} des nächstgelegenen Spursegments in der BDC zum Cluster im SPACAL:

  Das Maximum des Abstands zum nächstgelegenen Spursegment hat ein Maximum bei 1 cm, die meisten Ereignisse ergeben Werte kleiner als 3.5 cm.

- der Logarithmus $\log_{10} x_{el}$ der Skalenvariable x_{el}:

  Die Ereignisse haben Werte von x_{el} zwischen 10^{-5} und 10^{-2}. Es werden durch die verbesserte Akzeptanz des SPACAL deutlich niedrigere Werte als für das BEMC erreicht.

- der Logarithmus $\log_{10}(Q^2_{el}/(\mathrm{GeV}^2/c^2))$ des negativen Quadrats Q^2_{el} des Photonviererimpulses:

  Das Maximum der Verteilung liegt bei 2.5 GeV^2/c^2. Auch hier werden deutlich kleinere Q^2-Werte als für das BEMC erzielt, die Ereignisse erreichen Werte von bis zu 1 GeV^2/c^2.

- die Skalenvariable y_{el}:

  Die Verteilung erstreckt sich von 0.05 bis 0.7 in y_{el}. Die höhere obere Grenze für y_{el} (im Vergleich zur Analyse des vorangegangenen Kapitels) ist eine Folge des niedrigeren Schnitts auf die Elektronenergie.

- der Logarithmus $\log_{10}(W^2_{el}/(\mathrm{GeV}^2/c^4))$ des Quadrats W^2 der invarianten Masse des Photon-Proton Systems:

  Für das Quadrat W^2 der invarianten Masse W des Photon-Proton-Schwerpunktsystems zeigen die Daten Werte zwischen 4500 und 63000 GeV^2/c^4.

- das Verhältnis p_T^{had}/p_T^{el} der Transversalimpulse von hadronischem Endzustand und gestreutem Elektron:

  Das Verhältnis der Beträge der Transversalimpulse zeigt ein Maximum bei 0.9 und eine breite Verteilung, die durch die schlechtere Energieauflösung für Hadronen sowie nicht nachgewiesene Hadronen hervorgerufen wird.

- das Verhältnis y^{had}/y^{el} der Skalenvariablen y des hadronischen Endzustands und des Elektrons:

  Das Verhältnis der Skalenvariablen zeigt ein Maximum bei 0.7. Die Breite der Verteilung spiegelt die (im Vergleich zur Elektronmessung) schlechtere Messung des hadronischen Endzustands wider.

- die invariante Masse M_{Xhad} des im Detektor nachgewiesenen Endzustands:

  Der nachgewiesene Endzustand hat invariante Massen zwischen 5 und 100 GeV/c^2, das Maximum der Verteilung befindet sich bei 15 GeV/c^2.

- die mittlere transversale Energie E_{Tforw} in Vorwärtsrichtung:

  Die Daten zeigen eine breite Verteilung mit Energien zwischen 0.3 und 9 GeV (Maximum bei 1.8 GeV) sowie einer zweiten Population bei 0. Letztere ist Ereignissen mit einer Rapiditätslücke zuzuordnen.

Die gezeigten Ereignisvariablen werden durch die Detektorsimulation tiefinelastischer Ereignisse des DJANGO-Generators gut beschrieben. Größere Abweichungen treten auf bei

- der Position z_{vert} des Wechselwirkungspunkts:

  Die nominelle Position wurde in der Simulation zu +5 cm gewählt, die Breite der Verteilung wird aber korrekt beschrieben.

- der Energie E_{el} des gestreuten Elektrons:

  Bei kleinen Energien $E_{el} < 11$ GeV werden die Daten von der Simulation unterschätzt. In diesem Bereich werden Untergrundereignisse aus der Photoproduktion erwartet, die ein Elektron im SPACAL vortäuschen.

- dem Abstand D_{BDC} des nächstgelegenen Spursegments in der BDC zum Cluster im SPACAL:

  Die Simulation sagt einen kleineren Abstand voraus; dies kann durch falsche Beschreibung der Geometrien der BDC bzw. des SPACAL in der Simulation hervorgerufen werden.

- die Variablen x und Q^2:

  Bei kleinen Werten beider Variablen werden die Daten unterschätzt, dies ist auf Untergrundereignisse der Photoproduktion zurückzuführen.

- die Skalenvariable y:

  Untergrund durch Photoproduktionsereignisse wird für große Werte von y erwartet; hier unterschätzt die tiefinelastische Simulation die Daten.

- die invariante Masse M_{Xhad} des im Detektor nachgewiesen Endzustands:

  Ähnlich der Beschreibung der Daten aus dem Jahre 1993 zeigen sich deutliche Abweichungen, die sowohl der Detektorsimulation wie auch der Beschreibung des hadronischen Endzustands in den zugrundeliegenden Modellen zugeschrieben werden können.

- die mittlere transversale Energie E_{Tforw} in Vorwärtsrichtung:

  Für die Ereignisse zeigen sich ähnliche Effekte wie in den Daten aus dem Jahre 1993 (siehe Abbildung B.2).

D.2 Die Kontrollverteilungen zur Selektion von Photonen

In Abbildung D.2 sind in (a) Verteilungen der Eigenschaften der als Photonkandidaten bezeichneten Cluster gezeigt und in (b) die Eigenschaften der aus diesen Clustern gebildeten Photonpaaren. In beiden Teilen sind die entsprechenden Verteilungen der rekonstruierten DJANGO-Ereignisse zu sehen. Es werden nur Ereignisse betrachtet, in denen mindestens zwei Photonkandidaten gefunden werden.

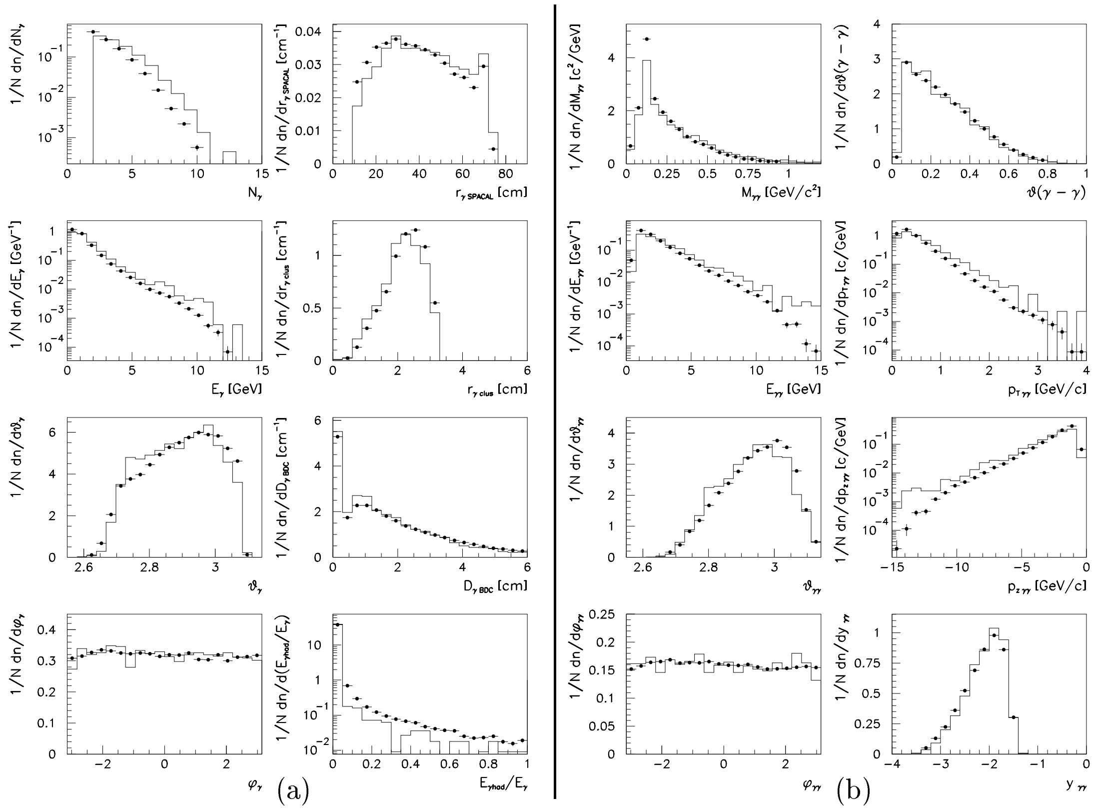


Abbildung D.2: ***Verteilungen zu Photon-Paaren (Daten des Jahres 1995)***
Gezeigt sind Verteilungen der Eigenschaften von Photonkandidaten für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse:
In (a) enthält die erste Spalte die Verteilung der Zahl N_γ an Photonkandidaten, der Energie E_γ, des Polarwinkels ϑ_γ und des Azimutwinkels φ_γ der Photonkandidaten. In der nächsten Spalte sind der radiale Abstand $r_{\gamma SPACAL}$ des Clusterschwerpunkts vom Strahl, der Clusterradius $r_{\gamma clus}$, der Abstand $D_{\gamma BDC}$ des Clusters zum nächstgelegenen Spursegment in der BDC sowie der Energieanteil $E_{\gamma had}/E_\gamma$ des Clusters im hadronischen Teil des SPACAL zu sehen.
In (b) zeigt die erste Spalte die Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$, der Energie $E_{\gamma\gamma}$, des Polarwinkels $\vartheta_{\gamma\gamma}$ und des Azimutwinkels $\varphi_{\gamma\gamma}$ der beiden Photonen. In der zweiten Spalte finden sich der Öffnungswinkel $\vartheta(\gamma-\gamma)$, der transversale Impuls $p_{T\gamma\gamma}$, der longitudinale Impuls $p_{z\gamma\gamma}$ und die Rapidität $y_{\gamma\gamma}$ der Photon-Paare. Neben den Daten ist auch eine Simulation basierend auf dem Ereignisgenerator DJANGO gezeigt; jede der Verteilungen ist auf die Zahl der Ereignisse normiert

- die Verteilung der Zahl N_γ an Photonkandidaten:

  Die meisten Ereignisse haben weniger als 12 Photonkandidaten, die Verteilung steigt zu kleinen Werten von N_γ an.

- die Energie E_γ:

  Die Energie der Photonen fällt zu großen Energien sehr stark ab, nur 0.01 % der Photonen haben Energien größer als 10 GeV.

- des Polarwinkel ϑ_γ:

  Die Photonen sind relativ gleichmäßig innerhalb der Akzeptanz des SPACAL verteilt, im inneren Teil (nahe der Strahlröhre) werden etwas mehr Photonen gefunden als im äußeren Teil.

- der Azimutwinkel φ_γ:

  Die Photonen sind gleichverteilt bezüglich des Azimutwinkels.

- der radiale Abstand $r_{\gamma SPACAL}$ des Clusterschwerpunkts vom Strahl für die Photonkandidaten:

  Entsprechend der bereits diskutierten Polarwinkelverteilung finden sich mehr Photonen im inneren Teil des SPACAL.

- der Clusterradius $r_{\gamma clus}$:

  Die Ausdehnung der Cluster hat (wie die des gestreuten Elektrons) ein Maximum bei 2.2 cm.

- der Abstand $D_{\gamma BDC}$ des Clusters zum nächstgelegenen Spursegments in der BDC:

  Die Verteilung kann in zwei Bereiche getrennt werden. Einerseits eine Anhäufung bei einem Abstand von 0, andererseits eine ausgedehnte Verteilung mit einem Maximum von etwa 1 cm und Werten bis zu 6 cm.

  Erstere ist auf Cluster zurückzuführen, denen kein nahegelegenes Spursegment in der BDC zugeordnet werden kann. Diese Cluster sind Kandidaten für Photonen, die keine Wechselwirkungen mit dem passiven Material vor dem SPACAL durchgeführt haben.

- der Energieanteil $E_{\gamma had}/E_{\gamma}$ des Clusters im hadronischen Teil des SPACAL:

  Nur wenige Photonen (etwa 2 %) deponieren signifikant (d.h. mehr als 5 %) ihrer Energie im hadronischen Teil des SPACAL.

Aus den beschriebenen Photonkandidaten werden Paare gebildet, deren Eigenschaften in Teil (b) zu sehen sind:

- die invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$:

  Zu sehen ist ein Maximum an der Stelle der π^0-Masse und ein großer kombinatorischer Untergrund (für eine genauere Diskussion siehe unten).

- die Energie $E_{\gamma\gamma}$:

  Die Photonpaare haben eine Energieverteilung, die stärker als exponentiell abfällt und deren Maximum bei 1 – 2 GeV liegt.

- der Polarwinkel $\vartheta_{\gamma\gamma}$:

  Die Verteilung des Polarwinkels der Photon-Photon-Kombinationen fällt von großen Werten für $\vartheta_{\gamma\gamma}$ (innerer Teil des SPACAL) zu kleinen Werten ab.

- der Azimutwinkel $\varphi_{\gamma\gamma}$:

  Auch die Photon-Paare werden rotationssymmetrisch um die Strahlachse erzeugt.

- der Öffnungswinkel $\vartheta(\gamma - \gamma)$ der beiden Photonen:

  Die Öffnungswinkelverteilung zeigt ein Maximum bei 0.05 (dies entspricht etwa 3°) und fällt ab bis zu 0.8 (46°)

- der transversale Impuls $p_{T\gamma\gamma}$:

  Der transversale Impuls (bezüglich der Strahlachse im Laborsystem) der Photonpaare zeigt einen exponentiellen Abfall und ein Maximum bei etwa 0.4 GeV/c.

- der longitudinale Impuls $p_{z\gamma\gamma}$ der Photon-Paare:

  Das Maximum der Verteilung liegt bei -1 GeV/c, und fällt exponentiell zu kleineren Werten ab.

- der Rapidität $y_{\gamma\gamma}$ der Photon-Paare:

  Entsprechend der bereits gezeigten Polarwinkelverteilung zeigt die Verteilung der Rapidität ein Maximum bei $y = -2$ und fällt nach beiden Seiten aufgrund der SPACAL-Akzeptanz ab.

Die Simulation beschreibt die Verteilung der Photon-Variablen in den Daten gut, Abweichungen treten in den Polarwinkel- (und damit auch in den radialen bzw. Rapiditäts-) Verteilungen auf.

Anhang E

Zwei-Photon-Prozesse in der Elektron-Proton-Streuung

Für den Fall eines Zwei-Photon-Prozesses in der Elektron-Proton-Streuung sind in [BUD74] die entsprechenden Ausdrücke für die Elemente der Dichtematrix für das Protonzu finden:

$$\rho^{\alpha\beta} = -\left(g^{\alpha\beta} - \frac{q^\alpha q^\beta}{\mathbf{q}^2}\right) C(\mathbf{q}^2) - \frac{(2\mathbf{p}-\mathbf{q})^\alpha (2\mathbf{p}-\mathbf{q})^\beta}{\mathbf{q}^2} D(\mathbf{q}^2). \tag{E.1}$$

Unter Verwendung des metrischen Tensors $R^{\mu\nu}(\mathbf{q},\mathbf{p})$ (für einen Unterraum, der orthogonal zu den Vierer-Vektoren $\mathbf{q}$ und $\mathbf{p}$ ist):

$$R^{\mu\nu}(\mathbf{q},\mathbf{p}) = -g^{\mu\nu} + \frac{\mathbf{q}\mathbf{p}(q^\mu p^\nu + q^\nu p^\mu) - \mathbf{q}^2 p^\mu p^\nu - \mathbf{p}^2 q^\mu q^\nu}{(\mathbf{q}\mathbf{p})^2 - \mathbf{q}^2\mathbf{p}^2}, \tag{E.2}$$

folgt für das bei der Produktion von pseudoskalaren Mesonen relevante Matrixelement ρ^{++} der folgende Ausdruck:

$$\begin{aligned} \rho^{++} &= \frac{1}{2}\rho^{\mu\nu} R^{\mu\nu}(\mathbf{q},\mathbf{p}) \\ &= C(\mathbf{q}^2) + 2D(\mathbf{q}^2)\frac{R^{\mu\nu}(\mathbf{q},\mathbf{p})p^\nu R^{\mu\tilde{\nu}}(\mathbf{q},\mathbf{p})p^{\tilde{\nu}}}{\mathbf{q}^2} \end{aligned} \tag{E.3}$$

Aus diesem Ausdruck kann im Rahmen der Methode der äquivalenten Photon-Approximation (EPA, siehe Abschnitt 2.4.2) folgender Ausdruck für den Photonfluß als Funktion der Photonenergie ω und des Viererimpulsquadrats $\mathbf{q}^2$ des Photons hergeleitet werden:

$$dn(\omega,\mathbf{q}^2) = \frac{\alpha}{\pi}\frac{\mathrm{d}\omega}{\omega}\frac{\mathrm{d}(-\mathbf{q}^2)}{|\mathbf{q}^2|}\left[\left(1-\frac{\omega}{E}\right)D(\mathbf{q}^2) + \frac{\omega^2}{2E^2}C(\mathbf{q}^2) - \left(1-\frac{\omega}{E}\right)\left|\frac{Q^2_{i\,\min}}{\mathbf{q}^2}\right| D(\mathbf{q}^2)\right] \tag{E.4}$$

Hierbei bezeichnet E die Strahlenergie und ω die Photonenergie. Die verwendete Näherung fordert $|\mathbf{q}^2| \ll W^2$.

Für das Proton sind die Größen $C(\mathbf{q}^2)$ und $D(\mathbf{q}^2)$ (nach [BUD74]) mit dem magnetischen und dem elektrischen Formfaktor verknüpft:

$$C(\mathbf{q}^2) = G_M^2(\mathbf{q}^2) \tag{E.5}$$

$$D(\mathbf{q}^2) = \frac{4m_p^2 G_E^2(\mathbf{q}^2) - \mathbf{q}^2 G_M^2(\mathbf{q}^2)}{4m_p^2 - \mathbf{q}^2} \tag{E.6}$$

Für den elektrischen und den magnetischen Formfaktor wird im Rahmen einer Dipol-Approximation die folgende Form verwendet:

$$G_E(\mathbf{q}^2) = \frac{G_M(\mathbf{q}^2)}{\mu_p^2} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\mathbf{q}^2}{Q_0^2}\right)^2} \tag{E.7}$$

wobei μ_p das magnetische Dipolmoment des Protons ist.

Durch Integration der Abhängigkeit von $\mathbf{q}^2$ in Gleichung E.4 folgt mit E.5 und E.6 der folgende Ausdruck für das Energiespektrum der Photonen:

$$dn(\omega) = \frac{\alpha}{\pi}\frac{\mathrm{d}\omega}{\omega}\left(1 - \frac{\omega}{E}\right)\left[\phi\left(\frac{Q^2_{i\,\max}}{Q_0^2}\right) - \phi\left(\frac{Q^2_{i\,\min}}{Q_0^2}\right)\right] \tag{E.8}$$

wobei $Q_0^2 \approx 0.71\mathrm{GeV}^2/c^2$ und die Funktion $\phi(x)$ die folgende Form hat:

$$\begin{aligned}\phi(x) &= (1+ay)\left[-\ln\left(1+\frac{1}{x}\right) + \sum_{k=1}^{3}\frac{1}{k(1+x)^k}\right] \\ &\quad -\frac{(1-b)y}{4x(1+x)^3} + c\left(1+\frac{y}{4}\right)\left[\ln\frac{1+x-b}{1+x} + \sum_{k=1}^{3}\frac{b^k}{k(1+x)^k}\right].\end{aligned} \tag{E.9}$$

Die Größen y, a, b und c sind gegeben durch:

$$y = \frac{\omega^2}{E(E-\omega)}, \tag{E.10}$$

$$a = \frac{1}{4}(1+\mu_p^2) + \frac{4m_p^2}{Q_0^2}, \tag{E.11}$$

$$b = 1 - \frac{4m_p^2}{Q_0^2}, \tag{E.12}$$

$$c = \frac{\mu_p^2 - 1}{b^4}, \tag{E.13}$$

wobei m_p die Protonmasse bezeichnet.

Literaturverzeichnis

[ABT93b] **H1 Collaboration, I. Abt et al.,** *Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector*, DESY PRC 93/03 (1993).

[ABT93a] **H1 Collaboration, I. Abt et al.,** *The H1 Detector at HERA*, DESY preprint 93-103, Jul 1993.

[ABT94] **H1 Collaboration, I. Abt et al.,** Z. Phys. C63 (1994), 377.

[AHM94] **H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,** Nucl. Phys. B429 (1994), 477.

[AHM95a] **H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,** Phys. Lett. B346 (1995), 415.

[AHM95b] **H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,** Nucl. Phys. B439 (1995), 471.

[AHM95c] **H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,** Phys. Lett. B348 (1995), 681.

[AID95a] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Nucl. Phys. B449 (1995), 3.

[AID95b] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Phys. Lett. B354 (1995), 494.

[AID95c] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Phys. Lett. B356 (1995), 118.

[AID95e] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Z. Phys. C69 (1995), 27.

[AID96a] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Nucl. Phys. B463 (1996), 3.

[AID96b] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Z. Phys. C70 (1996), 609.

[AID96c] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Nucl. Phys. B468 (1996), 3.

[AID96d] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Nucl. Phys. B472 (1996), 3.

[AID96e] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** Nucl. Phys. B470 (1996), 3.

[AID96f] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** *Elastic Electroproduction of phi Mesons at large Q2 at HERA*, paper pa02-064, submitted to 28th Intern. Conf. on High Energy Physics ICHEP96, Warschau, Jul 1996.

[AID96g] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** *A Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Structure Function F2D(3)*, paper pa02-061, submitted to 28th Intern. Conf. on High Energy Physics ICHEP96, Warschau, Jul 1996.

[AID96h] **H1 Collaboration, S. Aid et al.,** *A Measurement of the Production of $D^{*\pm}$ Mesons in Deep-Inelastic Diffractive Interactions at HERA*, paper pa02-060, submitted to 28th Intern. Conf. on High Energy Physics ICHEP96, Warschau, Jul 1996.

[AIH90] **TPC/2γ Collaboration, H. Aihara et al.,** Phys. Rev. Lett. 64 (1990), 172.

[ALB96] **H. Albrecht et al.,** *Physics with ARGUS*, DESY preprint 96-015 (zur Veröffentlichung in Phys. Rep.), Jan 1996.

[ALT77] **G. Altarelli and G. Parisi,** Nucl. Phys. B126 (1977), 298.

[ALB81] **G. Alberi and G. Goggi,** Phys. Rep. 74 (1981), 1.

[AMO92] **N.A. Amos et al.,** Phys. Rev. Lett. 68 (1992), 2433.

[AND83] **B. Andersson et al.,** Phys. Rep. 97 (1983), 31.

[AND89] **B. Andersson, et al.,** Z. Phys. C43 (1989), 625.

[AND90] **B. Andersson, G. Gustafson and L. Lönnblad,** Nucl. Phys. B339 (1990), 393.

[AND93b] **H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,** Nucl. Instrum. Meth. A336 (1993), 460.

[ANI96] **V.V. Anisovich et al.,** *Photon-Meson Transition Form Factors $\gamma\pi^0$, $\gamma\eta$ and $\gamma\eta'$ at low and moderately high Q^2*, HEPPH-9607215 preprint, Jul 1996.

[APP95a] **H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al.,** *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, DESY preprint 95-165, Sep 1995.

[APP95b] **H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al.,** *Hadronic Response and e / pi Separation with the H1 Lead / Fiber Calorimeter*, DESY preprint 95-250, Dec 1995.

[APP96a] **H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al.,** *H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: The Hadronic Section*, DESY preprint 96-013, Jan 1996.

[APP96b] **H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al.,** *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, DESY preprint 96-171, Aug 1996.

[ARE96] **T. Arens et al.,** *Some Tests for the Helicity Structure of the Pomeron in ep Collisions*, Heidelberg University preprint HD-THEP-96-06, May 1996.

[AUG93a] **UA4/2 Collaboration, C. Augier et al.,** Phys. Lett. B315 (1993), 503.

[AUG93b] **UA4/2 Collaboration, C. Augier et al.,** Phys. Lett. B316 (1993), 448.

[BAN95] **H1 BEMC Group, J. Bán et al.,** Nucl. Instrum. Meth. A372 (1996), 399.

[BAR91] **S.P. Baranov et al.,** *LPAIR – A Generator for Lepton Pair Production*, Proc. of the Workshop on Physics at HERA , Hamburg 1991, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, vol. 3, p. 1478.

[BAR96a] **E. Barberis für die ZEUS -Kollaboration** *Results from the ZEUS Proton Spectrometer*, Vortrag gehalten auf Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 96), Rom, Italien, 15-19 Apr 1996.

[BAR96b] **Particle Data Group, R.M. Barnett et al.** *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D54 (1996), 1.

[BAS94] **U. Bassler, G. Bernardi** *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA : the Sigma Method*, DESY preprint 94-231, Dec 1994.

[BAT85] **UA4 Collaboration, R. Battiston et al.,** Nucl. Instrum. Meth. A238 (1985), 35.

[BAU78] **T.H. Bauer et al.,** Rev. Mod. Phys. D50 (1978), 216.

[BEC96] **H. Beck**, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger*, H1 interne Note H1-05/96-479 (1996).

[BEH91] **CELLO-Kollaboration, H.J. Behrend et al.,** Z.Phys. C49 (1991), 401.

[BER87a] **C. Berger, W. Wagner,** Phys. Rep. 146 (1987), 1.

[BER87b] **UA4 Collaboration, D. Bernard et al.,** Phys. Lett. B198 (1987), 583.

[BER96] **T. Berndt und S. Tapprogge,** *Erzeugung pseudoskalarer Mesonen in Elektron-Proton-Streuung durch Photon-Photon- und Photon-Odderon-Fusion*, in Vorbereitung.

[BJO69] **J.D. Bjorken und E.A. Paschos** Phys. Rev. 185 (1969), 1975.

[BJO94] **J.D. Bjorken,** *Hard Diffraction and Deep Inelastic Scattering*, Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects, Eilat, Israel, Feb 1994.

[BON88] **UA8 Collaboration, R. Bonino et al.,** Phys. Lett. B211 (1988), 239.

[BOO87] **C.N. Booth,** Proceedings 6th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Aachen, 1986, eds. K. Eggert et al. World Scientific, Singapore, 1987, 381.

[BOU95a] **E.R. Boudinov und M.V. Shevlyagin,** *RESPRO: An Event Generator for Resonance Production in gamma-gamma Collision*, Program Manual, unveröffentlicht.

[BOU95b] **V. Boudry et al.**, *The Inclusive Electron Trigger for SPACAL: Design and CERN-Test Results*, H1 interne Note H1-03/95-430 (1995).

[BRA92] **UA8 Collaboration, A. Brandt et al.,** Phys. Lett. B297 (1992), 417.

[BRA93] **UA8 Collaboration, A. Brandt et al.,** Nucl. Instrum. Meth. A327 (1993), 412.

[BUC92] **W. Buchmüller, G. Ingelman** *Proc. Workshop: Physics at HERA 1991*, ed. by W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg (1992)

[BUC95a] **W. Buchmüller,** Phys. Lett. B353 (1995), 335.

[BUC95b] **W. Buchmüller, A. Hebecker,** Phys. Lett. B355 (1995), 573.

[BUD74] **A. Budnev et al.,** Phys. Rep. 15C (1974), 182.

[CAR85] **G. Carboni et al.,** Nucl. Phys. B254 (1985), 697.

[CAS85] **R. Castaldi, G. Sanguinetti**, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985), 351.

[CHA94a] **K. Charchula, G. Schuler and H. Spiesberger,** Comp. Phys. Comm. 81 (1994), 381.

[CHA94b] **F. Charles, J.-F. Laporte und E. Perez**, *Deep Inelastic Scattering low and medium Q^2 Event Selection for 1993 Data*, H1 interne Note H1-05/94-357 (1994).

[COL77] **P.D.B. Collins,** *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1977).

[COL84] **P.D.B. Collins, A.D. Martin** *Hadron Interactions*, Adam Hilger, Brighton (1984).

[DAI95] **H1 Collaboration, John B. Dainton, for the collaboration,** *Deep Inelastic Electron-Proton Diffraction*, DESY preprint 95-228, Nov 1995.

[DER93] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys.Lett. B315 (1990), 481-493,1993.

[DER94] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys. Lett. B338 (1994), 483.

[DER95b] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys. Lett. B350 (1995), 120.

[DER95c] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Z. Phys. C68 (1995), 569.

[DER95e] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys. Lett. B356 (1995), 601.

[DER95f] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Z. Phys. C69 (1995), 39.

[DER95g] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys. Lett. B363 (1995), 20.

[DER96a] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Z.Phys. C70 (1996), 1.

[DER96b] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys. Lett. B377 (1996), 259.

[DER96c] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Z.Phys.C70 (1996), 391.

[DER96d] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** Phys. Lett. B380 (1996), 220.

[DER96e] **ZEUS Collaboration, M. Derrick et al.,** DESY preprint 96-159, Aug 1996 zur Veröffentlichung in Z. Phys. C.

[DIE86] **M. Diemoz, F. Ferroni, E. Longo** Phys. Rep. 130 (1986), 293.

[DOK71] **Yu.L. Dokshitzer,** Sov. Phys. JETP 46 (1971), 641.

[DOK91] **Yu.L. Dokshitzer et al.** *Basics of Perturbative QCD*, Edition Frontières, Gif-sur-Yvettes (1991).

[DON91] **A. Donnachie, P.V. Landshoff** Nucl. Phys. B348 (1991), 297.

[DON92] **A. Donnachie, P.V. Landshoff** Phys. Lett. B296 (1992), 227.

[DOS92] **H.G. Dosch, E. Ferreira, M. Rüter,** Phys. Rev. D50 (1994), 1992.

[DRE83] **J. Drees, H.E. Montgomery**, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983), 383.

[EAD71] **W.T. Eadie et al.,** *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland, Amsterdam (1971).

[EDI95] **A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman** *Rapidity Gaps in DIS through Soft Color Interactions*, DESY preprint 95-145, Jul 1995.
Vortrag gehalten auf Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 95), Paris, France, 24-28 Apr 1995.

[EDI96a] **A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman** Phys. Lett. B366 (1996), 371.

[EDI96b] **A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman** *Soft Color Interactions and the Diffractive Structure Function*, DESY preprint 96-019, Feb 1996.
Präsentiert auf Durham Workshop on HERA Physics: Proton, Photon and Pomeron Structure, Durham, England, 17-23 Sep 1995.

[EIS86] **F. Eisele** Rep. Prog. Phys. 49 (1986), 233.

[ERD96] **M. Erdmann** *The Partonic Structure of the Photon: Photoproduction at the Lepton-Proton Collider HERA*, DESY preprint 96-090, May 1996.

[FAB82] **C.W. Fabjan, T. Ludlam**, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32 (1982), 336

[FEN95] **J. Fent et al.,** *A Neural Network Second Level Trigger for the H1 Experiment at HERA*, H1 interne Note H1-10/95-457 (1995).

[FEY78] **R.P. Feynman and R.D. Field,** Nucl. Phys. B136 (1978), 1.

[FPS94] *Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1*, DESY PRC 94/03 (1994).

[FPS95] *Status Report for the Forward Proton Spectrometer of H1*, DESY PRC 95/03 (1995).

[FPS96] *Upgrade of the Forward Proton Spectrometer*, DESY PRC 96/01 (1996).

[FRO61] **M. Froissart,** Phys. Rev. 123 (1961), 1053.

[GAY95] **J. Gayler**, *Selected Topics of Deep Inelastic Scattering from the Sixties to HERA*, DESY preprint 95-140, Jul 1995.

[GEA93] *GEANT: Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013.

[GEL64] **M. Gell-Mann**, Phys. Lett. 8 (1964), 214.

[GIA90] **G. Giacomelli**, Int. J. Mod. Phys. A5 (1990),223.

[GRI72] **V.N. Gribov and L.N. Lipatov,** Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972), 438 und 675.

[GRI91] **G. Grindhammer,** *Monte Carlo Generators for e p Physics* Proc. of the Workshop on Physics at HERA, Hamburg 1991, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, vol. 3, p. 1153.

[GRV95] **M. Glück, E. Reya, A. Vogt**, Z.Phys. C67 (1995), 433.

[GUS86] **G. Gustafson** Phys. Lett. B175 (1986), 453.

[GUS88] **G. Gustafson, U. Pettersson** Nucl. Phys. B306 (1988), 746.

[H1P86] **H1 Collaboration**, *Technical Proposal the H1 Detector*, DESY, Hamburg (1986).

[HAL84] **F. Halzen, A.D. Martin,** *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, New York (1984).

[HED94] **V. Hedberg et al.,** Z. Phys. C63 (1994), 49.

[HEL83] **O. Helene** Nucl. Instrum. Meth. 212 (1983), 319.

[HEL84] **O. Helene** Nucl. Instrum. Meth. 228 (1984), 120.

[HER81] *A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY*, DESY HERA 81-10 (1981).

[HER90] *Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Function of the Neutron and the Proton at HERA*, DESY, Hamburg (1990).

[HER92] *Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Storage Ring*, DESY, Hamburg (1992).

[HIL95] **W. Hildesheim, M. Seidel** *An Investigation into the Radiation Damage of the Silicon Detectors of the H1 PLUG Calorimeter within the HERA Environment*, DESY preprint 95-139, Jul 1995.

[HUA92] **K. Huang,** *Quarks, Gluons and Gauge Fields*, World Scientific, Singapore (1992).

[ING85] **G. Ingelman und P. Schlein** Phys. Lett. B152 (1985), 256.

[ING91] **G. Ingelman,** *LEPTO Version 6.1: The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*, Proc. of the Workshop on Physics at HERA, Hamburg 1991, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, vol. 3, p. 1366.

[JAC79] **A. Blondel, F. Jacquet** Proc. of the Study of an ep Facility for Europe, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979), p. 391.

[JAR94] **G. Jarlskog, L. Joensson,** Proc. of the Workshop *Two Photon Physics at LEP and HERA*, Lund, Sweden, May 1994.

[JUN93] **H. Jung** Comp. Phys. Comm. 86 (1995), 147.

[KOL84] **H. Kolanowski** *Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 105, Springer, Berlin (1984).

[LAI95] **H.L. Lai et al.,** Phys. Rev. D51 (1995), 4763.

[LAN87] **P.V. Landshoff, O. Nachtmann,** Z. Phys. C359 (1987), 405.

[LAN94] **P.V. Landshoff** Zuoz 1994, Proceedings, Hadronic aspects of collider physics (1994), 135.

[LEV96] **A. Levy** *The Transition from the Photoproduction to the DIS Region,* Vortrag gehalten auf Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 96), Rom, Italien, 15-19 Apr 1996.

[LOE92] **L. Lönnblad,** Comp. Phys. Comm. 71 (1992), 15.

[LOE93] **L. Lönnblad,** *Reconnecting Coloured Dipoles*, CERN preprint TH/95–218.

[LOW75] **F.E. Low,** Phys. Rev. D12 (1975), 163.

[MAR63] **A. Martin,** Phys. Rev. 129 (1963), 1432.

[MAR78] **W. Marciano, H. Pagels**, Phys. Rep. 36 (1978), 137.

[MAR92] **G. Marchesini et al.,** Comp. Phys. Comm. 67 (1992), 465.

[MAR93a] **A.D. Martin** *Structure Functions and Small x Physics*, Vortrag auf XXI International Meeting on Fundamental Physics, Miraflores de la Sierra, Madrid 9-15 May 1993.

[MAR93b] **A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts,** *MRS Parton Distributions*, Proc. of the Workshop on Quantum Field Theory Theoretical Aspects of High Energy Physics, eds. B. Geyser and E.M. Ilgenfritz (1993), p. 11.

[MEH96] **A. Mehta für die H1-Kollaboration,** *New Results on Diffractive Deep Inelastic Scattering*, Vortrag gehalten auf Workshop on Diffractive Phenomena, Eilat, Israel, 13-18 Feb 1996.

[MIS89] **S.R. Mishra, F. Sciulli**, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 39 (1989), 259.

[NAC86] **O. Nachtmann,** *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, Braunschweig (1986).

[NAC96] **O. Nachtmann, A. Schäfer,** *persönliche Mittteilung.*

[NIC90] **B. Nicolescu,** *The Odderon today*, Proc. of the XXVth Rencontres de Moriond, ed. J. Tran Thanh Van (1990), 421.

[NIC92] **B. Nicolescu,** Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 25B (1992), 142.

[NIC95] **H1 SPACAL Group, T. Nicholls et al.,** *Performance of an Electromagnetic Lead / Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector*, DESY preprint 95-165, Sep 1995.

[NIK92] **N.N. Nikolaev, B.G. Zakharov,** Z. Phys. C53 (1992), 331.

[NUS75] **S. Nussinov,** Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 1286.

[PEC88] **R. Peccei** *Proc. HERA Workshop 1987*, ed. by R. Peccei, DESY, Hamburg (1988)

[PIC94] **A. Pich** *The Standard Model of Electroweak Interactions*, Vorlesung gehalten bei CERN Academic Training, Geneva, Switzerland, 15-26 Nov 1993. Vorlesung gehalten auf 22nd International Meeting on Fundamental Physics: The Standard Model and Beyond, Jaca, Spain, 7-11 Feb 1994.

[PIC95] **A. Pich** *Quantum Chromodynamics*, Vorlesung gehalten auf 1994 European School of High Energy Physics, Sorrento, Italy, 29 Aug - 11 Sep 1994.

[PIC96] **A. Pich** *Flavourdynamics*, Vortrag gehalten auf 23rd International Meeting on Fundamental Physics: The Top Quark, Heavy Flavor Physics and Symmetry Breaking, Comillas, Spain, 22-26 May 1995.

[POM58] **I.Ia. Pomeranchuk** Zh. Eksp. Teor. Fiz. 34 (1958), 725 und Sov. Phys. JETP 7 (1958), 499.

[POP86] **M. Poppe** Int.J.Mod.Phys. A Vol. 1 No. 3 (1986), 545.

[PRO94] **R. Prosi et al.**, *Pedestrian's Guide to the L4 Filter Farm*, H1 interne Note H1-11/94-412 (1994).

[PRO95] **R. Prosi**, *The 1993 L4 Filter Farm Selection Algorithm*, H1 interne Note H1-03/95-432 (1995).

[ROB90] **R.G. Roberts,** *The Structure of the Proton*, Cambridge University Press, Cambridge (1990).

[ROS94] **J.L. Rosner,** *Overview of the Standard Model*, Proc. of Joint U.S.-Polish Workshop on Physics from Planck Scale to Electro-Weak Scale (SUSY 94), Warsaw, Poland, 21-24 Sep 1994, World-Scientific, Singapore, 1994, 1.

[RUE96] **M. Rüter, H.G. Dosch,** Phys. Lett. B380 (1996) 177.

[RYS93] **M.G. Ryskin,** Z. Phys. C57 (1993), 89.

[SAV95] **V. Savinov für die CLEO-Kollaboration,** *A Measurement of the Form-Factors of Light Pseudoscalar Mesons at a Large Momentum Transfer*, Contributed to 10th Workshop on Photon-photon Collisions (PHOTON '95), Sheffield, England, 8-13 Apr 1995.

[SAU77] **F. Sauli**, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN preprint 77-09 (1977).

[SCH91b] **A. Schäfer, L. Mankiewicz, O. Nachtmann,** *Diffractive eta(c), eta-prime, J/Psi and psi-prime Production in Electron-Proton Collisions at HERA Energies*, Proc. of the Workshop on Physics at HERA, Hamburg 1991, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, vol. 1, 243.

[SCH91a] **A. Schäfer, L. Mankiewicz, O. Nachtmann,** Phys. Lett. B272 (1991), 419.

[SCH96] **A. Schäfer,** persönliche Mitteilung.

[SCH95] **M. Schmelling** Phys. Scr. 51 (1995), 683.

[SCH96] **M. Schmelling** *Measurements of the Strong Coupling Constant and Tests of the Structure of QCD* Proc. of the 15th International Conference on Physics in Collision - PHYSCOLL 95, Cracow, Poland, 8 - 10 Jun 1995, p. 287

[SEF94] **F. Sefkow et al.**, *Experience with the First Level Trigger of H1*, H1 interne Note H1-11/94-407 (1994).

[SEY95] **M. Seymour, J. Chyla,** *persönliche Mitteilung.*

[SJO94] **T. Sjöstrand,** Comp. Phys. Comm. 82 (1994), 74.

[SOK64] **A.A. Sokolov, I.M. Ternov**, Sov. Phys. Dokl. 8 (1964), 1203

[SLO88] **T. Sloan, G. Smadja, R. Voss**, Phys. Rep. 162 (1988), 45.

[STE95] **G. Sterman et al.,** Rev. Mod. Phys. Vol. 57 No. 1 (1995), 157.

[STI96] **J. Stiewe,** *persönliche Mitteilung.*

[SWA96] **M. Swart**, *Diplomarbeit*, Universität Heidelberg, 1996

[TAP96a] **S. Tapprogge für die H1-Kollaboration,** *Diffractive Deep Inelastic Scattering*, Heidelberg University preprint HD-IHEP-96-05, May 1996, Vortrag gehalten auf XXXIe Rencontres de Moriond, Les Arcs, Frankreich, 23-30 Mar 1996.

[TAP96b] **S. Tapprogge für die H1-Kollaboration,** *Energy Flow and Charm Production in Diffractive DIS*, DESY preprint 96-162B, Aug 1996, Vortrag gehalten auf Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 96), Rom, Italien, 15-19 Apr 1996.

[TAY69] **R.E. Taylor**, Proc. of the 4th Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool (1969), 251.

[VER83] **J.A.M. Vermaseren**, Nucl. Phys. B229 (1983), 347.

[VOS94] **G.-A. Voss, B.H. Wiik**, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 44 (1994), 413.

[WOL93] **G. Wolf** *HERA Physics*, Vortrag gehalten auf 42nd Scottish Universities Summer School in Physics, 1993.

[YOS96] **R. Yoshida für die ZEUS-Kollaboration** *Recent Results from ZEUS*, Vortrag gehalten auf Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 96), Rom, Italien, 15-19 Apr 1996.

[ZHU96] **Q. Zhu für die ZEUS-Kollaboration** *The First Measurement of the Total Cross Section at very low x and Q2 ay HERA,* Vortrag gehalten auf Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 96), Rom, Italien, 15-19 Apr 1996.

[ZWE64] **G. Zweig**, CERN preprints CERN-TH 401 und CERN-TH 402, unveröffentlicht.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Die (nun wirklich) letzte Seite dieser Arbeit sei dazu genutzt, all denen zu danken, die diese Arbeit und ihren Autor unterstützt haben:

- Ich möchte Herrn Prof. Dr. K. Meier für die Möglichkeit danken, diese Doktorarbeit in der H1 -Gruppe am Institut für Hochenergiephysik durchführen zu können. Sein stetes Interesse und die vielen Diskussionen haben den Fortgang dieser Arbeit sehr unterstützt. Von der Möglichkeit, Ergebnisse dieser Arbeit sowie Ergebnisse der H1 -Kollaboration zu diffraktiven Prozessen auf internationalen Konferenzen und Workshops zu präsentieren, habe ich ebenso profitiert, wie durch die Möglichkeit bei der Planung, dem Aufbau und Betrieb sowie bei Erweiterungen des UNIX-Clusters im Institut mitzuwirken zu können.

- Herrn Prof. Dr. O. Nachtmann danke ich für die Übernahme der Zweitkorrektur dieser Arbeit sowie für das Interesse und die Diskussionen über die Suche nach Beiträgen des Odderon-Austauschs bei HERA .

- An Herrn Prof. Dr. K. Tittel geht der Dank für die Aufnahme im Institut für Hochenergiephysik und die Schaffung der guten Arbeitsbedingungen am Institut.

- Allen wissenschaftlichen und nicht-wissenschaftlichen Mitarbeitern des Instituts sowie allen Diplomanden und Doktoranden sei für das angenehme Arbeitsklima am Institut gedankt.

- Besonderer Dank gebührt Herrn Dr. Jürgen Stiewe für die stete Bereitschaft zu Diskussionen über die Hochenergiephysik und der Physik im allgemeinen. Ferner hat er es stets verstanden, meinen Blick auf das Wesentliche zu lenken und damit verhindert, im „Sumpf der technischen Details“ unterzugehen.

- Herrn Dr. Martin Wunsch danke ich für erfolgreiche Zusammenarbeit beim Aufbau des HP-UNIX-Clusters im Institut. Ebenso sei auch der EDV-Systemgruppe (Herrn Dr. O. Braun, Frau Elke Grimm und Herrn Lothar Voerg) für die Zusammenarbeit und Unterstützung gedankt.

- Dank gebührt Herrn Prof. A. Schäfer, der die korrigierten Erwartungen an das Verhältnis der Meson-Wirkungsquerschnitte zur Verfügung stellte und die Details der durchgeführten Rechnung erläuterte.

- Eine Physikanalyse in einem großen Experiment, wie H1 es ist, kann nicht mehr das Werk eines Einzelnen sein. Vielmehr muß der Einzelne mit vielen Personen zusammenarbeiten und sich auch auf die Arbeit anderer verlassen. Besonderer Dank für die Unterstützung und das Interesse an den durchgeführten Analysen gilt den beiden Arbeitsgruppen „Diffractive Physics“ und „Flow and Spectra“ sowie deren Organisatoren: Herrn Dr. John Dainton, Herrn Dr. Michael Kuhlen, Herrn Dr. Pierre Marage und Herrn Dr. Julian Phillips. Darüberhinaus gebührt den beiden „Referees“ der ersten Analyse, Herrn Dr. Tim Greenshaw und Herrn Dr. Michael Kuhlen, Dank für die Unterstützung bei der Veröffentlichung der Ergebnisse.