

Abbildung 13: *Dreidimensionale Ansicht des ZEUS-Detektors mit dem Mikro-Vertex-Detektor und den supraleitenden HERA-Magneten.*

ZEUS-Experiment

Beteiligte Institute: Univ. und INFN Torino Alessandria, NIKHEF und Univ. Amsterdam, ANL Argonne, Andrews Univ. Berrien Springs, Univ. und INFN Bologna, Univ. Bonn, Univ. Bristol, RAL Chilton, Ohio State Univ. Columbus, Univ. della Calabrie und INFN Cosenza, Acad. of Mining and Metallurgy, Inst. of Nucl. Physics und Jagellonian Univ. Cracow, Univ. und INFN Firenze, INFN Frascati, Univ. Freiburg, Univ. Glasgow, DESY und Univ. Hamburg, Univ. of Iowa Iowa City, Columbia Univ. Irvington, FZJ Jülich, Chonnam Nat. Univ. Kwangju, Imperial Coll. und Univ. Coll. London, Univ. of Wisconsin Madison, Univ. Autonoma Madrid, McGill Univ. Montreal, Engin. Phys. Inst. und State Univ. Moscow, Yale Univ. New Haven, York Univ. North York, Oxford Univ., Univ. und INFN Padova, Weizmann Inst. Rehovot, Univ. La Sapienza und INFN Roma, Polytech. Univ. Sagamihara, Univ. of California Santa Cruz, Korea Univ. Seoul, Univ.-GH Siegen, Kyungpook Nat. Univ. Taegu, Tel Aviv Univ., Metropolitan Univ. und Univ. Tokyo, Univ. und INFN Torino, Univ. Toronto, Inst. of Part. and Nucl. Stud. KEK Tsukuba, Pennsylvania State Univ. University Park, Inst. of Nucl. Stud. und Univ. Warsaw, Meiji Gakuin Univ. Yokohama, DESY Zeuthen.

Sprecher: B. Foster, Univ. of Bristol

Die Datennahme des ZEUS-Detektors wurde vom Herbst 1998 bis Dezember 1999 nur durch zwei kurze Wartungsperioden von etwa eineinhalb Monaten Dauer und anschließenden Maschinenstudien unterbrochen.

Bis Ende April 1999 wurden Elektron-Proton-Kollisionen entsprechend einer integrierten Luminosität von 17 pb^{-1} aufgezeichnet. In der folgenden Wartungsperiode wurde der HERA-Elektronenring auf Positronen umgestellt. Bis zum Ende des Luminositätsbetriebs im Dezember 1999 betrug die integrierte Luminosität mit Positron-Proton-Kollisionen 18 pb^{-1} . Die Strahl-Energien betragen 920 GeV (Protonen) und 27.5 GeV (Elektronen bzw. Positronen). Insgesamt stehen somit Datenmengen mit integrierten Luminositäten von 66 pb^{-1} mit e^+p Kollisionen und 18 pb^{-1} mit e^-p Kollisionen für die Physik-Analyse zur Verfügung.

Die beiden Wartungsperioden wurden für routinemäßige Wartungsarbeiten verwendet. Es gab keine größeren Reparaturen oder Umbauten des Detektors.

Im Laufe des Jahres 1999 wurde weiter intensiv an den neuen Detektorkomponenten gearbeitet, dem Mikro-Vertex-Detektor (MVD), dem „Straw Tube Tracker“ (STT) und einem neuen Luminositäts-Monitorsystem, die nach der HERA Luminositäts-erhöhung zum Einsatz kommen werden (Abb. 13). ZEUS hat in diesem Jahr 12 Veröffentlichungen verfasst. Einige der Physik-Resultate werden kurz vorgestellt.

Datennahme

Die Datennahme des ZEUS-Detektors ab Herbst 1998 erfolgte einschließlich der in der Wartungsperiode 1998 verbesserten oder neu eingebauten Detektorkomponenten: dem Vorwärts-Hadron-Elektron-Separator (FHES), dem Pre-Sample-Detektor vor dem zentralen Teil des Kalorimeters (BPRES), dem Vorwärts-Plug-Kalorimeter, einem Positionsdetektor vor dem Vorwärts-Neutron-Kalorimeter und einem Silizium-Spurdetektor vor dem Strahlrohr-Kalorimeter, außerdem mit der vervollständigten Elektronik zur Spurrekonstruktion im Eisenjoch („Backing Calorimeter“).

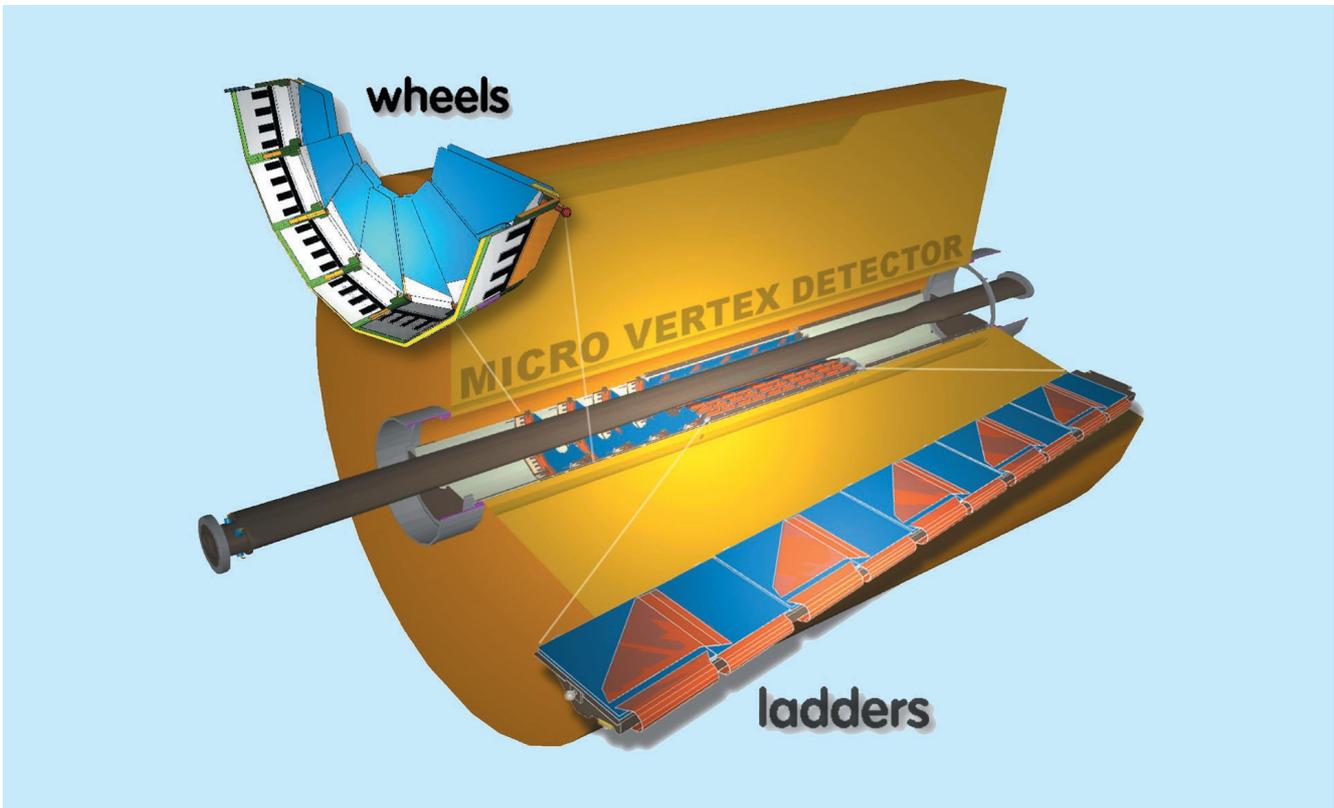


Abbildung 14: Ansicht des Mikro-Vertex-Detektors und des zentralen Strahlrohrs innerhalb des zentralen Spurdetektors. Die um das Strahlrohr angeordneten Komponenten des MVD, also die Leitern („ladders“) im Barrel-Detektor und die Halbringe („wheels“) des Vorwärtsdetektors sind noch einmal vergrößert dargestellt.

Die Triggerraten und Untergrundbedingungen bereiteten auch bei hohen Strahlströmen und der Design-Luminosität von HERA keine Schwierigkeiten. Die Totzeit des Datennahmesystems betrug in der Regel etwa 1%. Das zentrale Datennahmesystem wurde durch ein neues Überwachungssystem „Slow Control“, Erweiterung des Rechnernetzwerkes und ein neues Programm zur Qualitätskontrolle der aufgenommenen Daten weiter verbessert. Nach einem Probebetrieb konnte die Schichtbesetzung auf zwei Personen reduziert werden.

Im Offline-Bereich wurde der sogenannte „ZEUS Event Store“ eingeführt. Es handelt sich dabei um eine objektorientierte Datenbank, welche über 200 Variablen enthält, die für jedes Ereignis bei der Rekonstruktion berechnet werden.

Neue Detektorkomponenten

Mehrere neue Detektorkomponenten sind zur Zeit für die im Jahr 2000 geplante Luminositätserhöhung von HERA im Bau.

Mikro-Vertex-Detektor (MVD)

ZEUS wird in der Wartungsperiode im Jahr 2000 zur HERA Luminositätserhöhung einen neuen Mikro-Vertex-Detektor mit hochauflösenden Silizium-Streifendiode einbauen. Abbildung 14 zeigt eine dreidimensionale Ansicht des MVD mit dem neuen zentralen Strahlrohr innerhalb des zentralen Spurdetektors.

Im Berichtsjahr wurden Entwurf und Konstruktion abgeschlossen, Prototypen hergestellt und getestet und mit der Produktion aller wesentlichen Komponenten begonnen.

Für die Detektormechanik sind die meisten Teile bereits angefertigt worden. So existieren schon viele der Haltestrukturen für die aktiven Detektormodule aus Kohlefaserwerkstoffen, das heißt die Leitern („ladders“ in Abb. 14) für den Barrel-Detektor und die Halbringe („wheels“ in Abb. 14) für den Vorwärts-Detektor. Der Kohlefaser-Zylinder mit den Flanschen zur Aufnahme und Positionierung der Leitern und Halbringe ist fertig. Die Versorgungsleitungen und Kabel werden anschließend in dem Zylinder verlegt. Dann werden die mit Detektormodulen bestückten Leitern und Halbringe eingebaut.

Jede der 30 Leitern im Barrel trägt zehn Detektormodule. Diese Module bestehen aus zwei $6 \times 6 \text{ cm}^2$ großen Streifenzählern und der Frontend-Elektronik. Die acht Halbringe für den Vorwärtsdetektor tragen jeweils sieben Vorwärtsmodule, die aus einem 7.5 cm langen trapezförmigen Streifenzähler und der gleichen Frontend-Elektronik bestehen. Die Detektormodule werden seit Mitte 1999 am DESY in Hamburg und in Zeuthen gefertigt. Die Produktion soll bis Mitte 2000 abgeschlossen sein.

Für ein Barrel-Modul werden je zwei Zähler 2 mm überlappend mit Abstandsstücken hochpräzise verklebt. Die Auslesestreifen der beiden Dioden werden mit Fanout-Kabeln untereinander sowie mit dem Hybriden für die Frontend-Elektronik verbunden. Die flexiblen Verbindungskabel bestehen aus einer Upilex Folie mit vergoldeten Kupfer-Leiterbahnen. Sie werden präzise auf die Dioden und die Hybride geklebt. Die Kontakte werden mit einem Dünndrahtbonder gebondet. Die Modulfertigung findet in einem eigens dafür eingerichteten Reinraum statt.

Die Frontend-Ausleseelektronik ist in SMD-Technik auf einem Keramik-Substrat aufgebaut. Jeder Hybrid ist für die Auslese der 512 Kanäle eines Moduls zuständig. Dazu werden je vier ASICS des Typs HELIX-128 3.0 eingesetzt. Alle benötigten Chips sind geliefert und erfolgreich getestet worden. Die Produktion der Hybride hat begonnen.

Zur Qualitätssicherung der Modul-Produktion wird nach jedem Produktionsschritt die Strom-Spannungs-

Charakteristik der Dioden gemessen. Dioden mit zu großen Strömen werden aussortiert. Vor und nach dem Zusammenbau zu Modulen wird das Verhalten der Dunkelströme der Dioden mehrere Tage lang in einem Langzeittest beobachtet.

Um auch einzelne Auslesestreifen und -kanäle testen zu können, wurde ein Lasersystem entwickelt und gebaut. Jedes fertige Detektormodul wird unter dem auf $20 \mu\text{m}$ fokussierten Strahl eines Halbleiterlasers verfahren. Die durch das gepulste Laserlicht induzierten Signale werden ausgelesen. Damit lassen sich Fehler in einzelnen Kanälen, wie etwa schlechte Verbindungen oder Kurzschlüsse, diagnostizieren. Die detaillierte Information steht für die spätere Datennahme und Kalibrierung zur Verfügung.

Die Infrastruktur, wie Kabel und „Patch-Panel“, Stromversorgungen, Kühlung und Verrohrung, wird vorbereitet. Von den zur Auslese der Frontend-Elektronik benötigten Modulen, wie den ADC-VME-Karten, „Clock&Control“-Einheiten, Analog-Link usw., existieren getestete Prototypen. Für das Detektor-Alignmentsystem mit Laserstrahlen, deren Position relativ zu Detektorkomponenten durch teildurchlässige Photodioden gemessen wird, wurden erfolgreich Tests aufgebaut.

Das System zur Datenauslese und -formatierung und das System zur Überwachung und Steuerung der Detektorparameter befinden sich in der Entwicklung. Es ist vorgesehen, die MVD-Daten einem Spurtrigger zur Verfügung zu stellen, der auch die Informationen von der zentralen und den vorwärtsgerichteten Kammern verarbeitet.

Es wurde mit der Entwicklung der zur Datenauswertung benötigten Software begonnen. Hauptschwerpunkte sind die Mustererkennung für die Spurrekonstruktion, der Spurfit und die Simulation des Detektors im ZEUS Monte Carlo-Programm.

Die Eigenschaften der Streifendetektoren wurden durch Messungen mit einem ortsauflösenden Testteleskop im DESY-Teststrahl untersucht. Die über die Detektoren gewonnenen Erkenntnisse fließen direkt ein in die Entwicklung von Algorithmen zur Ortsbestimmung von Koordinaten und in die Simulation der Detektorsignale.

Für das Jahr 2000 ist die Installation des Detektors in ZEUS vorgesehen. Vor dem Einbau ist ein mehrmonati-

ger Testaufbau des Gesamtsystems zur Inbetriebnahme des Detektors geplant.

Straw Tube Tracker (STT)

Der Vorwärtsspurdetektor von ZEUS besteht aus drei planaren Driftkammern und vier Übergangsstrahlungsdetektoren (TRDs). Für die HERA-Luminositäts-erhöhung werden die TRDs durch den sogenannten „Straw Tube Tracker“ (STT) ersetzt, der wie die TRDs aus vier Detektoren besteht. Jeder Detektor ist aus sechs Modulen zusammengesetzt, die jeweils einen Winkelbereich von 60° überdecken und quer zur Strahlrichtung angeordnet sind. Ein Teilchen durchquert insgesamt 24 Ebenen, die in vier verschiedenen Winkeln angeordnet sind.

Eine „Straw Tube“ (Strohalm) besteht aus einem sehr dünnen Rohr aus Kaptonfolie (7.5 mm Durchmesser, $120\ \mu\text{m}$ Wanddicke) mit einem in der Mitte gespannten Draht, an den eine Hochspannung angelegt wird. Der STT enthält insgesamt etwa 11 000 Straw Tubes, die 20 bis 102 cm lang sind. Die Vorteile dieser Detektor-technologie, die für die LHC-Experimente entwickelt wurde, sind robustes Verhalten bei hohem Untergrund, eine gute Ortsauflösung von etwa $140\ \mu\text{m}$ und eine geringe Hit-Multiplizität.

Nachdem ein Prototyp des Detektors gebaut und erfolgreich im Teststrahl untersucht wurde, ist der STT zur Zeit im Bau. Die beteiligten Institute sind MEPHI in Moskau, die Universitäten Bonn, Freiburg, Hamburg, Siegen, Tel Aviv, Toronto, York, Pennsylvania State, das Argonne National Laboratory sowie DESY. Die Produktion der Röhren in Moskau und das Verkleben zu Sektoren sind inzwischen abgeschlossen. Das Drahtspannen, der Zusammenbau und die Endkontrolle erfolgen zur Zeit in York, Freiburg, Moskau und bei DESY.

Abbildung 15 zeigt einen Teil eines STT-Sektors mit drei Lagen „Straw Tubes“. Die Hochspannungs- und Gasversorgung sind im Vordergrund.

Die bisherige Ausleseelektronik der TRDs mit etwa 2000 Kanälen soll für den STT weiter verwendet werden, was ein „Multiplexing“ der etwa 11 000 Kanäle erfordert. Die Frontend-Elektronik besteht deshalb aus zwei Boards. Das „Multiplex-Board“ befindet sich unmittelbar an den „Straws“, das Treiber-Board am Rand

des Detektors. Eine Prototypversion der Elektronik wurde am ANL getestet und anschließend bei Messungen am DESY-Teststrahl erfolgreich verwendet.

An den Programmen zur Rekonstruktion der Hits, zur Spurerkennung und zur Monte Carlo-Simulation wird gearbeitet.

Luminositätsmonitor

Zur Messung der HERA-Luminosität wird der Bethe-Heitler-Prozess $e p \rightarrow e p \gamma$ verwendet. Die erzeugten Photonen werden mit einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen, das sich im HERA-Tunnel in 107 m Abstand von der ZEUS-Wechselwirkungszone befindet. Bisher wurde eine Genauigkeit der Luminositätsmessung von etwa 1.5% erreicht. Eine ebenso große Präzision wird auch nach der Luminositäts-erhöhung verlangt.

Die Luminositätsmessung wird nach der HERA-Luminositäts-erhöhung aus mehreren Gründen wesentlich erschwert. Die stärkere Ablenkung des Elektronenstrahls in der Wechselwirkungszone führt zu einer Erhöhung der charakteristischen Energie der Synchrotronstrahlung und zu einer Erhöhung der Anzahl der Synchrotronstrahlungs-Photonen um einen Faktor sieben. Dank der höheren Luminosität wird sich auch die Anzahl von Bremsstrahlungs-Photonen (Bethe-Heitler-Prozess) um das Fünffache erhöhen. Die größere Photonen-Rate erhöht auch die Wahrscheinlichkeit, dass bei einer Kollision der Elektronen- und Protonenstrahlen mehrere Photonen abgestrahlt und gleichzeitig im Photon-Kalorimeter nachgewiesen werden und so zu einer Verfälschung der Luminositätsmessung führen. Ohne eine Abschirmung von mehreren Strahlungslängen Dicke würde das jetzige Photon-Kalorimeter innerhalb kurzer Zeit durch Strahlenschäden beschädigt werden. Eine dickere Abschirmung würde aber die Energieauflösung des Kalorimeters verschlechtern und eine präzise Luminositätsmessung unmöglich machen.

Der neue Luminositätsmonitor muss auch unter den erschwerten Bedingungen eine präzise Messung der Luminosität ermöglichen. Außerdem ist es sinnvoll, zwei voneinander unabhängige Messmethoden mit unterschiedlichen systematischen Fehlern zu verwenden.



Abbildung 15: Teil eines STT-Sektors mit drei Lagen „Straw Tubes“. Die Hochspannungs- und Gasversorgung sind im Vordergrund.

Das bisherige Photon-Kalorimeter wird durch ein neues Kalorimeter (Szintillator-Blei-Sandwich) mit strahlenfestem Szintillator ersetzt. Zur Reduzierung des Synchrotronstrahlungs-Untergrunds befindet sich unmittelbar vor dem Kalorimeter ein sogenannter aktiver Filter aus Kohlenstoff mit vier Strahlungslängen Dicke. Der Filter ist in zwei Teile unterteilt, hinter denen sich jeweils ein Aerogel-Cherenkov-Detektor befindet. Die niederenergetischen Photonen der Synchrotronstrahlung werden in den Cherenkov-Detektoren nicht nachgewiesen. Der Energieverlust von Bethe-Heitler-Photonen im Filter wird dagegen gemessen und zur Korrektur der Energiemessung verwendet.

Monte Carlo-Studien und Teststrahlungsmessungen haben gezeigt, dass die Energieauflösung des Photon-Kalorimeters mit dem aktiven Filter entscheidend verbessert werden kann. Die Cherenkov-Detektoren können außerdem dazu verwendet werden, den Beitrag von Mehrfach-Photonen zu reduzieren.

Eine zweite unabhängige Luminositätsmessung wird mit einem Elektron-Positron Paarspektrometer durchgeführt. Als Konversionstarget der Bethe-Heitler-Photonen dient das Austrittsfenster in 92 m Abstand vom Wechselwirkungspunkt. Die erzeugten Elektron- und Positronpaare werden durch einen Dipolmagneten abgelenkt und mit zwei kleinen Kalorimetern,

die unmittelbar vor dem Photon-Kalorimeter angeordnet sind, gemessen. Als Detektoren werden die beiden Module des jetzigen Strahlrohr-Kalorimeters verwendet, die für die HERA-Luminositäts-erhöhung ausgebaut werden müssen. Der Vorteil dieser Messmethode besteht in einer entsprechend geringeren Anzahl von Photonen im Spektrometerdetektor aufgrund der geringen Konversionswahrscheinlichkeit, das heißt es gibt keine Mehrfach-Photonen, Synchrotronstrahlungs-Untergrund und Strahlungsschäden.

Zur Bestimmung der Akzeptanz und der Eichung des Photon-Kalorimeters und des Spektrometers wird ein kleines elektromagnetisches Kalorimeter verwendet, der sogenannte „6m-Tagger“, mit dem in Koinzidenz mit dem Photon das gestreute Elektron gemessen werden kann.

Vorbereitung auf die Luminositäts-erhöhung von HERA

Die Luminositäts-erhöhung von HERA erfordert den Einbau von supraleitenden Strahlführungsmagneten in den ZEUS-Detektor. Abbildung 13 zeigt eine dreidimensionale Darstellung des Detektors mit den neuen HERA-Magneten. Dies erfordert eine Reihe von Modifikationen, unter anderem ein neues zentrales Strahlrohr, Lagerung der Magnete, Einbau der Helium-Kryoversorgung, Verbesserung der magnetischen Abschirmung des Kalorimeters (F/RCAL), Entfernen des Vorwärts-Plug-Kalorimeters und des Strahlrohr-Kalorimeters sowie Änderungen der Infrastruktur. Außerdem muss der gesamte ZEUS-Detektor um 10 mm in Richtung Süden, HERA-Ring außen, verfahren werden. Die jeweiligen Konstruktionen sind inzwischen weitgehend abgeschlossen.

Physikalische Ergebnisse

Im Folgenden werden einige der von ZEUS im Jahre 1999 veröffentlichten Physikresultate diskutiert.

γ^*p -Streuung im Übergangsbereich zwischen hohen und niedrigen Q^2

Über die Messung der totalen und diffraktiven Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte wurden bei HERA neue Erkenntnisse über die Parton-Dynamik von Gluonen und Quarks in der Elektron-Proton-Streuung gewonnen. Es wird ein steiler Anstieg des totalen γ^*p -Wirkungsquerschnitts mit der γ^*p -Schwerpunktsenergie W beobachtet. Der Anstieg wurde zunächst bei Werten von Q^2 oberhalb einiger GeV^2 gemessen, dabei ist Q^2 die Photon-„Virtualität“, die das räumliche Auflösungsvermögen des Photons bestimmt. Dieses Verhalten des Wirkungsquerschnitts ist in der Theorie der starken Wechselwirkung, der störungstheoretischen QCD, beschreibbar.

Das ZEUS-Experiment hat mit Hilfe des BPC, eines nahe am Strahl eingebauten Kalorimeters, den γ^*p -Wirkungsquerschnitt bei sehr niedrigen Werten von Q^2 zwischen 0.11 GeV^2 und 6.5 GeV^2 gemessen. Mit Hilfe eines neuen Spurteleskops vor dem Kalorimeter wurde der kinematische Bereich bis hinunter zu $Q^2 = 0.045 \text{ GeV}^2$ erschlossen und die Auflösung wurde verbessert. Zusammen mit bereits veröffentlichten Daten konnte die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von W und Q^2 in einem großen Bereich bestimmt werden.

Abbildung 16 (links) zeigt, dass der steile Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit W , der bei hohen Werten von Q^2 sichtbar ist, bei niedrigeren Werten von Q^2 deutlich gedämpft wird. Wie Abbildung 16 (rechts) zeigt, wird bei größeren Werten von Q^2 ein Abfall des Wirkungsquerschnitts $\sim 1/Q^2$ beobachtet, was dem Verhalten einer punktförmigen Wechselwirkung des Photons mit den Quarks im Proton entspricht. Dagegen flacht bei kleinen Werten von Q^2 diese Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 deutlich ab. Der Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, dass in diesem Bereich auch die Dämpfung des Anstiegs des Wirkungsquerschnitts mit W einsetzt und dieses Abflachen mit dem Übergang von der punktförmigen Wechselwirkung bei größeren Q^2 -Werten zu einer ausgedehnten Wechselwirkung bei niedrigen Werten von Q^2 verbunden ist.

Diese Ergebnisse über die Wechselwirkung von Photonen mit Materie können zum Verständnis des Übergangs von der tiefunelastischen punktförmigen Streu-

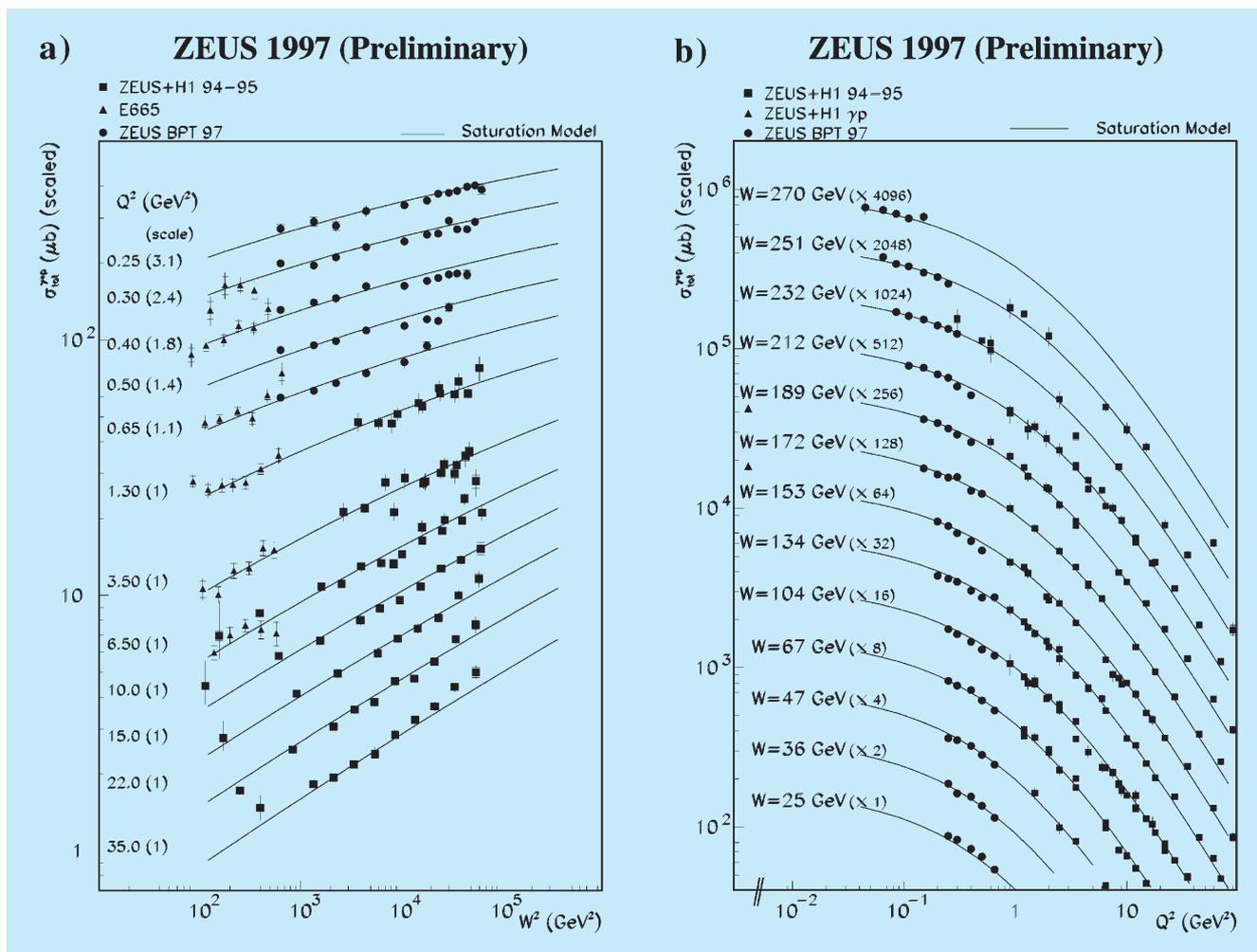


Abbildung 16: Links: γ^*p -Wirkungsquerschnitt als Funktion von W^2 bei festen Werten von Q^2 ; rechts: γ^*p -Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 bei festen Werten von W ; die Linien zeigen die Anpassung durch ein Sättigungsmodell von Golec-Biernat und Wüsthoff.

ung des Photons an Partonen, die von der störungstheoretischen QCD beschrieben wird, zum Bereich der Hadron-Physik und des „Confinements“ Wesentliches beitragen.

Man kann die γ^*p -Wechselwirkung als einen Zweistufen-Prozess betrachten. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation kann sich das einlaufende virtuelle Photon kurzzeitig in ein Quark-Antiquark-Paar $q\bar{q}$ verwandeln. Im Schwerpunktssystem des Protons hat das Photon eine sehr hohe Energie, in der Größenordnung von mehreren tausend Proton-Massen, und durch die relativistische Dilatation kann der $q\bar{q}$ -Zustand lange vor

der eigentlichen Wechselwirkung mit dem Proton entstanden sein. Das $q\bar{q}$ -Paar hat also Zeit, sich durch mehrere QCD-Abstrahlungen mit einer Wolke aus weiteren Quarks und Gluonen zu umgeben. Auch das einlaufende Proton führt eine Wolke aus Quarks und Gluonen mit sich. Die Partonen aus der Strahlungswolke des Photons können mit denjenigen aus der Proton-Wolke wechselwirken, die dieselbe transversale Ausdehnung haben.

Der Wirkungsquerschnitt hängt dabei von der Anzahl der Partonen in den beiden Wolken ab. Die Zahl der Partonen hängt wiederum von W und Q^2 ab. Bei wach-

sender Energie haben die Wolken mehr Zeit für die Abstrahlung weiterer Partonen. Die transversale Größe r des $q\bar{q}$ -Paares hängt von Q^2 ab, $r^2 \sim 1/Q^2$. Bei großen Werten von Q^2 , wo die Wechselwirkung fast punktförmig ist, ist auch die transversale Ausdehnung des $q\bar{q}$ -Paares klein. In diesem Fall wird die Abstrahlung der Gluonen und Quarks durch die störungstheoretische QCD beschrieben. Die Feldgleichungen der QCD sagen eine raschen Zunahme der Anzahl der Partonen mit Q^2 und W voraus, und dies führt zum steilen Anstieg des Wirkungsquerschnitts. Wenn die Partondichte so weit angewachsen ist, dass mehrere Gluonen aus der Photon-Wolke gleichzeitig entsprechende Partner in der Proton-Wolke finden, setzen Sättigungseffekte ein. Die paarweise oder, allgemeiner gesagt, kohärente Wechselwirkung der Partonen der beiden Wolken führt zur Dämpfung des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes mit W .

Die Vorhersage eines einfachen Modells, das aus diesem physikalischen Bild entwickelt wurde und das die Sättigungseffekte parametrisiert, ist in Abbildung 16 gezeigt. Die Daten für den totalen Wirkungsquerschnitt und ebenso der diffraktive Wirkungsquerschnitt werden durch dieses Modell ebenfalls gut beschrieben.

Helizitätserhaltung bei der Erzeugung von ρ^0 -Mesonen

Die QCD ist als Störungstheorie der starken Wechselwirkung nur dann anwendbar, wenn die von der Energieskala abhängige Kopplungskonstante klein genug ist, das heißt bei Skalen $\gg 1 \text{ GeV}^2$. Im „Confinement“-Bereich kann die QCD zur Zeit keine Aussagen machen, stattdessen benutzt man Modelle, um die Wechselwirkung zu beschreiben.

Wenn das Photon, wie oben beschrieben, in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert, kann es ein Vektormeson, zum Beispiel ein ρ^0 -Meson, bilden. Die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton verhält sich dann wie eine Streuung von zwei Hadronen. Etwa 10% dieser Streuungen geschehen elastisch. Im Endzustand zerfällt das gestreute Meson nach 10^{-23} sec in ein positiv und ein negativ geladenes Pion, die im Detektor nachgewiesen werden.

Man kann elastisch gestreute Photonen über die Zerfallsprodukte des ρ^0 -Mesons auch in Ereignissen fin-

den, wo das Photon einen größeren Impulsübertrag Q^2 trägt. Wie erwähnt bestimmt die „Virtualität“ des Photons die Konfiguration des Quark-Antiquark-Zustands während der Streuung, wobei die transversale Ausdehnung des Paares umgekehrt proportional zu Q ist. So kann die starke Wechselwirkung als Funktion der Ausdehnung des Quark-Antiquark-Zustandes studiert werden.

Man weiß, dass bei solch „peripheren“ Streuungen die Helizität erhalten bleibt und nennt das „Helizitätserhaltung im s-Streukanal“ (SCHC). Aus der Winkelverteilung der beiden Zerfalls-Pionen lassen sich Rückschlüsse auf die Helizität des ρ^0 -Mesons ziehen und die Hypothese der Helizitätserhaltung lässt sich so überprüfen.

Das ZEUS-Experiment hat die Helizitätsamplituden für den Prozess der Elektroproduktion von ρ^0 -Mesonen gemessen. Man findet, dass sich mit einer Wahrscheinlichkeit von etwas weniger als 10% die Helizität während des Streuvorgangs ändert, und es zeigt sich damit eine Verletzung der SCHC. Die SCHC-Verletzung zeigt Abbildung 17, wo die 15 gemessenen Parameter der Spin-Dichtematrix zusammen mit der Vorhersage der SCHC (gestrichelte Linie) gezeigt sind.

Es gibt verschiedene Ansätze, die dynamische Ursache der Helizitätsverletzung zu erklären. Die störungstheoretischen Modelle lehnen sich an die QCD an und gelten daher erst bei größeren Q^2 . Sie beschreiben die „periphere“ Streuung durch den Austausch zweier kohärenter Gluonen. Die durchgezogene Linie in Abbildung 17 zeigt die Vorhersage eines solchen Modells. Tatsächlich werden viele Aspekte der ZEUS-Daten durch die QCD-Modelle recht gut beschrieben.

Zwei-Jet-Ereignisse und „Resolved Photon“-Komponente bei größeren Q^2

Auch in der Photoproduktion, also der Streuung reeller Photonen an Protonen bei $Q^2 \sim 0$, gibt es Prozesse, die in der QCD störungstheoretisch berechnet werden können. Das fast reelle Photon fluktuiert in ein Quark-Antiquark-Paar. In einzelnen Ereignissen kann genug Transversalenergie auftreten, um einen „harten“ Sub-Prozess zwischen den Partonen des Photons und

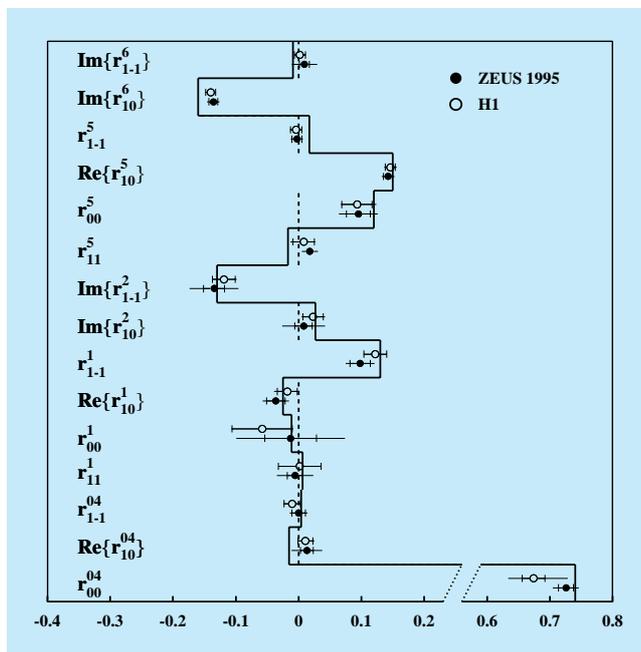


Abbildung 17: Ergebnisse für die 15 Parameter der ρ^0 -Spin-Dichtematrix, die aus den gemessenen Winkelverteilungen der Pionen aus ρ^0 -Zerfällen gewonnen wurden. Die Symbole zeigen die HERA-Resultate. Die gestrichelte Linie ist die Vorhersage der SCHC, die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des QCD-Modells von Ivanov und Kirschner.

des Protons zu ermöglichen. Solche Ereignisse werden selektiert, indem man die auslaufenden Partonen als Hadron-Jets mit großer Transversalenergie im Detektor nachweist.

Dabei kann das Quark-Antiquark-Paar direkt in den harten Subprozess eingehen, man spricht von einem „Direct Photon“-Ereignis. Dagegen handelt es sich um ein „Resolved Photon“-Ereignis, wenn nur ein Teil der Energie des Photons am harten Subprozess teilnimmt, und demnach weitere Partonen des Photons weiterfliegen.

Das ZEUS-Experiment hat nun gemessen, wie sich der Anteil der „Resolved Photon“-Prozesse am Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Virtualität Q^2 verhält. Man geht daher der Frage nach, bei welchem Impulsübertrag das Photon nur noch „punktförmig“ an der Wechselwirkung teilnimmt bzw. nur noch

die direkte Kopplung des Photons an ein Quark des Protons zu dem Prozess beiträgt.

In Ereignissen mit zwei Hadron-Jets misst die Größe x_γ^{OBS} den Energieanteil der beiden Jets an der Energie des Photons. Für ein „Resolved Photon“-Ereignis verlangt man $x_\gamma^{\text{OBS}} < 0.75$. Man misst dann das Verhältnis der Anzahl von Zwei-Jet-Ereignissen mit $x_\gamma^{\text{OBS}} < 0.75$ zu denen mit $x_\gamma^{\text{OBS}} > 0.75$ als Funktion von Q^2 .

In Abbildung 18 ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte als Funktion von Q^2 gezeigt, wobei für die Transversalenergie der Jets mindestens 5.5 GeV (a) bzw. mindestens 6.5 GeV (b) gefordert wurden. Der „Resolved Photon“-Anteil nimmt mit Q^2 stark ab. Im Vergleich mit QCD-Rechnungen (mit JetViP bezeichnete Linien) bleibt das Verhältnis jedoch auch noch bei $Q^2 = 4.5 \text{ GeV}^2$ groß. In dem Monte Carlo-Modell (mit HERWIG bezeichnet) bleibt das Verhältnis durch Partonschauer-Effekte größer als null, jedoch kann keines der Modelle alle Datenpunkte befriedigend beschreiben.

Man kann dieses Ergebnis so interpretieren, dass die „Resolved Photon“-Komponente auch bei größeren Q^2 nicht verschwindet.

Wirkungsquerschnitt für Jets in Vorwärtsrichtung

Im Bild der Elektron-Proton-Wechselwirkung als tief-unelastische Streuung (DIS) tauscht das Elektron direkt mit einem Quark im Proton ein Photon mit dem Impulsübertrag Q aus und schlägt so einen Quark-Jet mit transversaler Energie $E_{T,\text{jet}}$ aus dem Proton heraus. Dem steht komplementär das bereits erwähnte Bild gegenüber, in dem das Wechselwirkungs-Photon zwischen Elektron und Proton sich zunächst in ein Quark-Antiquark-Paar aufspaltet, bevor dieses hadronische System dann mit dem Proton wechselwirkt. Welches dieser Bilder die Phänomene der Elektron-Proton-Streuung erfolgreich beschreibt, hängt vom kinematischen Bereich der Wechselwirkung ab und davon, welche Energieskala den betrachteten Prozess bestimmt.

Die ZEUS-Kollaboration hat den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Teilchenjets in Vorwärtsrichtung, also in Richtung des einlaufenden Protons und

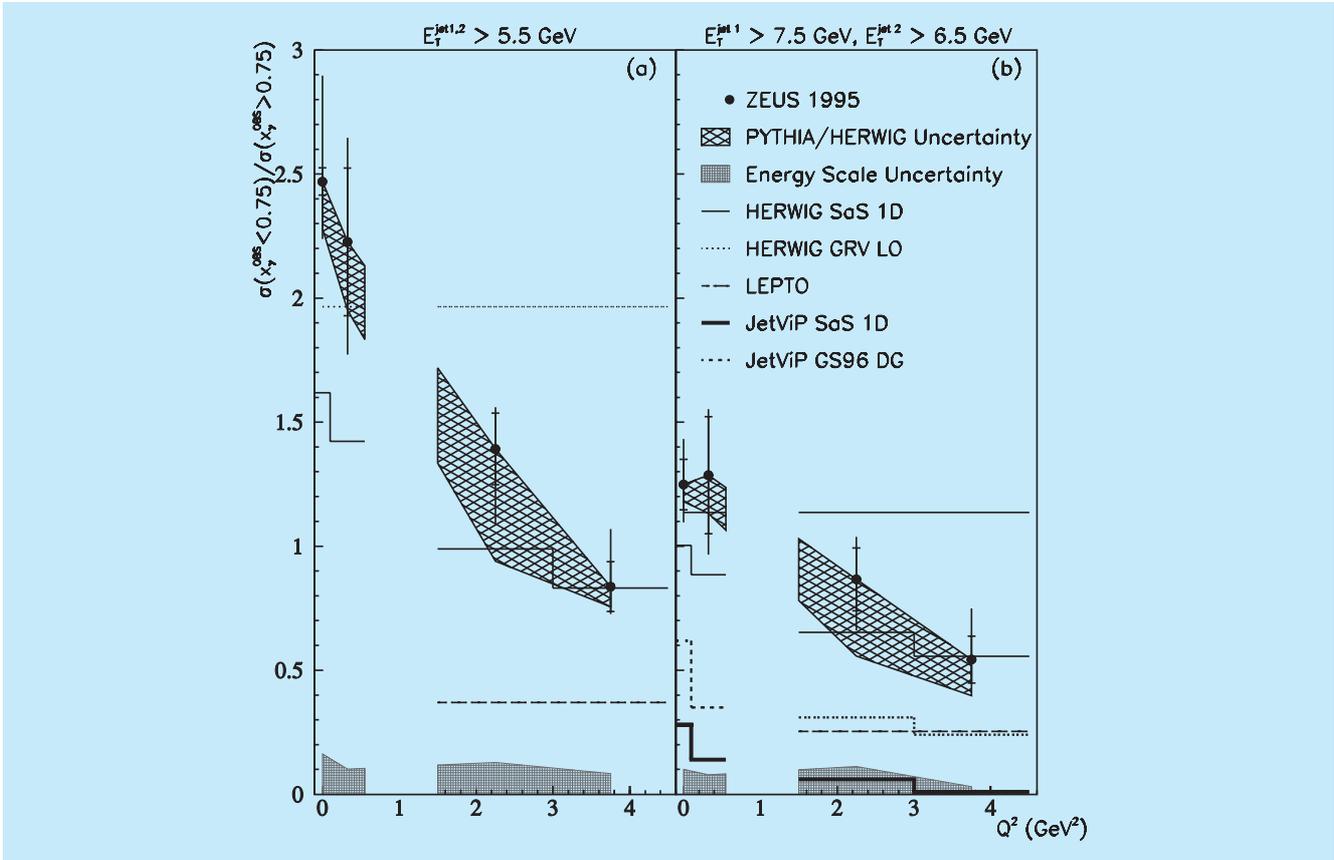


Abbildung 18: Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung zweier Hadron-Jets, $\sigma(x_\gamma^{OBS} < 0.75)/\sigma(x_\gamma^{OBS} > 0.75)$, als Funktion von Q^2 , für (a) niedrige und (b) höhere Jet-Transversalenergie-Schwellen. Die Linien zeigen die Vorhersagen verschiedener Modellrechnungen.

des auslaufenden Proton-Rests, gemessen. Für diese Ereignisse sind sowohl der Impulsübertrag Q als auch die Jet-Energie $E_{T,jet}$ bestimmend, also zwei voneinander unabhängige Energieskalen. Beide Skalen variieren bei HERA über einen weiten Bereich. Der Jet-Wirkungsquerschnitt wurde als Funktion des Verhältnisses $E_{T,jet}^2/Q^2$ zwischen 10^{-2} und 10^2 gemessen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 19. Da nur Ereignisse ausgewählt wurden, in denen beide Energieskalen „groß“ sind, $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ und $E_{T,jet}^2 > 25 \text{ GeV}^2$, sollten störungstheoretische QCD-Rechnungen des Wirkungsquerschnitts anwendbar sein. Während alle betrachteten Modelle mit den Messungen im Bereich kleiner $E_{T,jet}^2/Q^2$ übereinstimmen, gibt es nur zwei Rechnungen bzw. Modelle, die über den gesamten Bereich den Wirkungsquerschnitt vorhersagen können. Diese

beiden Ansätze sind ebenfalls in Abbildung 19 gezeigt. In der ersten Rechnung wurde exakt bis zu einer bestimmten Ordnung in der starken Kopplungskonstanten gerechnet (Next-to-Leading-Order-Programm JetViP, gepunktete Linie). Im anderen Modell wurde nur die führende Ordnung exakt gerechnet und die Beiträge höherer Ordnung durch phänomenologische Beschreibungen berücksichtigt (RAPGAP, durchgezogene Linie). Beide Modelle benutzen den Ansatz des sich in ein Quark-Antiquark aufspaltenden Photons, der also die „Resolved Photon“-Komponente berücksichtigt. Es zeigt sich, dass dieser Beitrag für $E_{T,jet}^2/Q^2 > 1$ bei kleinen Bjorken- x auch bei hohen Q^2 wichtig ist.

Dies Ergebnis ist insofern zunächst überraschend, als man für tiefunelastische Streuung bei $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$

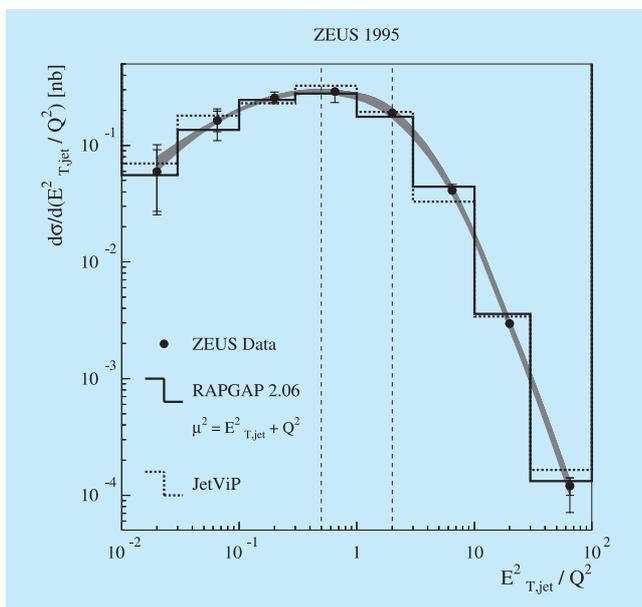


Abbildung 19: Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Jets in Vorwärtsrichtung als Funktion von E^2_{Tjet}/Q^2 . Gezeigt sind auch die Vorhersagen einer phänomenologischen Beschreibung (durchgezogene Linie) und einer Next-to-Leading-Order QCD-Rechnung (gepunktete Linie).

bisher annahm, das Photon als punktförmiges Teilchen behandeln zu können. Wenn aber die transversale Energie des Quark-Jets größer wird als der Impulsübertrag des Photons, gilt dieses Bild in seiner einfachen Form offenbar nicht mehr. Die Beiträge der hadronischen „Resolved Photon“-Komponente sind offenbar auch bei großer „Virtualität“ Q^2 des Photons wichtig und tragen wesentlich zum Wirkungsquerschnitt bei.

Das Bild von der tiefinelastischen Streuung zwischen Elektron und Proton muss also entsprechend modifiziert werden.

Messung der Wirkungsquerschnitte für neutrale und geladene Ströme bei hohen Q^2

Die Messungen der Wirkungsquerschnitte für neutrale und geladene Ströme bei hohen Q^2 überprüfen die präzisen Vorhersagen des Standard-Modells der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung. Von 1998 bis April 1999 wurde HERA mit Elektronen anstatt mit Positronen betrieben. So können nun e^+p - und

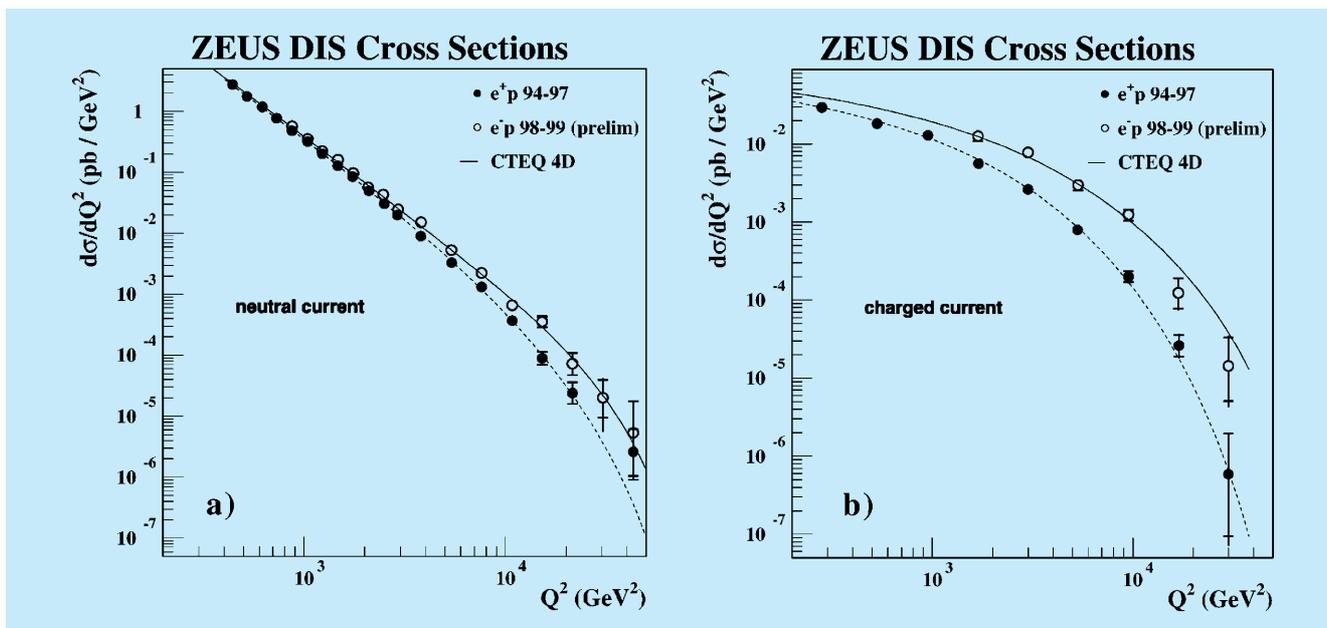


Abbildung 20: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für neutrale Ströme (links) und für geladene Ströme (rechts) in e^+p und e^-p Wechselwirkungen. Die Vorhersagen des Standard-Modells sind als Linien dargestellt.

e^-p -Wirkungsquerschnitte analysiert und verglichen werden.

Die schwache Wechselwirkung wird durch den Austausch der schweren Vektorbosonen W^\pm und Z^0 vermittelt. Photon und Z^0 sind beide elektrisch neutral und tragen zu denselben Endzuständen bei. Die Wechselwirkungen, die sie vermitteln, werden als neutrale Ströme (NC für „neutral current“) bezeichnet. Die Interferenz zwischen Photon- und Z^0 -Austausch trägt zur e^+p - und e^-p -Streuung mit unterschiedlichem Vorzeichen bei, da die elektrische Ladung von Elektron und Positron unterschiedlich, die schwache Ladung aber gleich ist. Abbildung 20 zeigt links den NC-Wirkungsquerschnitt, gemessen als Funktion von Q^2 . Für Q^2 -Werte zwischen 400 und 50 000 GeV^2 fällt der Wirkungsquerschnitt um sechs Größenordnungen ab, hauptsächlich bedingt durch den Photon-Propagator, $d\sigma/dQ^2 \propto 1/Q^4$. Für Q^2 -Werte $> 3000 \text{ GeV}^2$ zeigt sich ein klarer Unterschied zwischen den beiden Ladungszuständen. Der Wirkungsquerschnitt für e^-p -Streuung ist größer als der für e^+p -Streuung, was direkt auf die Existenz des schwachen neutralen Stromes hindeutet.

Die W-Bosonen sind elektrisch geladen und koppeln an den geladenen Strom (CC für „charged current“). Das Neutrino bzw. das Antineutrino im Endzustand kann im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, sondern manifestiert sich durch den im Ereignis fehlenden Transversalimpuls. Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $e^+p \rightarrow \bar{\nu} + X$ und $e^-p \rightarrow \nu + X$ (Abb. 20 rechts) sind verschieden, da das W^- hauptsächlich an das u-Quark koppelt während das W^+ bevorzugt an das d-Quark koppelt und zusätzlich die Ankopplung des W^+ durch die Händigkeit des Antineutrinos stark unterdrückt ist. Bei Werten von Q^2 um 10 000 GeV^2 übersteigt der e^-p - den e^+p -Wirkungsquerschnitt um fast eine Größenordnung.

Im Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für geladene und neutrale Ströme in e^+p - und e^-p -Wechselwirkungen sieht man, dass bei niedrigen Q^2 der Photon-Austausch, das heißt der elektromagnetische Strom, dominiert. Mit steigendem Q^2 wachsen die relativen Beiträge der schwachen Ströme. Bei hohen Q^2 sind die Wirkungsquerschnitte für neutrale und geladene Ströme etwa gleich, was die Vereinigung der schwachen und elektromagnetischen Kräfte demonstriert.

Während die geladenen Vektorbosonen W^\pm bei CERN und Fermilab direkt in ihren Zerfällen beobachtet werden, kann erst bei HERA der Einfluss der Masse des W-Austauschteilchens, also der Propagator-Masse, auf den Wirkungsquerschnitt der schwachen Wechselwirkung direkt beobachtet werden. Der Q^2 -Abfall des CC-Wirkungsquerschnitts hängt primär von der Masse M_{W_p} des W-Austauschteilchens ab, $d\sigma/dQ^2 \propto (M_{W_p}^2/(M_{W_p}^2 + Q^2))^2$. Wenn man die im Myon-Zerfall präzise gemessene Kopplungskonstante benutzt, kann man aus der Form des Wirkungsquerschnitts die Propagator-Masse bestimmen:

$$M_{W_p} = 81.4_{-2.6}^{+2.7}(\text{stat}) \pm 2.0(\text{sys})_{-3.0}^{+3.3}(\text{pdf}) \text{ GeV}.$$

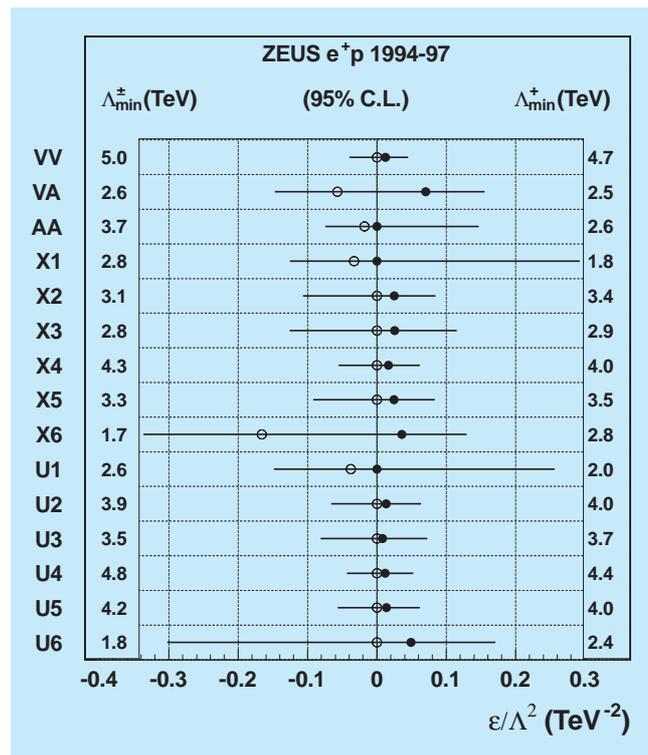


Abbildung 21: In der rechten bzw. linken Spalte sind die Massenskalen Λ gezeigt, bis zu denen Kontakt-Wechselwirkungen in e^+p -Streuung mit $\epsilon = +1$ bzw. $\epsilon = -1$ für die unterschiedlichen Typen von Wechselwirkungen (Helizität, Quark-Flavor-Kopplungen) ausgeschlossen werden können. Die Punkte stellen die wahrscheinlichsten Werte für ϵ/Λ^2 dar, die alle mit dem Standard-Modell-Wert von $\epsilon/\Lambda^2 = 0$ kompatibel sind.

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert der Masse des W-Bosons aus der direkten Beobachtung der W-Zerfälle, $M_W = 80.41 \pm 0.10 \text{ GeV}$. Bei HERA wurde die W-Masse im raumartigen W-Austausch bestimmt. Diese Messung ist daher komplementär zu den Messungen in der zeitartigen W-Produktion in der $p\bar{p}$ oder e^+e^- -Annihilation. Damit zeigt dieses wichtige Ergebnis die Konsistenz des Standard-Modells.

Suche nach Abweichungen vom Standard-Modell

Abbildung 20 zeigt die gute Übereinstimmung der Vorhersagen des Standard-Modells mit den bei HERA gemessenen Wirkungsquerschnitten. Dies erlaubt es, eine Reihe von Phänomenen auszuschließen, die nicht im Standard-Modell vorhanden sind. HERA-Daten sind besonders geeignet, nach der Existenz von Leptoquarks zu suchen, da sie in der Elektron-Quark-Streuung direkt resonant erzeugt würden. Man würde dann eine Anhäufung in der Verteilung der invarianten Masse des Endzustands beobachten. Die ZEUS-Kollaboration hat

in e^+ - und e^- -Daten in NC- und CC-Signaturen solche Elektron-Quark-Resonanzen gesucht. Aus der Tatsache, dass solche Signale nicht beobachtet wurden, kann man Leptoquarks bei einer Kopplungsstärke $\lambda = 0.3$ mit Massen zwischen 150 und 280 GeV ausschließen.

ZEUS-Daten sind auch sensitiv auf neue Physik bei Energieskalen jenseits der HERA-Schwerpunktsenergie. Man fasst die Auswirkungen von solchen hypothetischen Prozessen als effektive Theorie der Kontakt-Wechselwirkungen („Contact Interactions“) zusammen. Die Form des Wirkungsquerschnitts bei hohen Q^2 würde dadurch modifiziert. Die ZEUS-Kollaboration hat nach verschiedenen Arten von Kontakt-Wechselwirkungen gesucht. Da in den differentiellen Wirkungsquerschnitten bisher keine signifikanten Abweichungen von den Vorhersagen des Standard-Modells gefunden wurden, konnte eine Vielzahl von Ausschlussgrenzen von effektiven Massenparametern Λ gesetzt werden. Diese sind in Abbildung 21 dargestellt. Die Ergebnisse sind von vergleichbarer Aussagekraft und zum Teil komplementär zu jenen, die an anderen Beschleuniger-Experimenten gefunden worden sind.