

# Verstehen wir die starke Kraft?

Präzisionsexperimente am Elektron-Proton-Speicherring HERA sowie aufwändige Rechnungen bestätigen die Quanten-Chromodynamik mit hoher Präzision.

Robert Klanner und Thomas Schörner-Sadenius

Die Theorie der starken Kraft, die Quanten-Chromodynamik (QCD), ist, abgesehen von der Massenerzeugung durch den Higgs-Mechanismus, der zurzeit am wenigsten genau überprüfte Baustein des Standardmodells der Teilchenphysik. Messungen, insbesondere am Elektron-Proton-Speicherring HERA in Hamburg, vermitteln neue Einblicke in die Eigenschaften der starken Kraft und testen die QCD mit einer bisher nicht erreichten Genauigkeit. Die Ergebnisse sind sowohl für das Verständnis des Standardmodells als auch für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells insbesondere am Large Hadron Collider wichtig.

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist bemerkenswert einfach und erfolgreich: Sechs Quarks, sechs Leptonen und drei fundamentale Kräfte (die schwache, die elektromagnetische und die starke) reichen aus, um sämtliche gesicherten experimentellen Ergebnisse der Teilchenphysik zu beschreiben. Auch die in letzter Zeit gefundenen von Null verschiedenen Werte der Neutrinomassen lassen sich in einer Erweiterung des Standardmodells ohne größere Schwierigkeiten unterbringen. Dennoch gibt es viele Gründe anzunehmen, dass dieses Modell nicht die endgültige Theorie ist und dass bereits bei Energien im TeV-Bereich, die demnächst am Large Hadron Collider am CERN erreicht werden [1], neue Phänomene auftreten werden, die das Standardmodell nicht beschreibt. Dies ist aber nicht Thema dieses Artikels.

Das Standardmodell erklärt die fundamentalen Kräfte im Rahmen so genannter eichinvarianter Quantenfeldtheorien durch den Austausch von Feldteilchen, die an verallgemeinerte, für die einzelnen Kräfte charakteristische Ladungen koppeln. Bei der elektromagnetischen Kraft ist das Feldteilchen das Photon und die Ladung die elektrische. Die Stärke der Kopplung des Photons an die Elementarladung  $e$  ist durch die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante  $\alpha_{em} = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$  gegeben, deren experimentell bestimmter Wert etwa  $1/137$  beträgt. Da das Photon selbst ungeladen ist, können Photonen nicht direkt miteinander



Vogelperspektive auf das DESY-Forschungszentrum mit dem PETRA-Vorbeschleuniger und dem Verlauf des

HERA-Tunnels. Im Hintergrund sind das Hamburger Fußballstadion sowie die Startbahnen des Flughafens zu sehen.

wechselwirken. Für Berechnungen von elektromagnetischen Prozessen wird die Störungstheorie verwendet, d. h. die Observablen werden nach Potenzen von  $\alpha_{em}$  entwickelt. Jeder Ordnung entspricht dabei eine Klasse von Feynman-Diagrammen. Auch wenn mit wachsender Ordnung die Anzahl der Diagramme faktoriell anwächst, sind wegen des kleinen Werts von  $\alpha_{em}$

Vorhersagen höchster Präzision möglich. Als Beispiel sei das magnetische Moment des Elektrons erwähnt, bei dem Experiment und Theorie auf zwölf Stellen genau übereinstimmen [2].

Eine Besonderheit aller Eichtheorien besteht darin, dass die Werte der Observablen, wie z. B. die Massen und Kopplungskonstanten, vom Abstand (zum Beispiel dem zweier punktförmiger Teilchen) abhängen, bei dem die Wechselwirkung untersucht wird. Die „Kopplungskonstanten“ sind also gar keine Konstanten! Die Ursache hierfür sind die

## KOMPAKT

- ▶ Eine zentrale Aufgabe des HERA-Beschleunigers und der Experimente ZEUS und H1 besteht darin, das Zusammenspiel von Valenz- und Seequarks sowie Gluonen im Proton zu enträtseln.
- ▶ Eine Vielzahl an Präzisionsdaten zeigt, dass man sich das Proton bei hohen Energien als brodelnde Suppe virtueller Quarks und Gluonen vorstellen muss.
- ▶ Die Ergebnisse zeigen auch zweifelsfrei und wie von der Quanten-Chromodynamik vorhergesagt, dass die starke Kopplungskonstante bei zunehmender Energie geringer wird.

Prof. Dr. Robert Klanner und Thomas Schörner-Sadenius, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg

im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation erlaubten Quantenfluktuationen, durch die sich um eine Ladung virtuelle Ladungsdipole ausbilden. Im Falle der elektromagnetischen Kraft sind dies vor allem Paare von Elektronen und Positronen, die sich im elektromagnetischen Feld ausrichten und effektiv die Ladung abschirmen. Das Vakuum verhält sich also wie ein Dielektrikum: Je näher man an eine Ladung herankommt, desto geringer ist die Abschirmung und desto größer wird die effektive Ladung. Am Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN gelang es, dies quantitativ zu bestätigen: Wie theoretisch vorhergesagt, wurde bei einem Abstand von  $10^{-18}$  m für  $\alpha_{em}$  ein Wert von  $1/128$  gemessen, der deutlich höher liegt als der in der Atomphysik bei Abständen von etwa  $10^{-10}$  m bestimmte Wert  $1/137$ .

Die Untersuchung kleinster Abstände erfordert Energien, die nur Hochenergie-Speicherringe liefern können: Dies folgt direkt aus der de-Broglie-Beziehung  $\lambda = h/p$  zwischen Impuls  $p$  und Wellenlänge  $\lambda$  eines Teilchens sowie dem auch vom optischen Mikroskop bekannten, durch  $\lambda/2\pi$  begrenzten Auflösungsvermögen. Für eine Auflösung von  $10^{-18}$  m ist ein Impuls im Schwerpunktsystem von etwa  $100 \text{ GeV}/c$  erforderlich. Meist werden die Kopplungskonstanten nicht als Funktion des Abstands angegeben, sondern bei dem entsprechenden Impuls bzw. der entsprechenden Energie. Für diese Energieskala wird oft das Symbol  $\mu$  verwendet.

Die Situation bei der starken Kraft, die durch die

Quanten-Chromodynamik beschrieben wird, ist ähnlich, aber wesentlich komplizierter. Die Quarks, aus denen sich die stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen) wie das Proton zusammensetzen, tragen eine „starke“ Ladung. Diese wird als „Farbladung“ bezeichnet und nimmt die drei „Werte“ rot, grün und blau an. Antiquarks tragen die entsprechenden Anti-Farben. Die Feldteilchen der starken Kraft sind die acht masselosen Gluonen (das Wort leitet sich aus dem englischen *glue* für Leim ab). Die Gluonen tragen selbst Farbladung und können deshalb, unter Änderung ihrer Farbe, auch untereinander wechselwirken. Diese besondere Eigenschaft der Spin-1-Gluonen führt dazu, dass die Quantenfluktuationen neben virtuellen, die Farbladung abschirmenden Quark-Antiquark-Paaren auch virtuelle Gluonenpaare bilden, die wie ein farb-paramagnetisches Medium wirken und die starke Ladung verstärken. Aufgrund dieses Effekts wird die effektive Farbladung und somit die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bei Verringerung des Abstandes immer schwächer. Diese „asymptotische Freiheit“ genannte Eigenschaft der starken Kraft wurde 1973 von D. Gross, D. Politzer und F. Wilczek entdeckt, wofür sie den Physik-Nobelpreis 2004 erhielten. Obwohl Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen vorkommen, sondern immer in Hadronen „gefangen“ sind, ermöglicht die asymptotische Freiheit auch in der QCD präzise Vorhersagen mithilfe der Störungstheorie – vorausgesetzt, die Abstände sind viel kleiner als die Größe der Hadronen.

### HERA und die Experimente H1 und ZEUS

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA ist der weltweit einzige Speicherring für Kollisionen von Elektronen und Protonen. Die Anlage ist in einem ca. 6,3 km langen Tunnel 20 m unter der Erde im westlichen Hamburg untergebracht. HERA wurde in internationaler Zusammenarbeit des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY mit Instituten aus elf Ländern aufgebaut und ging nach ca. zehnjähriger Planungs- und Bauphase 1991 in Betrieb. Seitdem liefert die Maschine unermüdlich Teilchenstrahlen, deren Kollisionen von den Physikern der Experimente H1, ZEUS, HERMES und

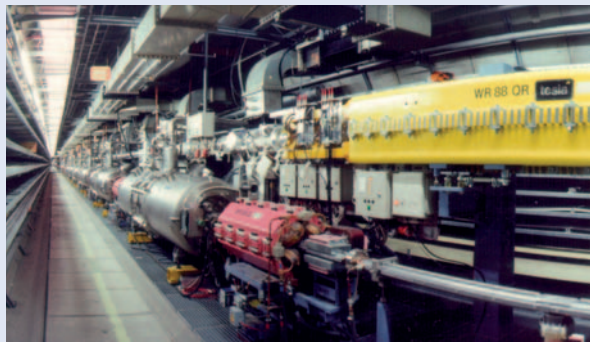
früher auch HERA-B ausgewertet werden.

Alle diese Experimente wurden und werden in großen internationalen Kollaborationen von bis zu 400 Physikern aus vielen verschiedenen Ländern gebaut und betrieben. Die Kollisionsexperimente H1 und ZEUS messen die Produkte der Reaktionen von Elektronen und Protonen, während HERMES (bzw. HERA-B) die Kollisionen von Elektronen (bzw. Protonen) mit einem ruhenden Ziel, z. B. einem Gasstrahl, untersucht.

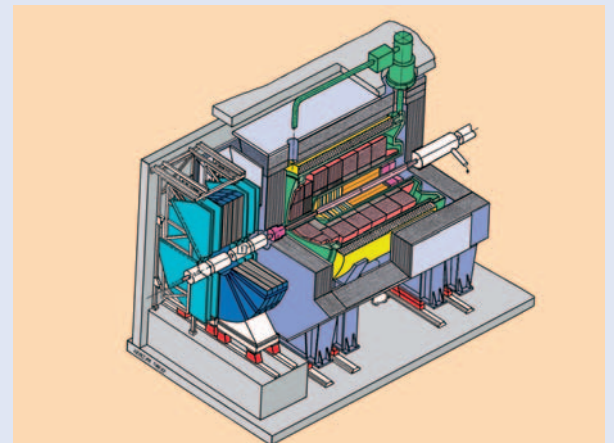
Die technischen Anforderungen an die HERA-Detektoren sind hoch; schließlich treffen alle 96

Nanosekunden Elektronen- und Protonenbündel in den Wechselwirkungspunkten in der Mitte der Experimente aufeinander. Allerdings ist nur ein kleiner Bruchteil all dieser Zusammenstöße interessant: In der Mehrzahl der Fälle registriert die Elektronik nur Untergründereignisse, die zumeist aus Kollisionen von Protonen mit Restgasatomen im Hochvakuum von ca.  $10^{-9}$  mbar des Beschleunigers resultieren. Mithilfe einer schnellen Entscheidungsinstanz („Trigger“) wird der kleine Anteil

potenziell interessanter Teilchenkollisionen herausgefiltert und gespeichert. Dies geschieht mit einer Rate von ca. 10 Hz. Die verschiedenen Detektorkomponenten (Spurkammern, Kalorimeter, Magnetspule, Myonsystem) erlauben eine vollständige Rekonstruktion der in der Wechselwirkungszone erzeugten geladenen und neutralen Teilchen – eine wesentliche Voraussetzung für die in diesem Artikel vorgestellten Präzisionsmessungen.



Der Blick in den HERA-Tunnel zeigt die silbernen supraleitenden Resonatoren des Elektronenrings, darüber Teile des Protonenstrahlrohrs und (in gelb) einen Quadrupolmagneten des Protonenrings.



Beim H1-Experiment treten die Elektronen von links, die Protonen von rechts in das Experiment ein und kollidieren in der Mitte des Spurkammersystems (orange). Die Abmessungen betragen  $10 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 15 \text{ m}$ .



Für die energieabhängige starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , meist „laufende Kopplungskonstante“ oder im Englischen „running coupling constant“ genannt, sagt die Störungstheorie vorher:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} [1 - \dots] \text{ mit } \beta_0 = \frac{11}{3}n_c - \frac{2}{3}n_f. \quad (1)$$

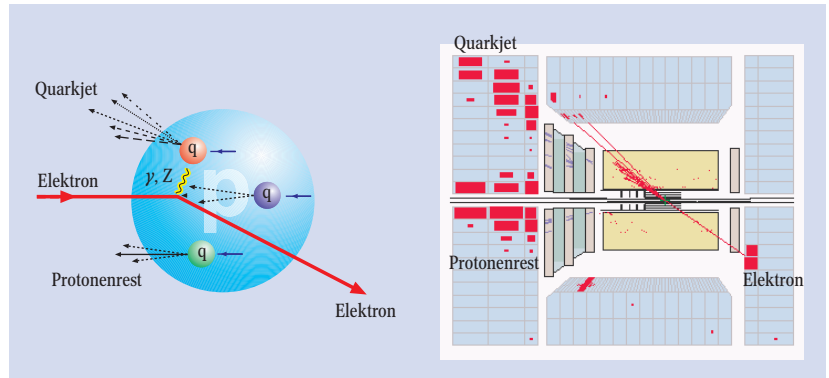
Dabei ist  $n_c = 3$  die Anzahl der Farbladungen und  $n_f$  die Anzahl der Quarksorten, die unter Beachtung von Energie- und Impulserhaltung paarweise bei der Energieskala  $\mu$  erzeugt werden können;  $\Lambda$  ist der fundamentale Parameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muss. Die Punkte stehen für Terme höherer Ordnung. Dank des großen Einsatzes theoretischer Physiker sind inzwischen die Terme bis zur vierten Ordnung bekannt. Die Konstanten im Ausdruck für  $\beta_0$  folgen direkt aus der Struktur der QCD, nämlich aus der Anzahl der Gluonen, der Anzahl der Quarksorten  $n_f$  und der relativen Stärke der Gluon-Gluon- zur Gluon-Quark-Kopplung. Mit sechs Quarks gilt  $n_f \leq 6$ , und die abschirmende Wirkung der virtuellen Quarkpaare ( $2n_f/3 \leq 4$ ) wird von der verstärkenden Wirkung der Gluonenpaare ( $11n_c/3 = 11$ ) überkompensiert. Deshalb ist  $\beta_0$  positiv, und die Kopplung wird mit wachsender Energie  $\mu$  schwächer. Für  $\Lambda$  wird experimentell ein Wert von etwa 300 MeV gefunden.

Das starke Anwachsen von  $\alpha_s$  führt dazu, dass bei Abständen von etwa einem Protondurchmesser (1 fm) die starke Kraft zwischen zwei Quarks annähernd unabhängig vom Abstand wird und sich ein enger Schlauch von Feldlinien („flux tube“) zwischen ihnen ausbildet. Dies steht in krassem Gegensatz zur Coulomb-Kraft, die bei großen Abständen proportional zu  $1/r^2$  gegen null geht. Versucht man ein Quarkpaar zu trennen, wird solange Energie in das Feld gepumpt, bis dank  $E=mc^2$  Quark-Antiquark-Systeme erzeugt und abgestrahlt werden können. Diese als „Confinement“ bezeichnete Eigenschaft der QCD erklärt, dass Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen vorkommen, sondern nur in farbneutralen Hadronen auftreten, z. B. als Quark-Antiquark- (Mesonen) oder Drei-Quark-Systeme (Baryonen). Daraus folgt auch, dass in hochenergetischen Teilchenreaktionen erzeugte Quarks und Gluonen sich als enge Teilchenbündel (Jets) manifestieren. Auch wenn das Confinement noch nicht stringent bewiesen ist, liefern sowohl Rechnungen der Gitterertheorie als auch experimentelle Ergebnisse der Hadronenspektroskopie überzeugende Evidenz dafür.

### HERA – ein Mikroskop der besonderen Art

Bei HERA werden Elektronen (oder Positronen) mit einem Impuls von 27,5 GeV/c auf Protonen des Impulses 920 GeV/c geschossen ([4], s. Infokasten „HERA und...“). Dies entspricht einer im Schwerpunktsystem der Reaktion zur Verfügung stehenden Energie von ca. 320 GeV. Die nach heutigem Kenntnisstand punktförmigen Elektronen wechselwirken ausschließlich über die elektromagnetische und die schwache Kraft, die beide bestens verstanden sind. Die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton stellt man sich folgendermaßen vor: Das Elektron sendet ein Photon aus, das von einem Quark im Proton absorbiert wird (Abb. 1). Winkel und Impuls des gestreuten Elektrons, die im Detektor präzise vermessen werden, legen Energie und Impuls und damit  $Q^2$ , das Betragsquadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Photons, eindeutig fest. Die Größe  $Q^2$

wird auch als Photonvirtualität bezeichnet; sie gibt an, wie sehr sich die Masse des ausgetauschten virtuellen Photons von der Masse null eines reellen Photons unterscheidet. Die Wellenlänge  $\lambda$  des virtuellen Photons ist durch  $\lambda = hc/Q$  und das Auflösungsvermögen durch  $hc/Q$  gegeben. Da bei HERA  $Q$ -Werte von bis zu 320 GeV erreicht werden, ist HERA ein Mikroskop, das für die Untersuchung des Protons besonders geeignet ist: Sein Auflösungsvermögen lässt sich durch die entsprechende Auswahl gestreuter Elektronen zwischen 1/1000 und 1 fm einstellen und erlaubt so, die Struktur



**Abb. 1:** Die Streuung eines Elektrons mit einem Quark im Proton lässt sich im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik über den Austausch eines Photons ( $\gamma$ ) oder Z-Bosons verstehen (links). Im ZEUS-Detektor hinterlassen der Protonenrest sowie ein Quarkjet charakteristische Signaturen (rechts).

des Protons, dessen Durchmesser etwa 1 fm beträgt, und die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen im Proton als Funktion des Abstandes präzise zu vermessen. Im Falle der schwachen Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton gilt Analoges, wobei anstelle von Photonen elektrisch neutrale  $Z^0$ -Bosonen bzw. geladene W-Bosonen Energie und Impuls übertragen. Die Methode der Strukturbestimmung von Hadronen mit Leptonen wird als tief-unelastische Streuung (deep inelastic scattering) bezeichnet.

### Die Struktur des Protons

Im ursprünglichen statischen Quarkmodell besteht das Proton aus drei Valenzquarks – zwei u-Quarks  $u_v$  und einem d-Quark  $d_v$  –, die seine Quantenzahlen festlegen. Zu diesem einfachen Bild kommen im Rahmen der QCD Seequarks hinzu, die kurzzeitig durch Quantenfluktuationen aus Gluonen entstehen und sich wieder vernichten, und Gluonen, die all dies „zusammenleimen“. Eine zentrale Aufgabe von HERA besteht darin, das komplexe Zusammenspiel dieser Bestandteile zu enträtseln und dadurch neue Einsichten in die QCD zu erhalten.

Eine zentrale Größe zur Beschreibung dieses Zusammenspiels ist die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  [5]. Diese hängt direkt mit der Zahl der elektrisch geladenen, punktförmigen Bestandteile, also Quarks, im Proton zusammen, die mit einem Impulsanteil  $x$  bei einer Auflösung  $hc/Q$  gefunden werden (s. Infokasten „Die Strukturfunktion“).  $F_2$  gibt nur Auskunft über die elektrisch geladenen Quarks im Proton und sagt zunächst nichts über die elektrisch neutralen Gluonen aus.<sup>1)</sup> Abbildung 2 zeigt eine kleine Auswahl von Messergebnissen für  $F_2$  von HERA und von Experimenten bei kleineren Energien. Die Messgenauigkeit von etwa 2 % ist das Ergebnis jahrelanger Arbeit hunderter Phy-

1) Formal parametrisiert  $F_2$  die Elektron-Proton-Streuung in Einheiten des Mott-Wirkungsquerschnittes, also des verallgemeinerten Rutherford-Wirkungsquerschnittes für die Streuung geladener, punktförmiger, nicht-identischer Teilchen mit Spin 1/2.

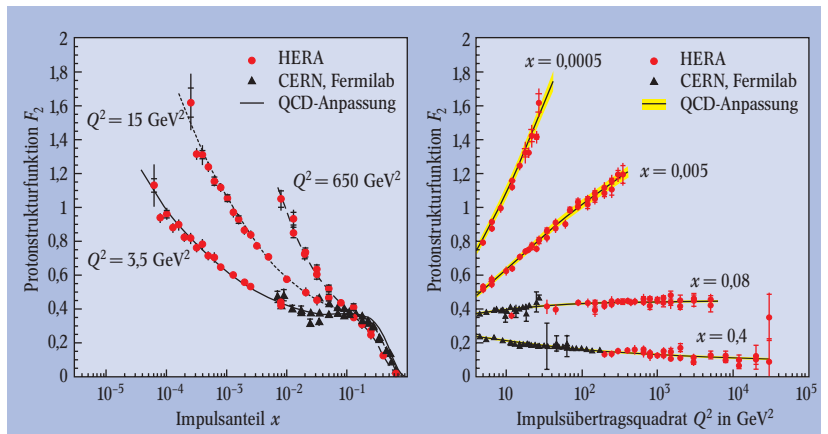
siker und demonstriert das inzwischen ausgezeichnete Verständnis, das mithilfe der Großexperimente H1 und ZEUS erzielt wurde.

Bei hohen  $x$ -Werten von ca. 0,1 hat die Strukturfunktion  $F_2$  ein Plateau (Abb. 2). Dort dominieren die drei Valenzquarks, die etwa die Hälfte des Protonenimpulses tragen und die Eigenschaften wie Ladung und Parität des Protons bestimmen. Das insbesondere bei hohen  $Q^2$ -Werten starke Anwachsen zu kleinen  $x$ -Werten hin lässt sich auf die Seequarks zurückführen. Bei hohen  $x$ -Werten nimmt die Strukturfunktion als Funktion von  $Q^2$  leicht ab, während sie bei kleinen  $x$ -Werten stark ansteigt (Abb. 2b). Das Verhalten bei hohen  $x$ -Werten lässt sich folgendermaßen verstehen: Mit dem „HERA-Licht“ sieht man bei einem festen Wert von  $Q^2$  die punktförmigen Quarks umgeben von einer Wolke virtueller Gluonen. Die Größe des Gesamtsystems ist durch den Auflösungsparameter  $\hbar c/Q$  festgelegt; sein Anteil am Protonenimpuls sei  $x$ . Bei höheren Werten von  $Q^2$  können Gluonenwolke und Quark getrennt als Gluonenstrahlung und als Quark mit reduziertem Impulsanteil  $x' < x$  gesehen werden. Dies führt zu einer Verringerung der Quarkdichte bei festem  $x$  mit wachsendem  $Q^2$ . Quantitativ gilt

$$\frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \approx -\alpha_s(Q) \cdot F_2(x, Q^2). \quad (2)$$

Die Änderung der Strukturfunktion  $F_2$  ist also proportional zur Strukturfunktion selber.

Gänzlich verschieden ist die Situation für kleine  $x$ -Werte ( $< 0,01$ ). Aufgrund der von der QCD vorhergesagten Quantenfluktuationen bildet sich im Proton ein



**Abb. 2:** Eine kleine Auswahl der HERA-Daten zur Messung der Strukturfunktion  $F_2$  des Protons: die Abhängigkeit vom Impulsanteil  $x$  des Quarks bei verschiedenen Impulsübertragungswerten  $Q^2$  (a) sowie als Funktion von  $Q^2$  in verschiedenen Bereichen des Impulsanteils  $x$  (b).

See virtueller Gluonen. Sie treten wegen der Heisenbergschen Unschärferelation bevorzugt bei kleinen  $x$ -Werten auf. Diese Gluonen strahlen wiederum Gluonen und Quark-Antiquark-Paare ab, was zu dem beobachteten Anwachsen von  $F_2$  proportional zur Gluondichte  $g(x, Q^2)$  im Proton führt:

$$\frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \approx +\alpha_s(Q) \cdot g(x, Q^2). \quad (3)$$

Diese fundamentale Vorhersage der QCD [6], die auch die Gluon-Gluon-Wechselwirkung mit einschließt, konnte erstmals bei HERA bestätigt werden und hat zu einem neuen Verständnis des Protons geführt, das sich bei hohen Energien am besten als brodelnde Suppe virtueller Gluonen und Quarks bzw. als dichtes Feld starker QCD-Strahlung veranschaulichen lässt.

Für  $Q^2$ -Werte, bei denen  $\alpha_s$  klein genug für die Anwendung der Störungstheorie ist ( $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ), haben die Kollaborationen H1 und ZEUS ein QCD-Modell an die Präzisionsmessungen von  $F_2$  angepasst. Wie die kleine Auswahl der HERA-Messpunkte (Abb. 2) andeutet, werden die insgesamt mehr als 500 präzisen Messpunkte pro Experiment innerhalb der Fehler ausgezeichnet beschrieben. Die eindrucksvolle Bestätigung der Aussagekraft der QCD bildet einen ausgesprochen genauen Test der Theorie der starken Wechselwirkung. Aus dieser Anpassung ergeben sich auch die Partonverteilungen  $f_i(x, Q^2)$ , die die Anzahl der Gluonen bzw. Quarks der Sorte  $i$  mit einem Impulsanteil  $x$  im Proton bei einer Auflösung  $\hbar c/Q$  angeben.<sup>2)</sup> Die mit den entsprechenden Quarkladungsquadraten gewichtete Summe der Quarkverteilungen  $f_q$  ergibt die Protonstrukturfunktion  $F_2$ , während die Gluonverteilung sich nach Gl. (3) vor allem aus der gemessenen Ableitung von  $F_2$  nach  $Q^2$  ergibt. Für die Partonverteilungen lassen sich eine Anzahl von Summenregeln aufstellen. So gilt zum Beispiel für die Partonverteilungen  $u_V$  und  $d_V$  der Valenzquarks im Proton:

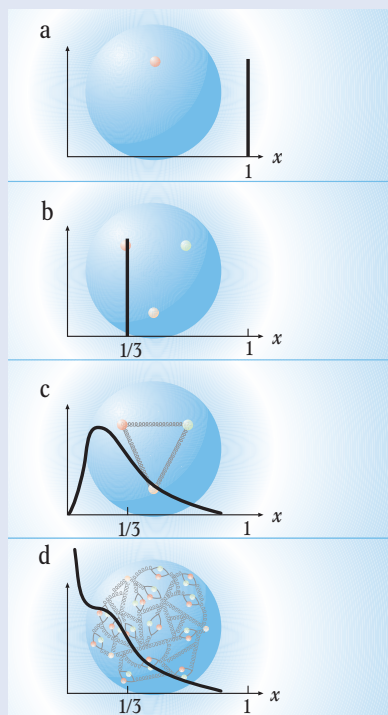
$$\int_0^1 u_V(x, Q^2) dx = 2 \quad \text{und} \quad \int_0^1 d_V(x, Q^2) dx = 1,$$

da das Proton aus zwei u- und einem d-Valenzquark besteht. Außerdem gilt für das Integral der mit  $x$  multiplizierten Summe der Partonverteilungen

2) Der Begriff Partonen wurde in den späten 60er-Jahren von James D. Bjorken eingeführt, als am SLAC erstmals punktförmige Objekte im Proton entdeckt wurden, es aber noch nicht klar war, dass es sich um Quarks und Gluonen handelt.

### Die Strukturfunktion

Die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  hängt direkt mit der Verteilung der Quarks im Proton zusammen. Bestünde das Proton nur aus einem Quark, so hätte die Strukturfunktion  $F_2$  die Gestalt einer  $\delta$ -Funktion bei  $x=1$ , da dieses Quark den gesamten Impuls des Protons tragen würde (a). Bei drei unabhängigen Valenzquarks trüge jedes Quark  $1/3$  des Protonimpulses, sodass sich die  $\delta$ -Funktion zu  $x=1/3$  verschieben würde (b). Falls die drei Valenzquarks miteinander durch den Austausch von Gluonen wechselwirken, übertragen sie dabei Impuls aufeinander – die Impulsanteile der Quarks werden also von  $1/3$  abweichen. In diesem Bild tragen die Gluonen selbst etwa die Hälfte des Protonimpulses. Da  $F_2$  nur den von elektrisch geladenen Partonen (Quarks) getragenen Impulsanteil beschreibt, verschiebt sich das Maximum von  $1/3$  zu niedrigeren Werten hin (c). Berücksichtigt man schließlich auch die Seequarks, die aus dem Zerfall von Gluonen hervorgehen, so wächst die Strukturfunktion  $F_2$  zu kleinen  $x$ -Werten hin stark an.



$$\int_0^1 x \sum_i f_i(x, Q^2) dx = 1,$$

da die Partonen den Gesamtimpuls des Protons tragen. Abbildung 3 zeigt die bei HERA gemessenen Partonverteilungen für  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ , was etwa einem Zehntel des Protonenradius' entspricht; sie verdeutlicht, dass das Innenleben des Protons auf Grund von Quantenfluktuationen viel komplizierter ist, als es das einfache Bild der drei im Proton gefangenen Valenzquarks suggeriert.

Den Zusammenhang zwischen diesen beiden Bildern, dem statischen Proton, das sich aus drei Valenzquarks zusammensetzt, und der in der tiefunelastischen Streuung gefundenen brodelnden Quark-Gluonen-Suppe, kann man sich folgendermaßen bildlich vorstellen: Im statischen Bild des Protons sind die Bausteine des Protons nur drei Valenzquarks – „nackte“ Quarks umgeben von einer Wolke virtueller Quarks und Gluonen. Die Energie, die in dieser Wolke steckt, macht – über die Beziehung  $E = mc^2$  – den Großteil der Masse des Protons aus. Sie trägt etwa  $300 \text{ MeV}/c^2$  pro Valenzquark bei, während die Masse der „nackten“ u-Quarks nur etwa  $4 \text{ MeV}/c^2$  und die der „nackten“ d-Quarks  $8 \text{ MeV}/c^2$  beträgt. Wird das Proton – wie mit dem HERA-Mikroskop – mit höherer und höherer räumlicher Auflösung untersucht, werden mehr und mehr der virtuellen Quarks getrennt von den Valenzquarks gesehen, was wie oben für  $F_2$  beschrieben zum starken Anwachsen der Partonverteilungen bei kleinen Partonimpulsen  $x$  als Funktion von  $Q^2$  führt. Es ist einer der großen Erfolge der Quantenchromodynamik, dass sie die genauen Messungen der  $Q^2$ -Abhängigkeit der Quantenfluktuationen der starken Kraft präzise beschreibt. Weitere Messungen von HERA, auf die hier nicht weiter eingegangen wird, zeigen den universellen Charakter dieser Quantenfluktuationen: Sie treten in gleicher Form wie im Proton in allen Hadronen, wie z. B. in Neutron oder im  $\pi$ -Meson, und sogar im Photon auf.

### Die Messung der starken Kopplungskonstante $\alpha_S$

Ein wichtiger Präzisionstest der QCD sind Messungen der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$ . Einerseits gilt es zu überprüfen, ob die Vorhersage der Energieabhängigkeit gemäß Gl. (1) richtig ist; andererseits sollten die in verschiedenen Teilchenreaktionen bei der gleichen Energieskala  $\mu$  ermittelten Werte universell sein, also innerhalb der Fehler übereinstimmen. Präzisionsmessungen von  $\alpha_S$  gestalten sich allerdings sehr schwierig. Da Quarks und Gluonen nicht frei auftreten, ist  $\alpha_S$  keine direkt messbare Größe und muss aus verschiedenen Observablen bestimmt werden, z. B. aus der  $Q^2$ -Abhängigkeit der Protonenstruktur oder aus hadronischen Ereignisstrukturen über die Entfaltung mit theoretischen Vorhersagen. Diese Vorhersagen müssen durch aufwändige störungstheoretische Rechnungen gewonnen werden, wobei es ausgesprochen schwierig ist, die Unsicherheiten verlässlich abzuschätzen und die Daten verschiedener Experimente zu kombinieren. In den letzten Jahren wurden auf diesem Gebiet vor allem in Zusammenhang mit den Messungen bei HERA große theoretische Fortschritte erzielt. Um Werte von  $\alpha_S$ , die bei verschiedenen Energieskalen gemessen wurden, zu vergleichen, werden die Ergebnisse meist mithilfe von Gl. (1) zur Energie  $\mu = M_Z c^2$ , die der Masse des  $Z^0$ -Bosons entspricht, extrapoliert.

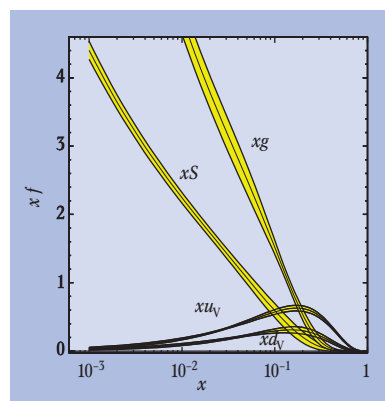
Eine klassische Methode, um  $\alpha_S$  zu bestimmen, geht von der Abhängigkeit der Protonstrukturfunktion  $F_2$  (bei festem Partonimpulsanteil  $x$ ) von der Photonvirtualität  $Q^2$  aus, wie sie in den Gl. (2) und (3) für große bzw. kleine Werte des Impulsanteils  $x$  beschrieben wurde. Bei Kenntnis von  $F_2$  und  $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ , die beide präzise gemessen wurden, kann man  $\alpha_S$  direkt bei der Skala  $Q$  extrahieren. Eine Anpassung unter Benutzung des großen HERA-Datensatzes ergibt mit  $\alpha_S(M_Z c^2) = 0,1166 \pm 0,0049$  einen sehr genauen Wert für die starke Kopplungskonstante [7].

Zahlreiche weitere Bestimmungen von  $\alpha_S$  verwenden Messungen des hadronischen Endzustandes. Ein Beispiel ist die Erzeugung von einem, zwei und drei Quarks bzw. Gluonen, die experimentell als Teilchenbündel (Jets) nachgewiesen werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von einem, zwei oder drei Jets bei HERA lässt sich im Rahmen der QCD-Störungstheorie als Reihenentwicklung mit dem Entwicklungsparameter  $\alpha_S$  berechnen:

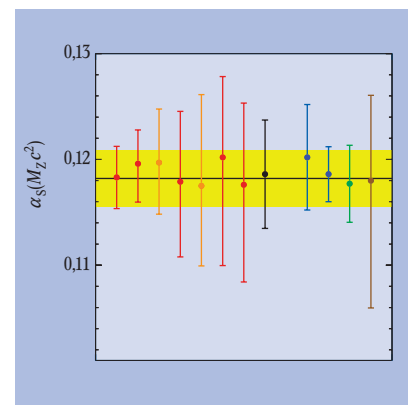
$$\sigma = \sum_{n=0}^2 \alpha_S^n \cdot \sum_{i=q,\bar{q},g} f_i \otimes \hat{\sigma}_{i,n}. \quad (4)$$

$\hat{\sigma}_{i,n}$  sind die reduzierten (auf den Wert  $\alpha_S=1$  normierten) Wirkungsquerschnitte der Ordnung  $n$  für die harte Streuung des vom Elektron abgestrahlten Photons mit einem Parton der Sorte  $i$ . Sie werden in der QCD berechnet und mit den Partonverteilungen  $f_i$  gefaltet. Außerdem müssen die Umwandlung von Partonen in Jets und die endliche Auflösung und Akzeptanz des Detektors berücksichtigt werden. Durch Vergleich der mithilfe von Gl. (4) abgeleiteten Vorhersagen mit den Messungen der Jetproduktion bei verschiedenen Energieskalen  $\mu$  lässt sich  $\alpha_S(\mu)$  bestimmen. Die Wahl der Skala  $\mu$  ist nicht eindeutig und kann zu erheblichen Unsicherheiten führen. So hat man z. B. im Falle der Jet-Produktion in der Elektron-Proton-Streuung die Wahl zwischen der Wurzel der Photonvirtualität  $Q$  und der Transversalenergie der Jets  $E_T$ .

Abbildung 4 zeigt eine Auswahl verschiedener  $\alpha_S$ -Messungen aus Jet-Ereignissen und aus Analysen der internen Struktur von Jets der Kollaborationen H1

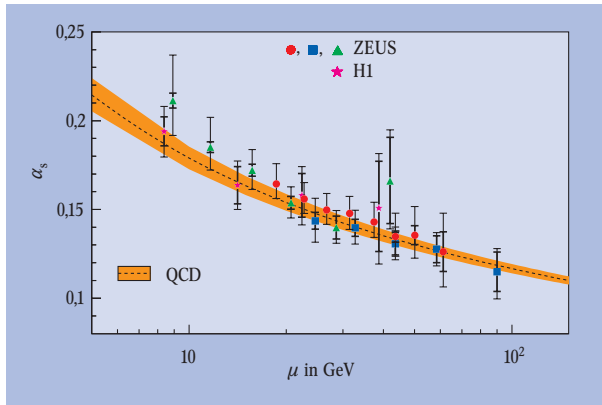


**Abb. 3:** Verteilungsfunktionen der Gluonen (g) und Quarks im Proton, gemessen bei einer Protonvirtualität  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$  als Funktion des Impulsanteils  $x$ . Man erkennt die Valenzquarks  $u_v$  und  $d_v$  bei hohen  $x$ -Werten ( $> 0,1$ ) und die dominierenden Seequarks (S) und Gluonen (g) bei kleinen  $x$ -Werten. Sie sind das Ergebnis der Quantenfluktuationen der starken Kraft.



**Abb. 4:** Bestimmungen von  $\alpha_S$  aus Jet-Ereignissen und der Skalenabhängigkeit der Protonstrukturfunktion bei HERA [8–11] (rot: ZEUS, orange: H1, schwarz: HERA-Mittelwert) und Vergleich mit Einzelmessungen und Mittelwerten von anderen Beschleunigern (blau: LEP, grün: OPAL, braun: CDF) [12]. Der Welt-Mittelwert [13] ist als gelbes Band eingezeichnet.





**Abb. 5:** Das „Laufen“ der starken Kopplungskonstante aus verschiedenen Jet-Messungen bei HERA [11]. Die Datenpunkte werden mit der QCD-Vorhersage (Gl. (1)) für einen  $\alpha_s$ -Wert bei der Referenzskala der  $Z^0$ -Masse  $\alpha_s(M_Zc^2) = 0,118$  verglichen [13].

[8] und ZEUS [9] zusammen mit Ergebnissen aus der Analyse der  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $F_2$  („ZEUS QCD-Fit“, [10]). Zum einfacheren Vergleich sind die Ergebnisse bei der Skala  $\mu = M_Zc^2$  angegeben. Dass alle Messungen untereinander konsistent sind, ist ein weiterer Triumph der QCD. Als HERA-Mittelwert ([11], ebenfalls eingezeichnet) ergibt sich

$$\alpha_s(M_Zc^2) = 0,1186 \pm 0,0011(\text{exp.}) \pm 0,0050(\text{th.}),$$

wobei „exp.“ den experimentellen und „th.“ den theoretischen Fehler angibt – letzterer dominiert offensichtlich. Zu ihm tragen vor allem die Unkenntnis der Terme höherer Ordnung in der Störungstheorie und die Unsicherheit der experimentell bestimmten Gluondichte  $g(x, Q^2)$  bei. Die hervorragende Übereinstimmung mit  $\alpha_s$ -Messungen von anderen Beschleunigern (LEP, Tevatron, [12]) ist wiederum ein eindrucksvoller Test der QCD.

Abbildung 5 vergleicht die gemessenen Werte von  $\alpha_s$  als Funktion der Energieskala  $\mu$  (in diesem Fall wird für  $\mu$  die Transversalenergie der Jets gewählt) mit der Erwartung der QCD [11]. Da die Theorie nur die Energieabhängigkeit, aber nicht den Absolutwert vorhersagt, wurde für die theoretische Kurve bei der Energie  $M_Zc^2$  der experimentell bestimmte Welt-Mittelwert  $\alpha_s(M_Zc^2) = 0,118 \pm 0,003$  [13] angenommen. Die Ergebnisse zeigen zweifelsfrei das „Laufen“ der starken Kopplung, wie es Gl. (1) vorhersagt. Dies ist eine weitere präzise Überprüfung der Theorie der starken Wechselwirkung.

Im Gegensatz zum Weltmittelwert [13], der ausschließlich Ergebnisse dritter Ordnung der QCD-Entwicklung verwendet, benutzt der HERA-Mittelwert [11] nur theoretische Vorhersagen in zweiter Ordnung der Störungsreihe. Dies erklärt die noch recht großen theoretischen Fehler. Der Gesamtfehler des Weltmittelwerts beträgt 2,3 %, der des HERA-Mittelwerts 4,3 %. Im Vergleich dazu sind der Wert von  $\alpha_{em}$  auf zwölf Stellen, die schwache Kopplung (Fermi-Konstante  $G_F$ ) mit einem Fehler von 0,0009 % auf ca. sechs Stellen und der effektive elektroschwache Mischungswinkel  $\sin^2\theta_W$  mit 0,065 % auf ca. vier Stellen wesentlich genauer bekannt [14]. Dies zeigt die Schwierigkeiten der Analysen der QCD, die vor allem aus der Größe von  $\alpha_s$  und der Confinement-Eigenschaft entspringen.

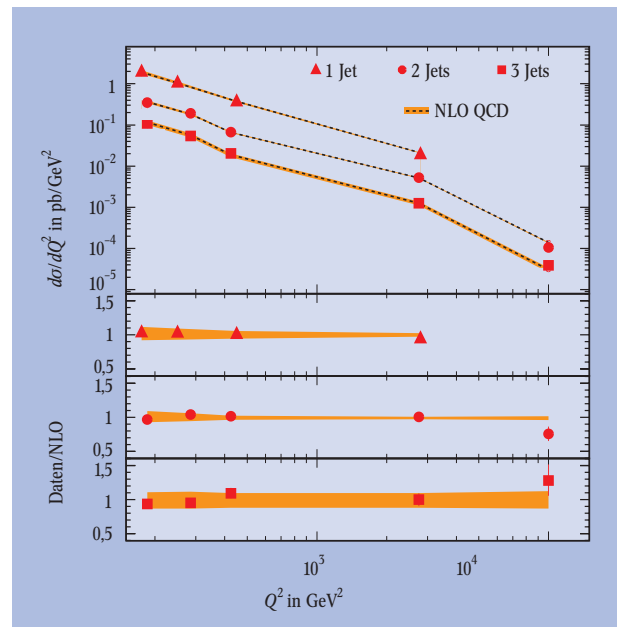
An den Rechnungen höherer Ordnung der QCD-Entwicklung wird intensiv gearbeitet, sodass das Ziel,

$\alpha_s$  mit einem Fehler von 1 bis 2 % zu bestimmen, mit weiteren HERA-Daten, die zur Zeit genommen werden, realistisch erscheint. Eine derart genaue Bestimmung der starken Kopplung  $\alpha_s$  und ebenso der Strukturfunktionen ist wichtig, da diese Größen in allen Teilchenreaktionen, in denen Hadronen auftreten, eine maßgebliche Rolle spielen. So hängen z. B. beim Large Hadron Collider (LHC) am CERN, der 2007 den Betrieb aufnehmen wird, sowohl die Vorhersagen für die Erzeugung des Higgs-Bosons und für die Physik jenseits des Standardmodells als auch das Verständnis des entsprechenden Untergrundes entscheidend von der Kenntnis der Protonenstruktur ab. Außerdem ist es für ein Verständnis der Vereinigung der fundamentalen Kräfte bei hohen Energieskalen von zentraler Bedeutung,  $\alpha_s$  genau zu kennen.

### Universalität der Partonverteilungen

Ereignisse, in denen zwei oder mehr Partonen erzeugt und im Detektor als enge Teilchenbündel nachgewiesen werden, erlauben es, die Partonverteilungen im Proton unabhängig von deren Bestimmung in tief-unelastischer Streuung zu untersuchen. So ist zum Beispiel der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von zwei Quarkjets über die Reaktion  $\gamma^* + g \rightarrow q + \bar{q}$  ( $\gamma^*$  ist das vom Elektron ausgesandte Photon,  $g$  das Gluon im Proton, an dem die Streuung stattgefunden hat und  $q, \bar{q}$  sind die erzeugten Quarks) direkt proportional zu der Gluondichte im Proton. Die QCD sagt vorher, dass beide Methoden die gleichen Partonverteilungen liefern sollten – ein Beispiel für deren so genannte Universalität.

Abbildung 6 zeigt Beispiele für Wirkungsquerschnitte der Ein-, Zwei- und Drei-Jet-Produktion für Werte der Photonvirtualität  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ . Diese werden mit theoretischen Vorhersagen verglichen, welche Gl. (4) und die in tief-unelastischer Streuung aus  $F_2$



**Abb. 6:** Wirkungsquerschnitte für die Produktion von einem, zwei und drei Jets, gemessen von der H1-Kollaboration [8]. Die Beschreibung der Daten durch die Theorie (orange, nächstführende Ordnung QCD, „next-to-leading order“, „NLO“) ist exzellent. Dass die Kurven parallel sind und das „Laufen“ der starken Kopplungskonstanten nicht direkt gesehen werden kann, hängt mit der Verringerung des Phasenraumes für Multi-Jet-Erzeugung mit wachsendem  $Q^2$  zusammen.

bestimmten Partonverteilungen verwenden. Die Datenpunkte werden innerhalb der Unsicherheiten, die meist kleiner als 5 % sind, durch die Theorie beschrieben. Diese Übereinstimmung bestätigt zum einen die von der QCD postulierte Universalität der Partonverteilungen mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent über einen weiten Bereich des Auflösungsvermögens  $\hbar c/Q$ ; zum anderen zeigt die Übereinstimmung, dass der Ansatz (4) berechtigt ist.

Der Wirkungsquerschnitt für zwei Jets beträgt etwa 20 % dessen für einen Jet; gleiches gilt für das Verhältnis von Drei-Jet- zu Zwei-Jet-Produktion. Aus diesen Verhältnissen lässt sich direkt der Wert der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  abschätzen, der die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines weiteren Partons und damit in erster Näherung für das Auftreten eines weiteren Jets angibt.

Einen weiteren Test der Universalität erlaubt die Strukturfunktion  $F_2^{c\bar{c}}$ , die die Anzahl der Charmquarks  $c$  mit dem Impulsanteil  $x$  im Proton angibt, die in einer Elektron-Proton-Wechselwirkung mit der Auflösung  $\hbar c/Q$  gefunden werden. Da die  $c$ -Quarks aus den Quantenfluktuationen  $g \rightarrow c\bar{c}$  der im Proton befindlichen Gluonen stammen, erlaubt die Messung von  $F_2^{c\bar{c}}$  eine empfindliche Überprüfung der Universalität der Gluondichte im Proton.

Ein Vergleich von  $F_2$  mit  $F_2^{c\bar{c}}$  zeigt, dass bei kleineren  $Q^2$ -Werten, also bei „schlechterer“ Auflösung  $\hbar c/Q$ ,  $F_2^{c\bar{c}}$  wesentlich stärker als  $F_2$  mit  $x$  anwächst [15]. Dies liegt daran, dass die räumliche Ausdehnung virtueller  $c\bar{c}$ -Dipole wegen der im Vergleich zu den  $u$ - und  $d$ -Quarks ( $\sim 4\text{--}8 \text{ MeV}/c^2$ ) wesentlich größeren Masse der  $c$ -Quarks ( $\sim 1500 \text{ MeV}/c^2$ ) kleiner ist, sodass diese sich erst mit höherer Ortsauflösung, also erst bei höheren Werten von  $Q^2$  mit dem HERA-Mikroskop „sehen“ lassen.

### Zusammenfassung und Ausblick

Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quanten-Chromodynamik (QCD), macht mit der Methode der Störungstheorie bei hohen Energieskalen, die kleinen räumlichen Abständen entsprechen, präzise Vorhersagen zur Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ , zur Abhängigkeit der Strukturfunktionen der Hadronen vom Auflösungsparameter  $Q$  und zur Universalität der Strukturfunktionen in verschiedenen Teilchenreaktionen. Mit Präzisionsmessungen, insbesondere am Elektron-Proton-Speicherring HERA, und aufwändigen theoretischen Rechnungen ist es inzwischen gelungen, Vorhersagen der QCD mit einer Genauigkeit von einigen Prozent zu überprüfen und den von der QCD nicht vorhergesagten Wert der starken Kopplungskonstante und die Partonverteilungen im Proton mit hoher Präzision zu bestimmen. Dank der höheren Luminosität und der Verbesserungen an den Detektoren H1 und ZEUS lässt sich im bis Mitte 2007 laufenden HERA-II-Programm die Genauigkeit der Messungen und die Empfindlichkeit der Tests noch weiter steigern. Parallel zu den Anstrengungen der Experimentalphysiker arbeiten auch die Theoretiker an einem verbesserten Verständnis der starken Kraft und werden damit weiterhin zum Erfolg von HERA beitragen.

Neben einer Verbesserung des Verständnisses der starken Wechselwirkung – des im Augenblick am wenigsten genau überprüften Teils des Standardmodells der Teilchenphysik – sind die Ergebnisse wichtig für die Vorhersage der Wirkungsquerschnitte für Phänomene

jenseits des Standardmodells, wie sie am LHC erwartet werden. Genau so wichtig sind sie aber auch, um den Standardmodell-Untergrund für neue physikalische Phänomene präzise vorherzusagen. Präzisionsmessungen der starken Kraft, z.B. eine möglichst genaue Bestimmung der Kopplung  $\alpha_s$ , sind darüber hinaus für die Vorbereitung eines zukünftigen Elektron-Positron-Linearbeschleunigers von Bedeutung, mit dessen Hilfe unter anderem theoretische Vorhersagen zur Vereinigung der fundamentalen Kräfte bei höchsten Energieskalen überprüft werden sollen.

### Literatur

- [1] G. Flügge und P. Jenni, Physik Journal, Februar 2006, S. 29
- [2] P. L. Mohr und B. N. Taylor, Rev. Mod. Phys. **72**, 351 (2000)
- [3] S. Bethke und P. Zerwas, Physik Journal, Dezember 2004, S. 31
- [4] I. Flegel und R. Klanner, Das Supermikroskop HERA, DESY 2002 (erhältlich von DESY PR und über [www.desy.de](http://www.desy.de))
- [5] R. Klanner, Spektrum der Wissenschaft, März 2001, S. 62
- [6] A. De Rújula et al., Phys. Rev. **D10**, 1649 (1974)
- [7] ZEUS-Kollaboration, Phys. Rev. **D67**, 012007 (2003)
- [8] H1-Kollaboration, vorläufige Ergebnisse H1-PREL-05-033 und H1-PREL-05-133
- [9] ZEUS-Kollaboration, Beitrag 375 zur HEP2005 International Europhysics Conference on High Energy Physics, Lissabon (2005); ZEUS-Kollaboration, DESY-05-019, Hamburg (2005); ZEUS-Kollaboration, Nucl. Phys. **B 700**, 3 (2004); ZEUS-Kollaboration, Eur. Phys. J. **C 31**, 149(2003)
- [10] ZEUS-Kollaboration, DESY-05-050, Hamburg (2005)
- [11] C. Glasmann, hep-ex/0506035
- [12] CDF-Kollaboration, Phys. Rev. Lett. **88**, 042001 (2002); OPAL-Kollaboration, CERN-PH-EP2005-24, Genf (2005); LEP QCD Working Group, <http://lepqcd.web.cern.ch/LEPQCD/lepqcdwg.html>; LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [13] S. Bethke, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135**, 345 (2004), hep-ex/0407021
- [14] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov>
- [15] H1-Kollaboration und ZEUS-Kollaboration, siehe die Web-Seiten der Experimente (<http://www-h1.desy.de> und <http://www-zeus.desy.de>)

### Die Autoren

**Robert Klanner** hat in München Physik studiert und 1973 an der LMU München promoviert. Anschließend war er an der University of Illinois, am CERN, am MPI für Physik in München und am DESY. Seit 1996 ist er Professor an der Universität Hamburg. Er gehört der ZEUS- und seit 2004 auch der CMS-Kollaboration am CERN an. Von 1999–2004 war er Forschungsdirektor des DESY.

**Thomas Michael Schörner-Sadenius** studierte Physik in Hamburg und an der LMU München, wo er 2001 auch promovierte. Danach folgten Postdoc-Aufenthalte am MPI für Physik und am CERN. Seit 2003 arbeitet er als Wissenschaftlicher Assistent an der Universität Hamburg u. a. als Run-Koordinator des ZEUS-Experiments.

