

# Der tiefe Blick ins Proton

Der Beschleuniger HERA hat die Struktur des Protons mit bislang unerreichter Präzision entschlüsselt.

Olaf Behnke, Katja Krüger und Sven-Olaf Moch

Eine brodelnde Suppe aus Quarks und Gluonen, die mit zunehmender Auflösung immer dichter erscheint – dies ist das Bild des Protons, das wir dem HERA-Beschleuniger bei DESY in Hamburg verdanken. Diese Hadron-Elektron-Ring-Anlage war ein universelles Testlabor der starken Kraft, das bereits vor über vier Jahren außer Betrieb ging, dessen aufwändige Datenauswertung aber bis heute andauert. Die Ergebnisse zur Protonstruktur sind essenziell, um zum Beispiel die Erzeugung des Higgs-Bosons am Large Hadron Collider präzise vorherzusagen.

Heute blicken Elementarteilchenphysiker aus aller Welt mit Spannung auf die Ergebnisse vom Large Hadron Collider (LHC), der Protonen mit den höchsten bisher im Labor erreichten Energien zur Kollision bringt (Abb. 1a), um nach dem Higgs-Boson und „neuer Physik“ zu suchen. Das Verständnis dieser Kollisionen setzt voraus, die innere Struktur des Protons präzise zu kennen. Dazu haben die Experimente am „Supermikroskop“ HERA maßgeblich beigetragen, das von 1992 bis 2007 in Betrieb war. Der 6,3 km lange unterirdische HERA-Ring war der größte jemals in Deutschland betriebene Teilchenbeschleuniger und weltweit bislang der einzige Elektron-Proton-Speicherring. Elektronen oder Positronen mit 27,5 GeV Energie, die zudem longitudinal polarisiert sein konnten, kollidierten dort frontal mit Protonen der Energie 920 GeV, was einer Schwerpunktsenergie von 320 GeV entspricht. Die HERA-Detektoren H1 und ZEUS gehörten zu den aufwändigsten Detektoren in der Zeit vor dem LHC. Insgesamt haben beide Experimente jeweils etwa eine Milliarde hochenergetische Kollisionen aufgezeichnet.<sup>1)</sup>

Die Elektronen wechselwirken mit dem Proton über die elektromagnetische und die schwache Kraft, die über den Austausch masseloser Photonen bzw. neutraler  $Z^0$ - und geladener  $W^\pm$ -Bosonen vermittelt werden. Da  $Z$ - und  $W$ -Bosonen etwa die hundertfache Protonenmasse besitzen, ist bei kleinen Impulsüberträgen der Photonaustausch wesentlich wahrscheinlicher. Daher konzentrieren wir uns zunächst auf den Aspekt des „Lichtmikroskops“: Aus den genauen Werten für Energie und Winkel des gestreuten Elektrons lassen sich dank Energie- und Impulserhaltung der Impulsübertrag  $Q$  sowie der Impuls desjenigen Quarks bestimmen, welches das ausgetauschte Photon

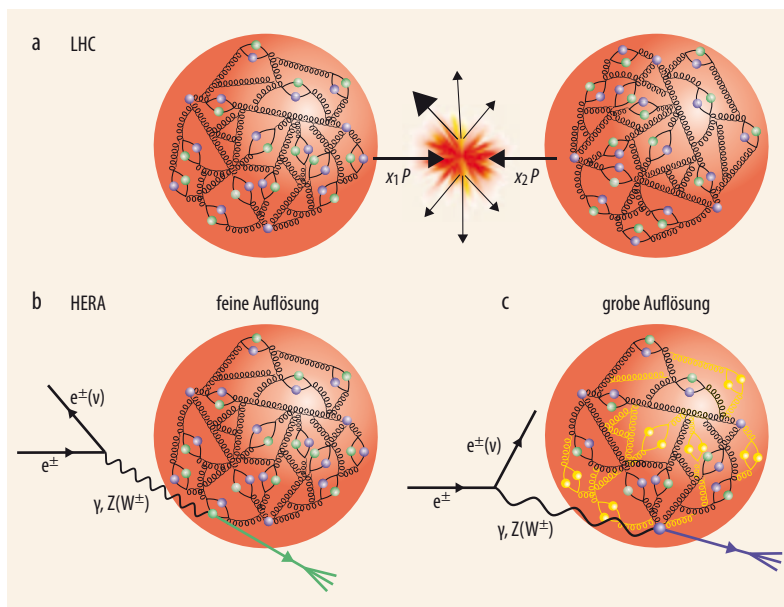


Abb. 1 Protonen sind komplizierte Gebilde aus Quarks und Antiquarks (Kügelchen) sowie Gluonen (Federn), die gemeinsam Partonen genannt werden. Ein Stoßprozess zwischen zwei Protonen am LHC lässt sich daher auf die Wechselwirkung zwischen Partonen reduzieren, die die Anteile  $x_1$  bzw.  $x_2$  des jeweiligen Protonimpulses tragen (a). HERA hat die Partonstruktur des Protons untersucht

über den Austausch von Kraftteilchen ( $\gamma$ ,  $Z^0$ ,  $W^\pm$ ), die vom Elektron bzw. Positron abgestrahlt werden (b, c). Bei hohen Impulsüberträgen hat das Kraftteilchen eine kleine Wellenlänge, und die Auflösung ist hoch (b). Bei kleinen Impulsüberträgen ist die Auflösung geringer, sodass die gelb gezeichneten Partonen „unsichtbar“ sind (c).

absorbiert hat. Die Wellenlänge des Photons, also das Auflösungsvermögen des Mikroskops, ist  $\lambda = \hbar c/Q$  (Abb. 1b, c). HERA hat erstmals kleinste Wellenlängen bis zu  $6 \cdot 10^{-19}$  m erreicht, das entspricht zwei Tausendstel des Protonradius. In diesem Sinne trifft also die Bezeichnung „Supermikroskop“ auf HERA zu.

<sup>1)</sup> Dies entspricht einer integrierten Luminosität von  $500 \text{ pb}^{-1}$ .

## KOMPAKT

- Bei HERA gelang es zum ersten Mal, die Dichteverteilungen von Quarks und Gluonen über den weiten Bereich von Impulsanteilen im Proton von  $10^{-5}$  bis 1 genau zu vermessen.
- Diese Ergebnisse sowie die mit hoher Präzision bestimmte variable („laufende“) Kopplungsstärke  $\alpha_s$  der starken Kraft sind essenziell für die korrekte Interpretation der Daten vom Large Hadron Collider.
- Darüber hinaus wurde u. a. die Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Kraft bei Abständen von 0,002 fm direkt beobachtet.

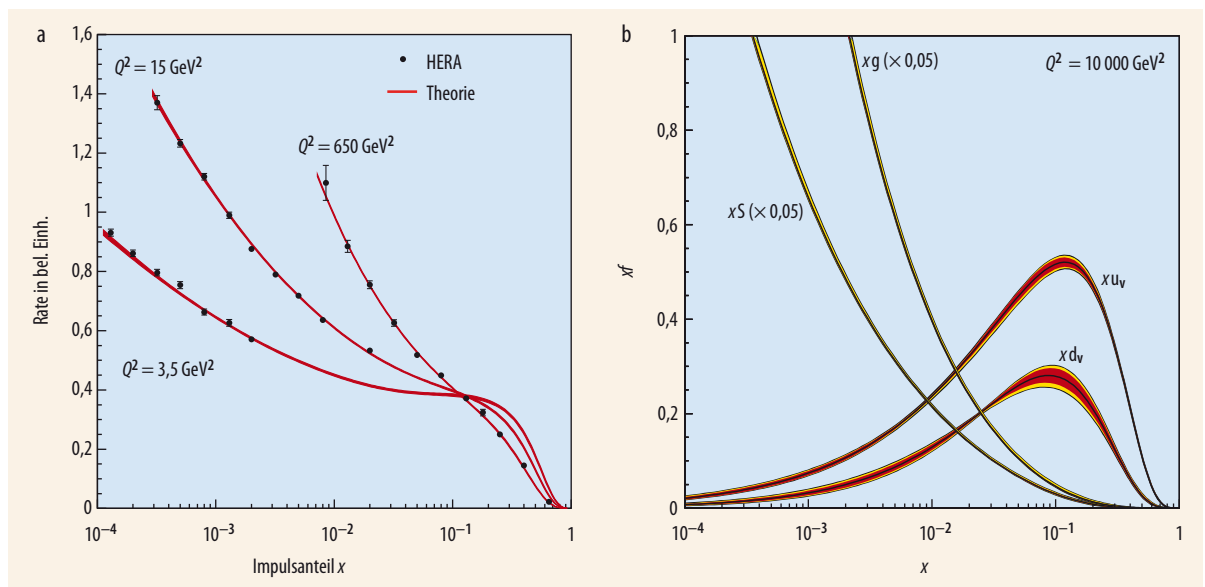
Dr. Olaf Behnke, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg  
 Dr. Katja Krüger, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, Im Neuenheimer Feld 227, 69120 Heidelberg  
 Dr. Sven-Olaf Moch, DESY, Platanenallee 6, 15738 Zeuthen

Bereits die ersten HERA-Daten haben gezeigt, dass das Proton ein ebenso komplexes wie interessantes Objekt ist [1, 2]: ein gebundenes Vielteilchensystem aus Quarks und Gluonen, den Materie- und Austauschteilchen der starken Kraft, die auch als Partonen bekannt sind. Die drei *Valenzquarks* (zwei up- und ein down-Quark) legen Eigenschaften wie Ladung und Baryonenzahl fest. Zur Masse des Protons tragen sie allerdings nur etwa 1 % bei. Da die Quarks elektrisch geladen sind, können die Photonen direkt an sie koppeln. Die Gluonen binden die Quarks im Proton aneinander und sind elektrisch neutral, sodass die Photonen sie nicht direkt „sehen“ können. Gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation können aus ihnen aber kurzzeitig Quark-Antiquark-Paare entstehen, die *Seequarks*, die für die Photonen „sichtbar“ sind. Genauso können aus Quarks kurzzeitig Quark-Gluon-Zustände entstehen. Die Teilchen in diesen Fluktuationen besitzen jeweils kleinere Impulse als die ursprünglichen Teilchen. Je besser das Auflösungsvermögen ist, umso mehr Fluktuationen werden sichtbar (Abb. 1b, c), d. h. man sieht immer mehr Quarks mit kleinen Impulsen im Proton. Bei HERA gelang es erstmals, noch Partonen zu untersuchen, deren Impuls nur einen Anteil  $x = 10^{-5}$  des Protonimpulses beträgt. Für die Änderung der Partondichten mit der Auflösungsskala  $Q$  macht die Quantenchromodynamik (QCD), die Theorie der starken Wechselwirkung, präzise Vorhersagen. Für die  $x$ -Abhängigkeit ist dies noch nicht gelungen.

### Inklusive Elektron-Proton-Streuung

Seit den ersten inelastischen Streuexperimenten mit Elektronen an Protonen Ende der 1960er-Jahre am SLAC besteht die wichtigste Methode zur Bestimmung der Protonstruktur darin, ausschließlich das gestreute Elektron nachzuweisen und zu analysieren, unabhängig davon, welche anderen Teilchen entstanden sind. Diese inklusive Elektron-Proton-Streuung erinnert insofern an das historische Rutherford-Experiment zur Untersuchung der Atomstruktur von 1911, als dass auch dabei nur die gestreuten  $\alpha$ -Teilchen nachgewiesen wurden.

Durch die Kombination der H1- und ZEUS-Ergebnisse gelang es, die Protonstruktur über weite Bereiche mit einer bisher unerreichten Präzision von 1 % zu bestimmen (Abb. 2). Die dabei angewendete Methode des gewichteten Mittelwertes erlaubt es, experimentelle Unsicherheiten, z. B. die Energieeichung der Kalorimeter, mitzubestimmen und somit beide Experimente gegenseitig zu kalibrieren [3]. Abb. 2a zeigt für drei (von insgesamt 50) ausgewählte Werte von  $Q^2$  die Ereignisraten als Funktion des Impulsanteils  $x$ . Da bei diesen Impulsüberträgen der Photonaustausch dominiert, entsprechen die Ereignisraten den Summen von Quark- und Antiquark-Dichten gemittelt mit den Ladungsquadraten. Bei hohen  $x$ -Werten von etwa 0,1 prägen die drei Valenzquarks die Protonstruktur, und die Quarkdichte hängt nur schwach vom Auflösungsvermögen ab. Im Gegensatz dazu steigt bei kleineren  $x$ -Werten die Quarkdichte rapide mit zunehmender Auflösung. Dies ist die Evidenz für die in Abb. 1 veranschaulichten virtuellen Quark-Antiquark-Paare im Proton.



**Abb. 2** Bei HERA gemessene inklusive Ereignisraten als Funktion von  $x$  für die drei ausgewählten Auflösungsstufen  $Q^2 = 3,5; 15$  und  $600 \text{ GeV}^2$ , die Auflösungsvermögen von  $0,1; 0,05$  und  $0,008 \text{ fm}$  entsprechen (a). Die Dichten der up- und down-Valenzquarks ( $u_v$  bzw.  $d_v$ ), Seequarks ( $S$ ) sowie Gluonen ( $g$ ) variieren bei festem  $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$ , also einer Auflösung von  $0,002 \text{ fm}$ , stark als Funktion von  $x$  (b). Der besseren Darstellung halber sind die Dichten mit  $x$  multipliziert. Die Dichte der Gluonen und der Seequarks

steigt zu kleinen Impulsanteilen stark an, während die Dichten der up- und down-Valenzquarks ein Maximum bei relativ großen Werten von  $x = 0,1$  haben. Die als Fehlerbänder dargestellten Unsicherheiten stammen aus verschiedenen Quellen: den Messunsicherheiten (rot), den Annahmen über Modellparameter (z. B. Quarkmassen, gelb) und den Parametrisierungen der Partondichten als Funktion von  $x$  (grün).

Bei wesentlich höheren Impulsüberträgen kommt auch der Austausch der  $Z^0$ - und  $W^\pm$ -Bosonen der schwachen Wechselwirkung ins Spiel, der es ermöglicht, die Beiträge der verschiedenen Quarksorten im Proton voneinander zu trennen (Abb. 2b). Dabei nutzt man zum einen aus, dass up- und down-Quarks unterschiedlich an die W-Bosonen koppeln, und zum anderen die Interferenz von Photon- und  $Z^0$ -Austausch. Diese hängt nämlich von den mit der Ladung (und nicht deren Quadrat) gewichteten Quark- und Antiquark-Dichten ab und ändert das Vorzeichen, wenn Positronen anstelle von Elektronen an Protonen streuen. Aus der gemessenen  $Q$ -Abhängigkeit der Quarkdichten lässt sich auch die Gluondichte bestimmen. Diese ist ja die Basis für die bei höherer Auflösung sichtbaren Quantenfluktuationen in Quark-Antiquark-Paare und geht daher in die mit der QCD berechenbare  $Q$ -Abhängigkeit der Quarkdichten ein. Um die in Abb. 2b gezeigten Partonverteilungen zu bestimmen, wurden sie als Funktion von  $x$  bei  $Q^2 = 1,9 \text{ GeV}^2$  parametrisiert und mithilfe von QCD-Rechnungen zu höheren  $Q$ -Werten entwickelt. Die optimalen Parameter ergeben sich dann aus der Bedingung, dass die Vorhersage und die HERA-Daten im gesamten  $Q$ - und  $x$ -Bereich bestmöglich übereinstimmen. Die hohe experimentelle Präzision von bis zu 1 % stellt dabei größte Anforderungen an die Genauigkeit der störungstheoretischen QCD-Rechnungen.

Die Tatsache, dass diese Rechnungen in der Lage sind, die HERA-Daten im gesamten kinematischen Bereich sehr gut zu beschreiben, ist ein großer Erfolg der QCD. Das gilt insbesondere auch bei kleinen Impulsanteilen  $x$ , wo die Dichten von Gluonen und Seequarks stark ansteigen und die störungstheoretische Näherung an ihre Grenzen kommen könnte.

Reelle, masselose Photonen können nur transversal polarisiert sein. Das ausgetauschte Photon besitzt aber eine „virtuelle“ Masse, sodass auch eine longitudinale Polarisierung möglich ist. Allerdings kann ein Quark ein longitudinal polarisiertes Photon nicht einfach absorbieren, ohne Drehimpuls- und Helizitäts-Erhaltung zu verletzen. Erst bei Abstrahlung eines Gluons oder bei Streuung an einem Quark aus einer Quark-Antiquark-Fluktuation eines Gluons können beide Größen simultan erhalten sein. Der Beitrag, den longitudinal polarisierte Photonen zum Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt liefern, erlaubt somit einen direkten Zugang zur Gluondichte im Proton. In den letzten Monaten des HERA-Betriebs gelang es, diesen Beitrag direkt zu messen. Die Messungen bestätigen die Gluondichte, die aus der  $Q$ -Abhängigkeit der inklusiven Ereignisraten bestimmt wurde.

### Jets und die starke Kopplung

Nach der inklusiven Elektron-Proton-Streuung stellen wir nun einige Messungen vor, bei denen zusätzlich zum Elektron das gestreute Quark und andere, bei der Wechselwirkung erzeugte Teilchen nachgewiesen

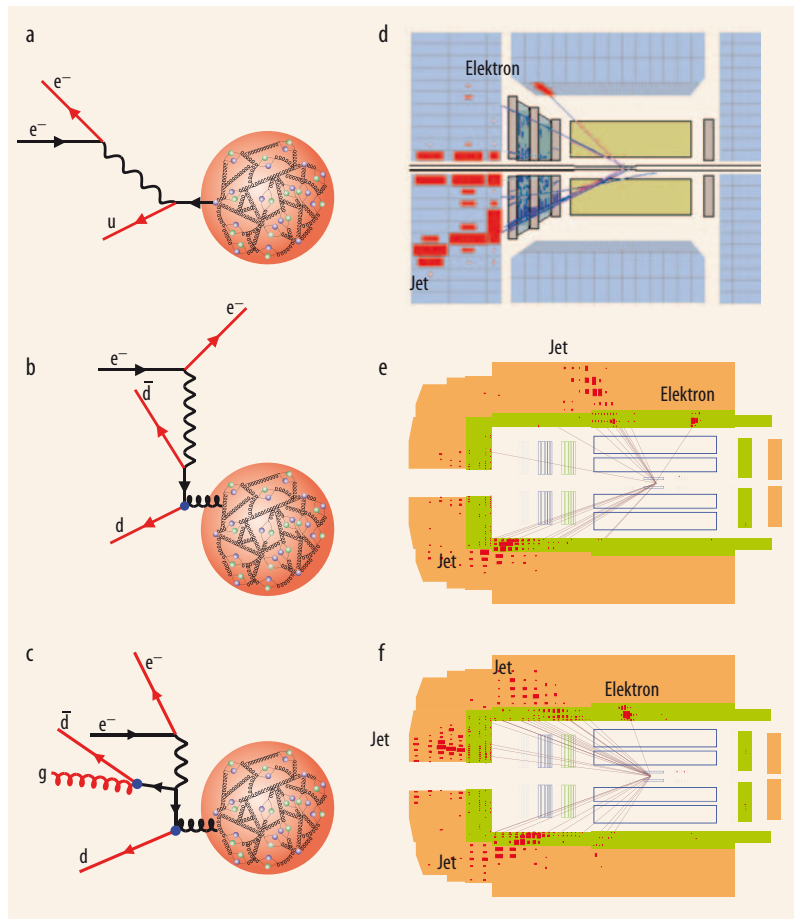


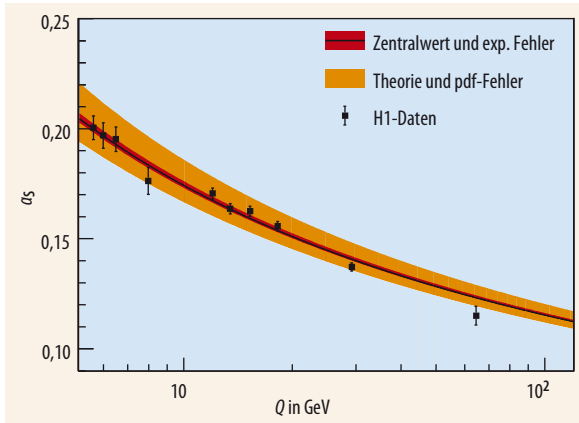
Abb. 3 Beispiele für die Elektron-Proton-Streuung in der nullten (a), ersten (b) und zweiten (c) Ordnung der QCD-Störungsreihe. Diesen Diagrammen entsprechen Ereignisse, die das ZEUS- (d) bzw. das H1-Experiment (e, f) registriert haben. Die „Eventdisplays“ zeigen die Signale der Spurkammern und Kalorimeter. Die rekonstruierten Spuren geladener Teilchen sind als bunte Linien dargestellt.

werden. Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma$ , d. h. die Ereignisraten für solche Prozesse, lassen sich im Rahmen der QCD störungstheoretisch berechnen, also nach Potenzen der Kopplungsstärke  $\alpha_s$  der starken Kraft entwickeln. Diese ist das Analogon zur Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , der Kopplungsstärke der elektromagnetischen Kraft mit einem Wert von ca.  $1/137$ . Allerdings ist  $\alpha_s$  viel größer und beträgt – für die HERA-Messungen – mindestens  $0,1$ .  $\alpha_s$  hängt nämlich vom Impulsübertrag  $Q$  ab: Je größer dieser ist, also je höher die räumliche Auflösung, desto kleiner ist  $\alpha_s$ . Die QCD kann den Absolutwert von  $\alpha_s$  nicht vorhersagen, wohl aber die  $Q$ -Abhängigkeit, das „Laufen“ von  $\alpha_s$ . Für diese Entdeckung erhielten David J. Gross, H. David Politzer und Frank Wilczek 2004 den Nobelpreis [4].

Gemäß des Faktorisierungstheorems ergibt sich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  als

$$\sigma = \sum_{i=q,g} f_i(x, Q) \times \sum_{n=0}^{\infty} [\alpha_s(Q)]^n \times c_{i,n}(x, Q) \quad (1)$$

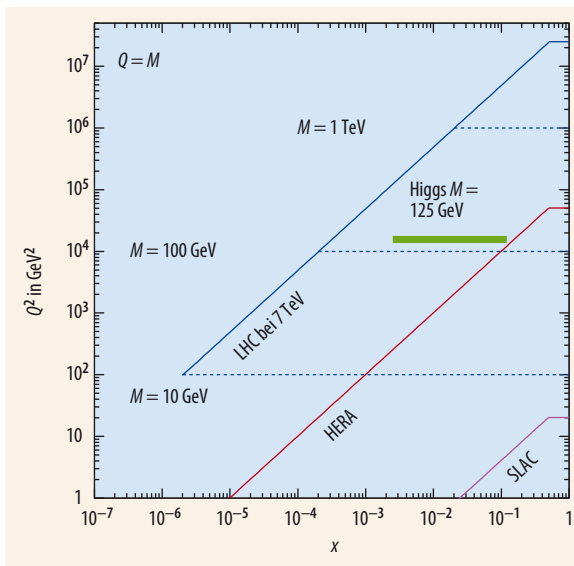
aus den Ereignisraten  $c_{i,n}(x, Q)$  für die Streuung an einzelnen Quarks und Gluonen ( $i = q, g$ ) in der jeweiligen Ordnung  $n$  in  $\alpha_s(Q)$ , wobei der Beitrag jedes Partons mit der Partondichte  $f_i(x, Q)$  gewichtet ist und über alle Partonen  $i$  summiert wird. Da die Partondichten  $f_i$  nicht von der speziellen Teilchenreaktion abhängen,



**Abb. 4** Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  „läuft“ als Funktion der Auflösungsskala  $Q$ . Die präzisen Ergebnisse des H1-Experiments [5] stimmen mit den QCD-Erwartungen überein.

lassen sich die in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA bestimmten Dichten auf die Proton-Proton-Streuung am LHC anwenden.

**Abb. 3** zeigt exemplarisch drei Diagramme unterschiedlicher Ordnung in  $\alpha_s$ . Beim führenden Diagramm (**Abb. 3a**) wechselwirkt lediglich ein Quark im Proton mit einem Photon – ein rein elektromagnetischer Prozess. In der nächsten Ordnung (**Abb. 3b**) entsteht aus einem Gluon und einem vom Elektron abgestrahlten Photon ein Quark-Antiquark-Paar. Die entsprechende Ereignisrate ist wegen der Kopplung des Gluons an dieses Paar proportional zu  $\alpha_s$ . Wird ein weiteres Gluon abgestrahlt (**Abb. 3c**), ist der Prozess um einen zusätzlichen Faktor  $\alpha_s$  unterdrückt. In den Detektoren sind die Prozesse der verschiedenen Ordnungen der Störungsreihe direkt „sichtbar“ (**Abb. 3d–f**). Da in der Natur allerdings keine freien Quarks oder Gluonen vorkommen, machen sie sich im Detektor nur als Bündel



**Abb. 5** In der kinematischen Ebene, die vom Partonimpulsanteil  $x$  und der Auflösungsskala  $Q = M$  aufgespannt ist, erreichen die Experimente am SLAC, bei HERA und am LHC (bei 7 TeV Schwerpunktsenergie) die Gebiete rechts der eingezeichneten Geraden. Eingezeichnet ist auch der Bereich für die Produktion eines Higgs-Bosons der Masse 125 GeV im Zentralbereich der Detektoren am LHC (vgl. Text).

von Hadronen („Jets“) bemerkbar. Der Nachweis von Endzuständen mit einem und mehreren Jets erlaubt es somit, direkt die Konvergenz der QCD-Störungsreihe zu beobachten und die Vorhersagen zum „laufenden“  $\alpha_s$  zu überprüfen. So ist zum Beispiel das Verhältnis der Drei-Jet-Produktion zur Zwei-Jet-Produktion direkt proportional zu  $\alpha_s$ . Sowohl H1 als auch ZEUS (hier nicht gezeigt) haben kürzlich neue Ergebnisse für  $\alpha_s$  als Funktion der Auflösungsskala  $Q$  vorgestellt (**Abb. 4**). Eine besondere Leistung ist die Energieeichung der Jets, die größte systematische Fehlerquelle im Experiment, für die eine Genauigkeit von 1 % erreicht wurde.

Zur Bestimmung von  $\alpha_s$  wurden die gemessenen Raten von Ereignissen mit einem, zwei und drei Jets jeweils mit Rechnungen verglichen, die  $\alpha_s$  als einzige Unbekannte enthielten. Die Rechnungen berücksichtigen die Beiträge in der Störungsreihe, bei denen der Prozess zum ersten Mal auftritt, sowie die nächsthöhere Ordnung in  $\alpha_s$ . Um die Ergebnisse mit anderen Messungen vergleichen zu können, ist es üblich, den Wert von  $\alpha_s$  bei der Skala der  $Z$ -Masse anzugeben. Aus der Kombination aller Messdaten mit  $Q^2$  größer als  $150 \text{ GeV}^2$  ergibt sich  $\alpha_s(Q = M_Z)$  zu  $0,1168 \pm 0,0007$  (exp.)  $^{+0,0046}_{-0,0030}$  (th.)  $\pm 0,0016$  (pdf) [5]. Dominierend ist der Theoriefehler, der den Effekt von vernachlässigten höheren Ordnungen in der Rechnung abschätzt, während der mit pdf bezeichnete Anteil die Unsicherheit des Resultats hinsichtlich der verwendeten Partondichten angibt. Dabei dominiert die Gluondichte im Proton, die z. B. direkt in die Berechnung des mittleren Diagramms in **Abb. 3** einfließt.

Die HERA-Resultate stimmen mit anderen Messungen von  $\alpha_s(M_Z)$  überein, die teilweise kleinere Theoriefehler haben. Auch die Partondichten aus Jetresultaten und inklusiven Wirkungsquerschnitten passen zusammen. Diese Ergebnisse zeigen, wie gut die QCD die Prozesse der starken Wechselwirkung beschreibt und dass unser Bild vom Inneren des Protons aus verschiedenen Prozessen konsistent ist.

### Produktion schwerer Quarks

Ein wichtiges Ziel der Teilchenphysik besteht darin, die Eigenschaften und Reaktionen der bekannten sechs Quarks up, down, strange, charm, beauty und top zu verstehen. Die drei schweren Quarks charm, beauty und top haben eine größere Masse als das Proton und können daher keine langlebigen Bestandteile des Protons sein. Für extrem kurze Zeiten erlaubt die Heisenbergsche Unschärferelation es aber, dass sie als Fluktuationen eines Gluons im Proton als virtuelles schweres Quark-Antiquark-Paar erscheinen. HERA macht diese Fluktuationen sichtbar, wenn das Quark-Antiquark-Paar und das Elektron ein Kraftteilchen austauschen und ausreichend Energie vorhanden ist, um zwei reelle schwere Quarks zu erzeugen – dies ist für Charm- und Beauty-Quarks kinematisch möglich. Bei Impulsüberträgen  $Q$ , die sehr viel größer sind als die Quarkmassen, sieht HERA in der Momentauf-

nahme der Protonstruktur signifikante Anteile von Charm- und Beauty-Seequarks. Diese sind fast so zahlreich wie die drei leichten Quarks. Die störungstheoretische QCD sagt präzise die Produktion dieser Quarks vorher, falls deren Massen genau bekannt sind. Dieser Zusammenhang hat es erlaubt, aus der gemessenen Rate der Charm-Produktion die sog. laufende Charm-Quarkmasse in nächstführender Ordnung zu bestimmen. Dieser fundamentale Parameter der Teilchenphysik beträgt demnach  $1,26 \pm 0,09$  (exp)  $\pm 0,11$  (th.) GeV [6]. Damit gelang es, das Verständnis der relativen Anteile von leichten und Charm-Quarks in der Protonstruktur wesentlich zu verbessern. Diese Ergebnisse sind auch für die Experimente am LHC relevant, weil die Charm- und Beauty-Quarks in vielen Szenarien neuer Physik die Ausgangsteilchen zur Produktion noch unbekannter Teilchen sind.

### Vorhersagen für LHC

Die Proton-Proton-Kollisionen am LHC beschreibt man mikroskopisch als Wechselwirkungen der Partonen in den beiden Protonen (Abb. 1), wobei in dieser Reaktion z. B. das Higgs-Boson, aber auch andere unbekannte oder bereits bekannte Teilchen entstehen können. Die Raten solcher Reaktionen lassen sich vorhersagen, wenn die Verteilungen der Quarks und Gluonen im Proton sowie der Wert der starken Kopplung  $\alpha_s$  präzise bekannt sind. Die Masse des produzierten Teilchens bestimmt dabei die Auflösungsskala, die dafür am LHC relevant ist. Abb. 5 zeigt die Bereiche im Impulsanteil  $x$  und der Auflösungsskala  $Q = M$ , die Experimenten am SLAC, bei HERA und am LHC entsprechen. So müssen die Partonverteilungen im Proton bei  $Q = 125$  GeV für  $x$ -Werte im Bereich um 0,02 bekannt sein, um den Wirkungsquerschnitt der Produktion<sup>2)</sup> eines Higgs-Teilchens der Masse 125 GeV bei der Schwerpunktsenergie 7 TeV am LHC zu berechnen. Dieser  $x$ -Bereich wurde bei HERA genau vermessen. Für die Entwicklung von typischen HERA-Werten für  $Q$  von 5 bis 20 GeV nach 125 GeV sind die QCD-Rechnungen zuverlässig.

Auch der LHC wird seinen Beitrag zum Verständnis des Innenlebens des Protons liefern, allerdings ist dies mit Proton-Proton-Kollisionen wesentlich schwieriger. Bereits Feynman verglich diese Situation mit dem Versuch, zwei Schweizer Uhren miteinander zu kollidieren, um aus den Trümmern ihren Aufbau zu verstehen. Bestimmte, sehr gut experimentell zu messende Referenzprozesse wie die Produktion von W-Bosonen werden am LHC zur weiteren Aufklärung der Protonstruktur beitragen. Der Unterschied zwischen der Produktion positiv und negativ geladener W-Bosonen, die in Quark-Quark-Wechselwirkungen durch  $\bar{d}u \rightarrow W^+$  und  $d\bar{u} \rightarrow W^-$  entstehen, erlaubt Rückschlüsse auf die relativen Dichten von  $\bar{d}$ - zu  $\bar{u}$ -Quarks. Vorläufige Ergebnisse des CMS-Experiments am LHC bestätigen bereits präzise die Vorhersagen auf der Basis der HERA-Partondichten (Abb. 6) [7].

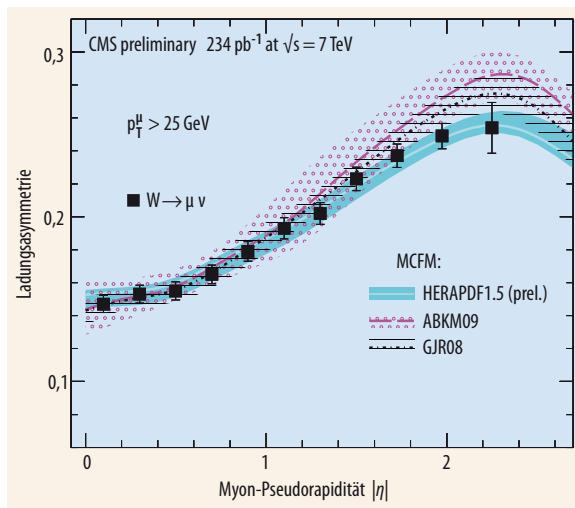


Abb. 6 Die beim CMS-Experiment gemessene Asymmetrie zwischen  $W^+/W^-$ -Bosonen lässt sich mit den bei HERA bestimmten Partondichten präzise beschreiben. ABKM09 und GJR08 stehen für alternative Partondichten. Die Asymmetrie wird als Funktion des Polarwinkels (Pseudorapidität) des Myons gemessen, in welches das W-Boson zerfällt.

### Weitere Höhepunkte

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, lassen sich bei HERA neben der starken Kraft auch die elektromagnetische und die schwache Kraft untersuchen. Ein Höhepunkt ist die direkte Beobachtung der vom Standardmodell vorhergesagten Vereinigung dieser beiden Kräfte bei Abständen von etwa 0,002 fm, die den Q-Werten der Massen der Z- und W-Bosonen entsprechen. Dazu vergleicht man die Häufigkeit, mit der Reaktionen des neutralen bzw. des geladenen Stroms auftreten, als Funktion des Minimalabstands<sup>3)</sup> der Teilchen beim Zusammenstoß in den HERA-Detektoren. Bei Reaktionen des neutralen Stroms wird ein Photon oder ein  $Z^0$ -Boson ausgetauscht, d. h. elektromagnetische und schwache Kraft tragen dazu bei. Die Reaktion des geladenen Stroms kommt hingegen über den Austausch eines (geladenen) W-Bosons zustande, und dabei geht das Elektron in ein Neutrino über (vgl. Abb. 1). Diese Reak-

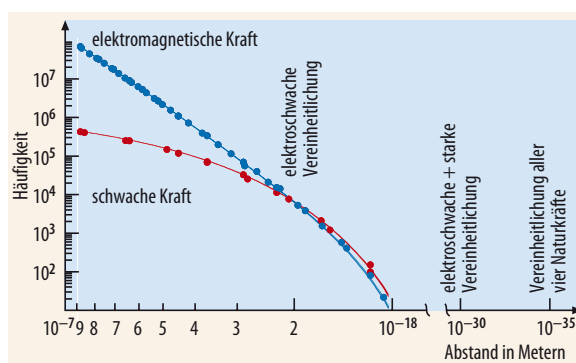


Abb. 7 Bei Abständen, die größer als die Reichweite der schwachen Kraft (0,002 fm) sind, tritt die elektromagnetische Reaktion wesentlich häufiger auf als die schwache (die Abstände nehmen nach rechts ab). Bei kleineren Abständen sind beide Reaktionen etwa gleich häufig. Aus der Messung lässt sich also direkt die elektroschwache Vereinheitlichung ablesen, wie sie auch theoretisch vorhergesagt wurde (durchgezogene Linien).

2) Im Standardmodell ist der dominante Prozess  $gg \rightarrow H$ .

3) Dieser Abstand entspricht der Wellenlänge des ausgetauschten Bosons.

tion wird ausschließlich durch die schwache Kraft vermittelt. Bei großen Abständen treten die Ereignisse des neutralen Stroms viel häufiger auf als die des geladenen Stroms (Abb. 7). Hier dominiert die elektromagnetische Kraft, die aufgrund der verschwindenden Photonmasse eine unendliche Reichweite hat, während die schwache Kraft wegen ihrer geringen Reichweite von 0,002 fm sehr klein ist. Bei Abständen, die Impulsüberträgen der Größe der W- und Z-Masse entsprechen, treten beide Reaktionen ungefähr gleich häufig auf. Hier wird der Einfluss der Massen der W- und Z-Bosonen vernachlässigbar, und die elektromagnetische und die schwache Kraft sind gleich stark. Das Standardmodell erklärt diese Vereinigung durch den gemeinsamen Ursprung der beiden Kräfte in der elektroschwachen Kraft. Nach allgemeiner Auffassung ist diese Vereinigung der erste Schritt zu einer großen Vereinigung aller Kräfte zu einer Urkraft, die das Universum bis kurz nach dem Urknall regierte.

Eine Aufgabe von HERA war es auch, die Verletzung der Parität in der schwachen Wechselwirkung bei kleinsten Abständen zu untersuchen. Diese Symmetrie ist verletzt, wenn ein elementarer physikalischer Prozess und sein Spiegelbild unterschiedlich häufig auftreten. Die maximale Paritätsverletzung beim W-Austausch, die 1957 erstmals beim  $\beta$ -Zerfall beobachtet worden ist, ergibt sich im Standardmodell dadurch, dass W-Bosonen nur an linkshändige Leptonen und Quarks und nicht an ihr rechtshändiges Spiegelbild koppeln. Bei den rechtshändigen Antiteilchen verhält es sich genau umgekehrt. Die Händigkeit ist verknüpft mit der Ausrichtung des Spins zur Flugrichtung eines Teilchens. Zur Überprüfung der Paritätsverletzung nutzt man aus, dass es erstmals in einem Speicherring gelang, die Strahlelektronen longitudinal zu polarisieren und ihre Polarisationsrichtung durch das mechanische Verschieben von Strahlmagneten umzukehren. Für die Polarisation, die proportional zur Differenz der Anzahl von links- und rechtshändigen Elektronen ist, wurden Werte von bis zu 50 % erreicht. Sowohl die Messungen mit Elektronen als auch mit Positronen bestätigen das Bild der maximalen Paritätsverletzung: Die Messwerte liegen auf Geraden, die zu Polarisationswerten  $P$  von +1 bzw. -1 extrapoliert zeigen, dass rechtshändige Elektronen und linkshändige Positronen nicht am W-Austausch teilnehmen. Damit bestätigen die Messungen eine theoretische Vorhersage, die nur schwer vorstellbar ist: Rechtshändige Neutrinos und linkshändige Antineutrinos, so sie denn existieren, passieren Materie ohne Wechselwirkung mit Kernen. Da die schwache Wechselwirkung durch den Z-Austausch auch in der neutralen Stromreaktion eine Rolle spielt, sagt das Standardmodell auch hier eine Paritätsverletzung vorher, die bei HERA präzise bestätigt wurde.

Schließlich wollen wir der Frage nachgehen, ob Quarks und Leptonen vielleicht doch nicht punktförmig sind, sondern eine Ausdehnung besitzen. Dann wären diese Teilchen wohl nicht die letzten kleinsten Bausteine der Materie. Eine endliche Größe der Quarks würde sich dadurch äußern, dass sich die

Elektron-Quark-Streuung bei Auflösungsskalen von der Größe der Quarks abschwächt. Da dies bei HERA nicht beobachtet wurde, lässt sich ein Quarkradius größer als 0,0006 fm ausschließen. Auch die Suche nach neuen schweren Austauschteilchen oder Bindungsständen von Quarks und Leptonen verlief ergebnislos. Nun ist es Aufgabe von LHC und anderen zukünftigen Teilchenbeschleunigern, die Suche nach neuer Physik an der Hochenergiegrenze fortzusetzen.

Nach dem sehr erfolgreichen Physikprogramm von HERA gibt es Ideen für zukünftige Elektron-Proton-Speicherringe, von denen wir abschließend zwei erwähnen. Beim Large Hadron-electron Collider (LHeC) sollen die Protonen des LHC mit Elektronen mit Energien bis zu 150 GeV kollidieren. Dies würde am LHC ein in-situ Studium der Protonstruktur ermöglichen. Ein anderes Projekt, das in den USA diskutiert wird, ist der Electron-Ion Collider (EIC) mit niedrigeren Energien als HERA. Bei ihm sollen nicht nur polarisierte Protonen mit einer etwa hundertmal größeren Ereignisrate als bei HERA, sondern auch Kerne untersucht werden. Beides sind faszinierende Ansätze, die ein Studium der Materie unter bisher nie realisierten experimentellen Bedingungen erlauben würden und die eine neue Ära von Streuexperimenten begründen könnten.

**Literatur**

- [1] R. Klanner und T. Schörner-Sadenius, Physik Journal, Mai 2006, S. 41
- [2] A. Caldwell und G. Grindhammer, Physik Journal, November 2007, S. 39
- [3] H1 and ZEUS Collaboration, F. Aaron et al., JHEP **1001**, 109 (2010), arXiv:0911.0884.
- [4] S. Bethke und P. Zerwas, Physik Journal, Dezember 2004, S. 31
- [5] H1 Collaboration, F. Aaron et al., Eur. Phys. J. C **65**, 363 (2010), arXiv: 0904.3870
- [6] S. Alekhin and S. Moch, Phys. Lett. **B699**, 345 (2011), arXiv:1011.5790
- [7] CMS Collaboration, public note CMS-PAS-EWK-11-005

**DIE AUTOREN**

**Olaf Behnke** (FV Teilchenphysik) hat in Hamburg studiert und an der ETH Zürich promoviert. Anschließend war er Postdoc am DESY Hamburg und später in Heidelberg, wo er sich 2006 habilitierte. Ab 1997 arbeitete er am H1-Experiment von HERA, 2007 wechselte er zu ZEUS, bei dem er derzeit die Funktion des Physikkoordinators ausübt.



**Katja Krüger** (FV Teilchenphysik) hat in Hamburg studiert und promoviert. Nach einem Aufenthalt am CERN als Research Fellow bei ATLAS ist sie seit 2004 an der Universität Heidelberg beschäftigt. Dort arbeitet sie für das H1-Experiment, seit 2009 als Physikkoordinatorin.

**Sven-Olaf Moch** (FV Teilchenphysik) beschäftigt sich mit theoretischer Teilchenphysik und Präzisionsvorhersagen für den LHC und HERA. Er hat in Heidelberg und Hamburg studiert und promoviert und arbeitet nach Postdoc-Aufenthalten in Amsterdam und Karlsruhe seit 2002 am DESY in Zeuthen.

