

6.4 Das Partonmodell

[Bjorken, Callan, Gross 1967-69]

Wir haben den differentiellen Streuquerschnitt für tiefinelastische Streuung als

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{4\pi\alpha_{EM}}{2E \sin^2(\theta/2)} \right)^2 \left[2W_1(Q_E^2, x) \sin^2(\frac{\theta}{2}) + W_2(Q_E^2, x) \cos^2(\frac{\theta}{2}) \right]$$

geschrieben, wo

$$Q_E^2 \equiv -q^2, \quad x \equiv \frac{Q_E^1}{2q \cdot P}$$



und $W_{1,2}(Q_E^2, x)$ sind messbare Strukturfunktionen.

Bjorken hat aber ein "Skalenverhalten" vorausgesagt, wobei für $Q_E^2 \geq (1\text{GeV})^2$, alles nur von einer Variable abhängen sollte!

$$M W_1(Q_E^2, x) \rightarrow F_1(x)$$

$$\frac{Q_E^2}{2Mx} W_2(Q_E^2, x) \rightarrow F_2(x)$$

Callan und Gross haben vorgeschlagen, daß es nur eine Funktion gibt, falls x nicht zu klein ist:

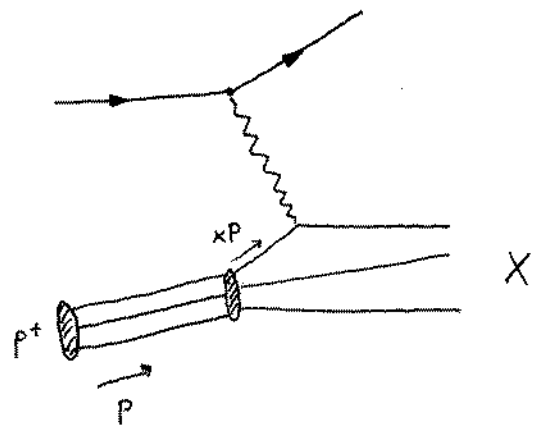
$$2x F_1(x) = F_2(x)$$

Also statt zwei Funktionen von zwei Variablen nur eine Funktion von einer Variable! Das heißt, das System muß irgendeine spezielle Struktur haben, die es so dramatisch vom allgemeinen Fall abweichen läßt!

Dieses Verhalten wurde kurz später am SLAC experimentell bestätigt.

Was ist die spezielle Struktur? Man nennt es das Partonmodell. Eigentlich geht es um Quarks und Gluonen, aber zu jenem Zeitpunkt hatten diese Begriffe noch einen fraglichen Ruf, wegen der Probleme des Quarkmodells (S.58).

Die Idee: es gibt eine gewisse Wahrscheinlichkeit (bestimmt durch eine "Verteilungsfunktion") ein Parton (Quark, Gluon) vom Proton mit Impuls $x \cdot P$ wegzunehmen, das dann elastisch vom virtuellen Photon streut, genau wie wir für $e^- + p^- \rightarrow e^- + p^-$ gerechnet haben!



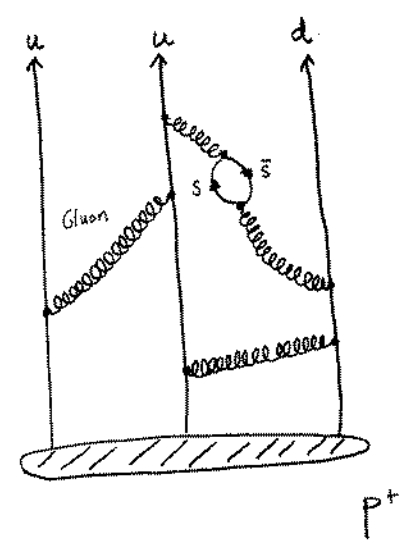
⇒ Es kann bewiesen werden, ausgehend vom Resultat für Elektron-Myon-Streuung, daß diese Annahme das Bjorken-Skalenverhalten und die Callan-Gross-Beziehung liefert, und zwar in der Form

$$F_2(x) = x \sum_i Q_i^2 f_i(x); \quad 0 \leq x \leq 1,$$

wo $f_i(x)$ die Partonverteilungsfunktionen / Wahrscheinlichkeitsdichten sind.

Was für Partonen gibt es in einem Proton?

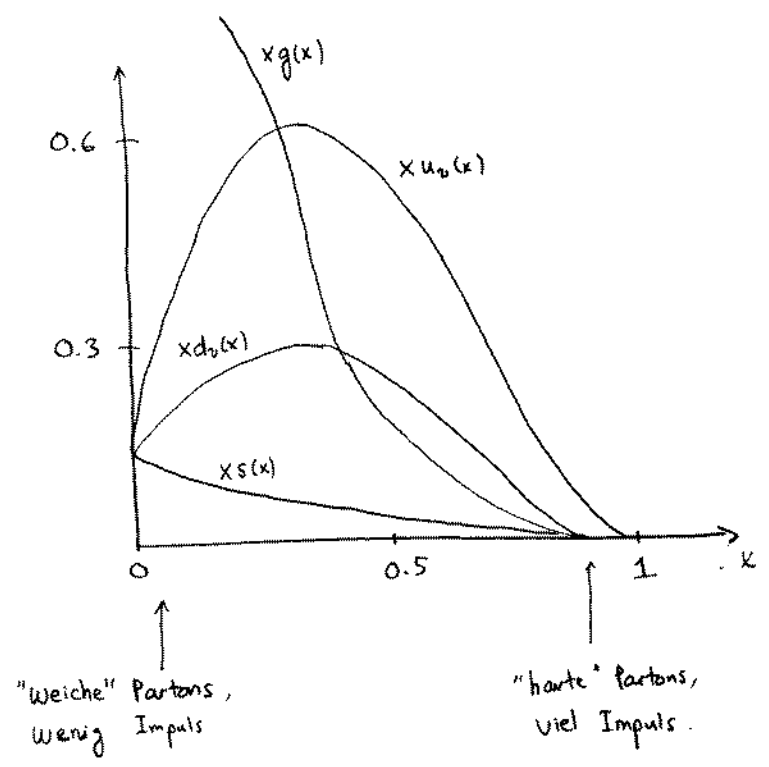
- Die "Valenz"-Quarks — etwas was wir vom Quarkmodell kennen. Wir bezeichnen die Verteilungsfunktionen mit $u_v(x), d_v(x)$.
- Die "See"-Quarks — virtuelle Quark-Antiquark-Paaren: $s(x), \bar{s}(x)$
- Gluonen: $g(x)$.



Die Gluonen haben keine elektrische Ladung. Darum haben sie keinen Effekt in $F_2(x)$, jedoch können einen Teil des Gesamtimpulses P tragen!

$$P = \int_0^1 dx \sum_i f_i(x) \cdot xP$$

Experimentell:



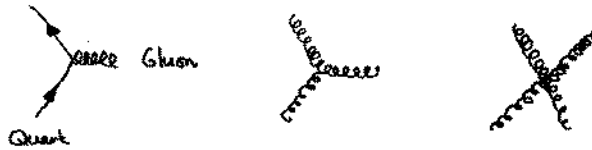
6.5 Quantenchromodynamik (QCD) [Gross, Wilczek, Politzer 1973]

63

[frühere Versionen: Nambu; Gell-Mann, Fritsch; ...]

Kombiniert man die früheren Modelle (Abschnitt 6.1: Quarks + Farbe; Abschnitt 6.4: Partonen) mit einer bestimmten mathematischen Struktur, genannt "nicht-Abelsche Eichfeldtheorie" [C.N. Yang, R. Mills 1954], bekommt man QCD: eine wohldefinierte und selbständige Theorie für starke Wechselwirkungen.

Wie schon QED, kann die QCD durch die Feynman-Regeln für die Vertizes spezifiziert werden. Die nicht-verschwindenden Vertizes:



Bemerkungen:

- * Im Gegensatz zu Photonen, haben Gluonen Wechselwirkungen auch miteinander.
- * "Eichinvarianz" verlangt, daß alle Vertizes die gleiche Kopplungskonstante haben: $Y \sim g_s$; $X \sim g_s^2$.
- * Wie für QED, definieren wir eine "Feinstrukturkonstante", $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$. Jetzt ist α_s aber "groß", $\alpha_s \approx \frac{1}{10}$.

QCD führt zu drei außergewöhnlichen Phänomenen:

(i) "Asymptotische Freiheit"

Der "effektive" Wert von g_s hängt von der "Impulsskala" ab: in tiefinelastischer Streuung, z.B., wird g_s kleiner als Q_E^2 wächst, und $\lim_{Q_E^2 \rightarrow \infty} g_s = 0$.

Dies gibt nun eine Erklärung für das Bjorken-Skalenverhalten: für Q_E^2 groß genug sind die Partonen tatsächlich freie Teilchen. Für endliche Q_E^2 gibt es dagegen (berechenbare) Korrekturen, und die Partonverteilungsfunktionen erhalten eine entsprechende Abhängigkeit, $f_i(x) \rightarrow f_i(Q_E^2, x)$.

(ii) "Einschluß"

Für kleine Q_E^2 wird g_s groß: die Wechselwirkungen sind sehr stark, und führen zu eng gebundenen Zuständen, Hadronen.

(iii) "Brechung der chiralen Symmetrie"

Die Begriffe hier sind momentan uns nicht bekannt, aber wir können schon eine bemerkenswerte Konsequenz nennen: es zeigt sich, daß die Massen der leichten Hadronen nicht $m_{\pi^+} \sim m_u + m_d$ sind, wie das Quarkmodell erklärt, sondern

$$m_{\pi^+} \approx \sqrt{2 \text{ GeV} \cdot (m_u + m_d)} \quad !!$$

QCD - Fazit

- * QCD ist fast das genaue Gegenteil der QED: Störungstheorie funktioniert im Allgemeinen gar nicht, weil α_s groß ist, aber dafür ist die Theorie sehr viel vielseitiger und "interessanter", mit einer ganzen Menge unerwartete Konsequenzen.
- * Berechnungen sind schwierig und die Präzision selten besser als 1%; jedoch ist die Theorie "an sich" im gewissen Sinne noch solider als die QED!
- * Es gibt ganze Industrien innerhalb der QCD für verschiedene Anwendungen / Rechnungsmethoden:
 - + Störungstheoretische QCD
 - + Gitter-QCD (für numerische Methoden)
 - + QCD für schwere Quarks
 - + ...