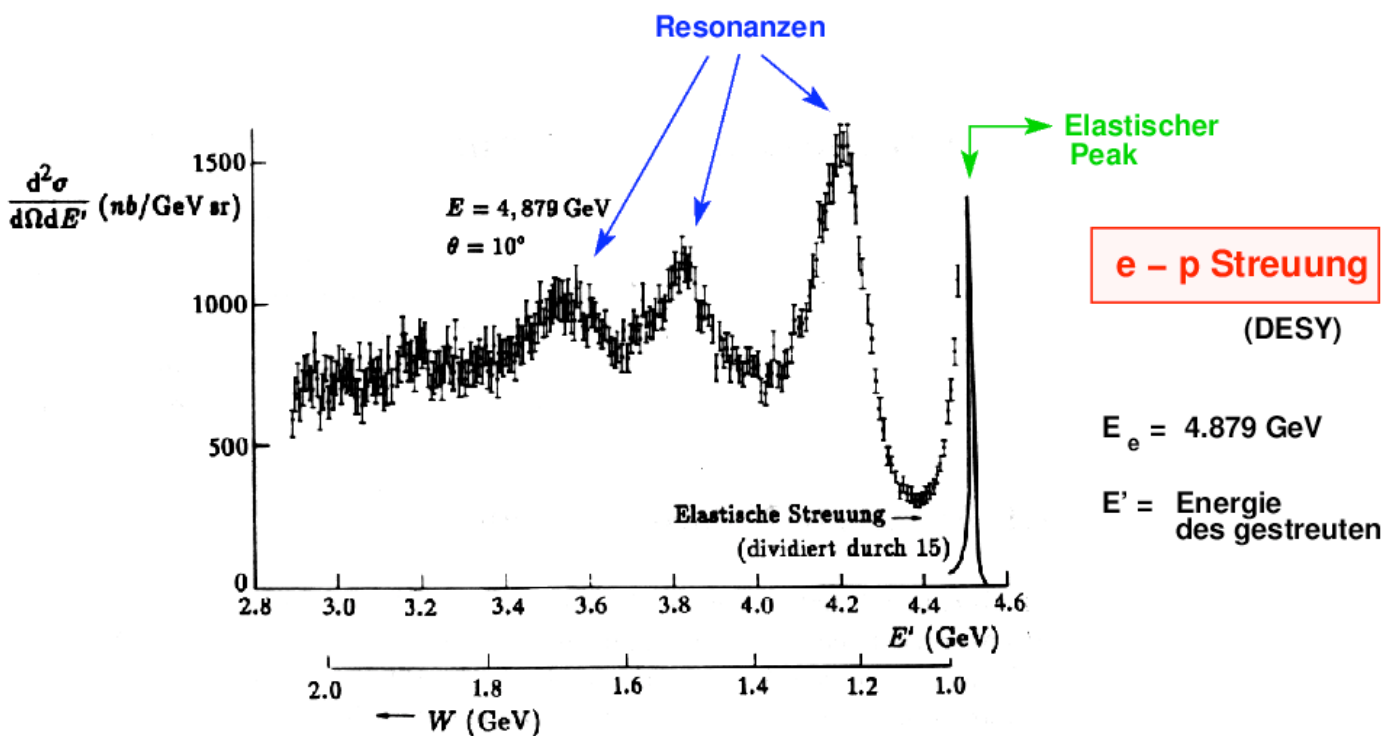


KAPITEL 6 :

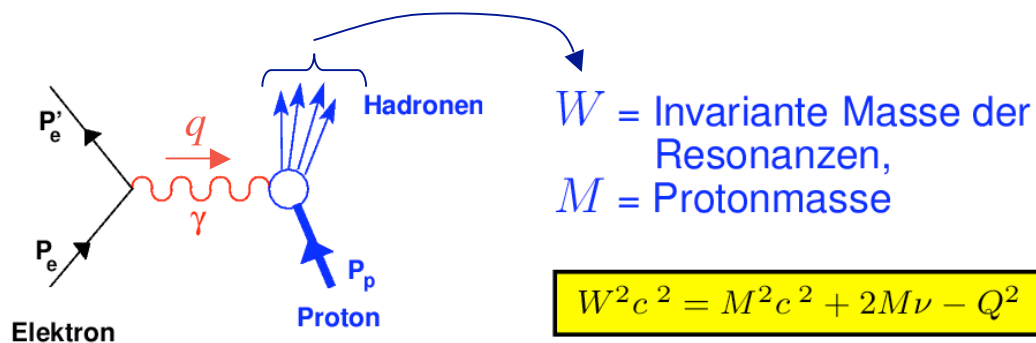
Tiefinelastische Streuung

- 6.1 Angeregte Nukleonzustände**
- 6.2 Strukturfunktionen**
- 6.3 Das Partonmodell**
- 6.4 Interpretation der Strukturfunktion
im Partonmodell**
- 6.5 Ladung der Quarks**
- 6.6 Impulsverteilung der Quarks**
- 6.7 Zusammenfassung**

6.1 Angeregte Nukleonzustände



Resonanzen = Angeregte Nukleonzustände

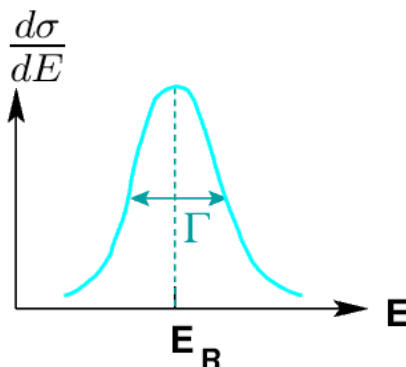


Definiere:

$$\nu := \frac{P_p \cdot q}{M} \quad \text{Laborsystem } (\vec{p}_p = \vec{0}) : \nu = E - E'$$

$\nu = \text{Energie durch virtuelles } \gamma \text{ von } e^- \text{ auf Proton übertragen}$

Resonanzen: Breit-Wigner Verteilung:

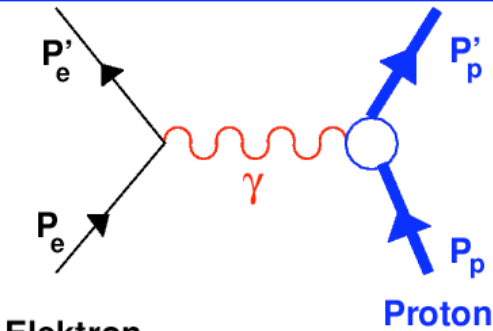
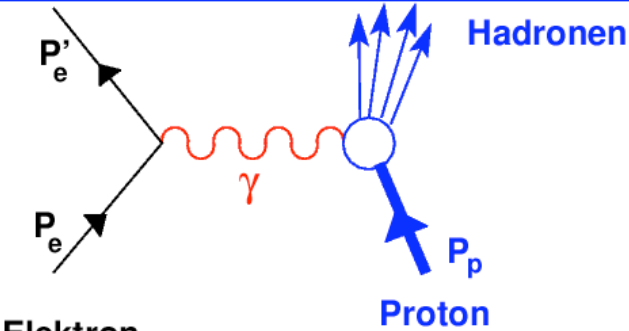


$$\frac{d\sigma}{dE} \sim \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}$$

$$\Delta E \cdot \Delta t = \Gamma \cdot \tau = \hbar \longrightarrow$$

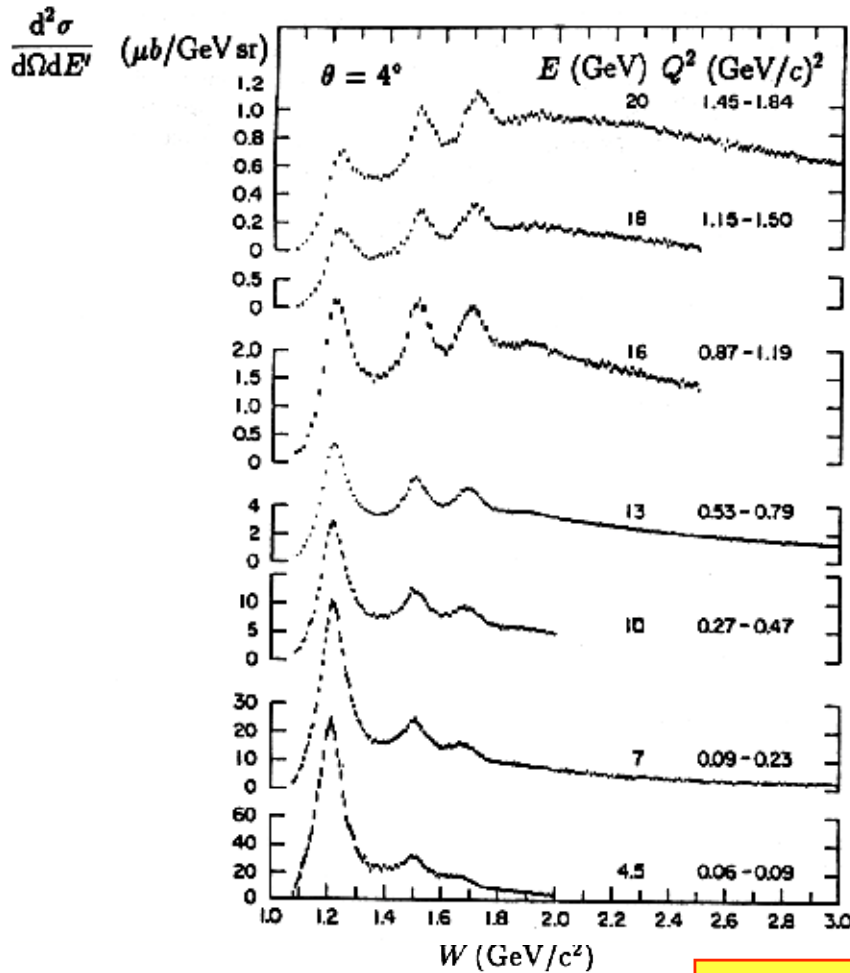
$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$$

6.2 Strukturfunktionen

Elastische Streuung	Tiefinelastische Streuung
 Elektron Proton	 Elektron Proton Hadronen
Dynamik durch <u>Formfaktoren</u> (G_M, G_E) beschrieben	Dynamik durch <u>Strukturfunktionen</u> (W_1, W_2) beschrieben
Bei vorgegebener E_e <u>1 freier</u> Parameter: $\sigma = f(\theta)$	Bei vorgegebener E_e <u>2 freie</u> Parameter: $\sigma = f(E', \theta) \text{ oder } f(Q^2, \nu)$
<u>$W = M$</u>: $2M\nu - Q^2 = 0$	<u>$W > M$</u>: $2M\nu - Q^2 > 0$
Rosenbluth-Formel: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \times \left(a + b \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$	Wirkungsquerschnitt: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \times (W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2})$

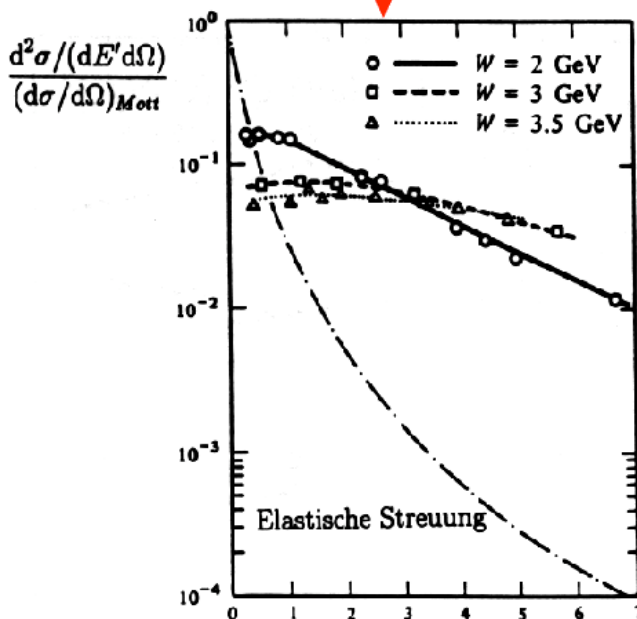
Streuexperimente am SLAC

Erste tiefinelastische Streuexperimente:
Ende der 60er Jahre am SLAC: $E_e^{\max} \sim 25 \text{ GeV}$



Wirkungsquerschnitt
im Bereich
der Nukleonresonanzen
fällt mit Q^2 ab

Die Stärke des
Abfalls nimmt mit
wachsendem W ab



Überraschendes Ergebnis
oberhalb
des Resonanzbereiches

Für $W > 2 \text{ GeV}/c^2$:

Bei tiefinelastischer
Streuung:

Strukturfunktionen
 $\sim$ unabhängig von Q^2
für feste Werte von W !!!

Bjorken'sche Skalenvariable x

Bjorken'sche Skalenvariable x : $x := \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$

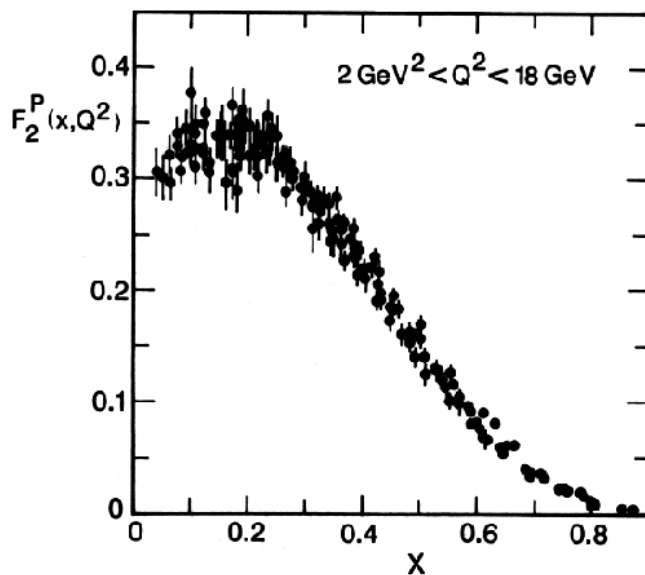
x ... Mass für die Inelastizität des Prozesses

Definiere dimensionslose Strukturfunktionen:

$$F_1(x, Q^2) = M c^2 W_1(Q^2, \nu)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu)$$

$F_1(x, Q^2), F_2(x, Q^2)$ aus Daten bestimmt:



Beobachte für feste x -Werte
keine oder sehr schwache
 Q^2 Abhängigkeit



Konstanter Formfaktor
entspricht Streuung an
punktförmiger
Ladungsverteilung

Nukleon besitzt eine Unterstruktur

aus punktförmigen Konstituenten aufgebaut

Experimente:
(1967)



J.I. Friedman



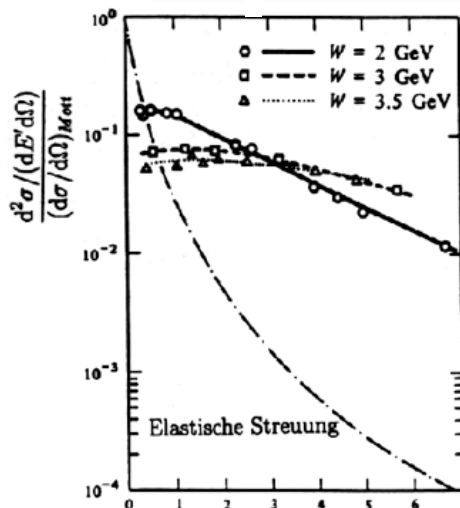
H.W. Kendall



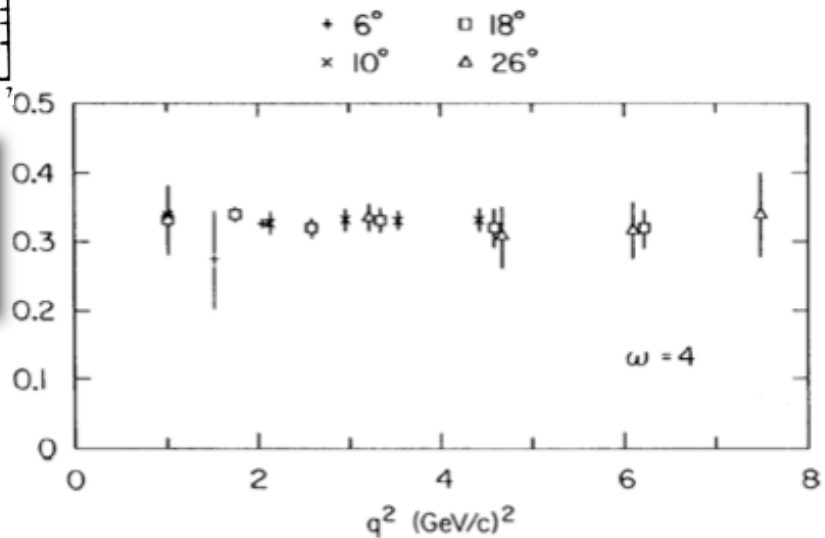
R.E. Taylor

Nobelpreis 1990 für "Struktur des Protons"

Ergebnisse SLAC-Experimente



F_2 at
fixed
 $x=0.25$



Scaling
behaviour
observed

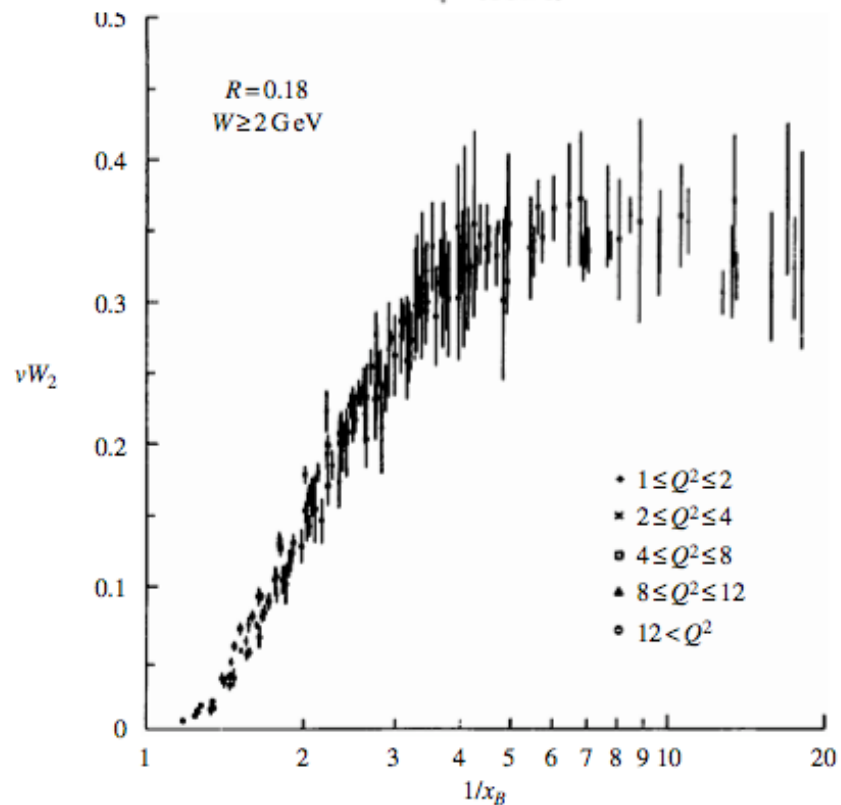


FIG. 2.2. Scaling behaviour of $\nu W_2(\omega) = F_2(\omega)$, $\omega = 1/x_B$, for various Q^2 ranges. Figure from MIT-SLAC Collab.(1970).

Callan – Gross Beziehung (1)

Zusammenhang zwischen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ für Dirac–Teilchen mit Spin = 1/2:

- Annahme: Streuung an punktförmigen Konstituenten mit Spin = 1/2

1. σ für elastische Streuung an punktförmigen Objekten:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pkt, spin}=\frac{1}{2}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot \left[1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2}\right]$$

mit $\tau = \frac{Q^2}{4m^2 c^2}$ und m .. Masse des Streuzentrums

2. σ für tiefinelastische ep Streuung:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot [W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2}]$$

3. $F_1(x, Q^2) = F_1(x) = Mc^2 W_1(Q^2, \nu)$

4. $F_2(x, Q^2) = F_2(x) = \nu W_2(Q^2, \nu)$

- Vergleich Koeffizienten (1) und (2) $\implies \frac{W_1}{W_2} = \frac{Q^2}{4m^2 c^2}$
 m ... Masse des Streuzentrums

- aus (3) und (4) $\implies \frac{F_1}{F_2} = \frac{Mc^2}{\nu} \frac{Q^2}{4m^2 c^2}$, mit $m = x \cdot M$
 M ... Protonmasse

$\implies$ für punktförmige Teilchen mit Spin = 1/2 (Dirac Teilchen):

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad \text{Callan – Gross Beziehung}$$



Callan

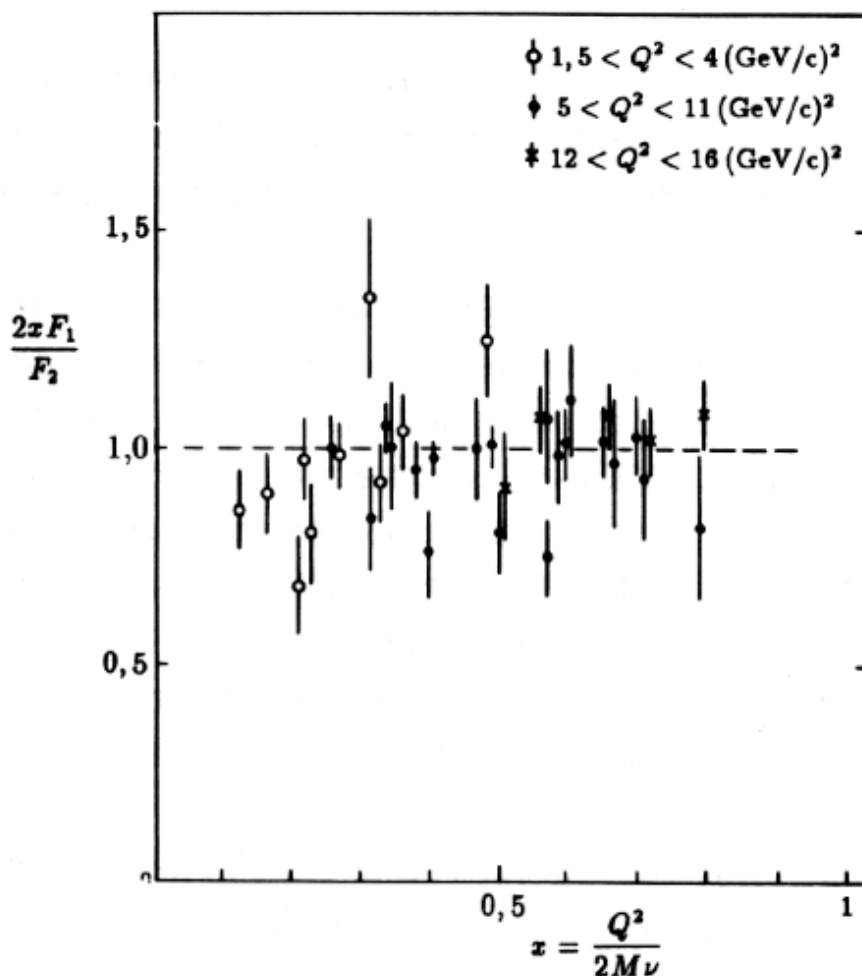


Gross

Callan – Gross Beziehung (2)

Zusammenhang zwischen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ für Dirac–Teilchen mit Spin = 1/2:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad \text{Callan – Gross Beziehung}$$



Daten verträglich

$$\frac{2x F_1}{F_2} = 1$$

← **Spin = 1/2**

← **Spin = 0**

Punktförmigen Konstituenten des Nukleons haben Spin = 1/2

6.3 Das Partonmodell

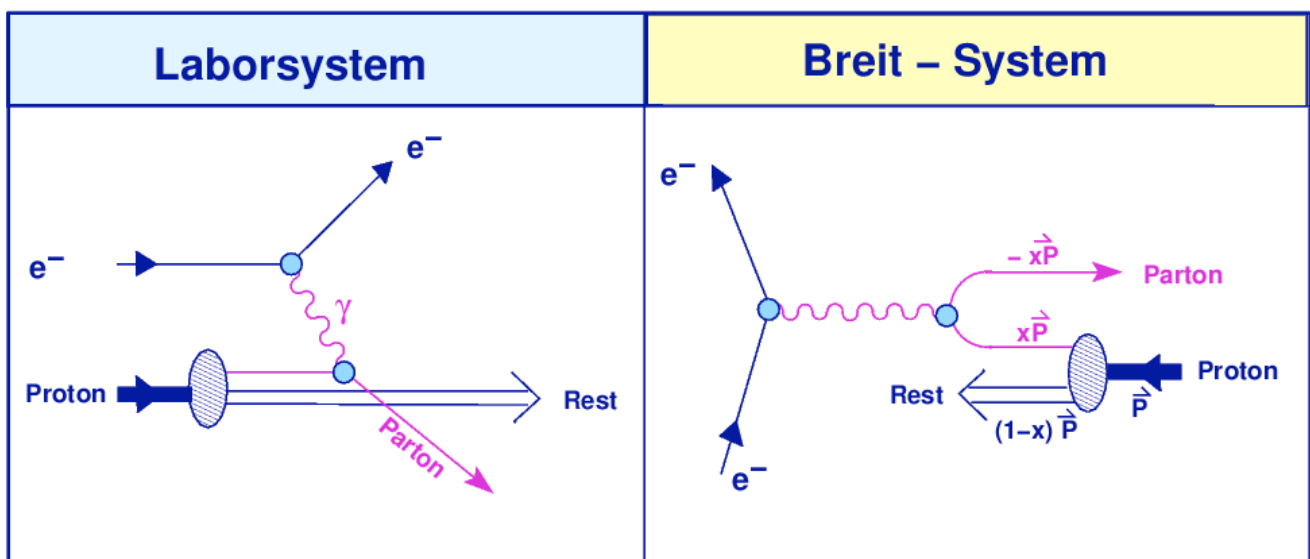
Feynman und Bjorken: **Konstituenten des Protons $\equiv$ Partonen**

geladenen Partonen $\equiv$ Quarks (Spin = 1/2)

neutrale Partonen $\equiv$ Gluonen (Spin = 1),
Feldquanten der starken WW

**WW der e^- mit Partonen = inkohärente Summe der WW
(= elastischer Streuprozess) mit individuellen Partonen**

Schematische Darstellung der tiefinelastischen e - p Streuung:



Breit System:

- Partonmassen vernachlässigbar
- $Q^2 \gg M^2 c^2$: Ruhemassen des Protons vernachlässigbar
- elastische Streuung: Photon überträgt keine Energie ($q_0 = 0$)
- Stossnäherung: während WW von γ und Parton keine WW zwischen Partonen

$\Rightarrow$ Bjorken'sche Skalenvariable x :

x .. Bruchteil des Protonimpulses, der von einem Parton getragen wird

Im Laborsystem: Photon $q = (\frac{\nu}{c}, \vec{q})$ wechselwirkt mit Parton,
welches den Viererimpuls xP trägt
(P = Viererimpuls des Protons)

6.4 Strukturfunktion im Partonmodell

Annahme: Nukleon aufgebaut aus verschiedenen Quarktypen f mit Ladung $z_f \cdot e$

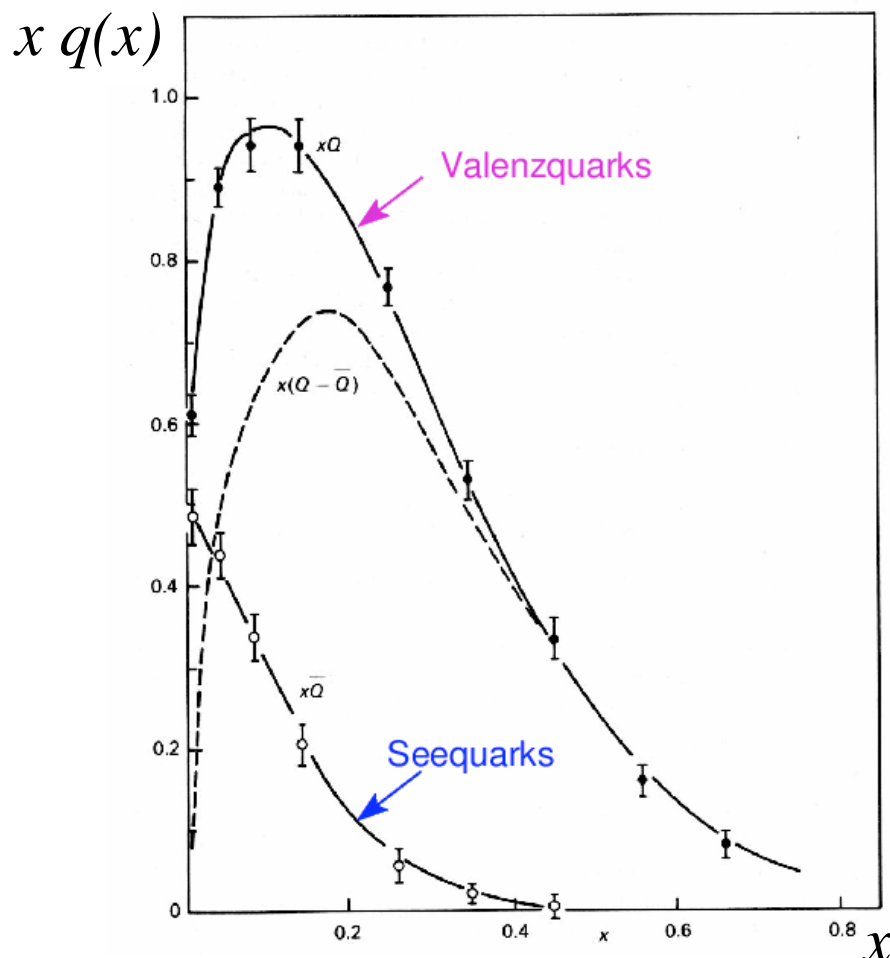
Valenz-Quarks: für Quantenzahlen des Nukleons verantwortlich

See-Quarks: im Inneren des Nukleons existieren virtuelle $q\bar{q}$ -Paare

Impulsverteilung der Quarks: $q_f(x) = \frac{dp_f}{dx}$
Antiquarks: $\bar{q}_f(x)$

$$F_2(x) = x \cdot \sum_f z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x))$$

x -Abhängigkeit der Strukturfunktion:



$\Rightarrow F_2$ ist klein bei grossem x : sehr unwahrscheinlich, dass ein Quark alleine einen Grossteil des Nukleonenimpulses trägt, $x_v^{\max} \sim 0.17$, $\langle x_v \rangle \sim 0.12$, $\langle x_s \rangle \sim 0.04$

6.5 Ladung der Quarks

Annahme: berücksichtige nur u und d Quarks: Ladungszahl $z_f = +2/3$ für u -Quarks
 $z_f = -1/3$ für d -Quarks

$u_V^{p,n}(x), d_V^{p,n}(x) \dots$ Verteilung der Valenzquarks u, d im p, n
 $u_s(x), d_s(x) \dots$ Verteilung der u - und d -Seequarks

$$F_2^{\text{ep}}(x) = x \cdot \left[\frac{1}{9} (d_V^p + d_s + \bar{d}_s) + \frac{4}{9} (u_V^p + u_s + \bar{u}_s) \right]$$

$$F_2^{\text{en}}(x) = x \cdot \left[\frac{1}{9} (d_V^n + d_s + \bar{d}_s) + \frac{4}{9} (u_V^n + u_s + \bar{u}_s) \right]$$

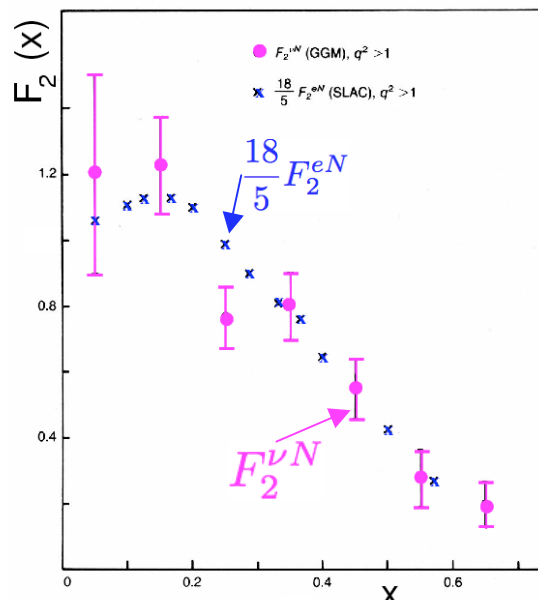
Aus Isospinsymmetrie: $u_V^p(x) = d_V^n(x)$
 $d_V^p(x) = u_V^n(x)$
 $u_s^p(x) = d_s^p(x) = d_s^n(x) = u_s^n(x)$

Strukturfunktion eines "gemittelten" Nukleons:

$$F_2^{eN}(x) = \frac{5}{18} \cdot x \cdot \sum_{q=u,d} (q(x) + \bar{q}(x))$$

Tiefinelastische ν -Streuung (Neutrino (ν) ist ungeladen):

$$F_2^{\nu N}(x) = x \cdot \sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x))$$



$\Rightarrow$ damit $F_2^{\nu N}(x)$ und $F_2^{eN}(x)$ bis auf Faktor $\frac{5}{18}$ gleich
 $\Rightarrow$ Ladung $u = \frac{2}{3}$ und $d = -\frac{1}{3}$ richtig zugeordnet

Quarks haben drittelzahlige Ladung

6.6 Impulsverteilung der Quarks

$\int_0^1 F_2^{\nu N}(x) dx$.. entspricht Anteil am Impuls des Nukleons, der von Quarks getragen wird

Aus Daten: $\int_0^1 F_2^{\nu N}(x) dx = \frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{eN}(x) dx \sim 0.5$

$\Rightarrow$ Nur $\sim 50\%$ des Impulses von Quarks getragen.
Andere Hälfte von Teilchen, die weder elektromagnetisch (e-N) noch schwach (ν -N) wechselwirken
 $\Rightarrow$ **erster Hinweis auf Gluonen (QCD)**

Konstituentenquarks

- Spektroskopische Eigenschaften der Nukleonen:
brauche Seequarks und Gluonen nicht explizit zu behandeln
 $\Rightarrow$ 3 Valenzquarks mit unveränderten Quantenzahlen, jedoch grösserer Masse
“effektive” Valenzquarks = Konstituentenquarks

Spektroskopie: $m_{u,d} \sim 300 \text{ MeV}/c^2$

- In tiefinelastischer Streuung: Ruhemassen der “nackten” Quarks vernachlässigt
Massen der Stromquarks (current quarks):

$$m_u = 2 \text{ bis } 8 \text{ MeV}/c^2 \quad m_d = 5 \text{ bis } 15 \text{ MeV}/c^2$$

$m_n > m_p$ da $m_d > m_u$:

p(uud) und n(udd) sind isospin-symmetrisch $\longrightarrow$ gehen auseinander hervor, wenn man u und d Quarks miteinander vertauscht.

Massenunterschied von p und n aufgrund des Massenunterschiedes der u und d Quarks, sowie der elektromagnetischen WW (potentielle Energie).

Zusammenfassung: Nukleonen

1. Nukleonen bestehen aus **punktförmigen Konstituenten = Quarks**

Evidenz: näherungsweise erfüllte Skaleninvarianz der Strukturfunktion: $F_2(x, Q^2) \simeq F_2(x)$

2. Konstituenten haben **Spin = $\frac{1}{2}$** : aus $\frac{2xF_1(x)}{F_2(x)} = 1$

3. $F_2^{\nu N}(x)$ und $F_2^{eN}(x)$ sind gleich bis auf Faktor $\frac{5}{18}$
 $\Rightarrow$ Quarks haben **drittelzahlige Ladung**

4. Aus $\int_0^1 F_2(x) dx$: Quarks tragen nur $\sim 50\%$ des Nukleonenimpulses, Rest wird von Gluonen getragen
 $\Rightarrow$ **Gluonen** als wesentliche Konstituenten der Materie innerhalb des Nukleons postuliert

5. Eigenschaften der Nukleonen aus Eigenschaften der Quarks erklärbar:

$$p = (u u d), \quad n = (u d d) \quad u, d \dots \text{Quarkflavour}$$

Konstituentenquarks: $m_{u,d} \sim 300 \text{ MeV}/c^2$

Stromquarks: $m_u = 2 - 8 \text{ MeV}/c^2$, $m_d = 5 - 15 \text{ MeV}/c^2$

Quantenzahl (QZ) der Nukleonen durch QZ der **Valenzquarks** festgelegt

Zusammenfassung: Streuexperimente

