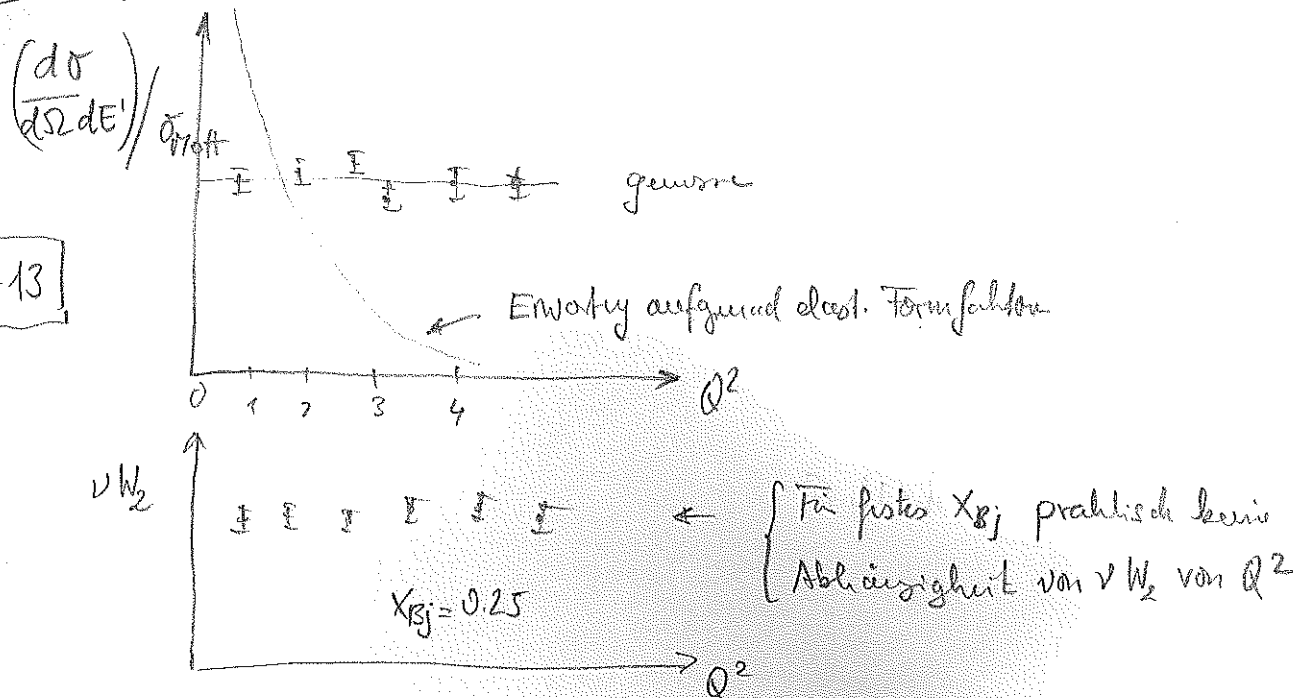


c.) Experiment: M. Breidenbach et al. (MIT + SLAC, 1969)
 20 GeV SLAC Linear Collider (\rightarrow Nobelpreis 1996: Friedman, Kendall & Taylor)

s. Fig 4-11
 Fig 4-12

Fig 4-13



Man beobachtet nur eine sehr schwache Abh. der Strukturft. von Q^2 , im Gegensatz zu dem starken Q^2 -Abfall den man bei elastischer Streuung aufgrund des Formfaktors erwarten würde ($|F(Q^2)|^2 \sim 1/Q^8$)

- Die Strukturft. W_1 , W_2 bzw. F_1 , F_2 weisen keine bzw. nur eine sehr geringe Abh. von Q^2 auf, sind also alleine eine Fkt. von x_{Bj} .
- Wenn aber die Strukturft. nicht von Q^2 abhängen, sollte man aufgrund der obigen Diskussion des Formfaktors annehmen, daß man an pttf. "Strukturlosen" Teilchen stößt. Da das Proton aber ein ausgedehntes Objekt ist, heißt das, daß es eine Substruktur aus punktf. Konstituenten besitzt: Partonen.
 Heute identifiziert man diese Partonen mit den Quarks und Gluonen.

d.) Interpretation des Ergebnisse im Parton-Modell

- Parton-Modell:
- (i) Nukleon besteht aus pbf. quasi-freien Konstituenten
 - (ii) Elektron streut elast. an diesen $Spm \frac{1}{2}$ Partonen
 - (iii) Gestreute Partonen verlassen das Proton und bilden Hadronen die beobachtbar sind.

WW für tiefinelast. ep-Schwingung ("Pikogramm")

$$\sigma_{ep}^{\text{inelast}} = \sum_i \left| \begin{array}{c} e^- \text{---} k \\ \text{---} \text{---} k' \\ \text{---} \text{---} e^- \text{---} 2 \\ P \text{---} p_p \\ \text{---} p_p' \end{array} \right|^2$$

Infinite Momentum Frame: (IMF)

= Bezugssystem in dem Proton unendlich großen Impuls \vec{P} entlang der z-Achse hat: $P = (E, 0, 0, \vec{P})$

Proton kann als "Strom" frei parallel fliegender Partonen betrachtet werden (keine Parton-Parton WW, kein transversal. Impuls)

Parton-Kinematik in IMP

$$i: \quad p_p = x_p \cdot P, \quad x_p = \text{Partonimpulsanteil} \\ = x_p \cdot (E, \vec{P})$$

$$\hookrightarrow \text{invariante Partonmasse: } m_p^2 = c^2 x_p^2 \cdot P^2 = x_p^2 \cdot M^2 \\ (\text{mit } M = \text{Protonenmasse})$$

$$\underbrace{(p_p + q)^2}_{\approx 0} = p_p'^2 = m_p^2 c^2 \approx 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{da Partonmasse für große } q^2 \\ \text{vernachlässigbar} \end{array} \right.$$

$$(x_p p + q)^2 = x_p^2 p^2 + 2x_p p \cdot q + q^2 \approx 0$$

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Proton 4er Impuls: } p^2 = M^2 c^2 \text{ (Protonmasse)} \\ \text{und } 2Pq = Mv \text{ (s.o., ausgerechnet im Proton Ruhesystem)} \end{array} \right.$

damit $\boxed{x_p^2 M^2 c^2 + 2x_p Mv + q^2 \approx 0}$

• Mit $|q^2| \gg x_p^2 M^2 c^2$: $\boxed{x_p = \frac{-q^2}{2Mv} = \frac{Q^2}{2Mv} =: x_{Bj} \text{ (s.o.)}}$

Interpretation:

Inelastische ep-Streuung mit einem Bjorken $x_{Bj} = \frac{Q^2}{2Mv} =: x$
 kann als elastische Streuung an einem Parton, das den
 4er-Impulsanteil $x_p =: x$ trägt, interpretiert werden.
 (im folgenden wird die Variable $x_{Bj} = x_p = x$ nur noch x genannt)

Unter der Annahme, daß e^- elastisch mit den Partonen streut,
 kann man von „außen“ den Impulsanteil x und damit die
 Impulsverteilung $f_i(x)$ der Partonen i messen:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} \sim f_i(x) \quad (\text{Impulsverteilung})$$

↳ WQ für elastische e-Parton Streuung mit Impulsanteil x
 (Parton = phys. SpM - $\frac{1}{2}$ Teilchen)

$$\left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{Parton } i} = z_i^2 \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{Mott}} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_p^2 c^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

\uparrow
 Ladung des Partons i

$$= \frac{Q^2}{2x_p^2 M_p^2 c^2}$$

→ WQ für tiefinelastische ep Streuung (Summe über alle Partonen)

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} \right)_{ep} = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{Mott} \cdot \sum_i z_i^2 \cdot f_i(x) \left(1 + \frac{Q^2}{2x^2 M_p^2 c^2} \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

mit $f_i(x) dx =$ Wahrscheinlichkeit Parton i mit $x \in [x; x+dx]$ zu finden

Durch Vergleich mit WQ-Formel (***) auf S. 4-12 und unter

Berücksichtigung des Rückstoßes bei in Mott-Formel: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot \left(\frac{E'}{E} \right)$

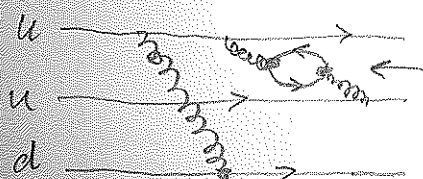
$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \left(\frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \right) \cdot \left(\frac{E'}{E} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} \left[\frac{F_2(x)}{x} + 2 \cdot \frac{F_2(x)}{2x^2 M^2 c^2} \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

$$\begin{cases} F_2(x) = x \cdot \sum_i z_i^2 \cdot f_i^q(x) \\ 2x F_2(x) = x \cdot \sum_i \dots = F_2(x) \end{cases}$$

Callan-Cross-Relation: resultiert aus Spin $\frac{1}{2}$
Eigenschaft der Partonen
 $\propto \tan^2 \frac{\theta}{2}$

Fig. 4-14

Bisher haben wir implizit, daß es sich bei Partonen nur um die 3 Valenzquarks handelt. Da zwischen Quarks Gluonen ausgetauscht werden, gibt es aufgrund der Vakuumfluktuationen auch sogenannte See-Quarks und Anti-Quarks:

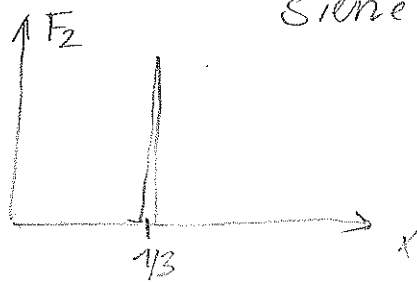


→ $F_2(x) = x \cdot \sum_i z_i^2 (f_i^q(x) + f_i^{\bar{q}}(x))$

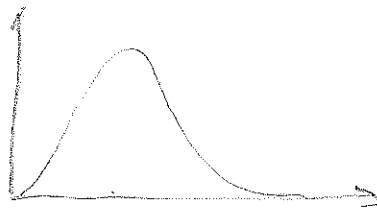
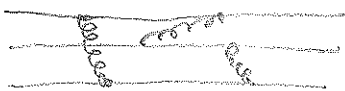
Strukturfunktion F_2 für verschiedene simple Proton-Modelle

Siehe Fig. 4-15

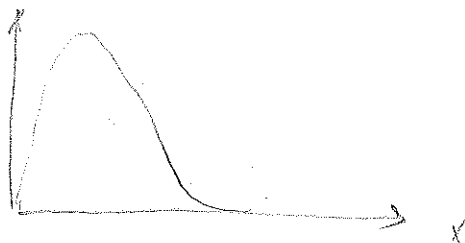
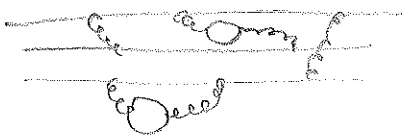
3 Quarks ohne WW



3 Quarks mit WW



3 Quarks mit WW + See



Die Strukturfkt. (Partondichten) der Protons wurden durch eine Vielzahl von Streuexperimenten bestimmt: ep , μp und vp -Streuung woraus sich die Valenzquarkverteilung als auch die Seequarkverteilung extrahieren lässt \rightarrow Fig. 4-16

Ergebnis:

- See-Quarks tragen in der Regel sehr kleines x .
- Valenzquarkverteilung bei $x \approx 0,15 - 0,2$ Maximum
- $\int F_2(x) dx =$ Impulsanteil des Protons, der von geladenen Quarks getragen wird.
= 50% des Proton-Impulses

\Rightarrow die übrigen 50% des Protonimpulses werden von Gluonen getragen.