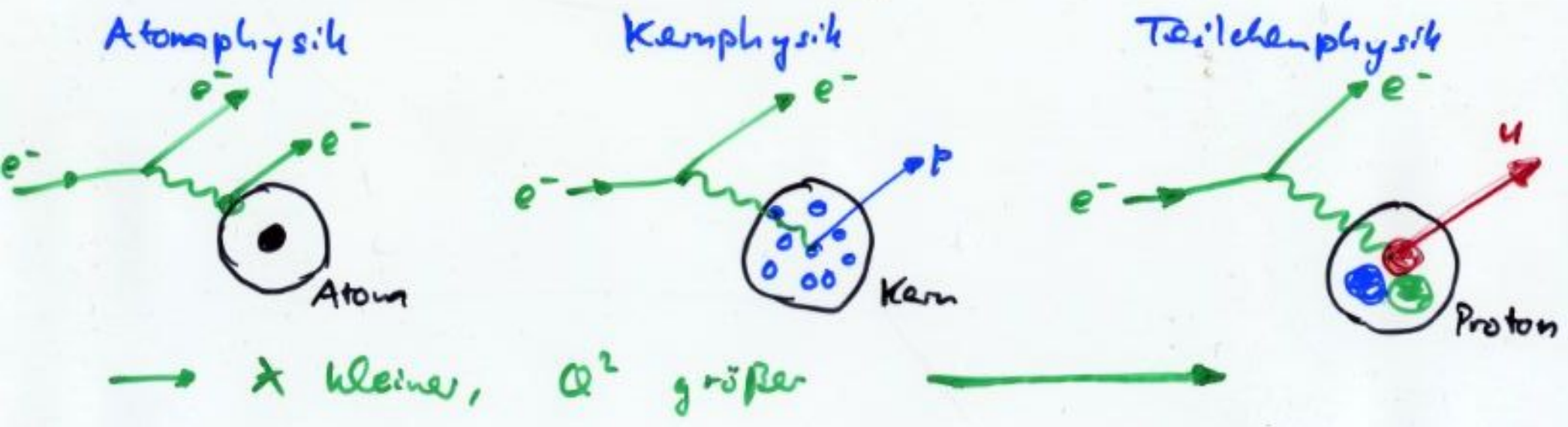


7. Tief inelastische Streuung



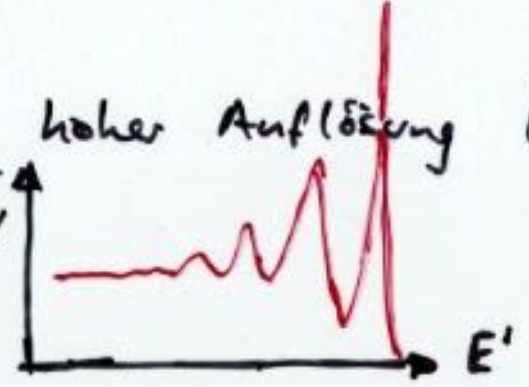
1.1.

Nukleonresonanzen

$e p -$
 $e n -$
 $\nu N -$

Streuung mit hoher Auflösung ($< 1 \text{ fm}$):

Beispiel: $\frac{d\sigma}{dE'}$



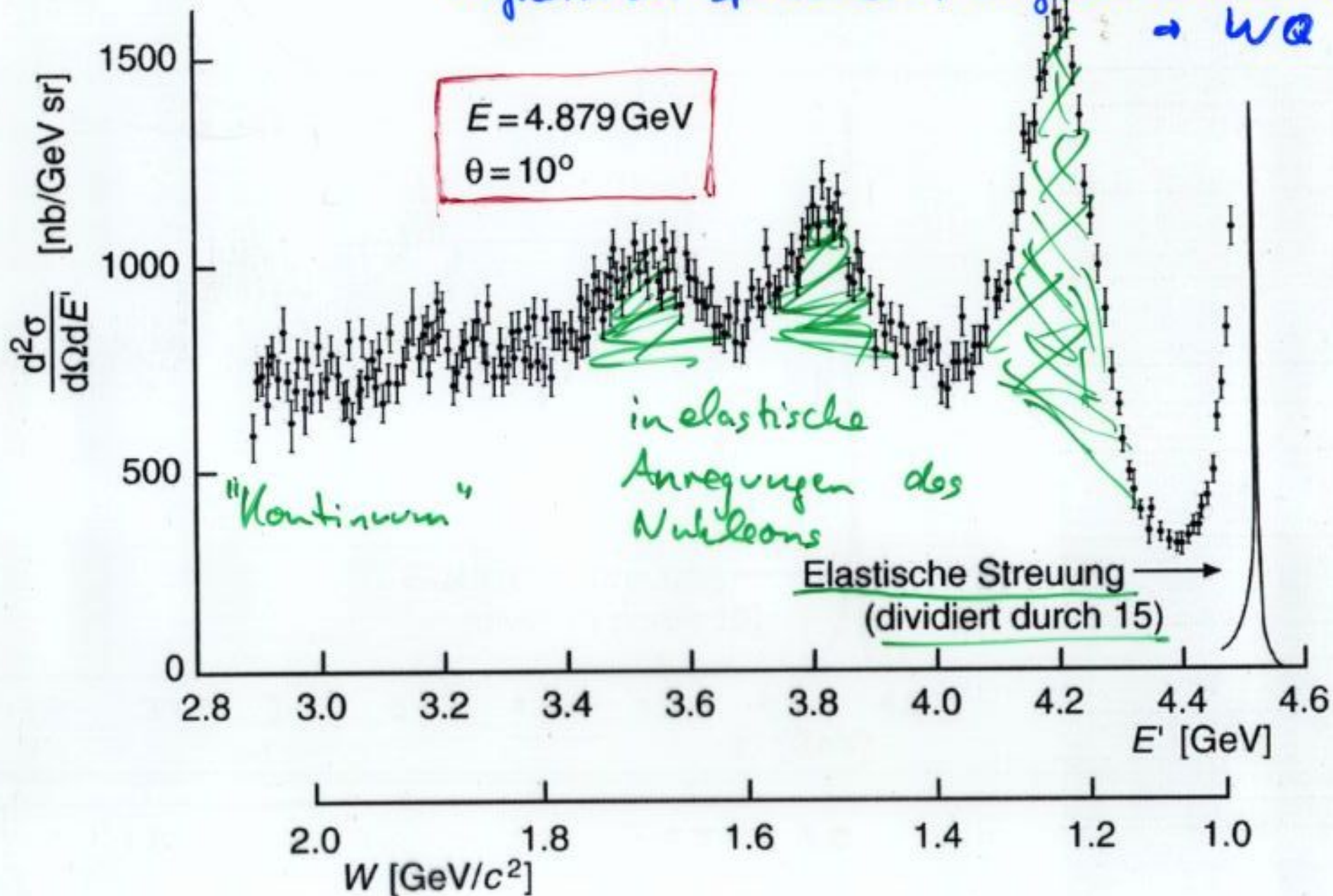
Wirkungsquerschnitt hat Maxima
 $\Rightarrow$ Substruktur!

Invariante Masse von angeregten Zuständen:

$$\begin{aligned}
 W^2 &= |\tilde{p}'|^2 = |\tilde{p} + \tilde{q}|^2 = M^2 + 2 \tilde{p} \tilde{q} + \tilde{q}^2 \\
 &= M^2 + \underbrace{2 M \cdot \nu}_{\text{Laborsystem}} - Q^2
 \end{aligned}$$

$\nu = E - E'$

ep- Streuung : akzeptierte E' in variabel einstellbarem
magnetischen Spektrometer; Ergebnisse zählen, normieren,
→ WQ



Energieübertrag $\checkmark$: Lorentz-invariant:

$$V = E - E' = \frac{\tilde{p} \tilde{q}}{M}$$

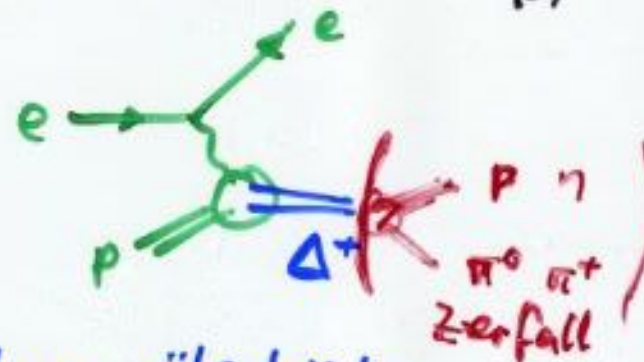
Nukleon $\swarrow$ $\nwarrow$ Photon

Proton im Laborsystem ruhend:

$$\tilde{p} = \begin{pmatrix} M \\ 0 \end{pmatrix} \quad \tilde{q} = \begin{pmatrix} E - E' \\ \vec{q} \end{pmatrix} \Rightarrow \tilde{p} \cdot \tilde{q} = M \cdot (E - E') \Rightarrow V = E - E' = \frac{\tilde{p} \tilde{q}}{M}$$

$$W^2 = M^2 + 2M(E - E') - 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$\Rightarrow W$ aus E, θ und E' berechenbar



1. Resonanz: $\Delta(1232)$: $W = 1232 \text{ MeV}$

hier Δ^+ , da ep -Streuung keine Ladung überträgt.

Später auch $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$

$$\Rightarrow 4 \text{ Ladungszustände } 4 = 2I + 1 \Rightarrow \text{Isospin } I = \frac{3}{2}$$

Breite von Resonanzen:

instrumentell oder physikalische Eigenschaft?

Auflösung in gemessene Größen θ, E, E'

oft Gauß-verteilt

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$$

Unschärferelation

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar$$

$\hookrightarrow$ Lebensdauer
 $\hookrightarrow$ Resonanzbreite

$$\Delta^{++}: \Gamma \approx 100 \text{ MeV} \quad \tau = 5 \cdot 10^{-24} \text{ s} \quad (\text{Breit-Wigner-verteilt}) \quad 7-3$$

2.2 Strukturfunktionen

$W \approx 2.5 \text{ GeV}$: keine Resonanzen mehr,
aber viele neue Hadronen
(inklusive Endzustände e ~~X~~)

Elastische Streuung: nur 1 freier Parameter

$$W^2 = \tilde{P}^2 = M^2 + \underbrace{2M\nu - Q^2}_{=0} \equiv M^2$$

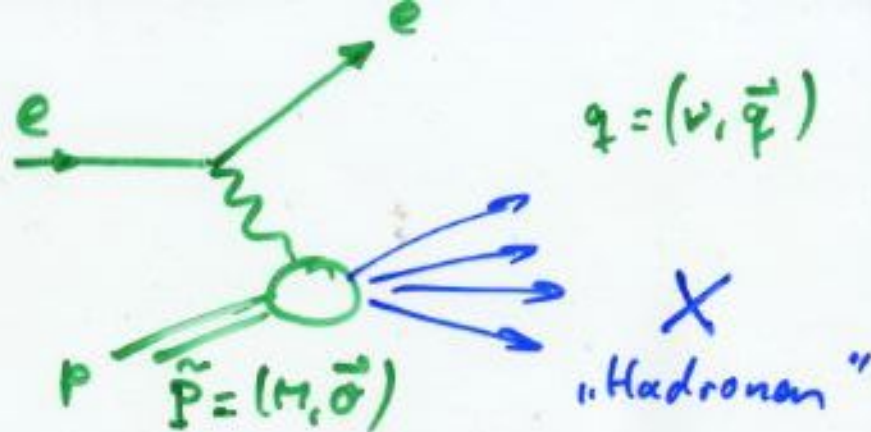
also: $2M\nu - Q^2 = 0$

Inelastische Streuung: Anregungsenergie! $W > M$ und $2M\nu - Q^2 > 0$

Dynamik wird wieder mit Formfaktoren beschrieben, die nun
Strukturfunktionen heißen und von zwei unabhängigen Parametern
abhängen (E', Θ) oder (Q^2, ν)

$W_1(Q^2, \nu)$ magn. WW
 $W_2(Q^2, \nu)$ eldtr. WW

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



E gegeben: E', Θ, Q^2 korreliert

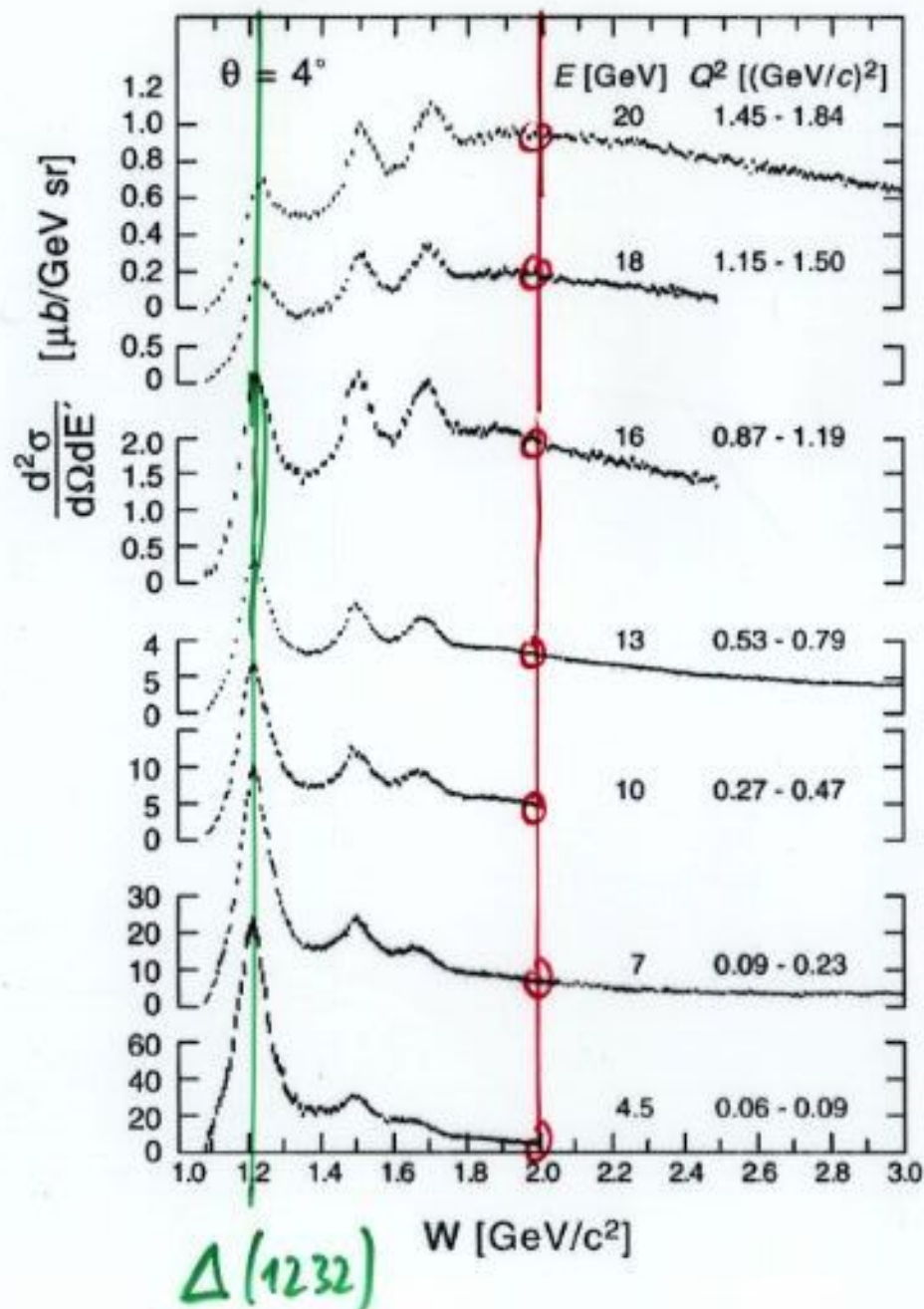
ep-Streuung

SLAC 1975

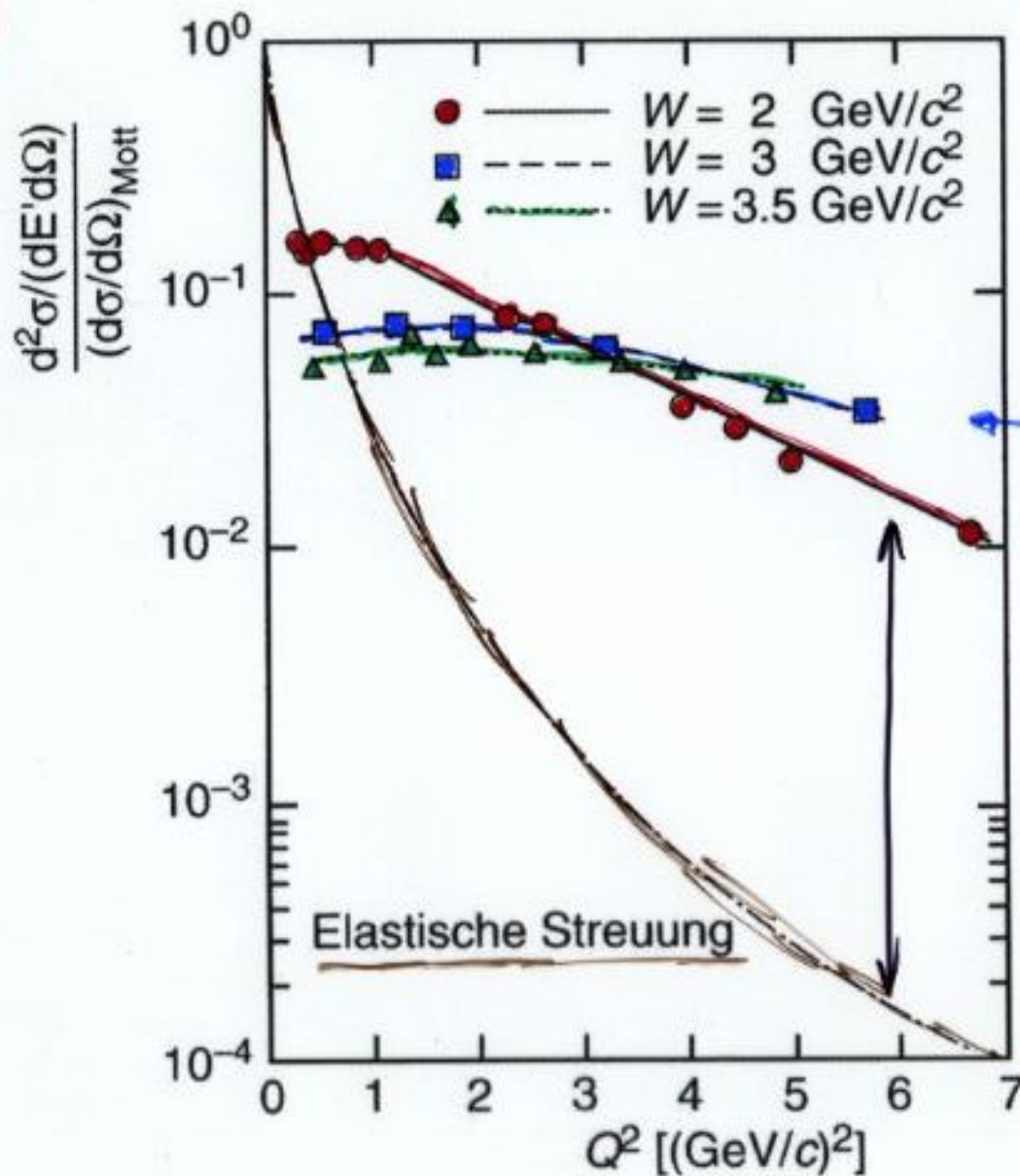
$\theta = 4^\circ$, fest

o: Schnitte für
feste W

$\Downarrow$
 $WQ(Q^2)$



$$\frac{WQ - \text{exp}}{\text{Mott} - WQ} (Q^2)$$



Je größer W , desto
langsamer der Abfall
im WQ als Fkt. von Q^2
fast konstant

Experimentelle Zählraten
viel ($> 100!$) größer,
als für elastische
Streuung erwartet:
 $\propto Q^{-8}$ aus
Dipol-Formfaktor

Überraschung: σ/σ_{Mott} fällt bei hohem W kaum mit Q^2 ab.

Dipol-Formfaktor hätte $\propto 1/Q^2$ erwarten lassen

Führe Bjorken'sche Skalenvariable x ein: $x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2Pq}$

Grenzfall elastische Streuung: $W = M$, $Q^2 = 2M\nu \Rightarrow x = 1$

inelastische Streuung: $W > M$ und daher $0 < x < 1$

$\Rightarrow x$ beschreibt dimensionslos die INELASTIZITÄT von Streuprozessen.

Verwende dimensionslose Strukturfunktionen F_1 und F_2 :

$$F_1(x, Q^2) = Mc^2 W_1(Q^2, \nu) \quad \text{und} \quad F_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu)$$

(unagn. W/W) (el. el. W/W)

$\Rightarrow$ Aus W/Q kann man $F_1(Q^2)$, $F_2(Q^2)$ für feste x extrahieren
(lange Messungen!)

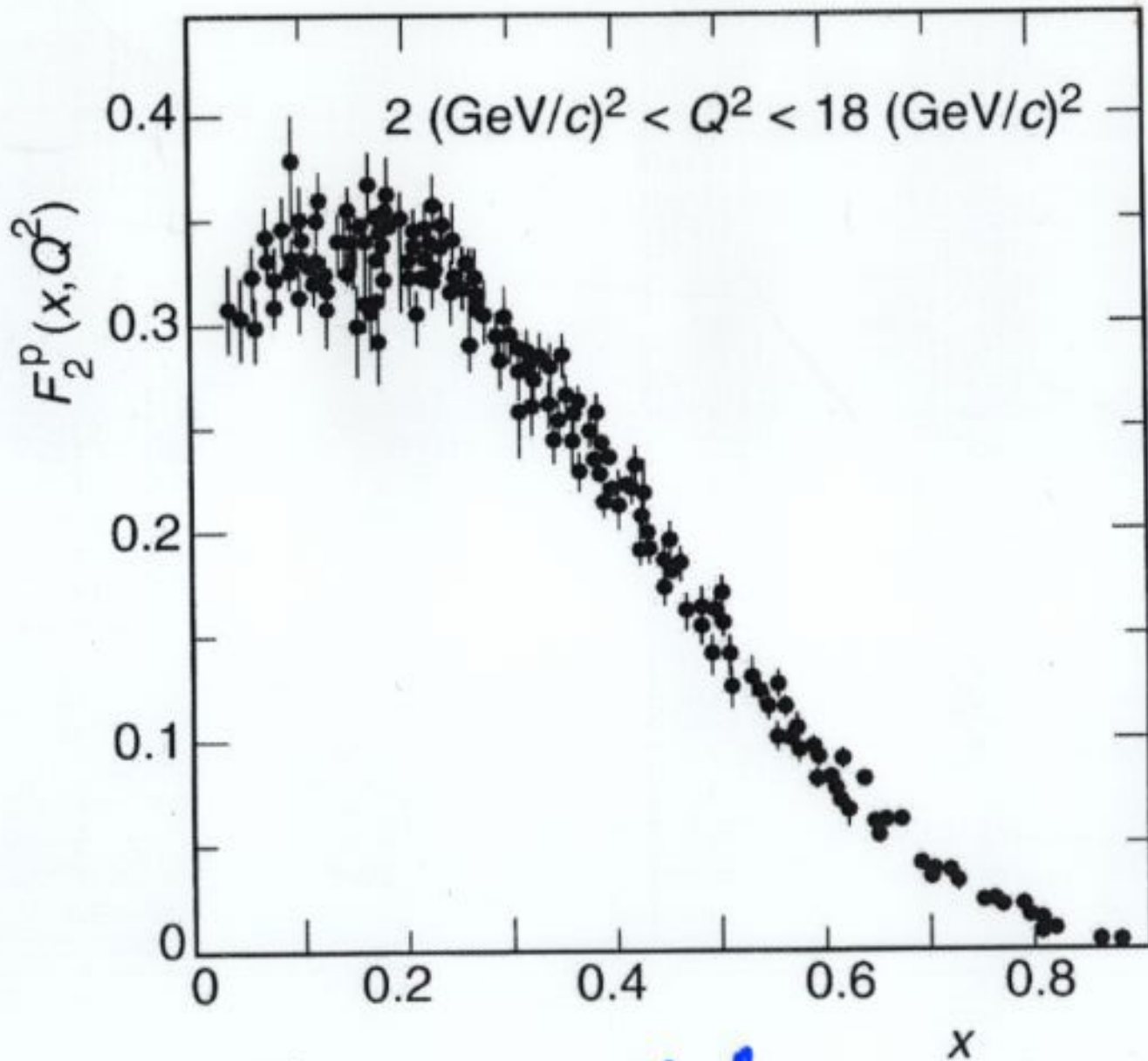
z.B. Graph $F_2^p(x, Q^2)$: $\sim$ unabhängig von Q^2 („Scaling“)

$\Rightarrow$ Strukturfunktion $\hat{=}$ Fouriertransformierte der Ladungsverteilung

$$F_2(Q^2) = \text{konst} \Leftrightarrow \text{Ladungsverteilung} = \delta\text{-Funktion}$$

$\Rightarrow$ Man streut an punktförmigen Konstituenten im Proton! 2-2

Strukturfunktion F_2 des Protons, $F_2(x)$ für



x unabhängig von Q^2 !

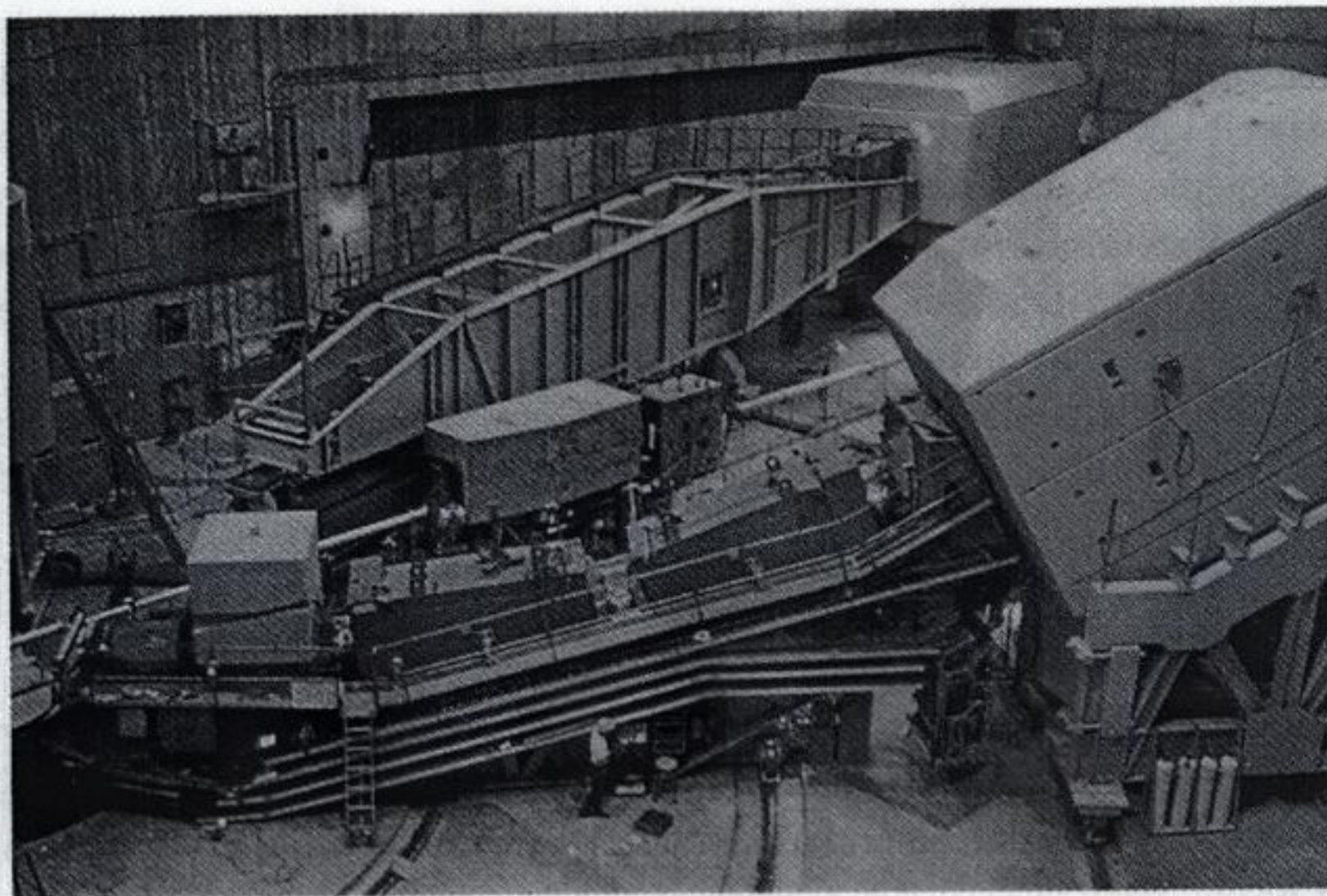


Fig. 32.1. The three spectrometers used in the MIT-SLAC experiments. In the foreground is the 8 GeV spectrometer, while the 20 GeV spectrometer is behind it; at the extreme left, the 1.6 GeV spectrometer is just barely visible.

Callan-Gross-Relation

Erinnerung: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Dirac Punkt Spin } 1/2} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot \left[1 + 2 \frac{Q^2}{4m^2c^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right]$

für elastische
Streuung an
Dirac Teilchen
mit Masse m

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

$= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}^* \cdot \left[\boxed{\frac{1}{\nu} F_2(x, Q^2)} + \boxed{\frac{2}{Mc^2} F_1(x, Q^2)} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$

bilde 

und vergleiche mit Dirac-Fall:

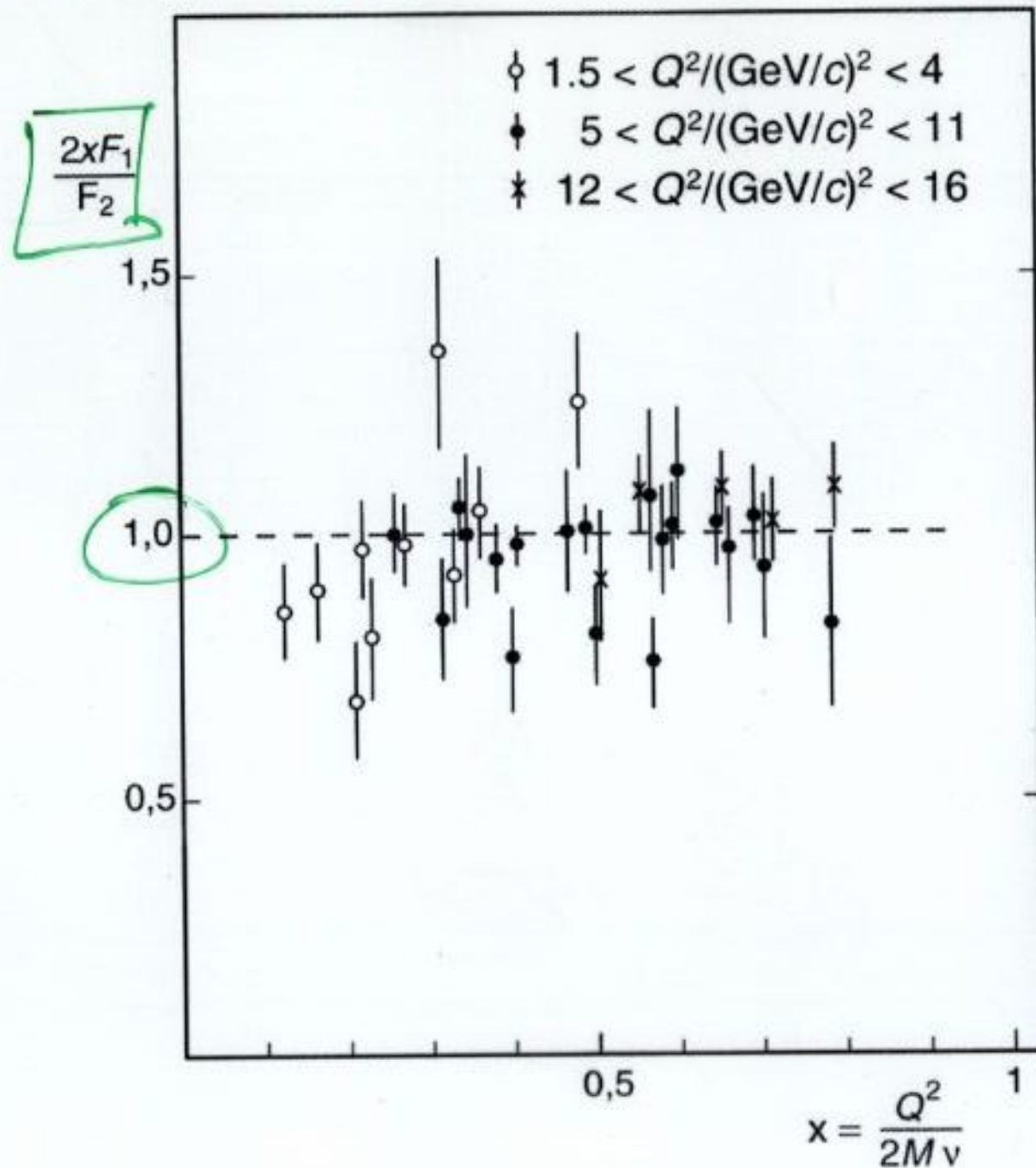
$$\frac{2W_1}{W_2} = \frac{2F_1/(Mc^2)}{F_2/\nu} = \frac{2F_1}{F_2} \cdot \frac{\nu}{Mc^2} = \frac{2Q^2}{4m^2c^2} \quad \text{mit } Q^2 = 2m\nu \Rightarrow m = \frac{Q^2}{2\nu} = x \cdot M$$

$$F_2 = \frac{4m^2c^2}{Q^2} \cdot \frac{\nu}{Mc^2} \cdot F_1 = \frac{4Q^2c^2\nu}{Q^2 4\nu^2 Mc^2} \cdot F_1$$

$$= \frac{Q^2}{M\nu} F_1 = 2x F_1$$

Falls man elastisch an punktförmigen Spin $1/2$ -Teilchen, streut,
sollte : $F_2(x) = 2x F_1(x)$ Callan-Gross-Beziehung

Experimentelle Überprüfung der Callan-Gross-Relation:



$F_2(x) \approx 2 \times F_1(x)$
 für Spin $\frac{1}{2}$ -
 Konstituenten

$\Downarrow$
 $\approx$ erfüllt!

Die punktförmigen
 Konstituenten der
 Nukleons haben
 Spin $\frac{1}{2}$

7.3

Parton-Modell

⇒ einfache Interpretation
der tief inelastischen ep-Streuung

- wähle geeignetes Bezugssystem
- vernachlässige transversale Impulse und Ruhemassen der Konstituenten
↳ longitudinale Impulse $\leftrightarrow$ Struktur des Nukleons (= Partonen)

„Partonen“ $\approx$ frei im Nukleon

heute: geladene Partonen = Quarks
neutrale Partonen = Gluonen

ep-Streuung = inkohärente Überlagerung von elastischen
Elektron-Parton-Wechselwirkungen

[Stoßnäherung, WW-Zeiten sind kurz, Teilchen im
Endzustand keine Interaktion]

Interpretation im „Breit-System“ : $x =$ Anteil des Vier-
(und Dreier-) Impulses
des Partons am
Gesamtimpuls des Protons

Auflösungsvermögen

$$\lambda = \frac{h}{|\vec{q}|}$$

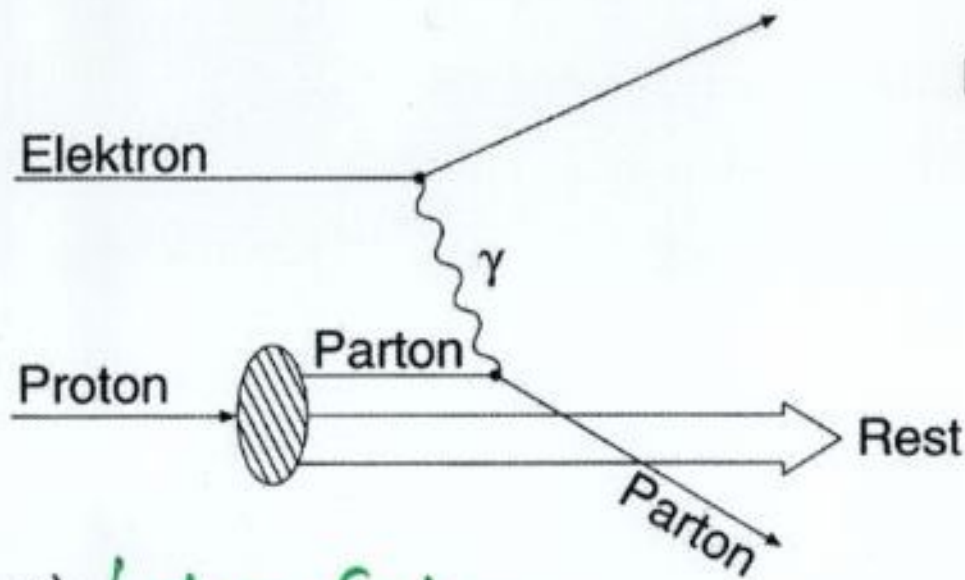
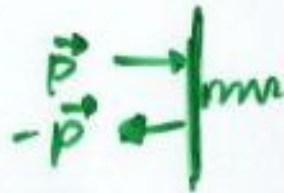
im Laborsystem: $\lambda_L = \frac{h}{\sqrt{v^2/c^2 + Q^2}} \approx \frac{hc}{v} = \frac{2M \times hc}{Q^2}$

im Breit-System: $\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{Q^2}}$ ~~///~~

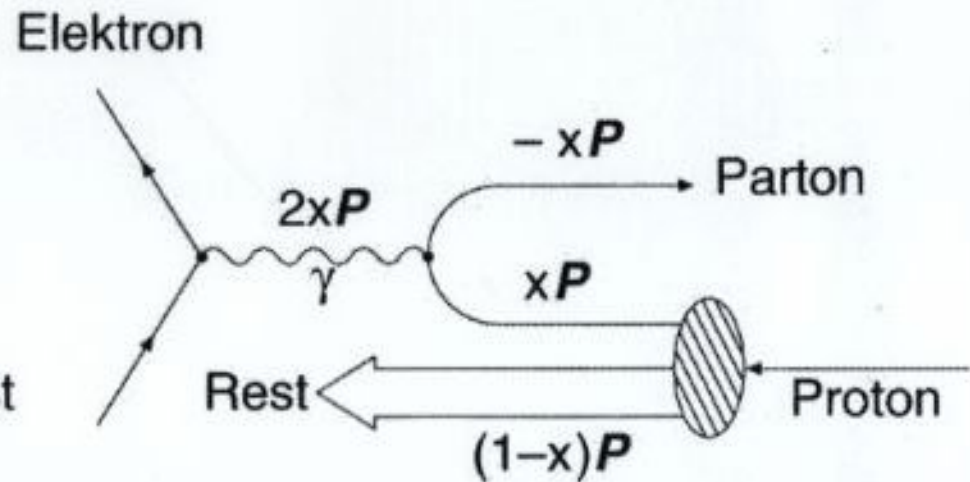
Breit-System = "brick wall frame"

Energieübertrag des virtuellen Photons = 0

Parton wird zurückgestreut wie an fester Wand



a) Labar-System



b) Breit-System: virtuelles γ überträgt nur Impuls, keine Energie

$$\tilde{q} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 2x\vec{P} \end{pmatrix}$$

anschaulich: $x = \frac{Q^2}{2Mv} \Rightarrow x =$ Bruchteil des Viererimpulses des Nukleons, der vom Parton getragen wird.

Strukturfunktionen im Partonmodell

Nukleon sei aus Quarktypen f aufgebaut, elektr. Ladung $z_f \cdot e$

WQ für e.m. Streuung $\propto z_f^2$

Proton: uud , Neutron: udd

Quantenzahlen durch „Valenzquarks“ gegeben.

Quarks haben Impulsanteile x

Verteilungsfunktion: $q_f(x) = \int \text{Zahl der Quarks mit Flavour } f \text{ im Impulsintervall } [x, x+dx]$

Neben Valenzquarks sind auch „Seequarks“ (virtuelle $q\bar{q}$ -Paare) im Nukleon vorhanden. $\bar{q}_f(x)$: Verteilungsfunktion von f -Antiquarks

Neutrale Konstituenten: Gluonen: $g(x)$

$\Rightarrow F_2(x) = \sum$ der mit x und z_f^2 gewichteten Impulsverteilungen (pro Nukleon)
[$F_2 \leftarrow W_2 \leftarrow$ elektrischer Anteil der WW]

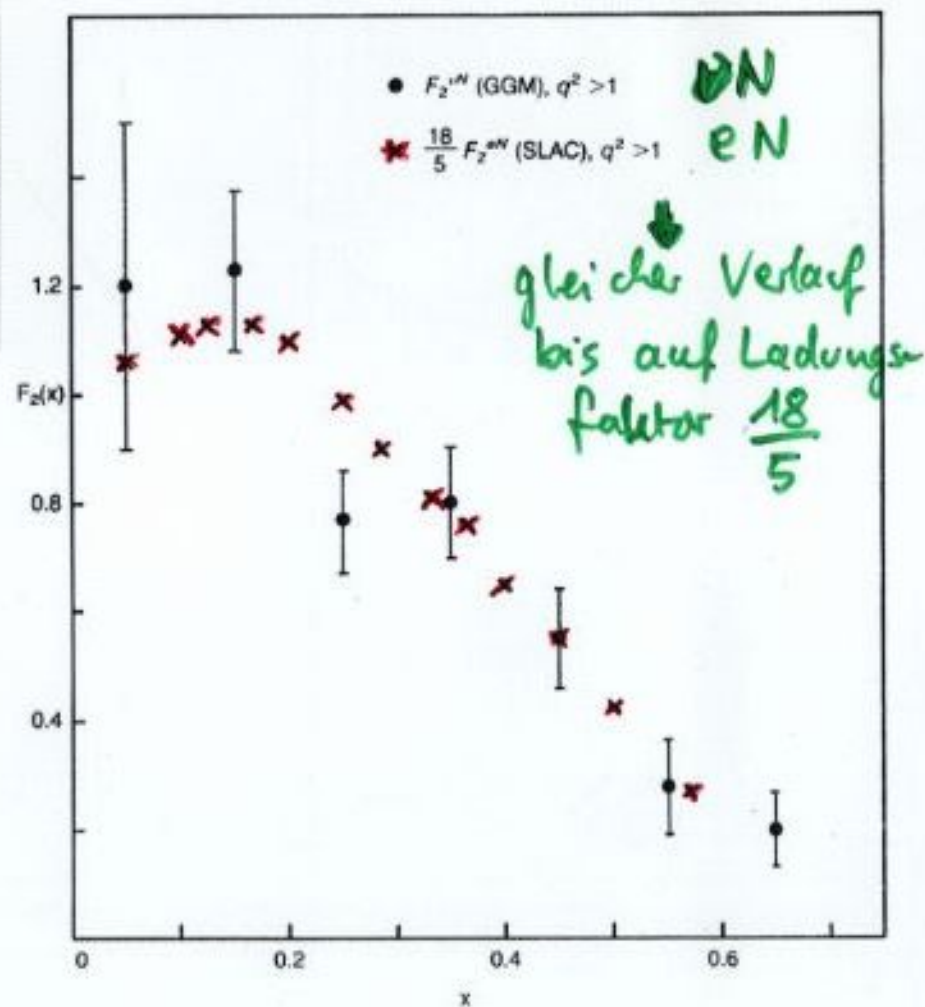
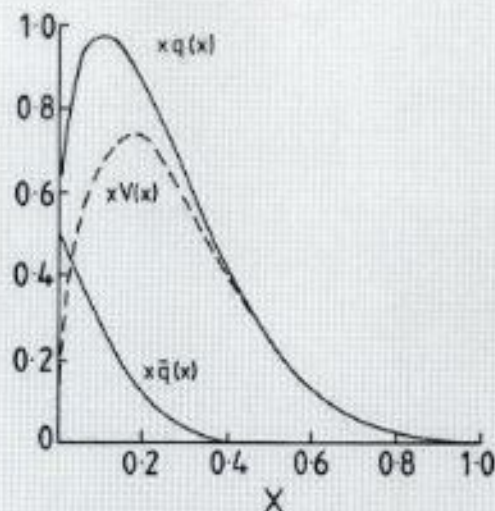
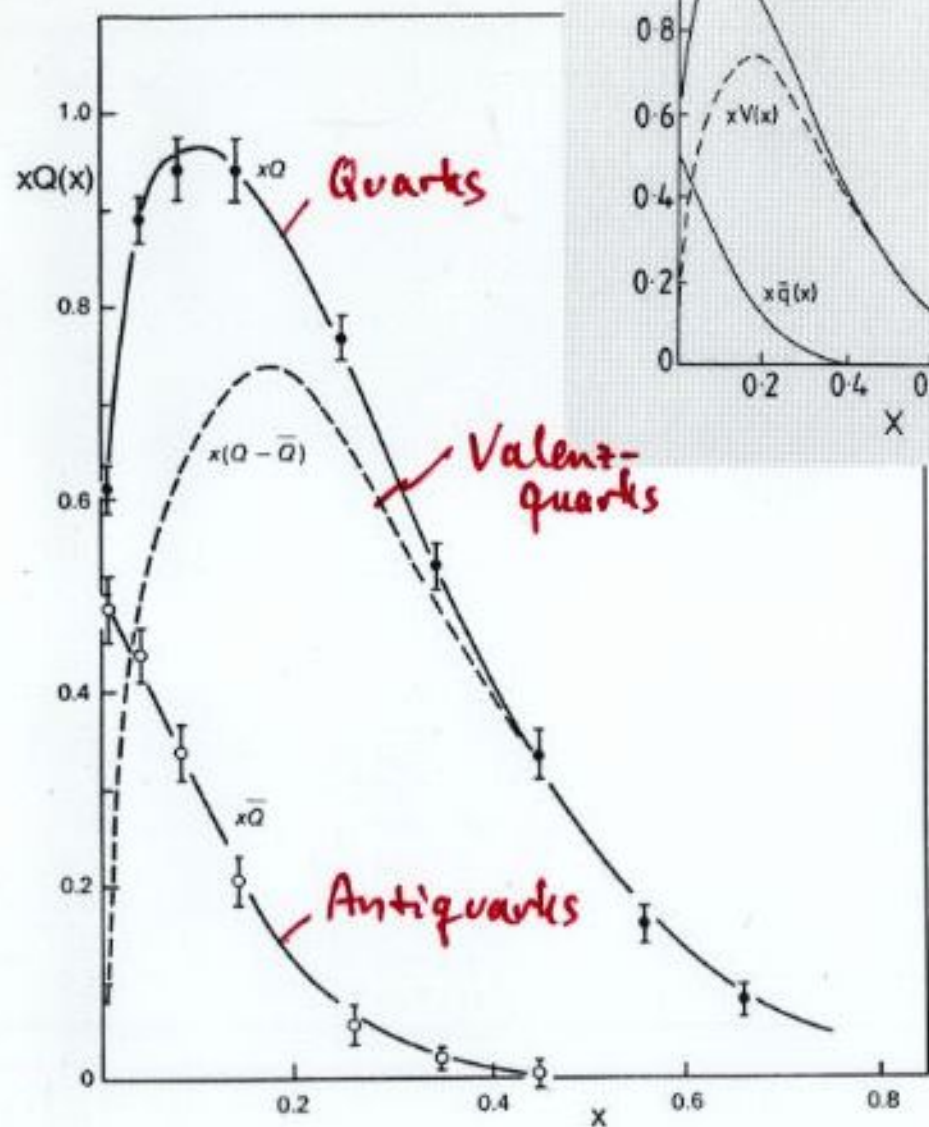
$$F_2(x) = x \cdot \sum_f z_f^2 \cdot (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \rightarrow F_2^p(x) \rightarrow F_2^D(x) = \frac{F_2^p(x) + F_2^n(x)}{2} = F_2^N(x)$$

Exp. Bestimmung aus Streuexp. an H, D, Kernen
mit e, μ oder ν (koppelt an schwache Ladung)

Auswirkungen des Kernverbands
EMC-Effekt
(unverstanden)



Resultate zu Strukturfunktionen
aus eN und νN -Streuung

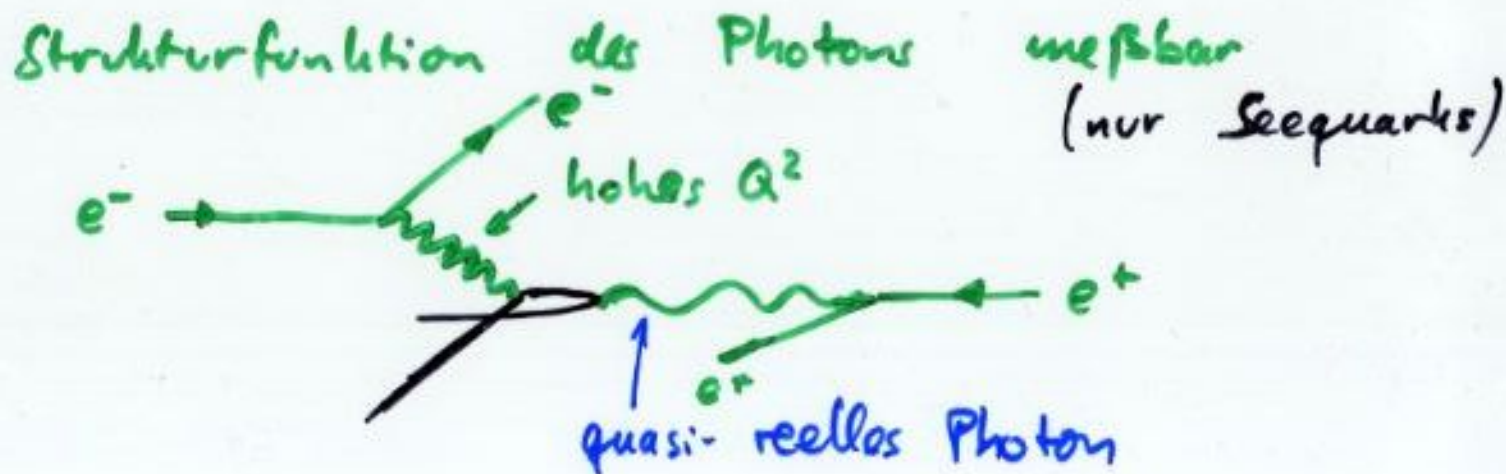


$$\int_0^1 F_2^{\nu N}(x) dx \approx \frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{eN}(x) dx \approx 0.5$$

⇒ ca. 50% des Nukleonen-Impulses wird von Teilchen getragen, die weder schwach noch elektromagnetisch wechselwirken.

→ Gluonen, $g(x)$

⇒ auch Spin-Strukturfunktionen
Gluon-Strukturfunktionen



EMC - Effekt: $F_2(\text{Ca}) / F_2(\text{D})$ ist nicht konstant
 Ursache und A-Abhängigkeit nicht verstanden

