

Angeregte Nukleonzustände – excited nucleon states

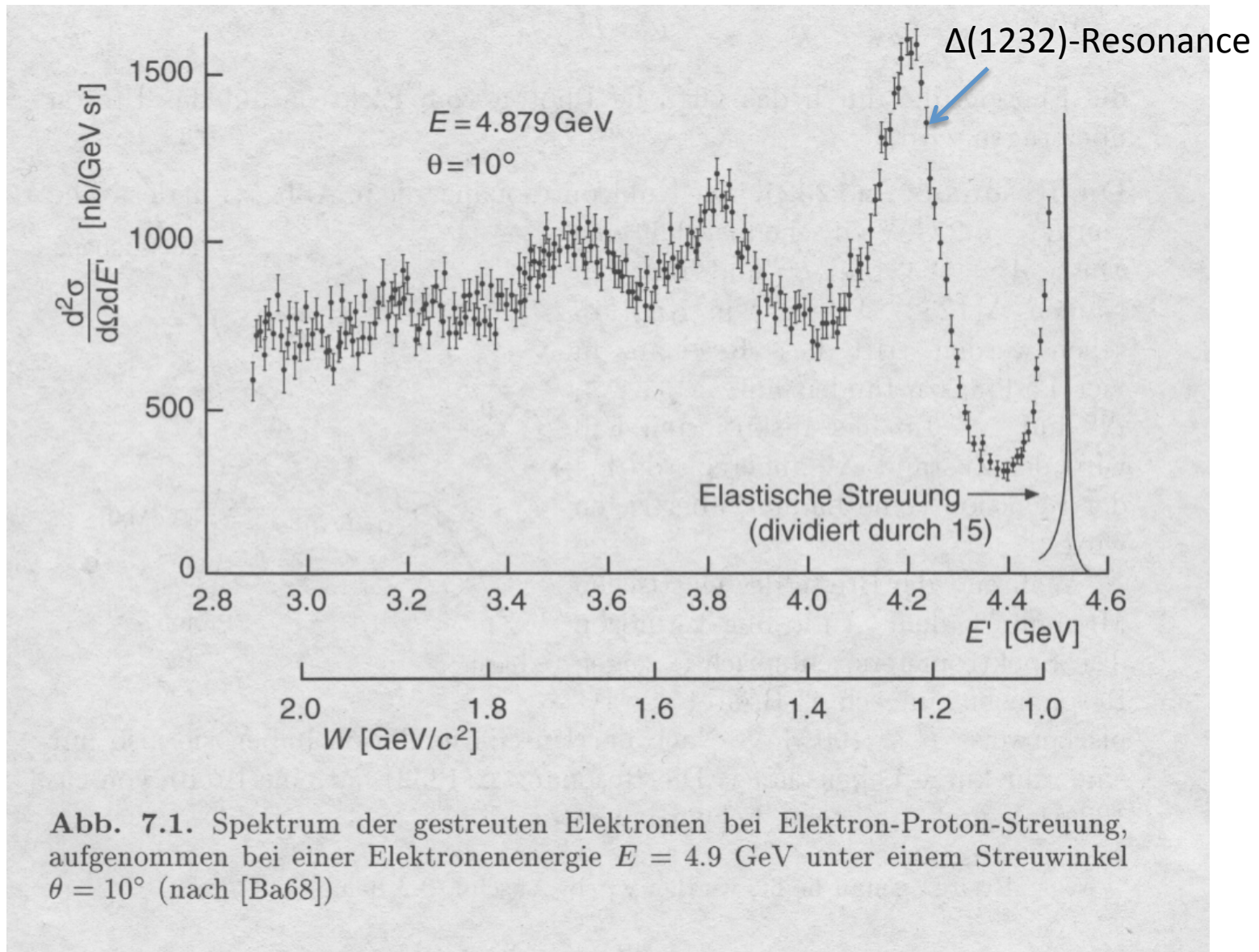
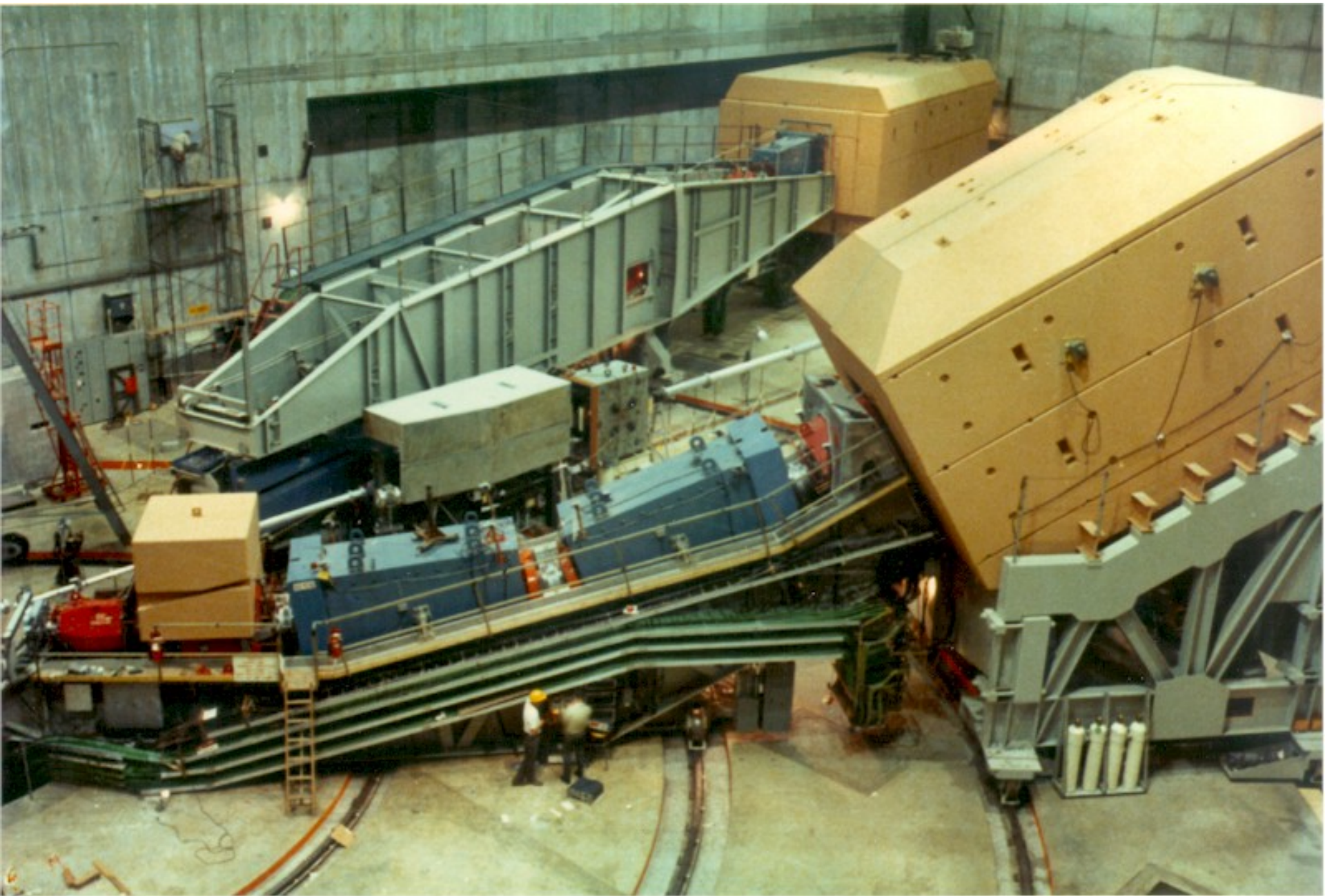


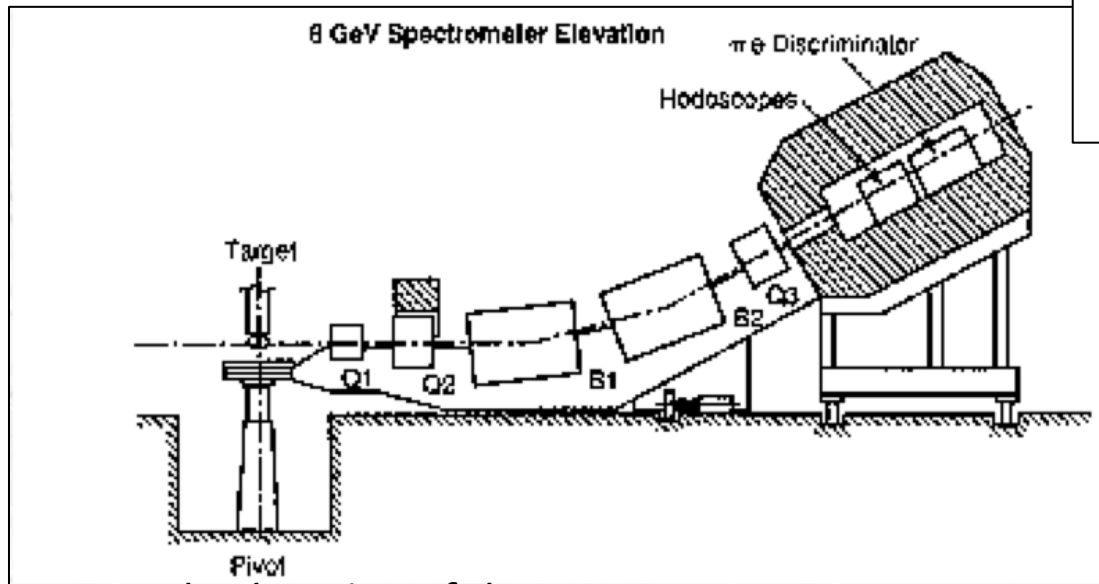
Abb. 7.1. Spektrum der gestreuten Elektronen bei Elektron-Proton-Streuung, aufgenommen bei einer Elektronenenergie $E = 4.9 \text{ GeV}$ unter einem Streuwinkel $\theta = 10^\circ$ (nach [Ba68])

(Aus Povh et al.)

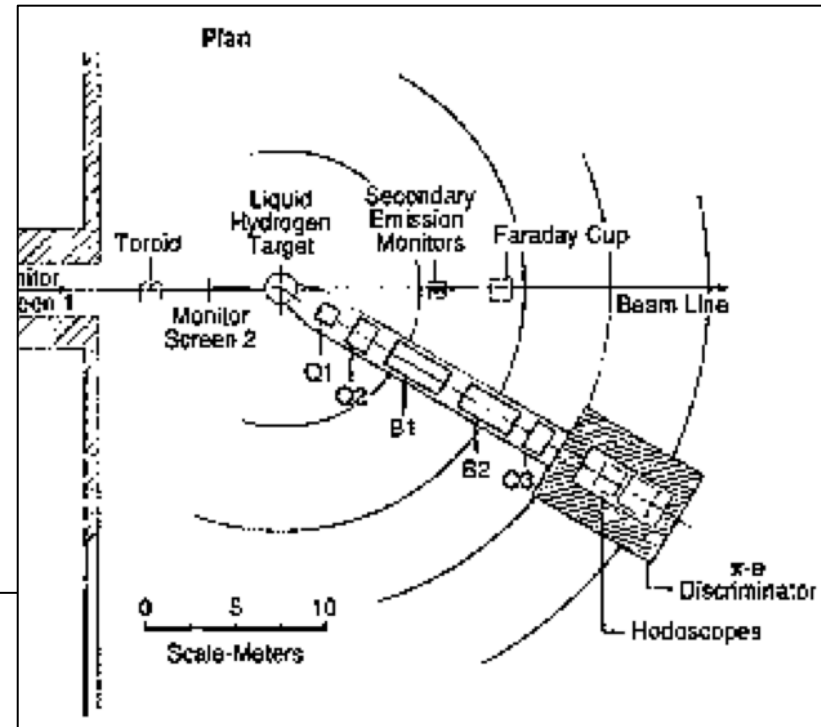
SLAC LINAC







Side elevation of the 8 GeV spectrometer. Magnets (B1, B2) bend scattered particles for momentum measurement.



Die Resonanz $\Delta(1232)$

" Δ -Resonanz"

①

Die Resonanz in Nähe $E' = 4,2 \text{ GeV}$ (Abb)

hat eine kleine invariante Masse $M = 1232 \text{ MeV}/c^2$

\Rightarrow wird Δ -Resonanz genannt

Resonanzen treten in vier Ladungszuständen Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 und Δ^- auf. Hier diskutiert Δ^+ , da kein keine Ladung übertragen wird.

Breite in Abb ist durch exp. Auflösung des Spektrometers gegeben.

Intrinsische Breite von Δ^+ ist $\Gamma(\Delta(1232)) \approx 120 \text{ MeV}$

$$\tau = \frac{h}{\Gamma} = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs}}{120 \text{ MeV}} \approx 5.5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$$

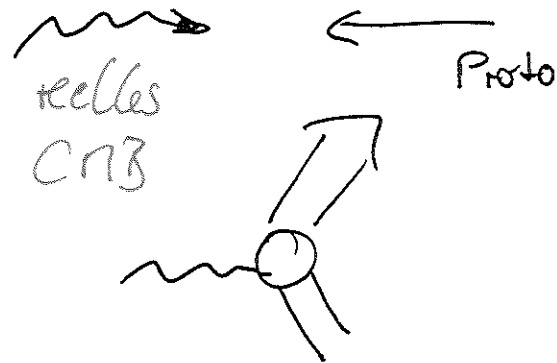
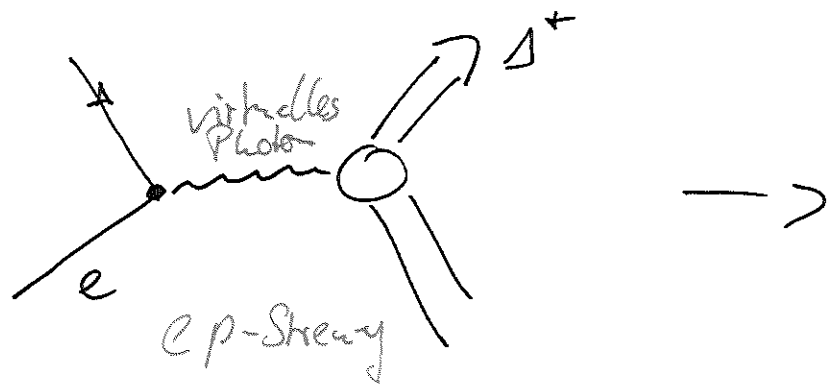
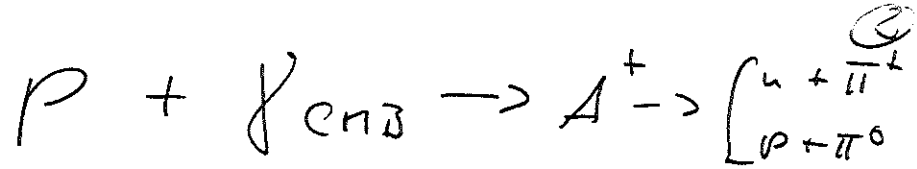
typische Zeitskala d. starken WW

Zerfall der Δ^+ Resonanz:

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$$
$$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$$

(Erklärung)

Eriunng GZK-Cutoff :



Kescentij : Photon - Pion Produktionschwelle

$$E_p \approx 10^{20} \text{ eV}$$

=> Größe der $\approx 3 \text{ Mpc}$ (opaque)

Zentrum d. Galaxie 8.3 kpc

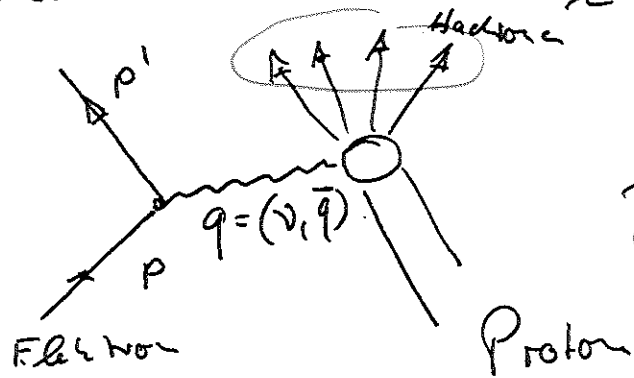
nächste Radio Quelle (Cent. A) $\approx 3 \text{ Mpc}$

Weglänge

$\approx 22 \text{ Mpc}$

Struktur für Lithone

Für invariante Masse $W \gtrsim 2.5 \text{ GeV}/c^2$



„inclusive Prozesse“:

lepton-nucleon Streuung in DIS
mit hohem Impulsübertrag q
ohne Einschränkungen auf
Art der Zerfallprodukte
↑
End-

$W \gtrsim 2.5 \text{ GeV}/c^2$

\Rightarrow - keine einzelne Resonanzen

- viele zusätzliche stark WW Teilchen
(Hadronen)

Im inelastischen Fall: Strukturfunktion W_1 u. W_2
(anstatt Formfaktor)

Bei elastischer Streuung: wird vorgegeb. Energie $E \Rightarrow$ nur eine
freie Parameter
z.Bsp vorgeg. Winkel Θ , kann aufgrund
d. Kinematik Q^2 , Energieübertrag
 $\nu = E - E'$ etc. bestimmt

$$\text{Wegen } W = M \quad (\text{elast. Fall})$$

$$W^2 c^2 = M^2 c^2 + 2Mv - Q^2$$

$$\Rightarrow 2Mv - Q^2 = 0$$

Bei inelastischer Streuung kommt mit kinetischer Energie des Protons ein weiterer Freiheitsgrad dazu.

\Rightarrow bei inelast. Streuung: Strukturfunktion (und WQ)
Funktion zweier unabhängiger Parameter z. Bsp (E', θ)
oder (Q^2, ν)

$$\text{Wegen } W > M \text{ gilt } 2Mv - Q^2 > 0$$

Anstelle d. Rosenbluth-Formel erhält man WQ

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

Ersten tief inelastischen Streuprozesse unter ca. 1960 am SLAC
(Stanford Linear Accelerator) mit max. 25 GeV Energie

(Abb. 5.11 Skizze)

⑤

Q^2 -Abhängigkeit im Gegensatz zu starren Abfall

$$|G^{\text{Dipol}}|^2 \propto \frac{1}{Q^2} \quad \left(G(Q^2) = \frac{1}{\left(1 - \frac{Q^2}{M}\right)^2} \right)$$

bei elastischer Streuung

bei inelastischer Streuung: $\Rightarrow W_1, W_2$ für feste Werte d. invarianten Masse, hängen dann von Q^2 ab!

Bjorken'sche Skalenvariable

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2Mv}$$

Dimensionslose Größe ist ein Maß für die Inelastizität des Prozesses

Bei elastischer Streuung gilt $W = M \Rightarrow 2Mv - Q^2 = 0$

$$\Leftrightarrow x = 1$$

bei inelast. Prozesse gilt $W > M \Rightarrow 2Mv - Q^2 > 0$

$$\Leftrightarrow 0 < x < 1$$

Anstatt dimensionsbehafteter Strukturfunktion

$W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$ werden reines dimensionslose Strukturfunktion genannt:

$$\overline{F}_1(x, Q^2) = \nu c^2 W_1(Q^2, \nu)$$

$$\overline{F}_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu)$$

Aus WQ wird $\overline{F}_1(x, Q^2)$ und $\overline{F}_2(x, Q^2)$ extrahiert

$\overline{F}(x, Q^2)$ hängt für feste Wert von x nicht bzw.

schwach von Q^2 ab (Abb) $\Rightarrow \overline{F} \approx \text{const} \Rightarrow$ punktförmige

Konstituenten

Experimentelle Beobachtung: Nukleone besteht aus
Unterstruktur aus punktförmige //
Konstituenten

Zunächst werden diese Konstituenten als Partonen bezeichnet und später mit Quarks und Gluonen identifiziert.

Anregungsspektren in DIS Elektron-Nukleon-Streuung

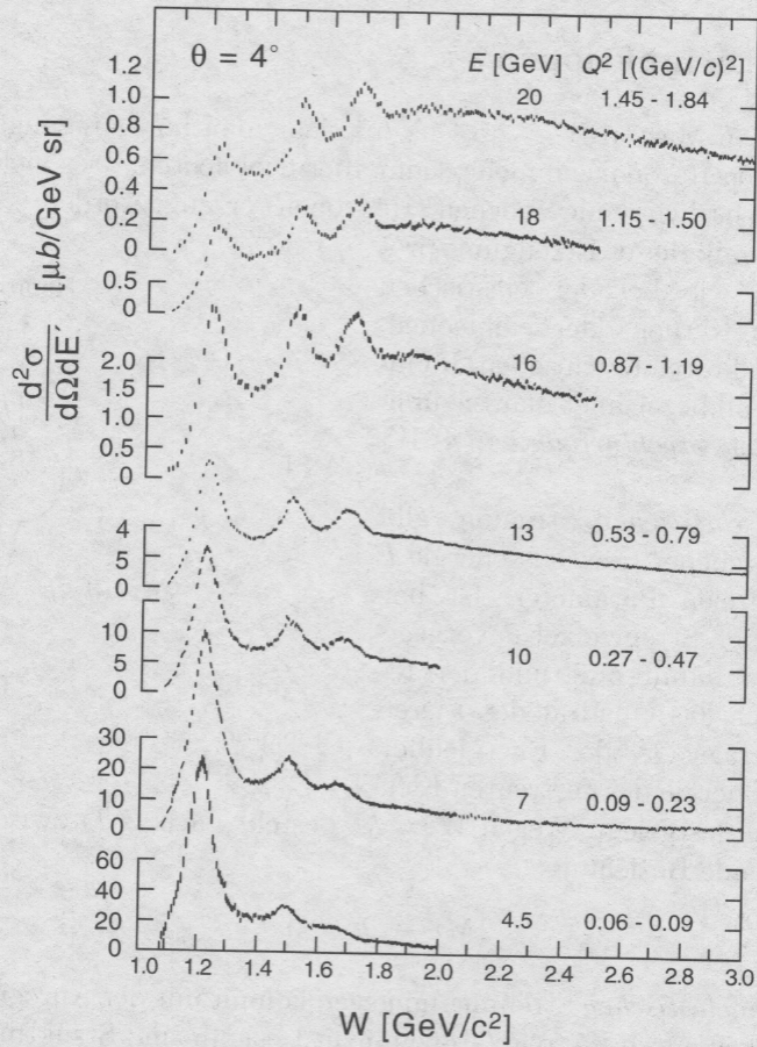


Abb. 7.2. Elektron-Proton-Streuung: gemessene Anregungsspektren in der tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung als Funktion der invarianten Masse W [St75]. Man beachte die unterschiedlichen Skalen an der Ordinatenachse. Die Messungen wurden bei einem festen Streuwinkel von $\theta = 4^\circ$ durchgeführt. Mit zunehmender Einfallenergie E wächst der mittlere Q^2 -Bereich der Daten. Während insbesondere die erste Resonanz ($W = 1.232 \text{ GeV}/c^2$) immer weniger ausgeprägt wird, nimmt das Kontinuum ($W \gtrsim 2.5 \text{ GeV}/c^2$) nur geringfügig ab.

Inelastische Elektron-Proton-Streuung: schwache q^2 Abhängigkeit ist Hinweis auf punktförmige Konstituenten

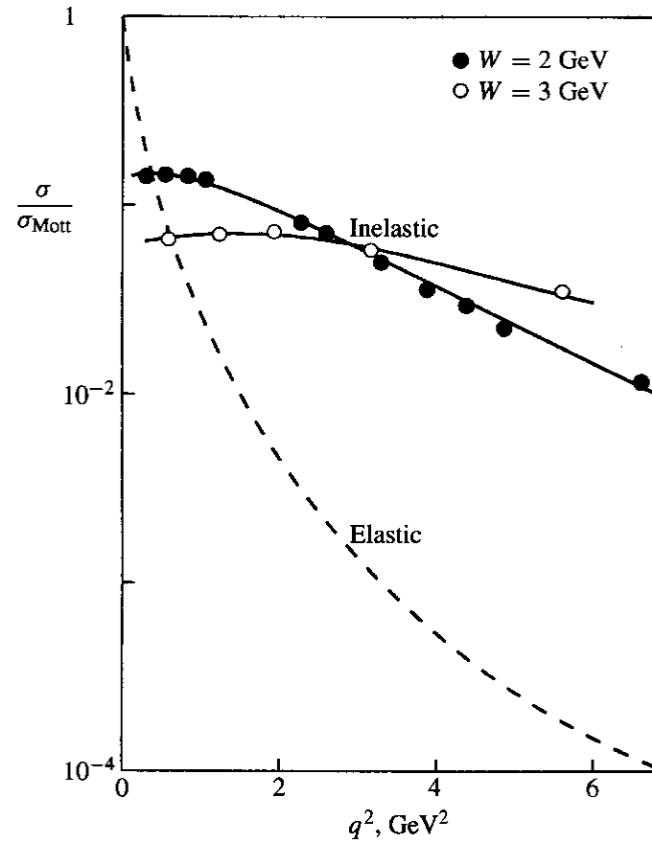


Fig. 5.11. Early SLAC measurements of the inelastic electron–proton scattering cross-section divided by the Mott (pointlike) cross-section, for two values of the invariant mass W of the hadronic final state. The ratio is seen to be only weakly q^2 -dependent, in contrast with the strong q^2 dependence of the elastic scattering process, taken from Figure 5.9.

(7)

\overline{F}_1 ruht von der magnet. WW her und verschwindet bei Streuung an Spin-0 Teilchen. Für Dirac-Teilchen mit Spin- $\frac{1}{2}$ kann man zeigen, dass Callan-Gross-Beziehung

$$2 \times \overline{F}_1(x) = \overline{F}_2(x) \quad \text{gilt} \quad (\text{Übungsaufgabe})$$

$$\frac{2 \times \overline{F}_1(x)}{\overline{F}_2(x)} \approx 1$$

Wenn exp. bestätigt \Rightarrow punktförmige Konstituenten des Nucleon haben Spin $\frac{1}{2}$

(Abb.)

Infinite-Momentum-frame : Massen d. Protons kann vernachlässigt werden

$$P = (|P|, \underbrace{p, 0, 0}_{\text{transversal Impuls } p_T})$$

Callan-Gross-Beziehung

$$2xF_1(x) = F_2(x):$$

Konstituenten des Nukleons haben Spin 1/2

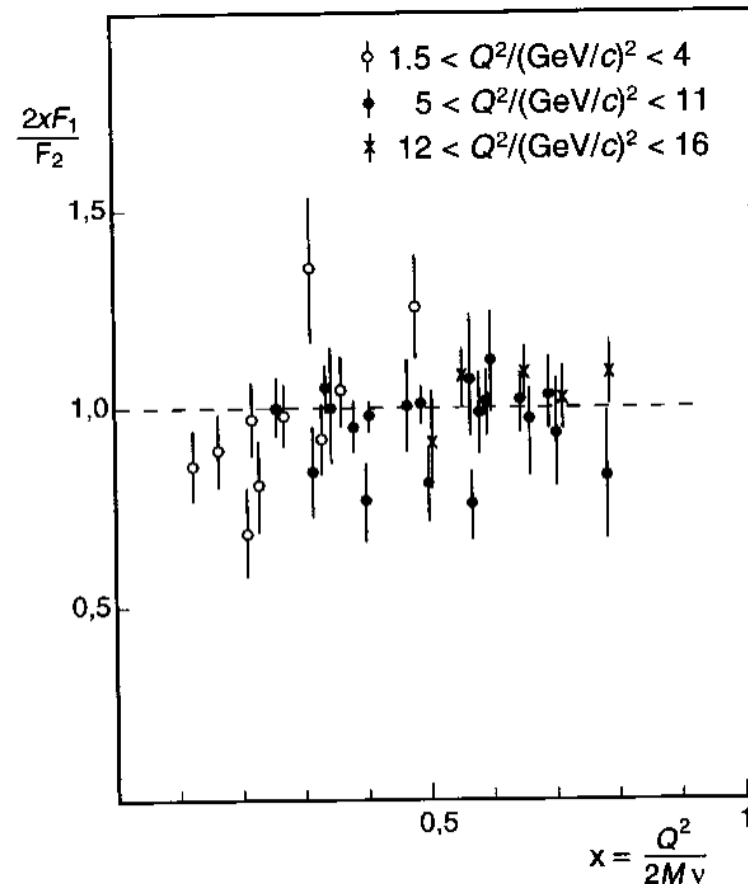


Abb. 7.5. Verhältnis der Strukturfunktionen $2xF_1(x)$ und $F_2(x)$. Die Daten stammen aus Experimenten am SLAC (nach [Pe87]). Wie man sieht, ist der Quotient etwa konstant Eins.

Elektron-Parton Kollision

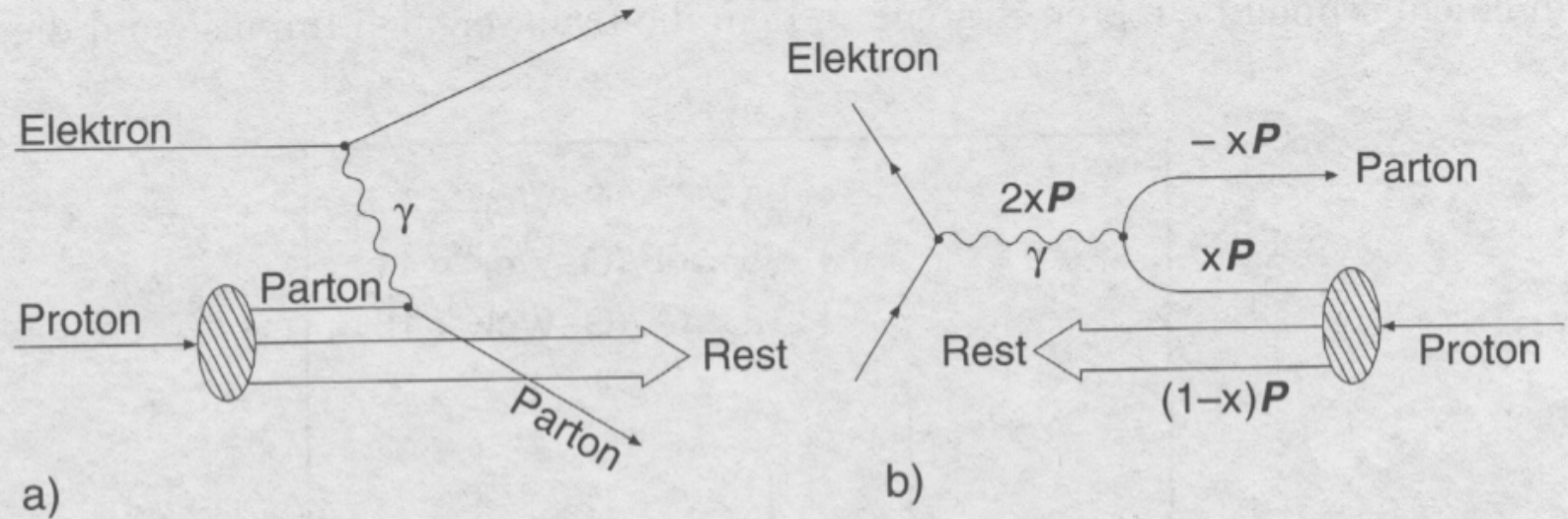


Abb. 7.6. Schematische Darstellung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung im Partonmodell im Laborsystem (a) und einem schnell bewegten System (b). In dieser Skizze haben wir eine Darstellung in zwei Ortsdimensionen gewählt; die Pfeile geben die Impulsrichtungen an. Skizze (b) stellt den Streuprozess im Breit-System dar, in dem der Energieübertrag des virtuellen Photons Null ist. Der Impuls des getroffenen Partons kehrt sich daher um, bleibt im Betrag aber unverändert.

Elektron-Parton Kollision

5.7 Deep inelastic scattering and quarks

159

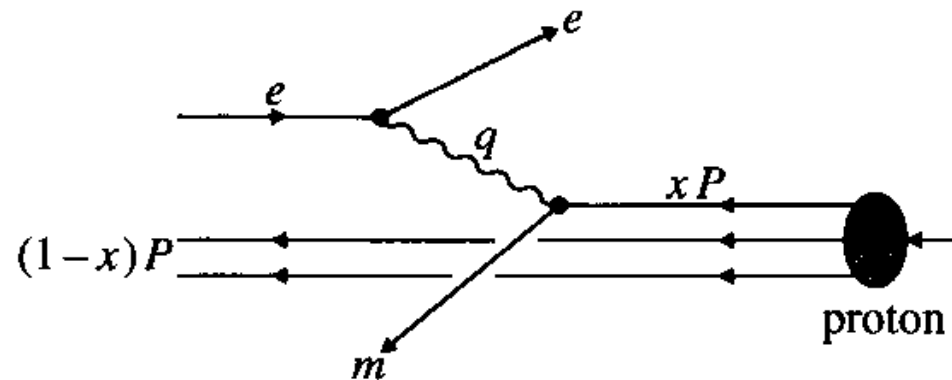
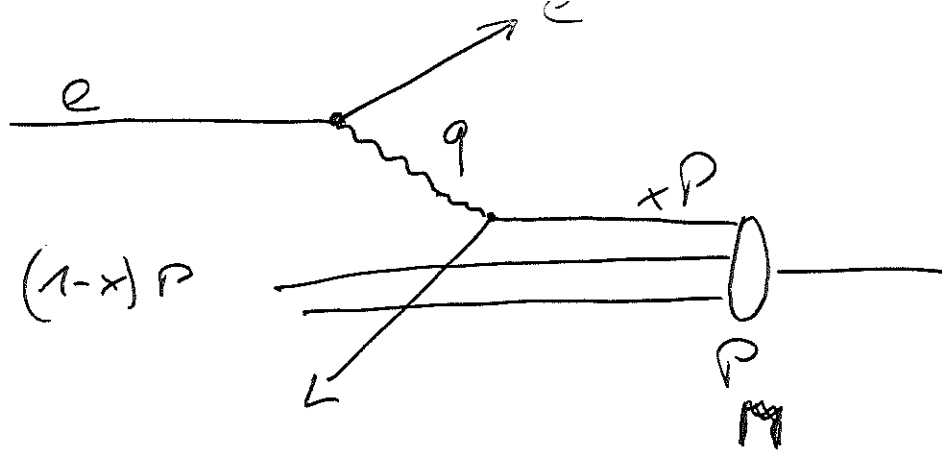


Fig. 5.12. Electron-parton collision via single-photon exchange, seen in the infinite-momentum frame of the target proton.



4-Impuls P
 xP , $0 < x < 1$
 $\sum xP = P$

(8)

Annahme, daß ein Parton mit Masse m elastisch an Lepton streut und dessen Impuls q absorbiert

$$\Rightarrow (xP + q)^2 = m^2 c^2 \approx 0$$

$$x^2 P^2 + q^2 + 2xPq \approx 0$$

$$\text{für } x^2 P^2 \approx x^2 m^2 \ll q^2$$

$$\Rightarrow x = \frac{-q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2Pq} \quad (= \text{Bjorken'sche SkalenvARIABLE})$$

Ausdrückliche Identifizierung d. Bjorken'sche SkalenvARIABLE:

"Bruchteil des Viererimpulse des Protons, der von einem Parton getragen wird"