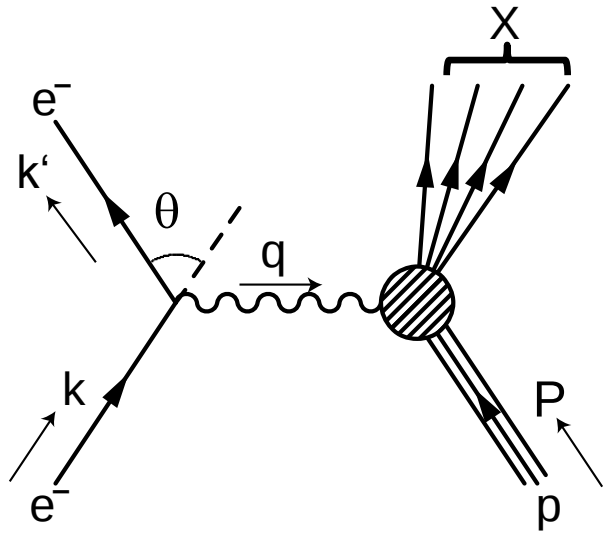


Formfaktoren, Strukturfunktionen, tiefinelastische Streuung, Partonmodell



$$e^- + p \rightarrow e^- + X$$

(z.B. im Labor: $P = (m_p, 0, 0, 0)$)

$$q \equiv (k - k'), \quad k' = (E', k')$$

Lorentz-Invariante:

$$Q^2 = -q^2, \quad \nu = (E - E') = \frac{q \cdot P}{m_p}$$

d.h: Energie E' und θ reichen aus um den auslaufenden Vierer-Impuls zu beschreiben

Für $Q^2 \rightarrow \infty \Rightarrow \nu \rightarrow \infty$ Streuzentrum wird zum Punkt
(knock-on Reaktion)

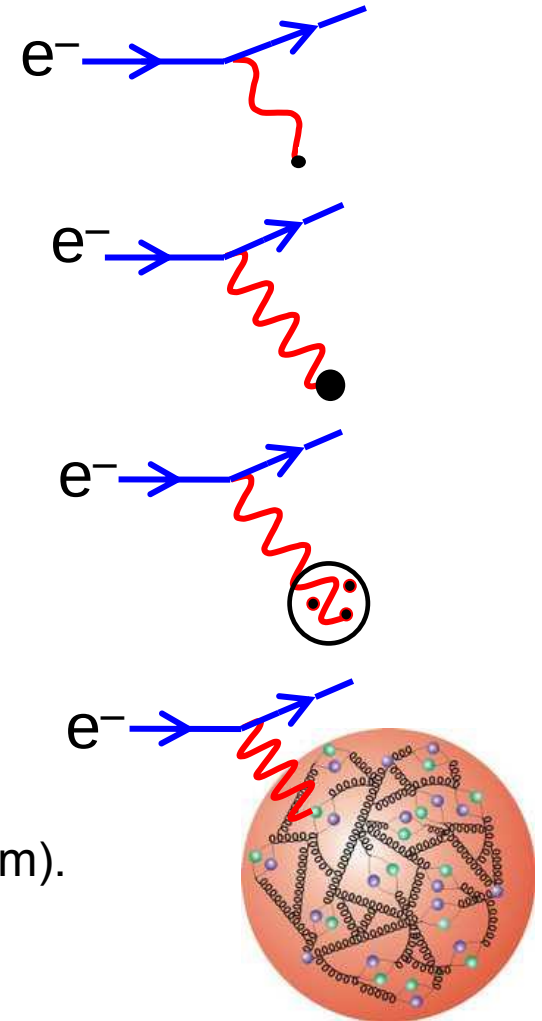
Bjorken-x Variable:
$$x = \frac{Q^2}{2m_p \cdot \nu} = \frac{Q^2}{2q \cdot P} = \frac{Q^2}{2q} \text{ pro } P$$

Gleich dem auf das Streuzentrum übertragenen Impuls pro Gesamtimpuls, oder der Impulsanteil des Streuzentrums im Proton (= 1 bei elast. Streuung).

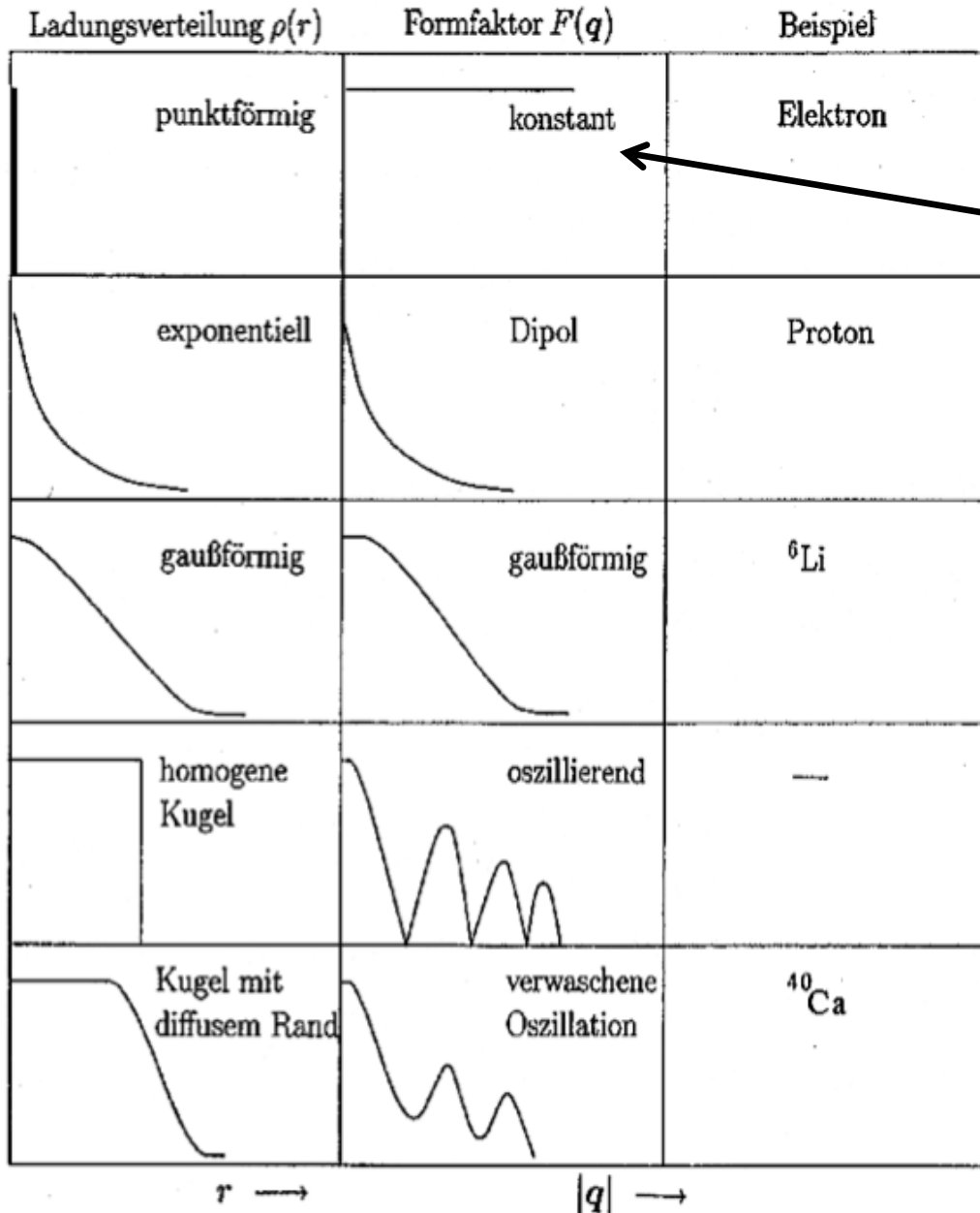
e-p Streuung

In der $ep \rightarrow ep$ Streuung ist die Struktur der WW des virtuellen Photons mit dem Proton abhängig von der Wellenlänge

- ♦ At **very low** electron energies $\lambda \gg r_p$
the scattering is equivalent to that from a “point-like” spin-less object
- ♦ At **low** electron energies $\lambda \sim r_p$
the scattering is equivalent to that from a extended charged object
- ♦ At **high** electron energies $\lambda < r_p$:
the wavelength is sufficiently short to resolve sub-structure. Scattering from constituent quarks
- ♦ At **very high** electron energies $\lambda \ll r_p$
the proton appears to be a sea of quarks (and gluons – though electrons don’t see them).



Ladungsverteilung & Formfaktor

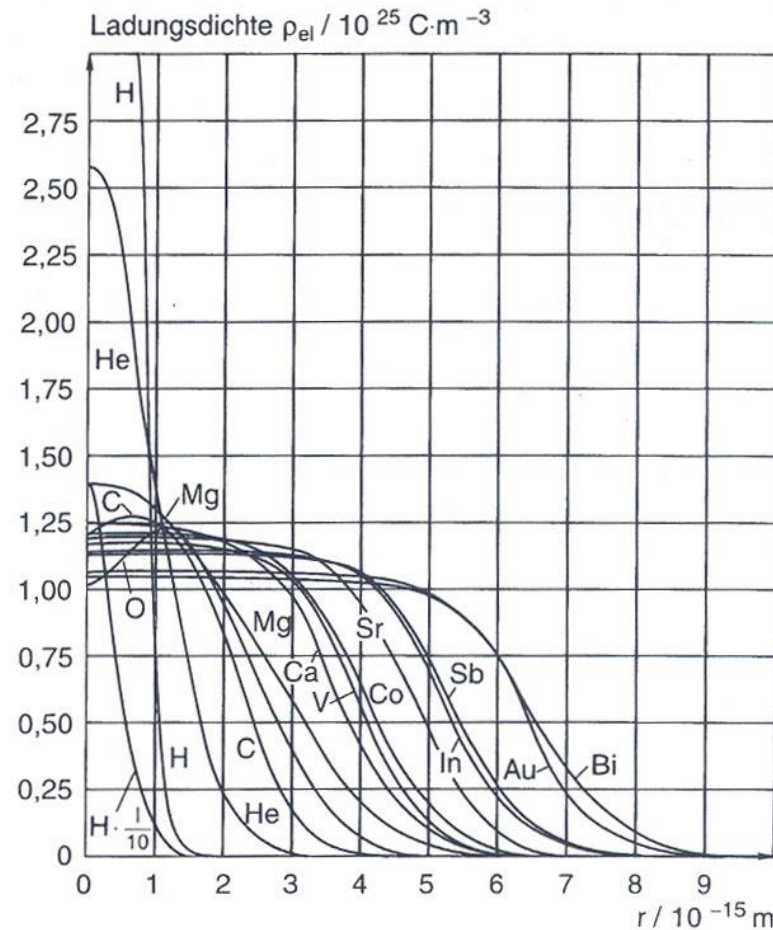
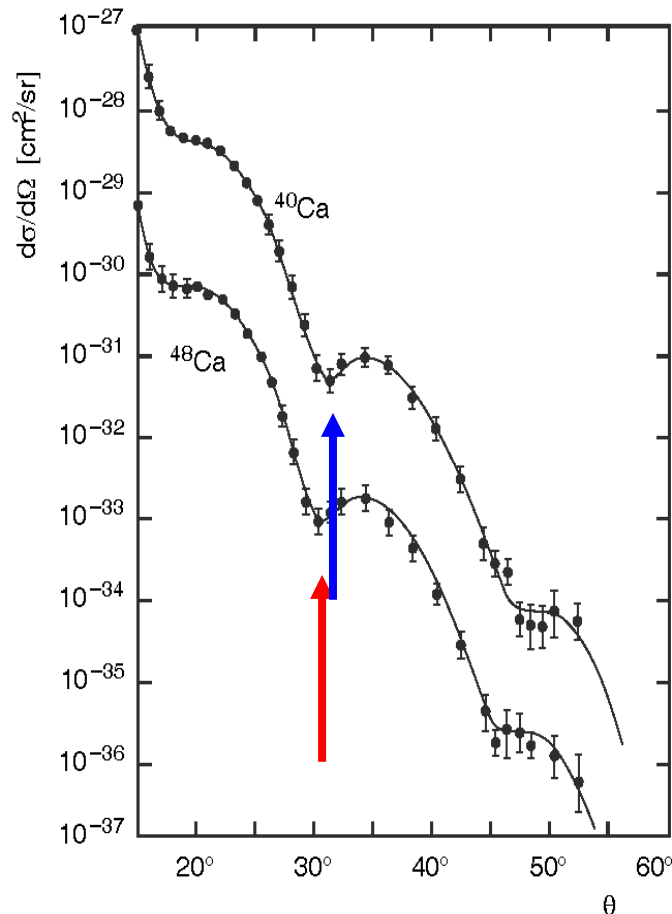


das wird später wichtig

$F(q)$ ist Fouriertransformierte von $\rho(r)$

- im Fall der Ladungsvtlg
- oder im Fall der Massenvtlg
- oder generell von der Struktur des Streuzentrums

Radiale Ladungsdichteverteilungen



!!!!
Nicht identisch mit
Massenverteilung

$$\rho(R) = \begin{cases} \frac{4}{3} \pi R^3 & \text{für } R \leq R_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$f(qR) = 3(qR)^{-3} (\sin qR - qR \cos qR)$$

(Hinweis: bei konstantem qR sind die Minima alle „aligned“)

Elementare Wirkungsquerschnitte

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \left(\frac{Z_1 Z_2 \alpha}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\Theta/2)}$$

Proj. Spin 0, Punkt-Teilchen, $m_T = \infty$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \frac{E'}{E} \left[1 - \beta^2 \sin^2(\Theta/2)\right]$$

Proj. Spin 1/2, Punkt-Teilchen, m_T endl.
Target-Spin 0

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} |F(Q^2)|^2$$

Proj. Spin 1/2, ausged. Teilchen, m_T endl.
Target-Spin 0

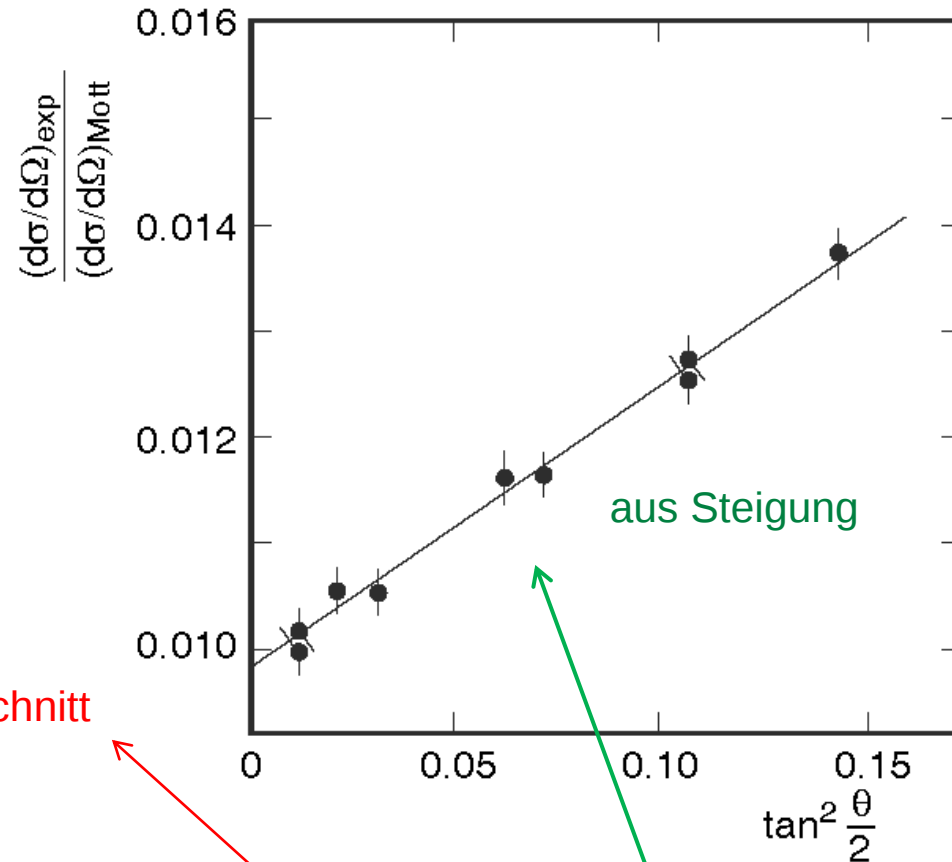
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2} \tan^2 \Theta/2\right)$$

elast. Streuung
Proj. Spin 1/2, Punkt-Teilchen, m_T endl.
Target-Spin 1/2 (Nukleon)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \times \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_N^2} G_M^2(Q^2)}{1 + \frac{Q^2}{4m_N^2}} + \frac{Q^2}{2m_N^2} \tan^2 \Theta/2 \right)$$

ausgedehnte Nukleonen
(magn. & elektr. Formfaktoren
 G_E und G_M)

Bestimmung von $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$

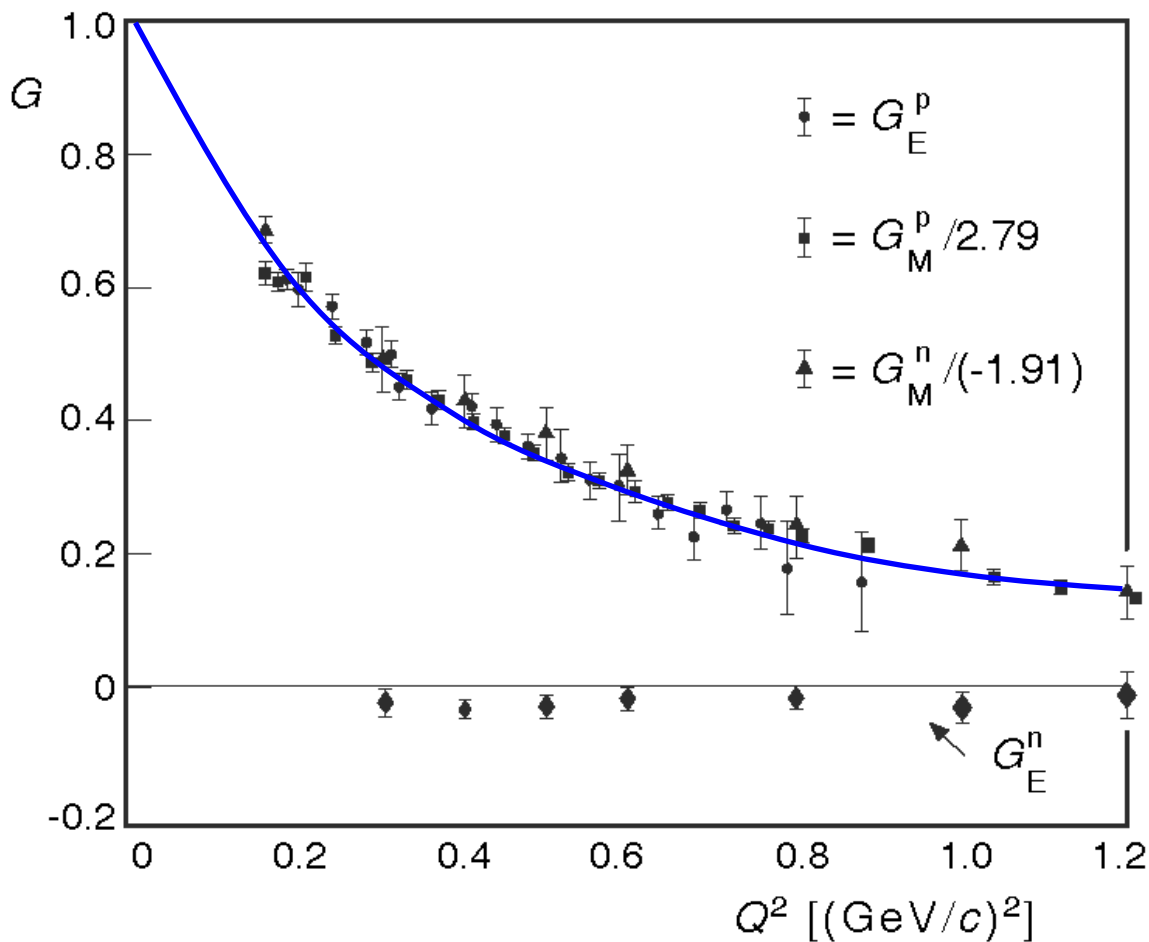


aus Achsenabschnitt

aus Steigung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Ruth}} \times \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_N^2} G_M^2(Q^2)}{1 + \frac{Q^2}{4m_N^2}} + \frac{Q^2}{2m_N^2} \tan^2 \Theta/2 \right)$$

Formfaktor des Nukleons

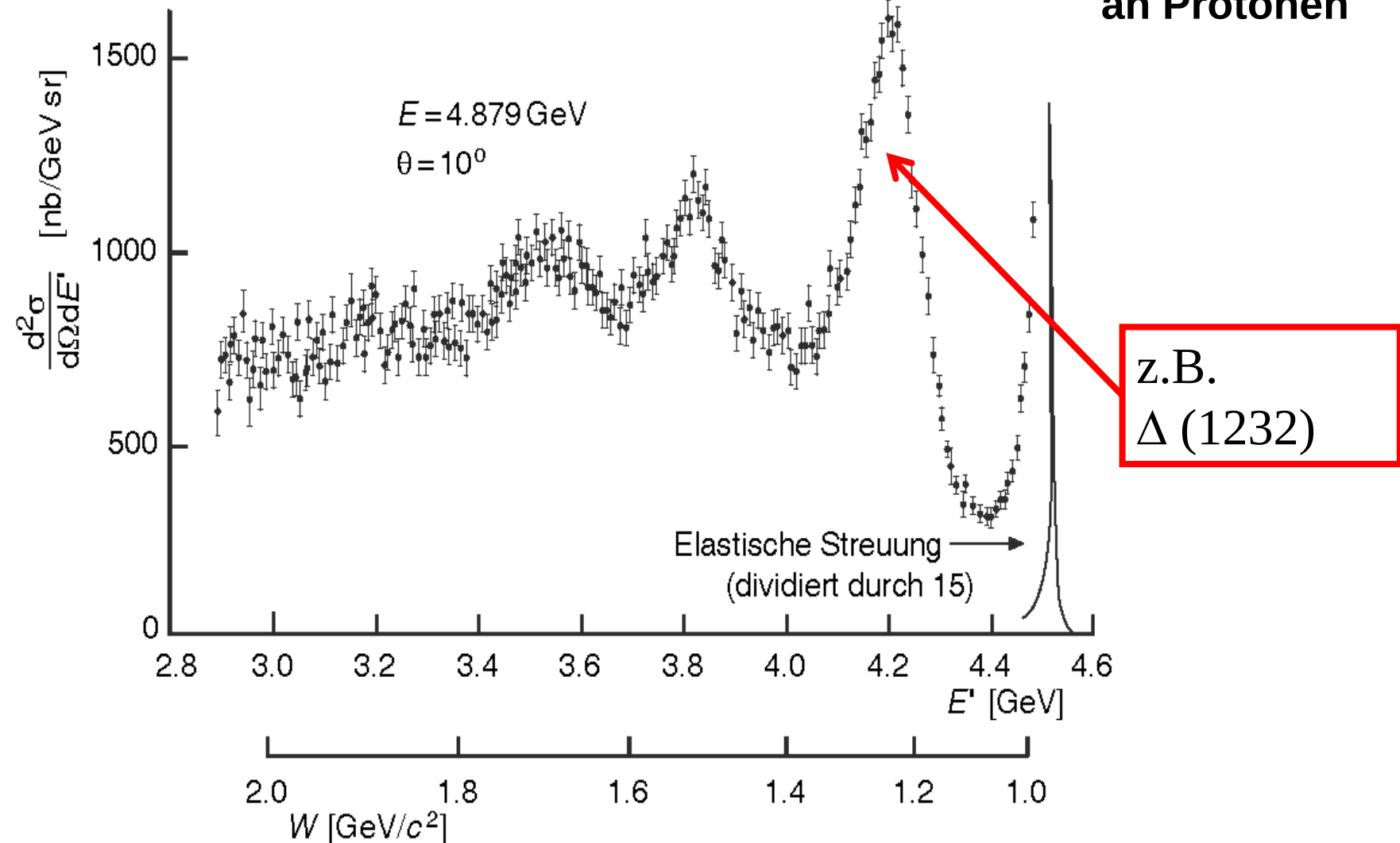


G kann in einer Dipol-Form
Parametrisierung angegeben
werden (fast modellunabhängig)

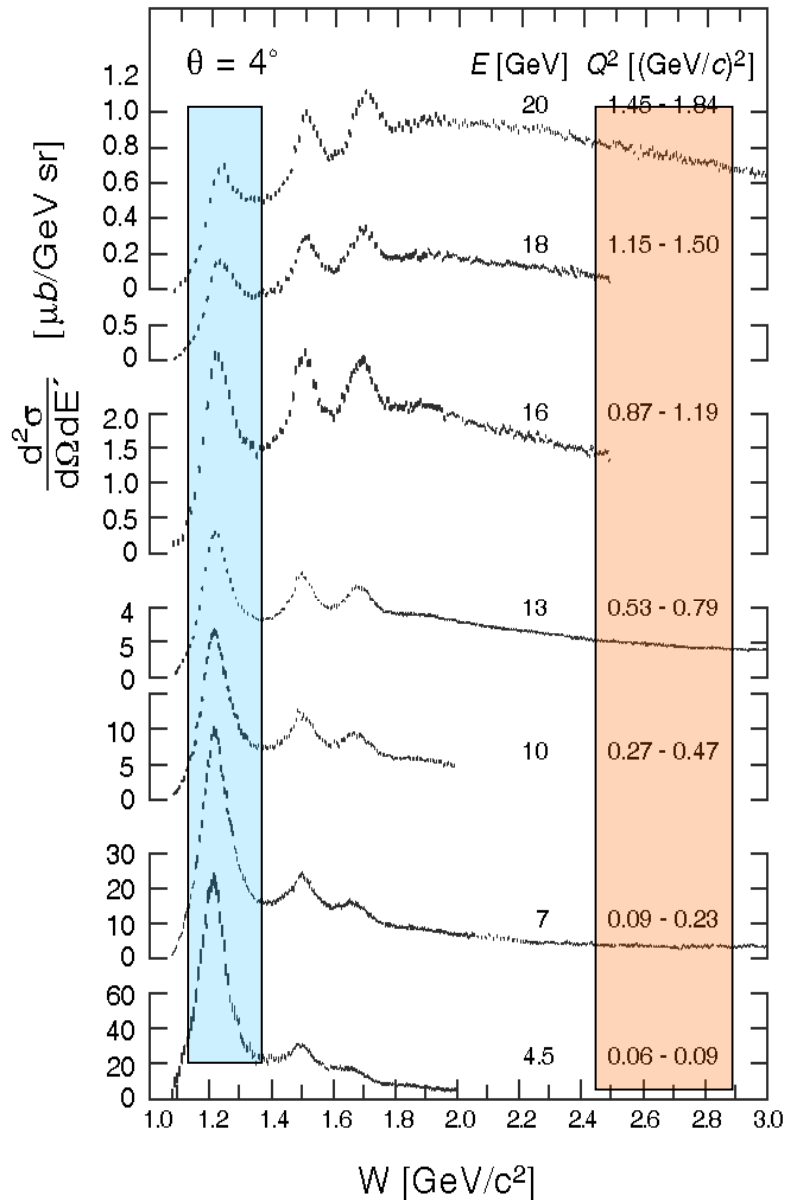
$$G \approx \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{0.71^2}}$$

Angeregte Nukleonenzustände

Streuung von Elektronen an Protonen



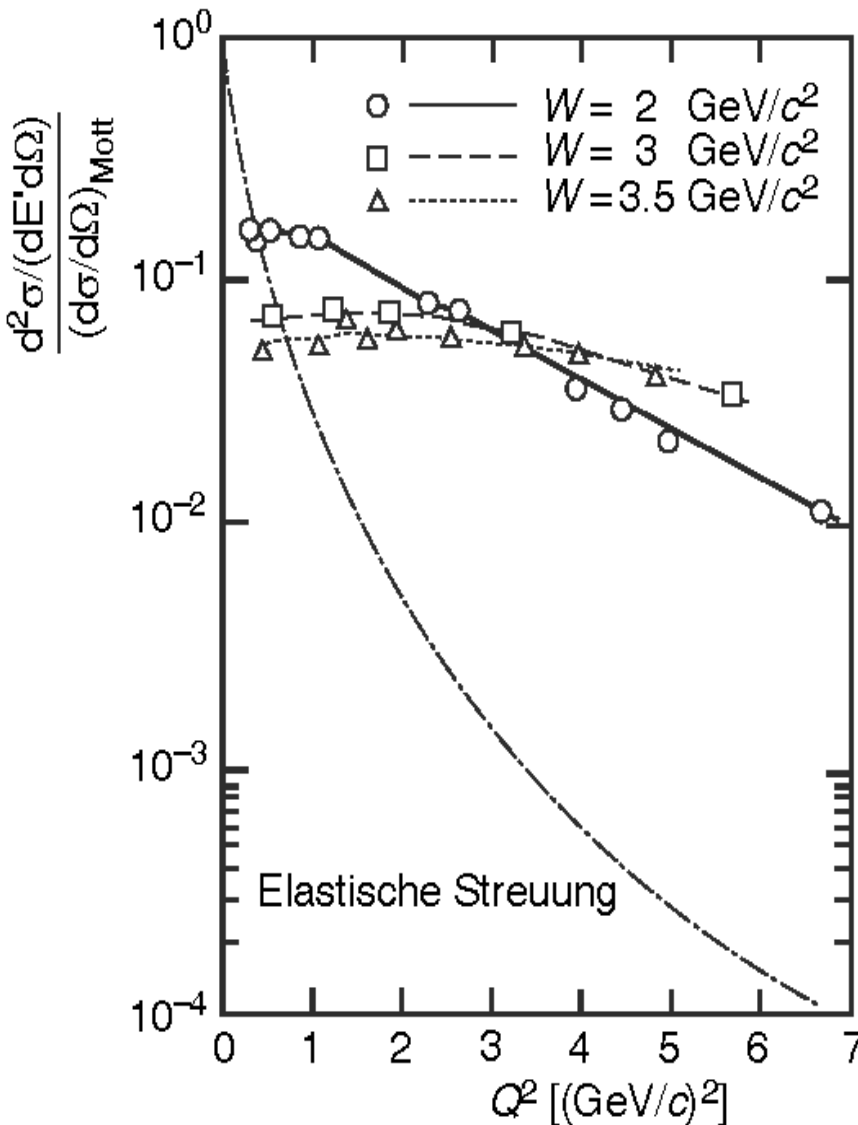
Tiefinelastische e-p-Streuung



mit zunehmendem Q^2 nimmt
Stärke der Δ -Resonanz
stark ab

mit zunehmendem Q^2 bleibt Stärke
des Kontinuums
im Wesentlichen konstant

Q^2 -Abhängigkeit der tiefinelastischen Streuung



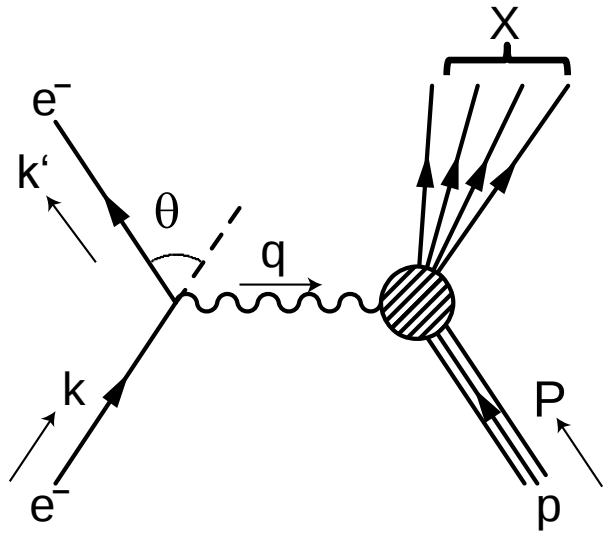
Q^2 -Abhängigkeit der elastischen Streuung

mit wachsender invarianter Masse des Kontinuums wird Q^2 -Anhängigkeit immer schwächer

Hinweis:

- auf Streuung an punktförmigen Objekten
- quasi-frei

Formfaktoren, Strukturfunktionen, tiefinelastische Streuung, Partonmodell



$$e^- + p \rightarrow e^- + X$$

(z.B. im Labor: $P = (m_p, 0, 0, 0)$)

$$q \equiv (k - k'), \quad k' = (E', k')$$

Lorentz-Invariante:

$$Q^2 = -q^2, \quad \nu = (E - E') = \frac{q \cdot P}{m_p}$$

d.h: Energie E' und θ reichen aus um den auslaufenden Vierer-Impuls zu beschreiben

Für $Q^2 \rightarrow \infty \Rightarrow \nu \rightarrow \infty$ Streuzentrum wird zum Punkt
(knock-on Reaktion)

Bjorken-x Variable:
$$x = \frac{Q^2}{2m_p \cdot \nu} = \frac{Q^2}{2q \cdot P} = \frac{Q^2}{2q} \text{ pro } P$$

Gleich dem auf das Streuzentrum übertragenen Impuls pro Gesamtimpuls, oder der Impulsanteil des Streuzentrums im Proton (= 1 bei elast. Streuung).

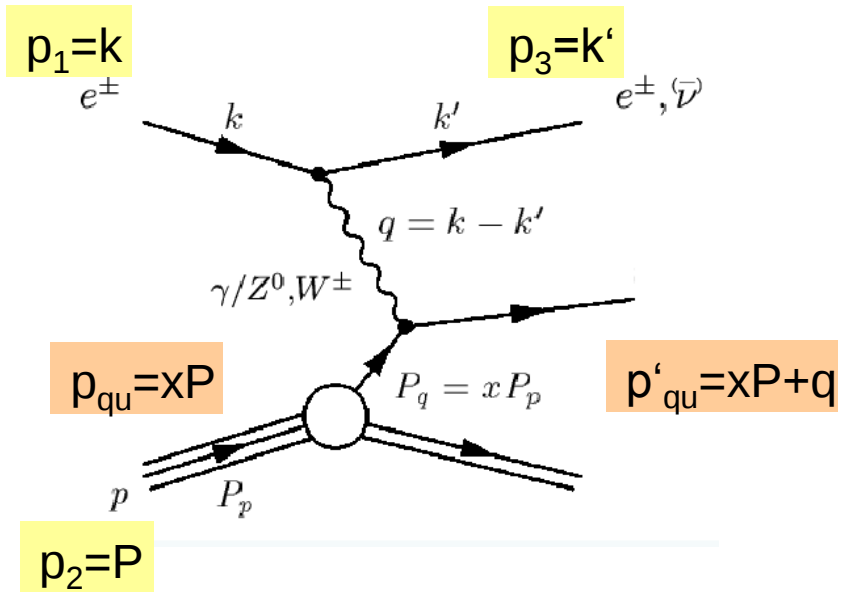
Quark-Parton-Modell

Quark-Partonmodell:

elastische Streuung an einem punktförmigen Quark im Proton (Nukleon)

infinite momentum frame:

Quark ist frei, alle Massen vernachlässigbar, transversale Richtungen vernachlässigbar (head-on collisions)



$$p_{qu} = xp_2$$

$$p'_{qu} = xp_2 + q$$

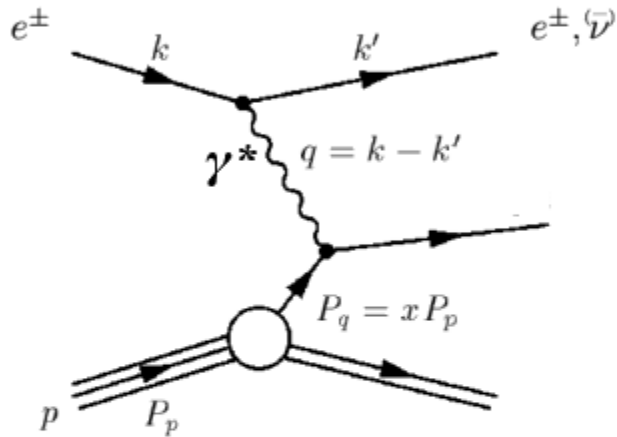
$$p'^2_{qu} = x^2 p_2^2 + q^2 + 2xqp_2$$

Massen vernachlässigbar, q klein gegen p

$$\left. \begin{array}{l} |x| = \frac{q^2}{2qp_2} = \frac{q^2}{2qP} \\ x_{Bj} = |x| \end{array} \right\}$$

ep -Streuung im Quark-Parton-Modell

Virtuelles Photon löst Quarks auf. Proton in "infinite momentum frame"

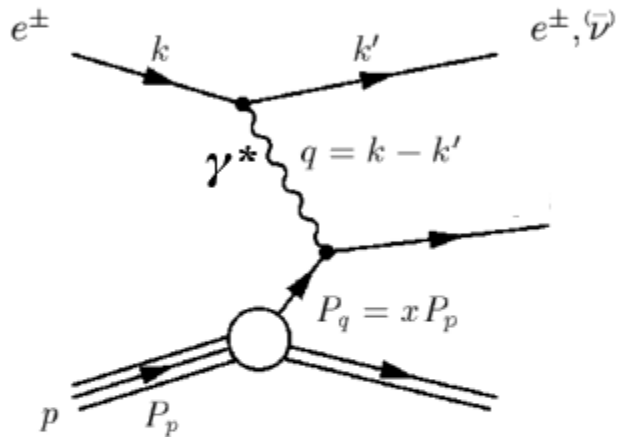


Kinematik:

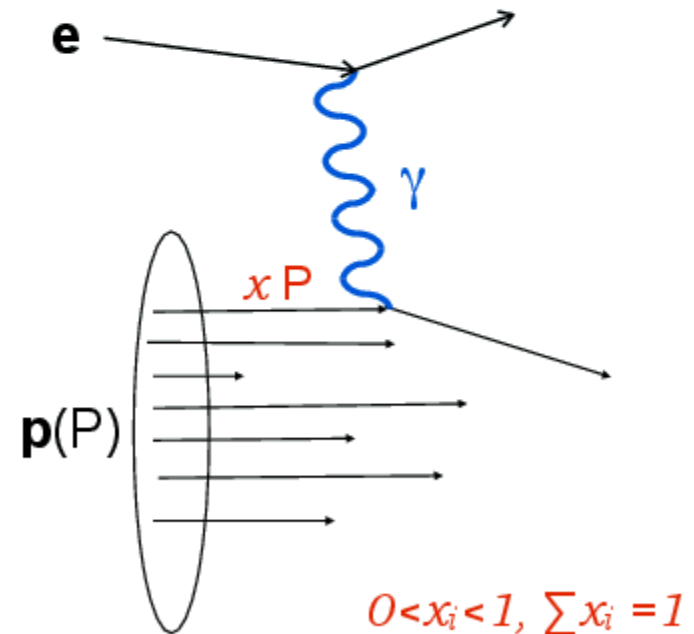
$x = -q^2 / 2p \cdot q$ Bjorken scaling variable

ep-Streuung im Quark-Parton-Modell

Virtuelles Photon löst Quarks auf. Proton in "infinite momentum frame"



Partonen bewegen sich parallel zum Proton;
Partonen masselos, kein transversalimpuls
Parton i trägt ein Anteil x_i vom Protonimpuls

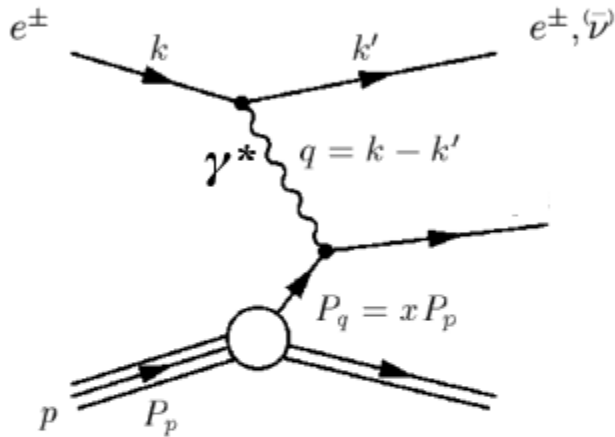


Kinematik:

$x = -q^2 / 2p \cdot q$ Bjorken scaling variable

ep -Streuung im Quark-Parton-Modell

Virtuelles Photon löst Quarks auf. Proton in “infinite momentum frame”



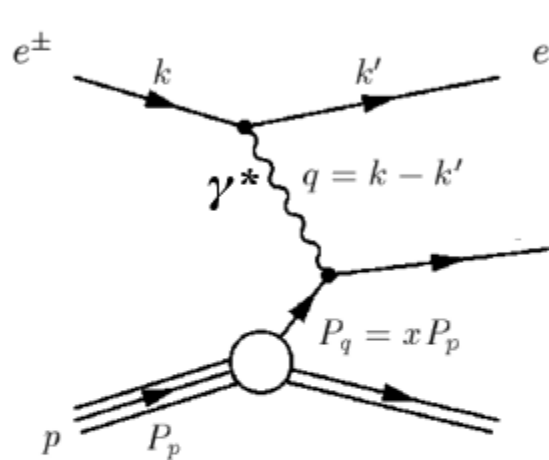
Kinematik:

$x = -q^2 / 2p \cdot q$ Bjorken scaling variable

$Q^2 = -q^2$ Photon virtualität

ep-Streuung im Quark-Parton-Modell

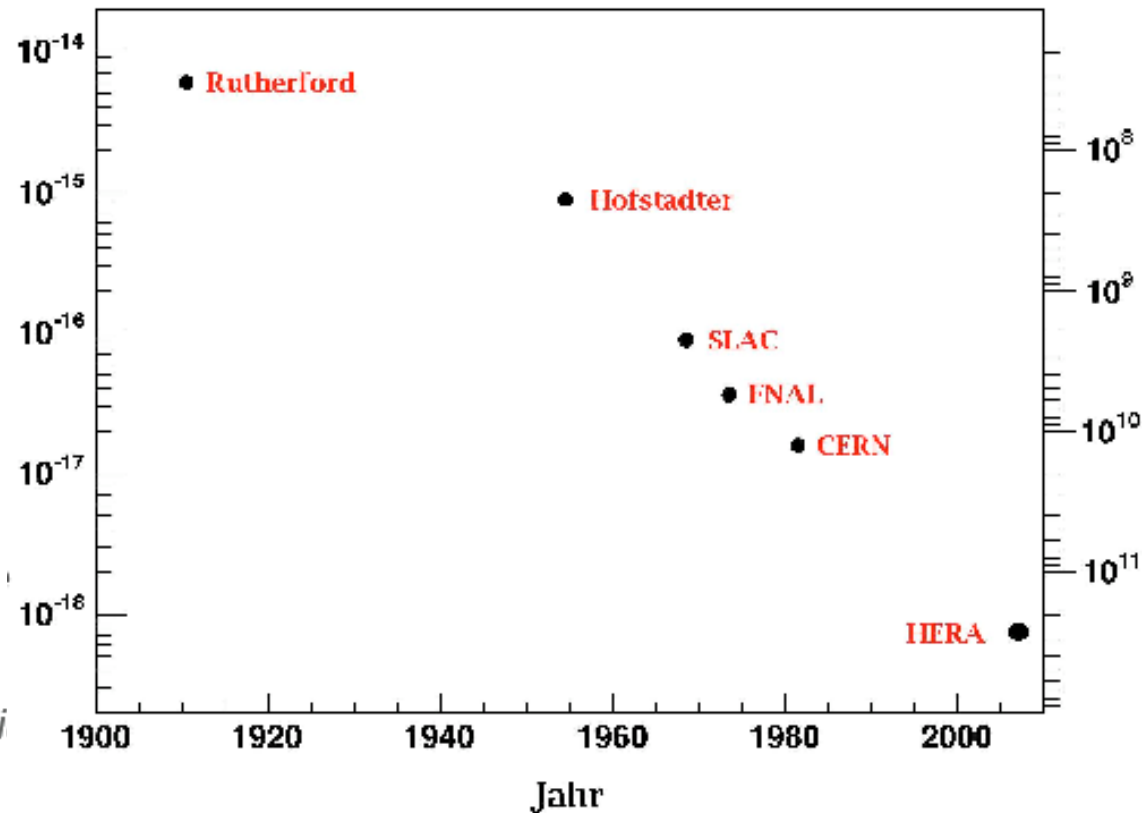
Virtuelles Photon löst Quarks auf. Proton in "infinite momentum frame"



Kinematik:

$x = -q^2 / 2p \cdot q$ Bjorken scaling vari

$Q^2 = -q^2$ Photon virtualität



HERA am DESY : $r_{\min} \approx R_p/1000$

Strukturfunktionen und Skalenverhalten

$$\left(\frac{d^3 \sigma}{dE' d^2 \Omega} \right) = \left(\frac{\alpha}{2E \sin^2 \Theta/2} \right)^2 \left[W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \Theta/2 + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \Theta/2 \right]$$

*Hinweis: die W 's lassen sich leicht auf den elastischen Fall zurück rechnen
 $2W_1 = Q^2/2m_2$, $W_2 = 1$ (vlt Aufgabe?)*

Für $Q^2 \rightarrow \infty \Rightarrow \nu \rightarrow \infty$ Streuzentrum wird zum Punkt (inf. momentum frame)

Bjorken: Die Strukturfunktionen

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = F_2(x_{Bj}) \quad \text{und} \quad m_p W_1(\nu, Q^2) = F_1(x_{Bj})$$

hängen nur noch von der Skalenvariablen x_{Bj} ab !!! (ist auch intuitiv)

Callan & Gross: Für „nicht zu kleine“ Werte von x_{Bj} gilt eine einfache Beziehung:

$$2x_{Bj} F_1(x_{Bj}) = F_2(x_{Bj}) \quad (\text{ist intuitiv wegen Spin})$$

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} \right) = \frac{4\pi\alpha}{Q^4} \left[(1-y) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right] \quad x = \frac{Q^2}{2q \cdot P} \quad y = \frac{Pq}{Pk}$$

Skaleninvarianz der Strukturfunktion F_2

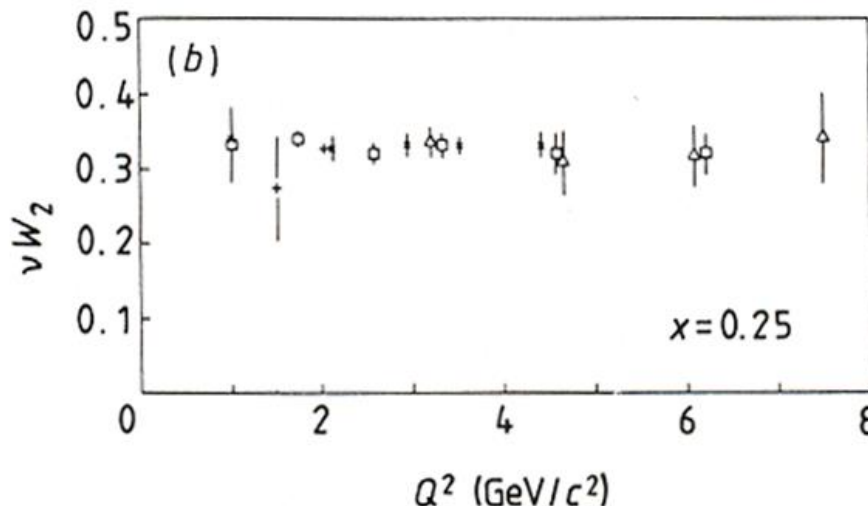
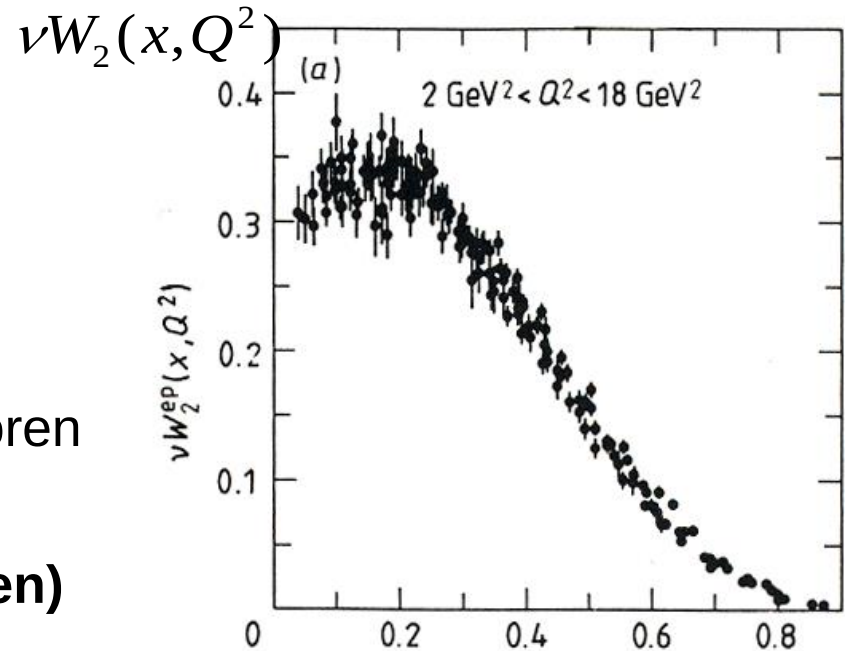
Bjorken-Skaleninvarianz

- F_2 ist nahezu unabhängig von Q^2

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x)$$

- Streukörper haben keine Formfaktoren

→ Streuung an punktförmigen
Konstituenten der Nukleonen (**Partonen**)



Bjorken:

„if scattering is caused by point-like constituents (partons), the structure functions for fixed x must be independent of Q^2 “

Was ist der Spin des Partons?

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_p^2} \tan^2 \Theta/2\right)$$

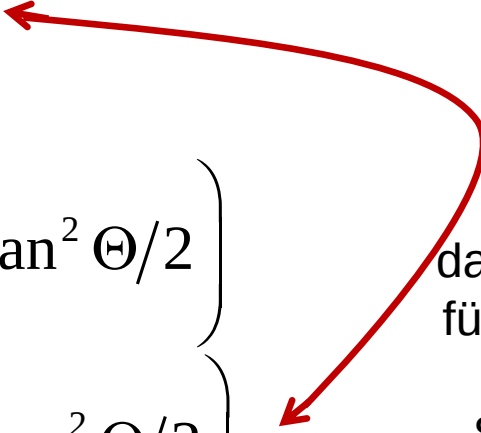
elast. Streuung
Proj. Spin 1/2, Punkt-Teilchen,
 m_T endl. Target-Spin 1/2
(Nukleon)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \left(1 + \frac{Q^2}{2m_p^2} \tan^2 \Theta/2\right)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right) / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \frac{1}{\nu} \left(F_2(x) + \frac{2\nu F_1(x)}{m_p} \tan^2 \Theta/2 \right)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right) / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \frac{F_2(x)}{\nu} \left(1 + \frac{2\nu F_1(x)}{m_p F_2(x)} \tan^2 \Theta/2 \right)$$

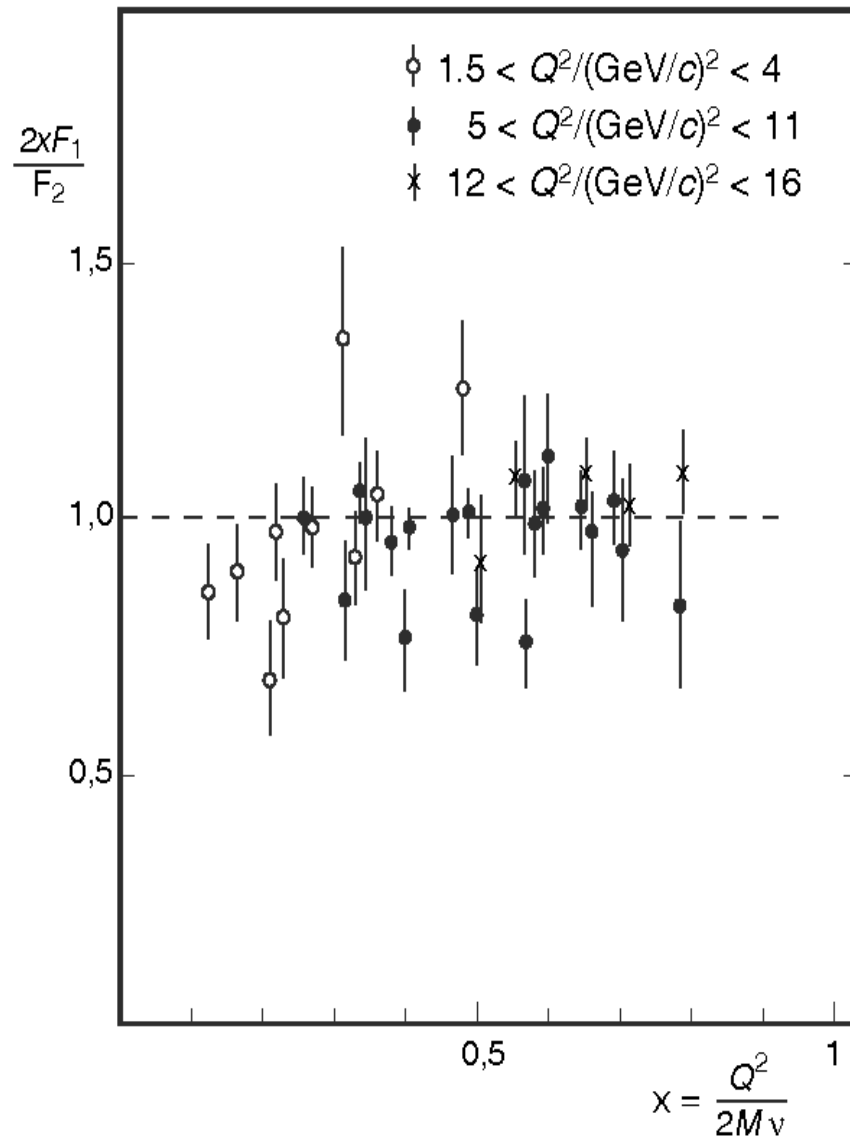
lässt sich
darauf zurück
führen wenn
parton
Spin = 1/2



if parton Spin = 0 $\rightarrow F_1(x) = 0$

if parton Spin = 1/2 $\rightarrow F_2(x) = 2x F_1(x)$

Callan-Gross-Relation

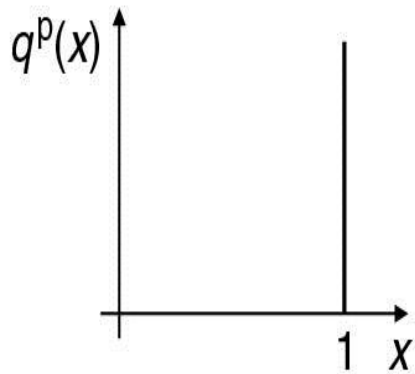


$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x)$
für Teilchen mit Spin 1/2

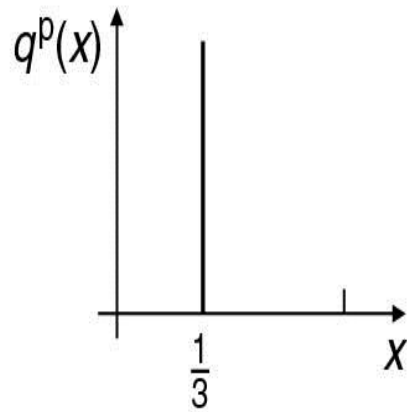
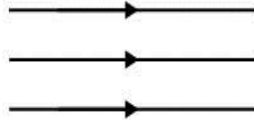
für Teilchen mit Spin 0
ist $F_1=0$

Modellvorstellung: Partonverteilungen

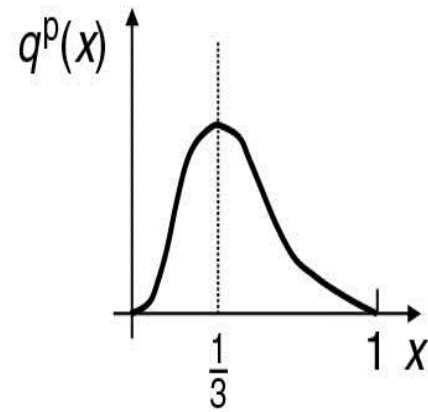
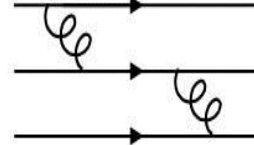
(i)



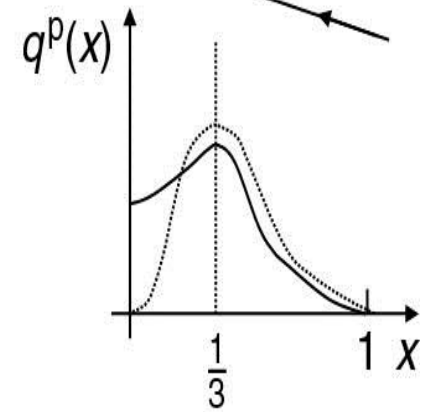
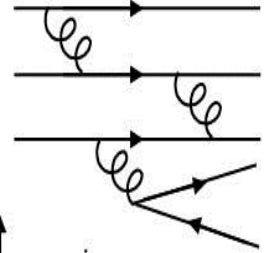
(ii)



(iii)



(iv)



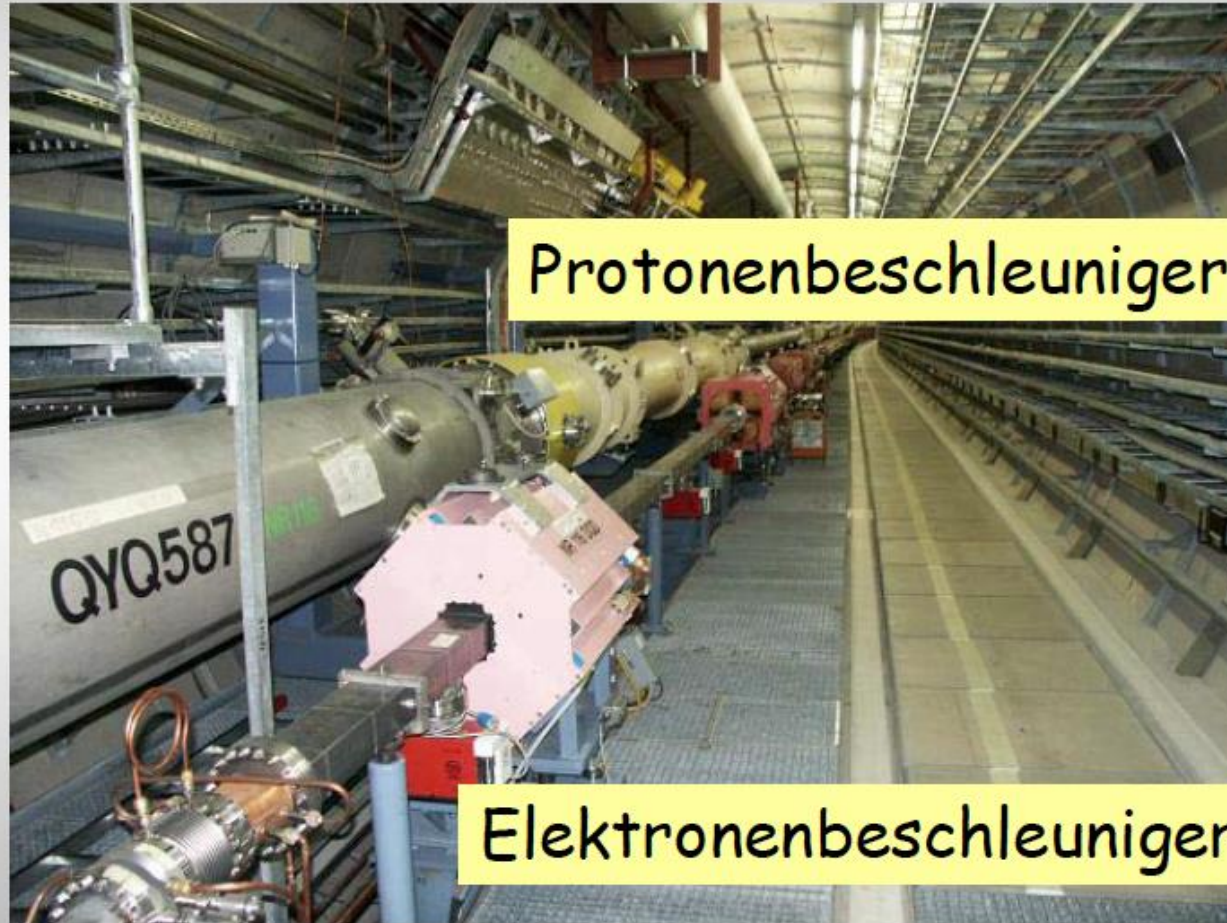
Tiefinelastische e-p Streuung (HERA)

<https://www.mppmu.mpg.de/english/WS0203-V8.pdf>



Tiefinelastische e-p Streuung (HERA)

<https://www.mppmu.mpg.de/english/WS0203-V8.pdf>

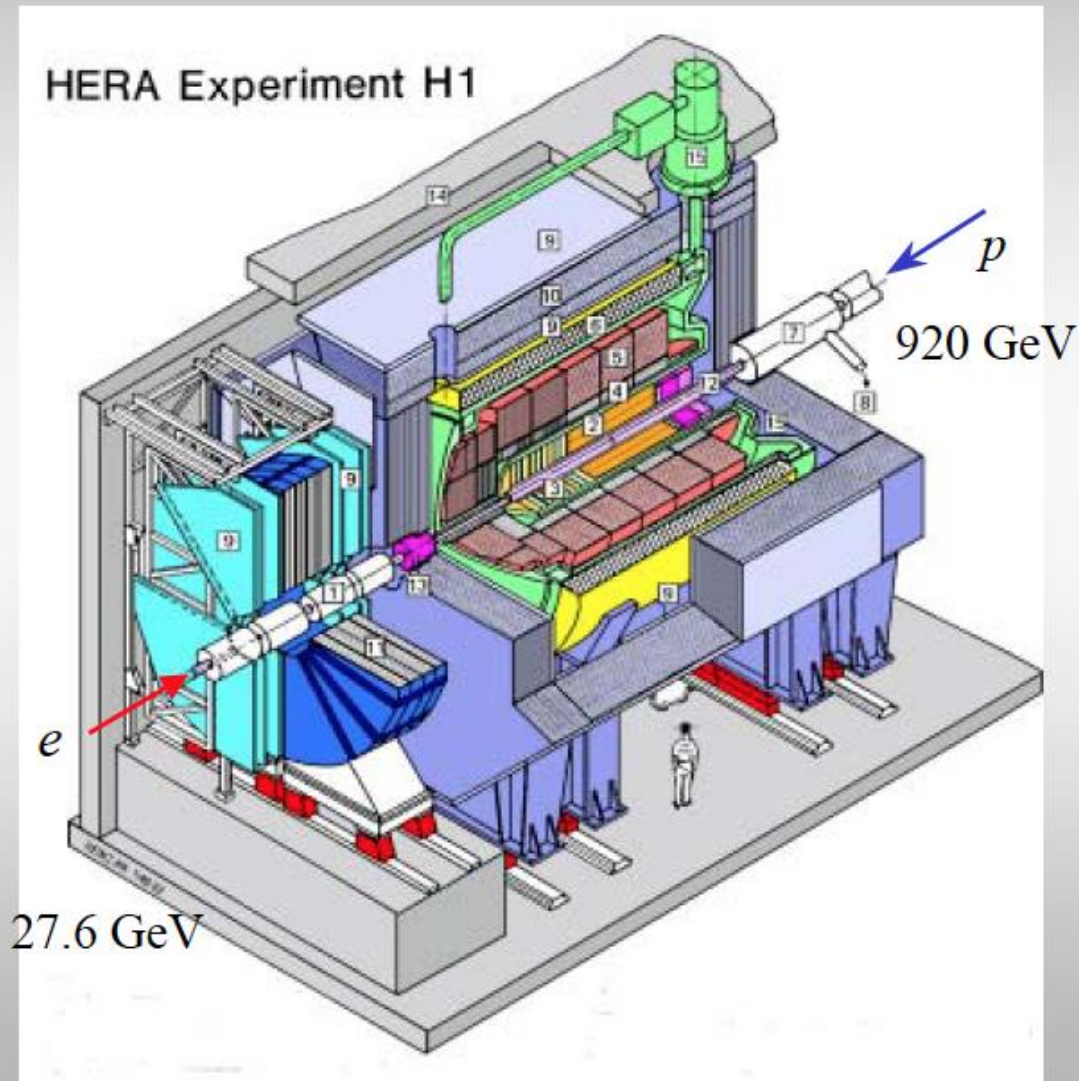


E_p (GeV)	920
E_e (GeV)	27.5
Time between crossing	96 ns
L (cm ⁻² s ⁻¹)	$1.4 * 10^{31}$

Schwerpunktsenergie:
 $\sim 320 \text{ GeV}/c^2$

Tiefinelastische e-p Streuung (HERA)

<https://www.mppmu.mpg.de/english/WS0203-V8.pdf>

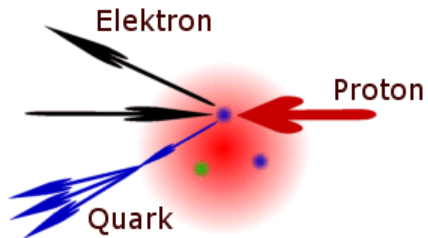
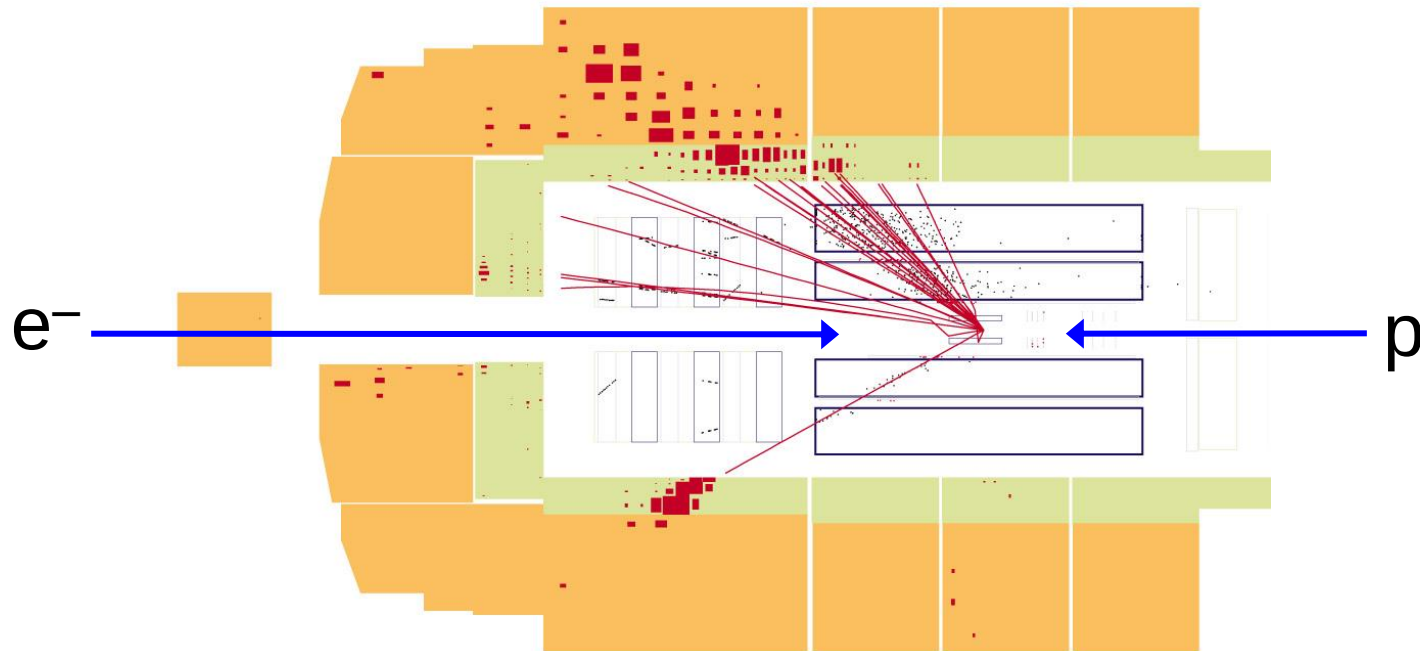


- weitgehend identische Spurkammern gleicher Impulsauflösung

- unterschiedliche Kalorimeter
- H1: LAr-Kalorimeter innerhalb des Solonoiden

➤ gute Elektron-Rekonstruktion

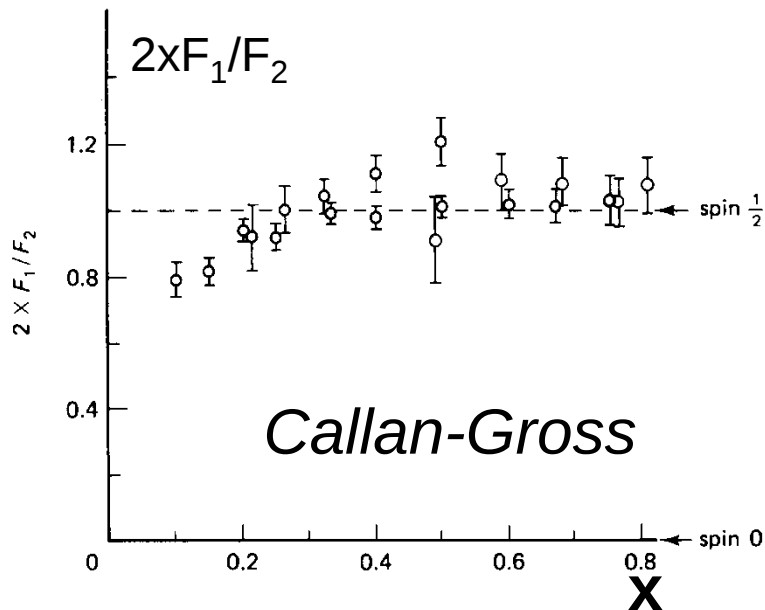
Tiefinelastische e-p Streuung (HERA)



Tiefinelastische e-p = Elastische Elektron-Quark-Streuung +
Teilchenproduktion (Jet + p-Fragmente)

DIS Messungen

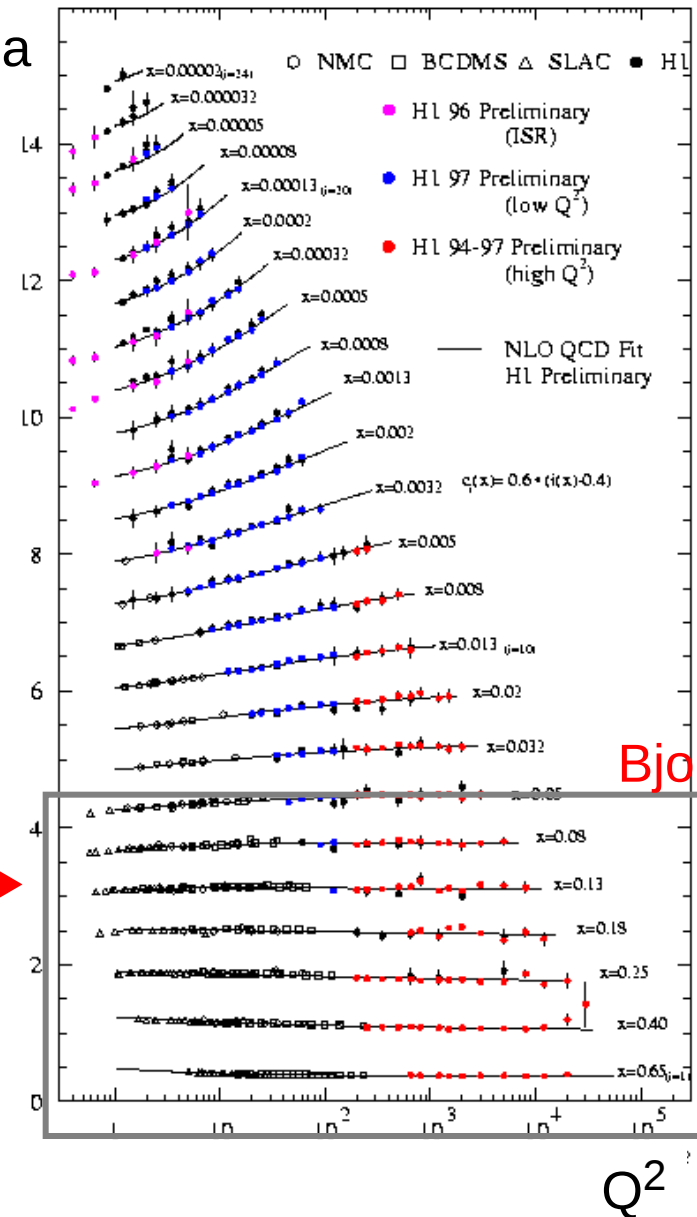
Erste Messungen am SLAC
in den frühen 70ern



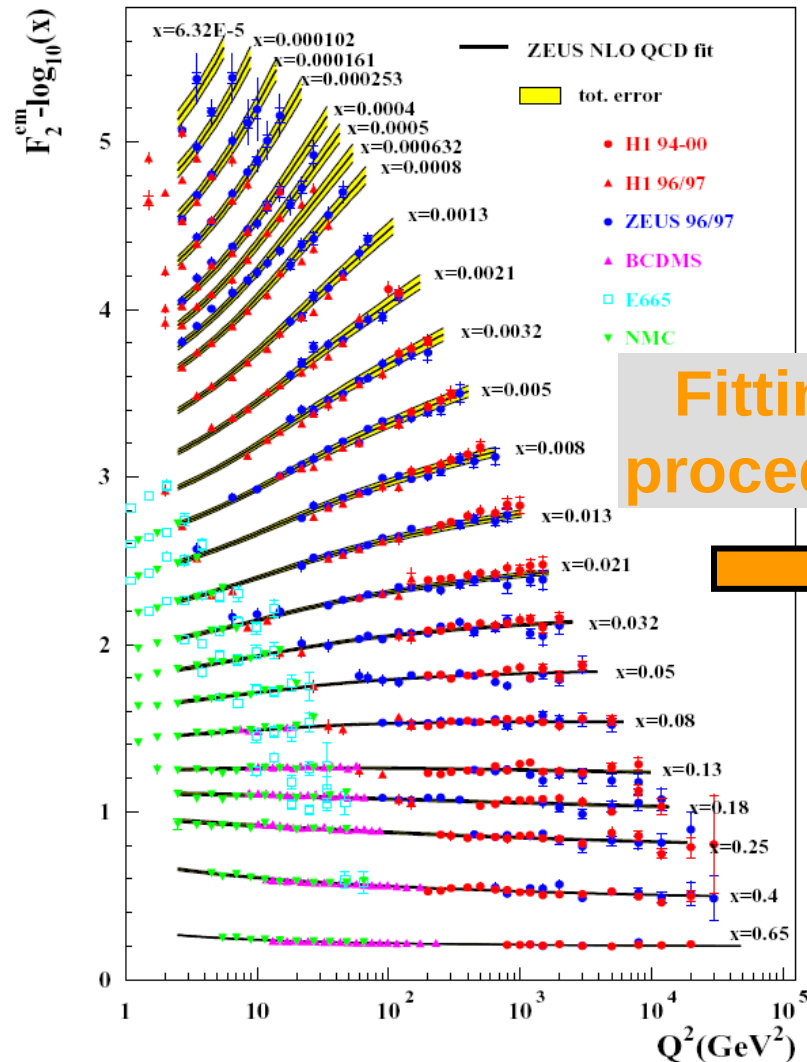
Erwartungen für punktförmige
Quarks erfüllt.

Später beobachtete Abweichung vom
Bjorken-Scaling weist auf Konstituenten
hin, die nicht an Photonen koppeln.

F_1 + skala



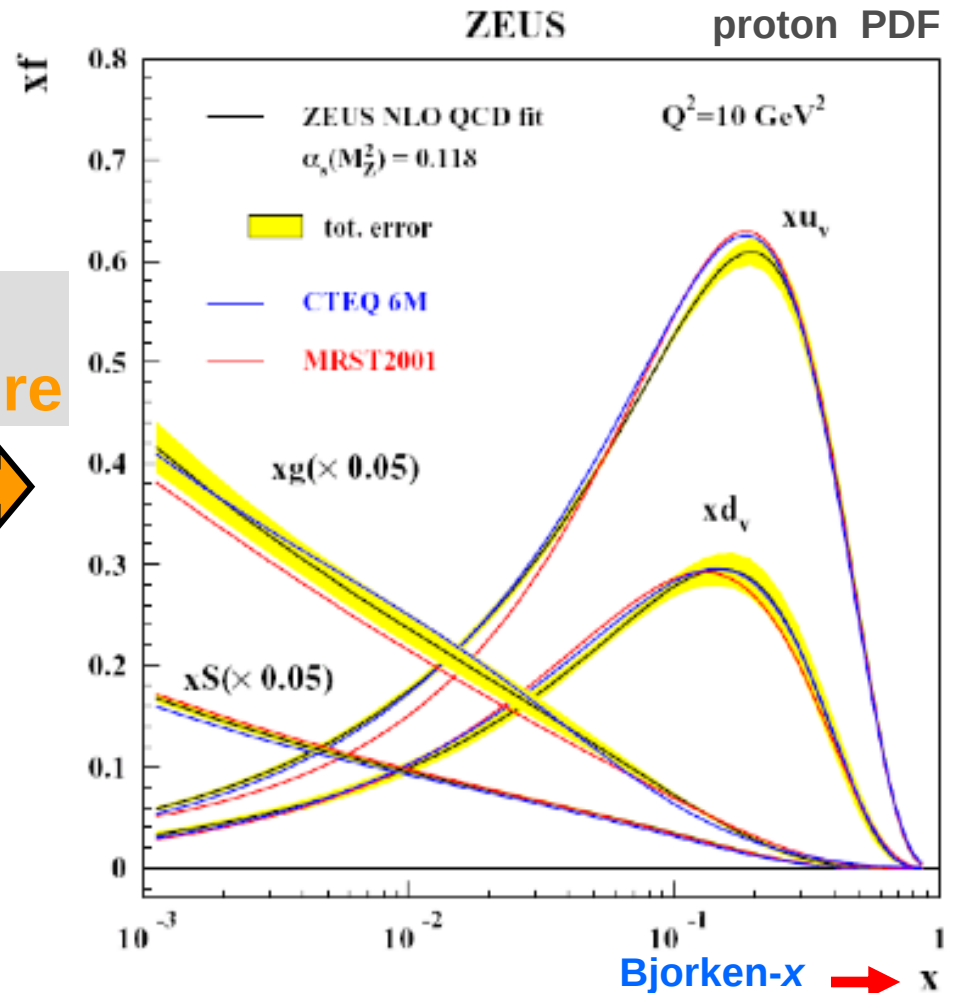
Partonverteilung im Proton



Fitting procedure

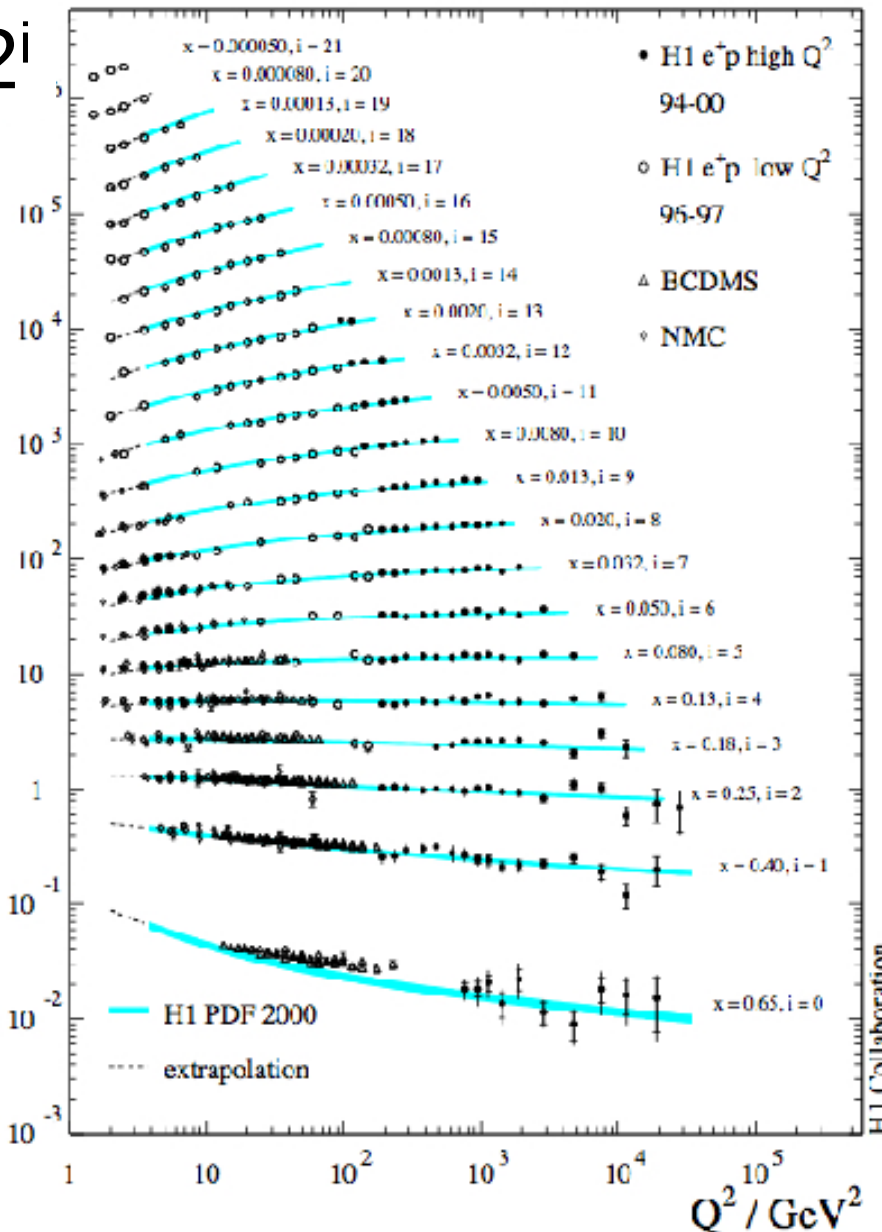


Phys. Rev., D67:012007, 2003.



Skalenverletzung $F_2 = F_2(x, Q^2)$

$F_2 \times 2^i$



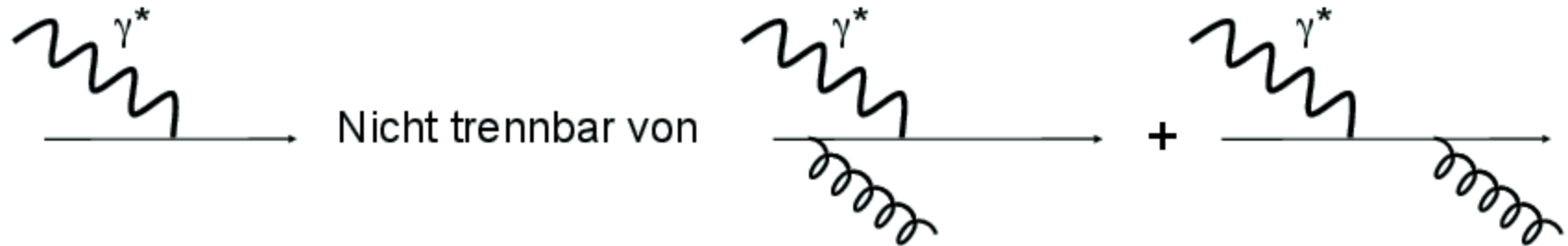
log- Abhängigkeit von Q^2

stärkere Abh. von Q^2 bei kleinen x

Skalenverletzung in QCD

Quarks wechselwirken durch Gluon - Austausch , Gluon-Spin

Wie in QED, Strahlungskorrekturen sind notwendig:



Wirkungsquerschnitt wird unendlich groß $\rightarrow$ Renormierung.

Strahlungskorrekturen führen zur zusätzlichen Abhängigkeit von Q^2 :

$$F_2(x) \rightarrow F_2(x, Q^2); \quad q(x) \rightarrow q(x, Q^2)$$

Interpretation der Partondichten: z.B. $u(x, Q^2)$: Anzahl der Up-Quarks im Proton mit Impuls zwischen xP und $(x+dx)P$, beobachtet mit einer Auflösung Q^2 :

Q^2 klein: grobe Auflösung, nur Valenzquarks sichtbar

Q^2 groß: feine Auflösung, sichtbar auch Seequarks und Gluonen

Strukturfunktion Elektron-Proton und Summenregeln

$$\frac{F_2^{ep}(x)}{x} = \sum_i e_i^2 q_i(x)$$

!!! $q(x)$ ist die Impuls-Vtlg –
nicht zu verwechseln mit WQ !!

Proton

$$= \frac{4}{9}(u^p(x) + \overline{u^p(x)}) + \frac{1}{9}(d^p(x) + \overline{d^p(x)})$$

schwere See-Quarks zunächst nicht berücksichtigt (ohnehin unterdrückt)

$$\frac{F_2^{en}(x)}{x} = \sum_i e_i^2 q_i(x)$$

$$= \frac{4}{9}(u^n(x) + \overline{u^n(x)}) + \frac{1}{9}(d^n(x) + \overline{d^n(x)})$$

$$= \frac{4}{9}(d(x) + \overline{d(x)}) + \frac{1}{9}(u(x) + \overline{u(x)})$$

Neutron

Isospin-Symmetrie $u \Leftrightarrow d$ $p \Leftrightarrow n$

$$u(x) \equiv u^p(x) = d^n(x)$$

$$d(x) \equiv d^p(x) = u^n(x)$$

$$\overline{u(x)} \equiv \overline{u^p(x)} = \overline{d^n(x)}$$

$$\overline{d(x)} \equiv \overline{d^p(x)} = \overline{u^n(x)}$$

Strukturfunktion Elektron-Proton und Summenregeln

$$\int_0^1 F_2^{ep}(x) dx = \int x \frac{4}{9} (u(x) + \overline{u(x)}) + \frac{1}{9} (d(x) + \overline{d(x)}) dx = \frac{4}{9} f_u + \frac{1}{9} f_d$$

$$\int_0^1 F_2^{en}(x) dx = \int x \frac{4}{9} (d(x) + \overline{d(x)}) + \frac{1}{9} (u(x) + \overline{u(x)}) dx = \frac{4}{9} f_d + \frac{1}{9} f_u$$

$$f_u = \int_0^1 x (u(x) + \overline{u(x)}) dx$$

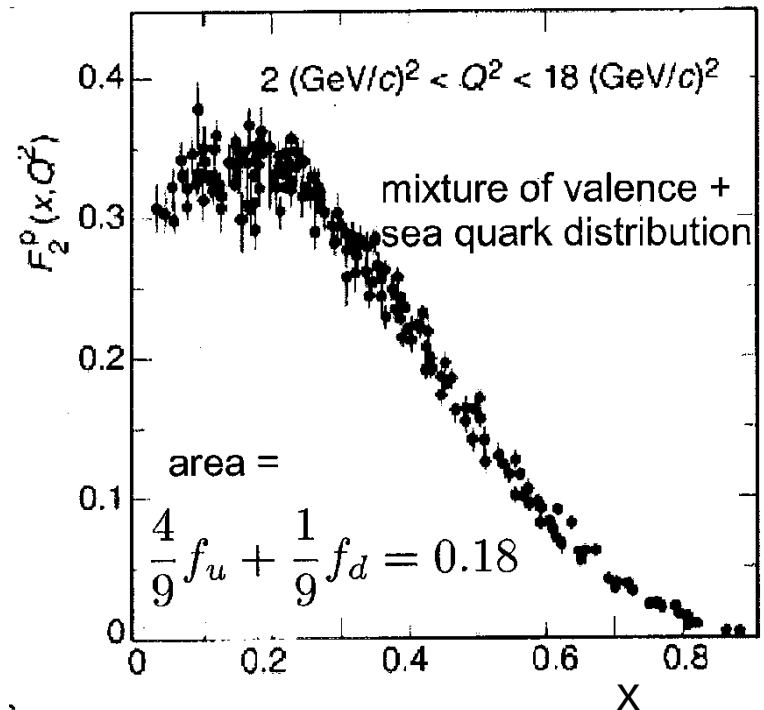
$$f_d = \int_0^1 x (d(x) + \overline{d(x)}) dx$$

Experiment

$$\int_0^1 F_2^{ep}(x) dx \sim 0.18$$

$$\int_0^1 F_2^{en}(x) dx \sim 0.12$$

$$\Rightarrow f_u = 0.36 \quad f_d = 0.18$$



ud-Quarks erbringen nur etwa 50% des Proton-Impulses

Weitere Zusammenhänge und Summenregeln

- $u(x)$ ist Gesamtvtlg mit Valenz-Quark Anteil $u_V(x)$ und See-Quark Anteil $u_S(x)$
- Antiquarks nur im See, $q\bar{q}$ immer Paarweise:
$$u_S(x) = \bar{u}(x), \quad d_S(x) = \bar{d}(x), \quad s_S(x) = \bar{s}(x)$$
- Symmetrie: Proton = (uud) , Neutron = (udd)
- $2xF_1 = F_2(x) = \sum_f e_f^2 x q_f(x), \quad x = x_B$
- Unterscheide p und n : $F_2^{p,n}(x), \quad u^{p,n}(x), \dots$

Weitere Zusammenhänge und Summenregeln

- **Summenregeln:**

$$\int_0^1 \{u^p(x) - \bar{u}^p(x)\} \mathbf{d}x = \int_0^1 u_V^p(x) \mathbf{d}x = 2$$

$$\int_0^1 \{d^p(x) - \bar{d}^p(x)\} \mathbf{d}x = \int_0^1 d_V^p(x) \mathbf{d}x = 1$$

$$\int_0^1 \{s^p(x) - \bar{s}^p(x)\} \mathbf{d}x = 0$$

- **Isospin-Symmetrie:**

$$u^p(x) = d^n(x) \equiv u(x), \quad d^p(x) = u^n \equiv d(x)$$

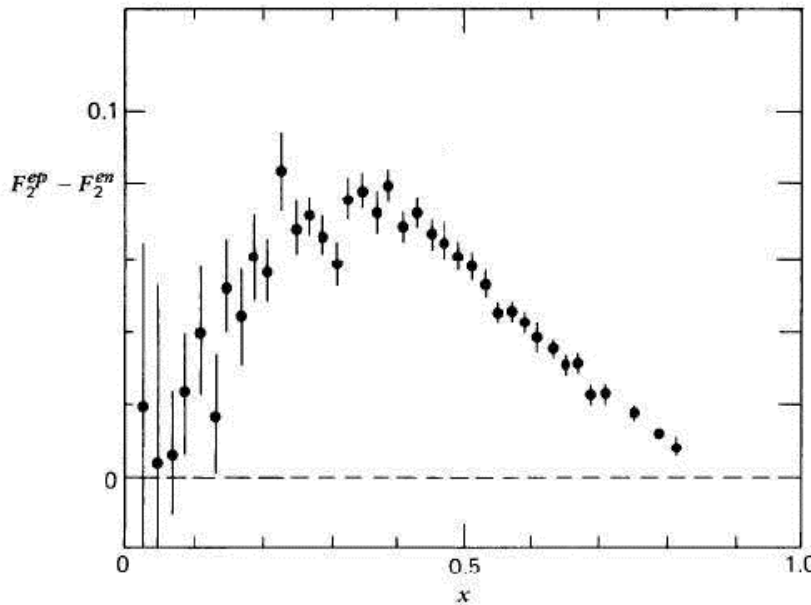
- **Flavour-symmetrischer See?**

$$\bar{u}(x) = \bar{d}(x) = \bar{s}(x) =: S(x)$$

Weitere Zusammenhänge und Summenregeln

- Vergleiche $F_2^p(x)$ und $F_2^n(x)$:

$$\frac{1}{x} (F_2^p(x) - F_2^n(x)) = \frac{1}{3} (u_V(x) - d_V(x)) + \frac{2}{3} (\bar{u}(x) - \bar{d}(x))$$



Verhalten für
 $x \rightarrow 0$!

- Gottfried-Summe: $\int_0^1 \frac{1}{x} (F_2^p(x) - F_2^n(x)) dx \neq \frac{1}{3}$

Weitere Zusammenhänge und Summenregeln

- Vergleiche $F_2^p(x)$ und $F_2^n(x)$ unter der Annahme eines flavour-symmetrischen Sees:

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} = \frac{4d_V(x) + u_V(x) + 12S(x)}{d_V(x) + 4u_V(x) + 12S(x)} =: r$$

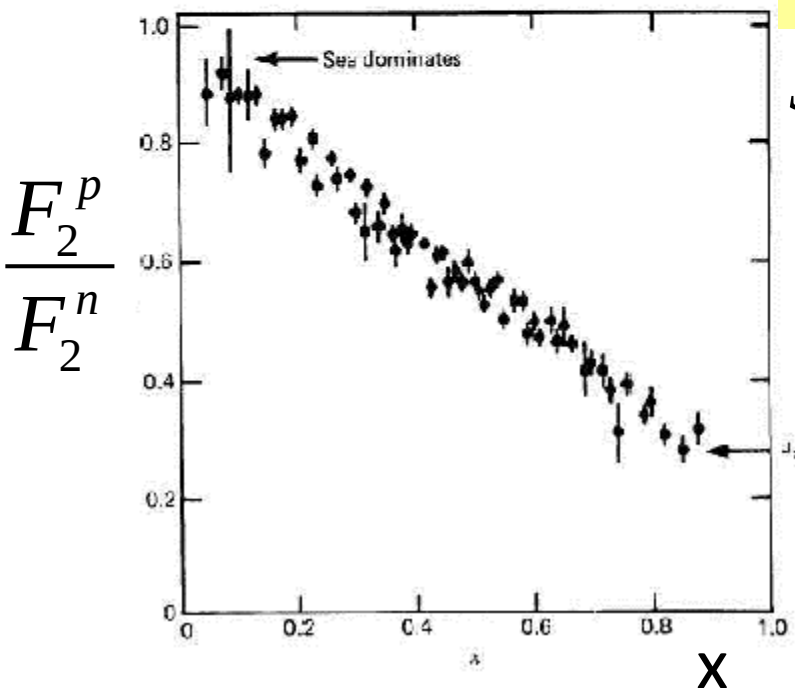
Hinweis:



$$S := (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) = 2 \times \frac{4}{9} + 2 \times \frac{1}{9} + 2 \times \frac{1}{9} = \frac{12}{9}$$

$r \rightarrow 1$ für $x \rightarrow 0$ keine V-Quarks bei $x=0$,
nur S-Quarks

$r \rightarrow \frac{1}{4}$ für $x \rightarrow 1$ nur Valenzquarks



Weitere Zusammenhänge und Summenregeln

- Definiere: $F_2^N(x) = \frac{1}{2}(F_2^p(x) + F_2^n(x))$ arith. Mittel
- Es gilt: $F_2^N(x) \simeq \frac{5}{18}x \sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x))$

- Wäre der gesamte Impuls des Nukleons von den Quarks getragen, dann müsste gelten:

$$\int_0^1 F_2^N(x) dx \simeq \frac{5}{18} \overbrace{\int_0^1 x \sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) dx}^1 = \frac{5}{18}$$

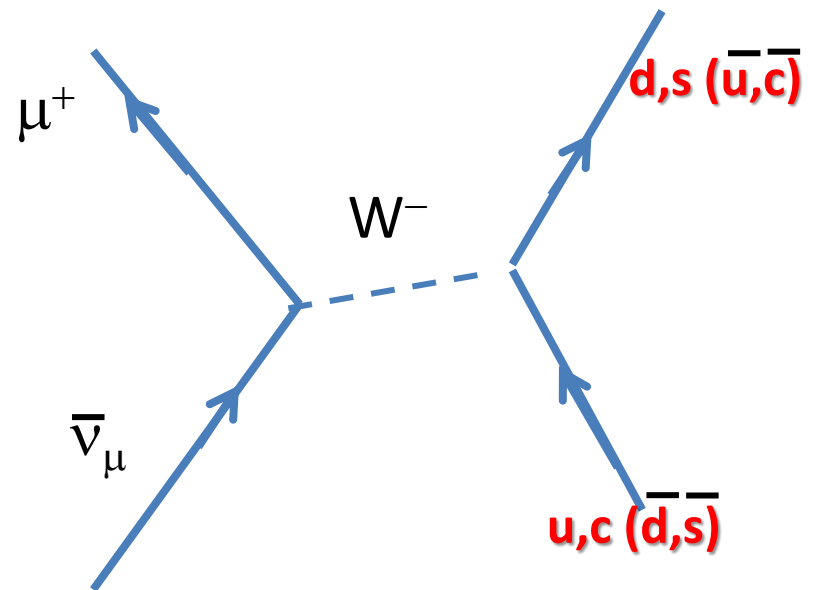
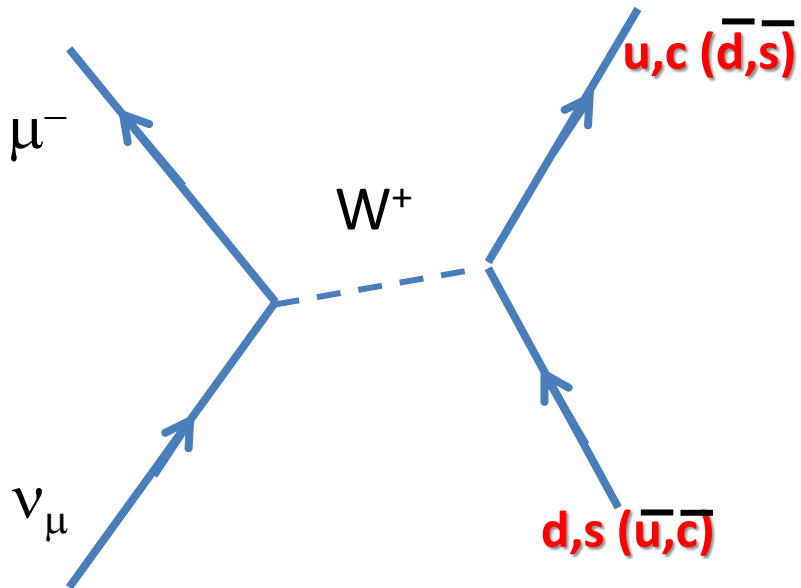
- Man misst aber nur ~50% (in eN & νN -Streuung)
→ es gibt „Dinge“ im Nukleon, die weder elektromagnetisch noch schwach wechselwirken
→ **Gluonen**

ν -Streuung

Warum ν -Streuung?

- Virtuelles γ koppelt an Quarkladungen unabhängig davon ob q oder $\bar{q}$
- Mit geladenen Leptonen kann man nicht direkt Valenz- und Seequarks separieren
- ν -Streuung unterscheidet zwischen q und $\bar{q}$
- Grund: linkshändige ν (rechtshändige $\bar{\nu}$) koppeln nur an linkshändige q (rechtsh. $\bar{q}$)
- Ausserdem: Ladungserhaltung am Vertex

ν -Streuung (basic!)



ν -Streuung

Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung:

- Drei schwere **Austauschbosonen**: $W^\pm, Z^0$
- Extrem **kurzreichweitig**: $\sim 10^{-3}$ fm
- **Universalität** der schwachen Ladung
- Maximale **Paritätsverletzung**
- **CKM-Mischung** der schwachen Quark-Eigenzustände (vernachlässigen wir)

Herleitung des νN Wirkungsquerschnittes analog zur ep -Streuung bis auf:

- Ersetze $\frac{\alpha}{Q^2}$ durch $\frac{G_F M_W^2}{2\pi\sqrt{2}(Q^2 + M_W^2)}$
- Ersetze $W_{1,2}$ durch $W_{1,2}^{\nu N}$ bzw. $W_{1,2}^{\bar{\nu} N}$
- Wir brauchen eine dritte Strukturfunktion W_3 , um den Hadrontensor zu parametrisieren (Eich- und Paritätssymmetrie fallen weg)

ν -Streuung

Ergebnis (im Laborsystem):

$$\frac{d^2\sigma(\nu N)}{d\Omega dE'} = \frac{G_F^2 M_W^4 E'^2}{2\pi^2 (Q^2 + M_W^2)^2} \left\{ 2W_1^{\nu N}(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + \right. \\ \left. + W_2^{\nu N}(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + W_3^{\nu N}(\nu, Q^2) \frac{E + E'}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

Vergleich zur ep -Streuung:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left\{ 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

ν -Streuung

- Definiere wieder dimensionslose Strukturfkt.:

$$F_1 = MW_1$$

$$F_2 = \nu W_2$$

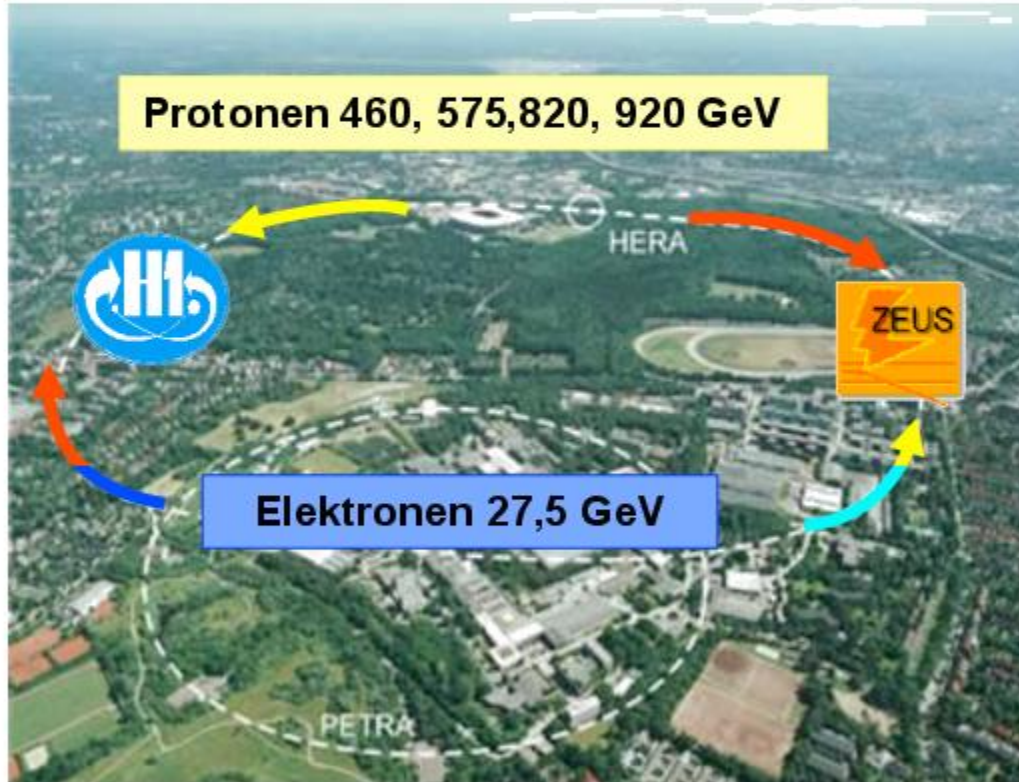
$$F_3 = \nu W_3$$

- Lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma^{(\nu,\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \left\{ xy^2 F_1 + \right. \\ \left. + (1 - y) F_2 \pm y \left(1 - \frac{y}{2} \right) x F_3 \right\}$$

Tief-unelastische Streuung am HERA

Hadron Elektron Ring Anlage am DESY: 1992-2007



Kollisionsexperimente

H1 und ZEUS:

$$\sqrt{s}_{high\ energy} = 319\ GeV$$

$$\sqrt{s}_{medium} = 252\ GeV$$

$$\sqrt{s}_{low\ energy} = 225\ GeV$$

Fixed-Target Experimente

HERMES und HERA-B

Luminosität in Kollisionen:

$\sim 0.5\ fb^{-1}$ Experiment

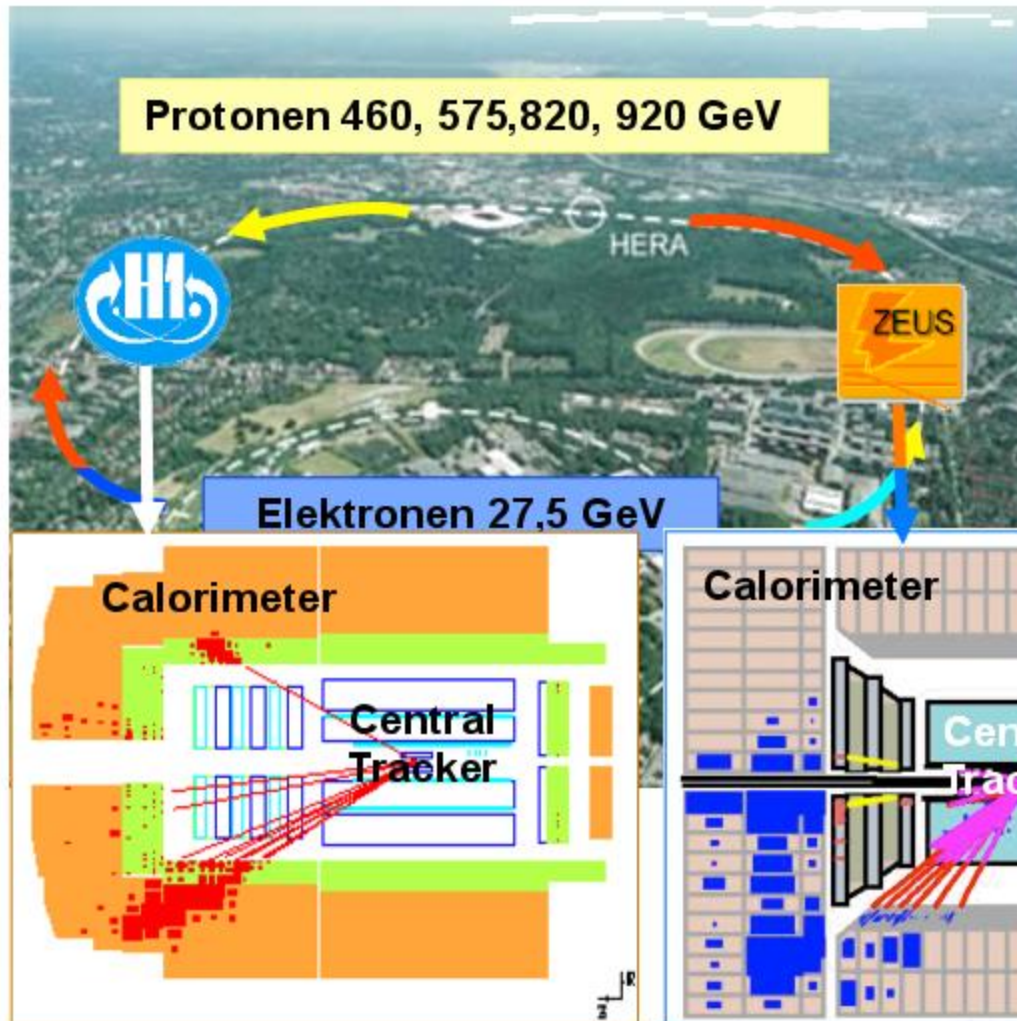
$$\gamma_e = 54000$$

$$\gamma_p = 990$$

$$Q^2\ (collision)_{max} \sim 10^5$$

Tief-unelastische Streuung am HERA

Hadron Elektron Ring Anlage am DESY: 1992-2007



Kollisionsexperimente

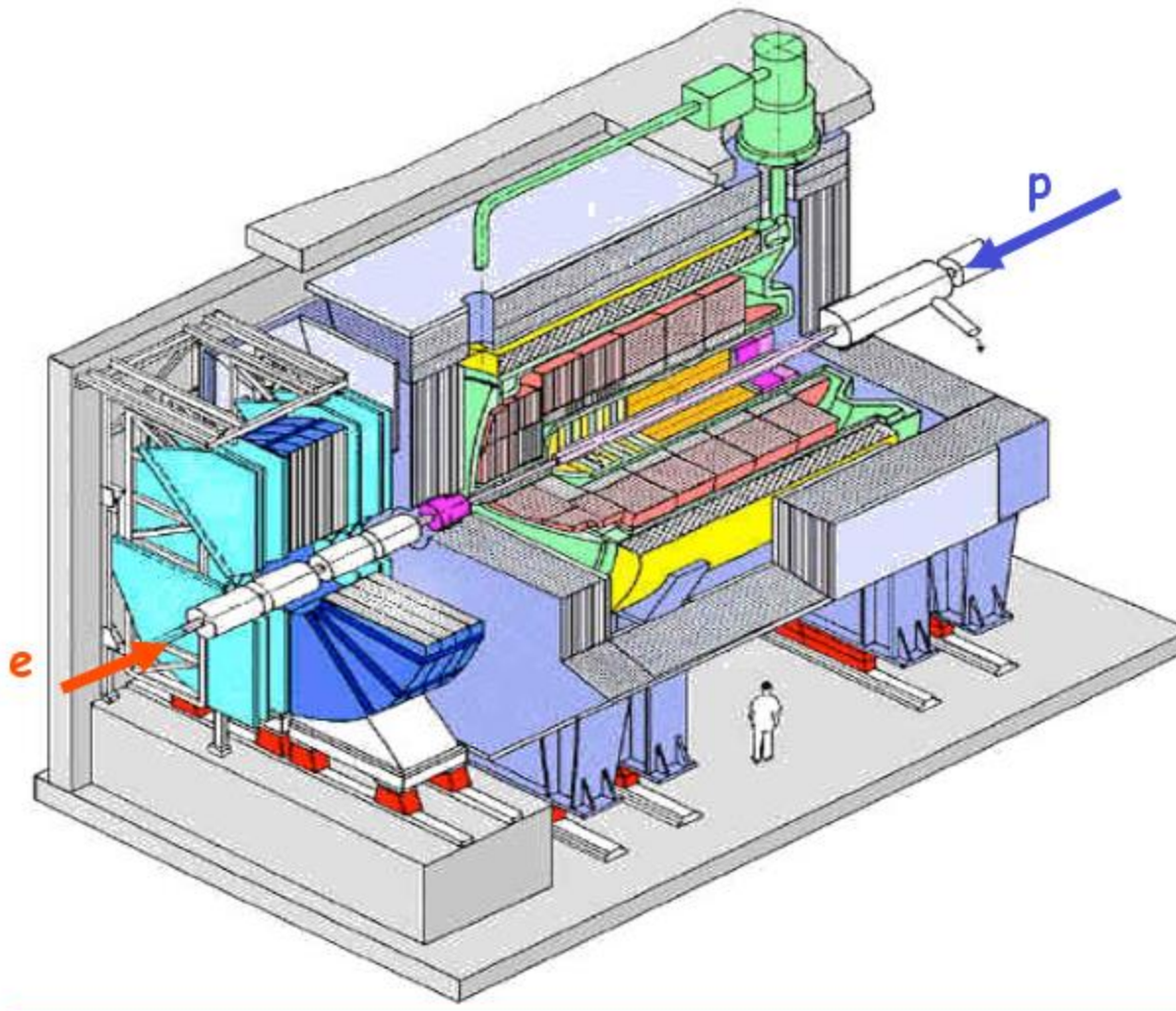
H1 und ZEUS:

$$\sqrt{s}_{high\ energy} = 319\ GeV$$

$$\sqrt{s}_{medium} = 252\ GeV$$

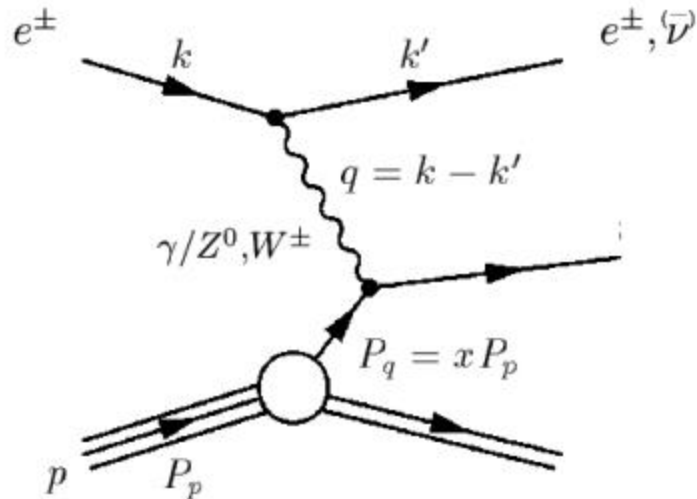
$$\sqrt{s}_{low\ energy} = 225\ GeV$$

H1 Experiment am HERA



4π Detektor
„Zwiebel-artig“,
asymmetrisch in
Proton-Richtung

NC und CC Prozesse in DIS



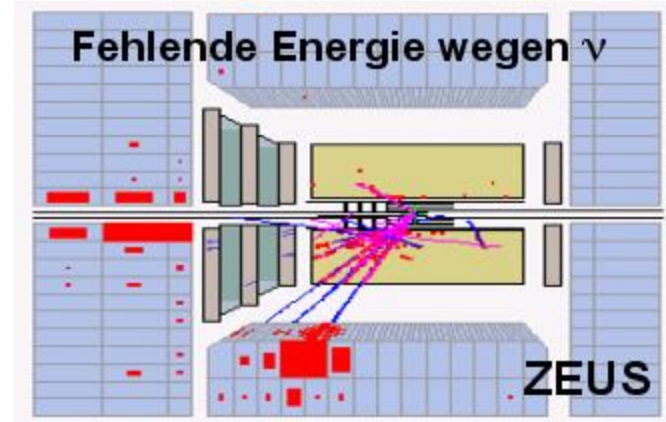
γ/Z^0 Austausch: **Neutraler Strom**

$W^\pm$ -Austausch: **Geladener Strom**

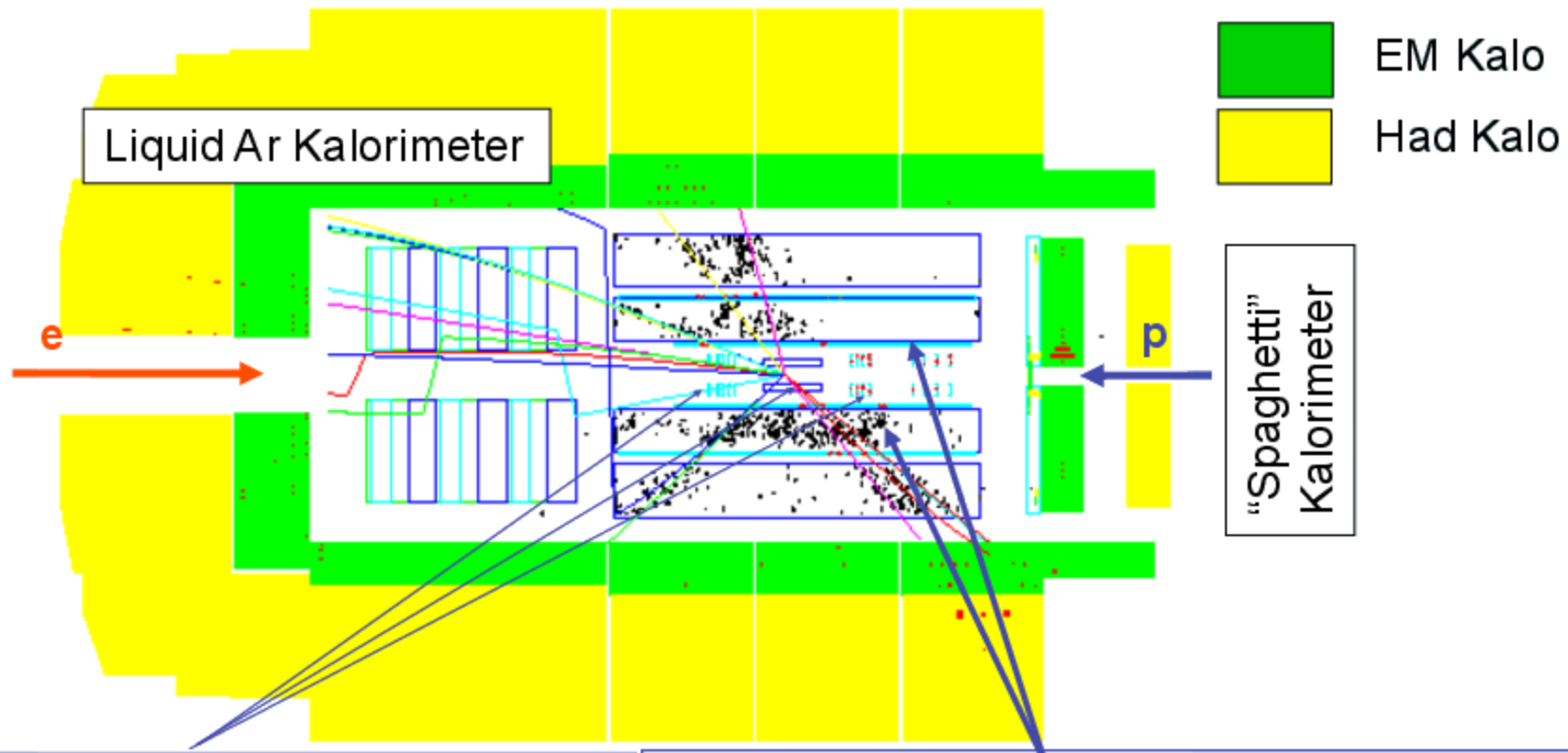
γ, Z : Neutral Current $ep \rightarrow l X$



$W^\pm$: Charged Current $ep \rightarrow \nu X$



H1 Experiment am HERA



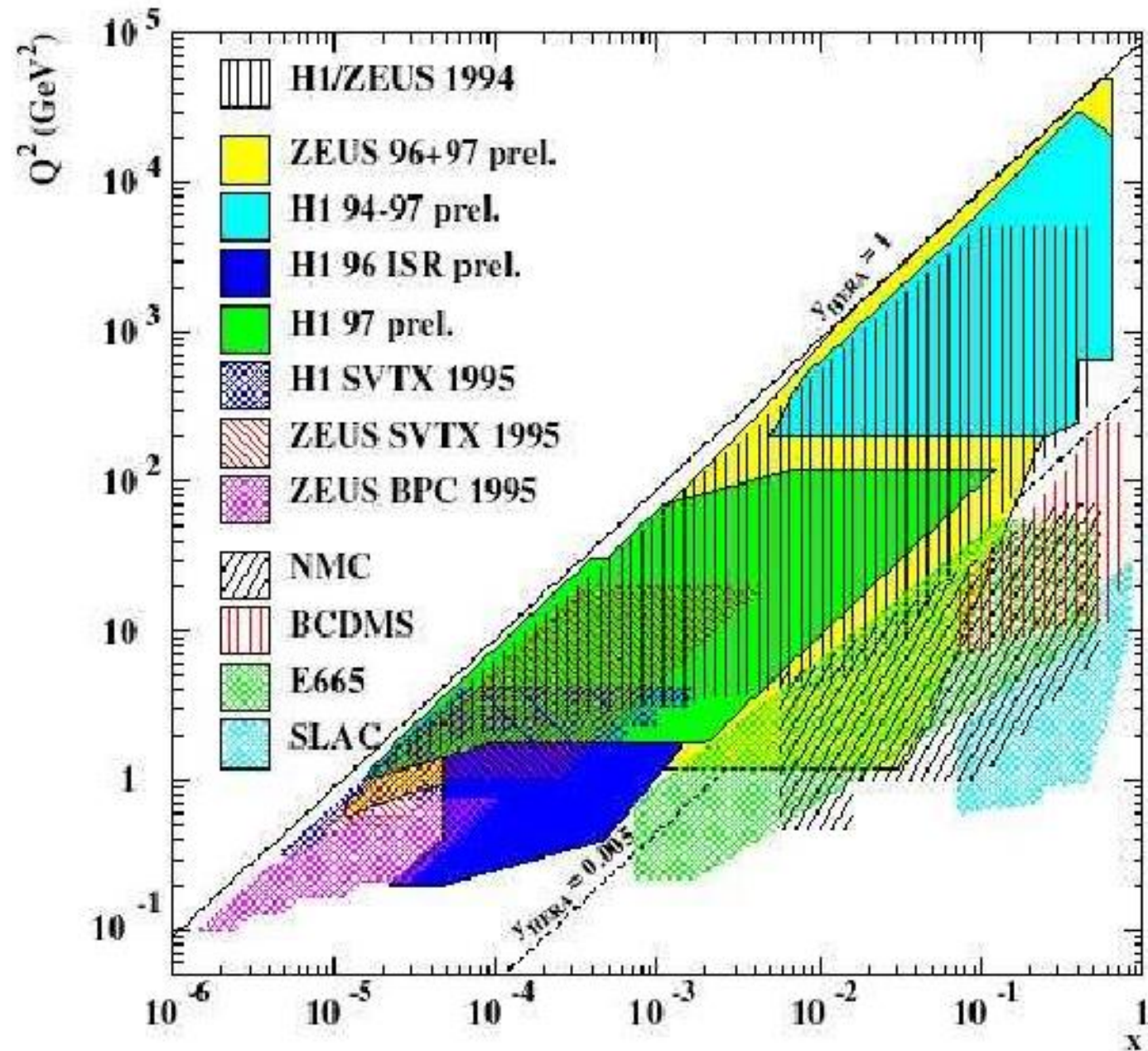
Silizium Detektoren:
Messung der Vertexposition
(Erkennung schwerer Quarks)

Driftkammern: akzeptanz: $20^\circ < \theta < 160^\circ$

Ladung und Zeitinformation

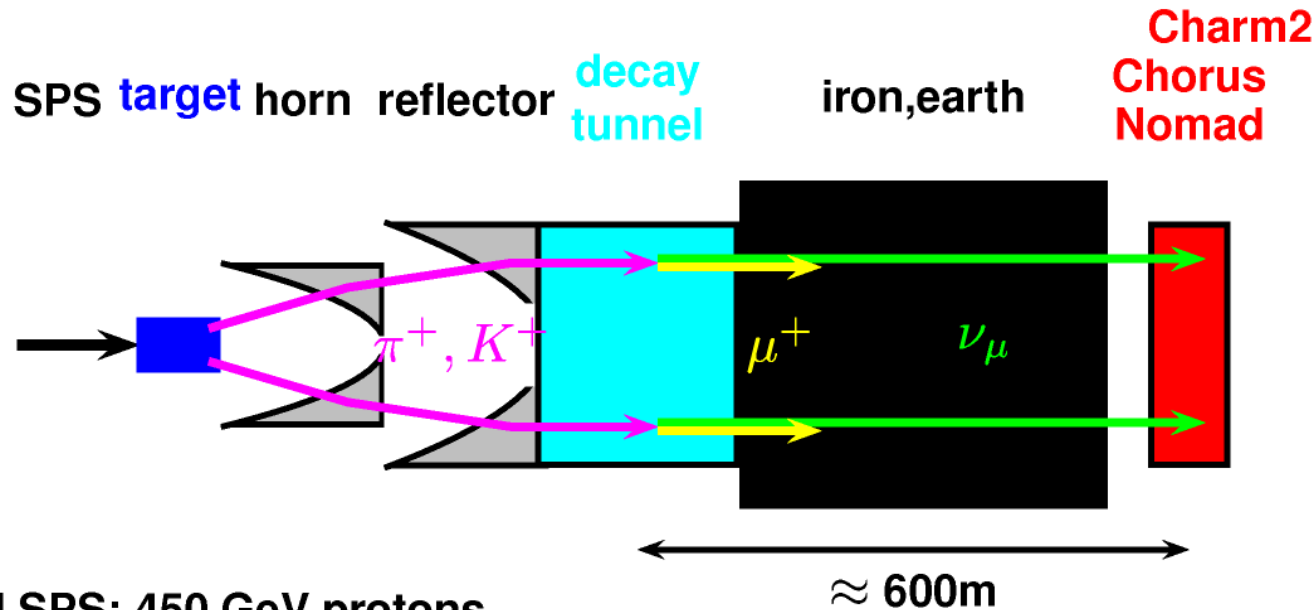
$B=1.15\text{ T}$: p_T geladener Teilchen

Kinematische Bereiche



CERN Wide-Energy-Band Beam (WBB)

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+, \quad K^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+, \quad K^+ \rightarrow \pi^0 \nu_\mu + \mu^+, \quad K^+ \rightarrow \pi^0 \nu_e + e^+$$



- CERN SPS: 450 GeV protons
- 2 extractions of 10^{13} protons on Be-target every 14.4 sec
- Neutrino flux at Chorus and Nomad detectors per extraction:
 $2.5 \cdot 10^{10}/m^2$
- $\nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_e : \bar{\nu}_e = 1 : 0.056 : 0.007 : 0.002$
- ν_τ -fraction: 10^{-7}
- Mean ν_μ -energy: 26 GeV

CHARM II @ CERN

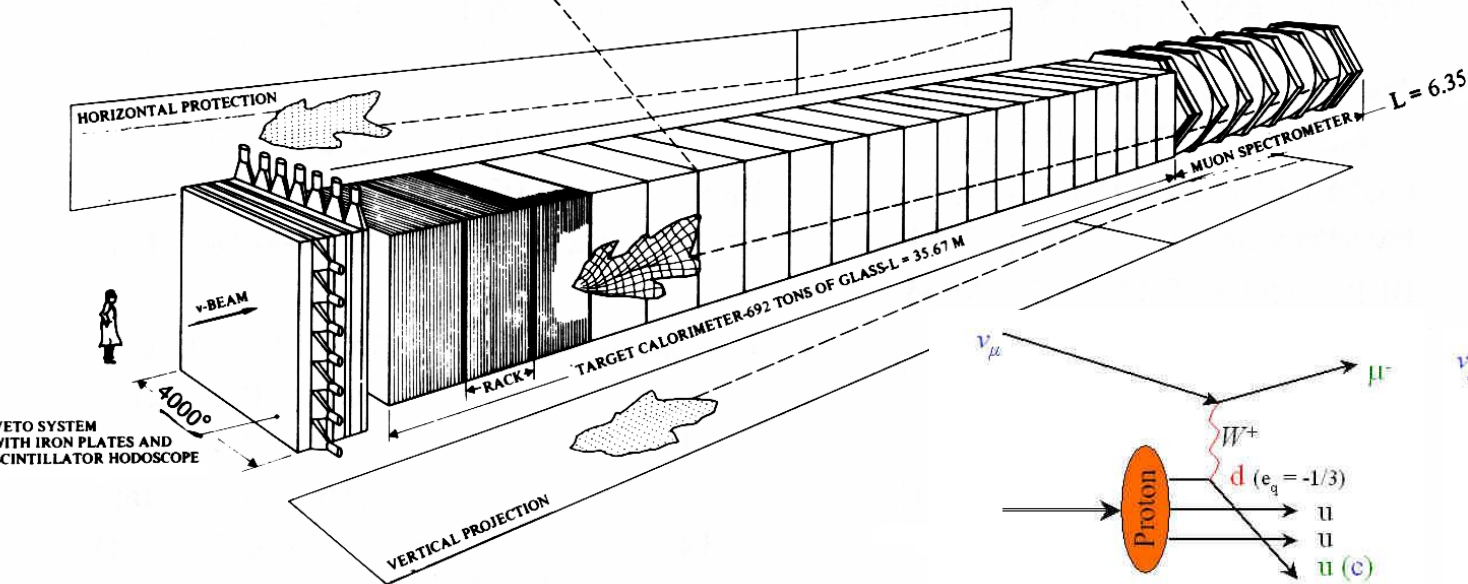
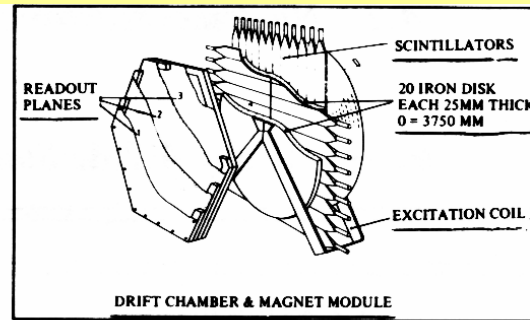
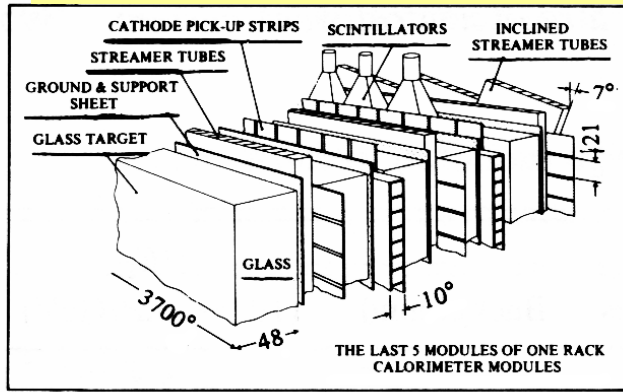
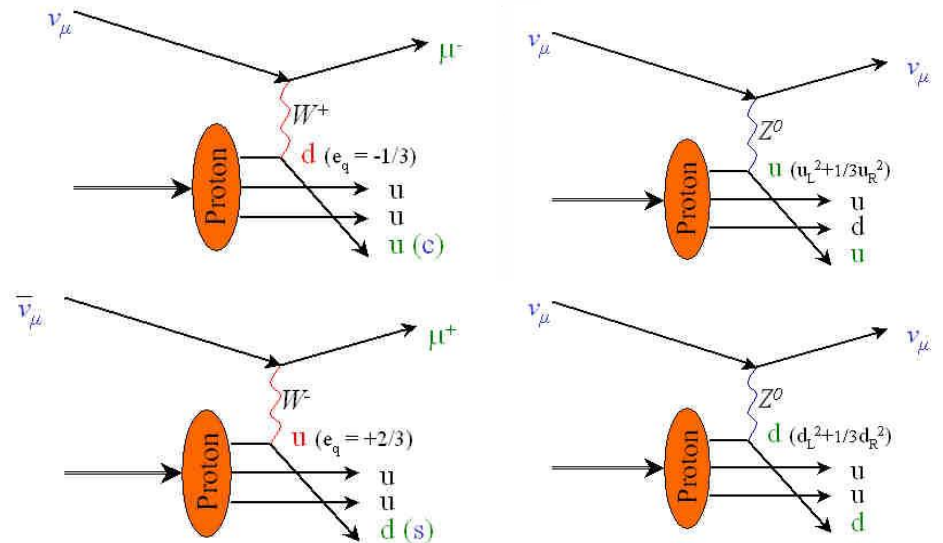
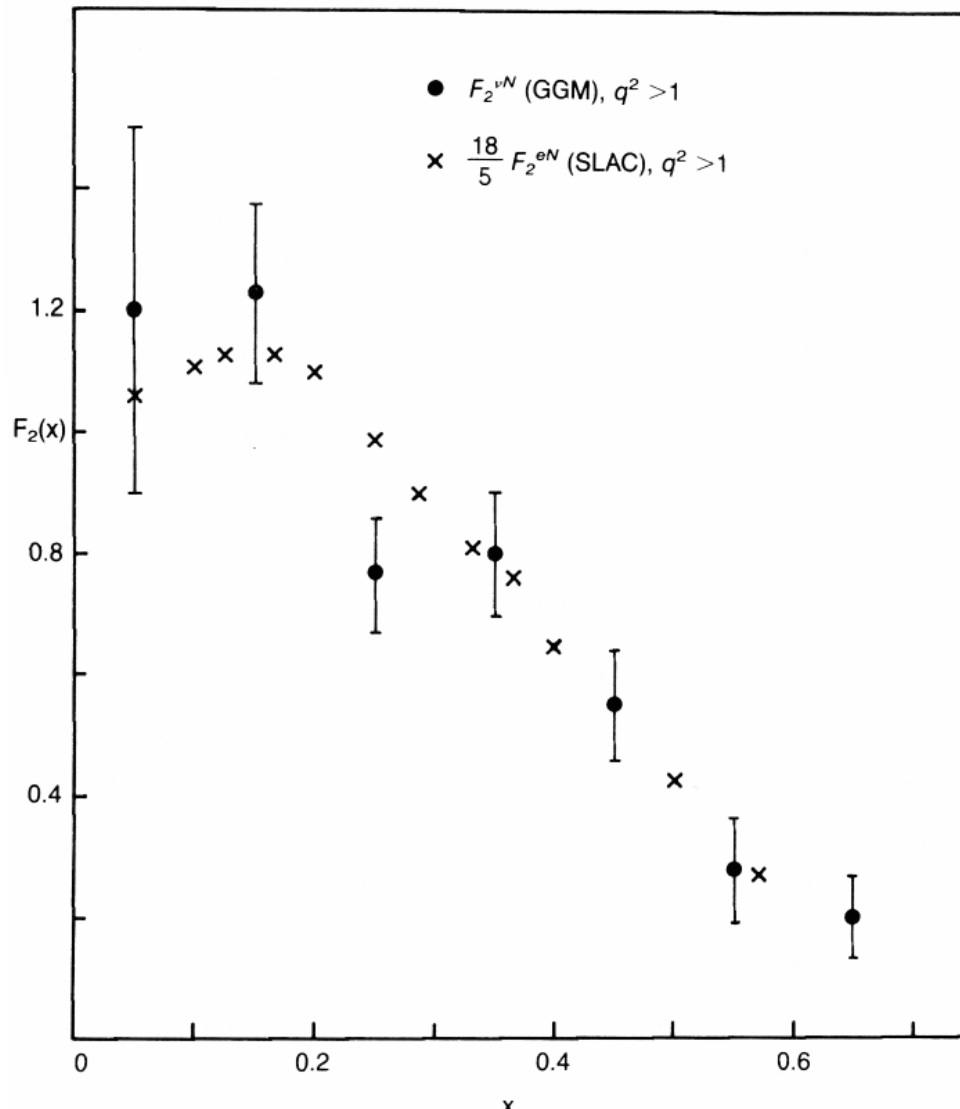


PHOTO SYSTEM
WITH IRON PLATES AND
SCINTILLATOR HODOSCOPE

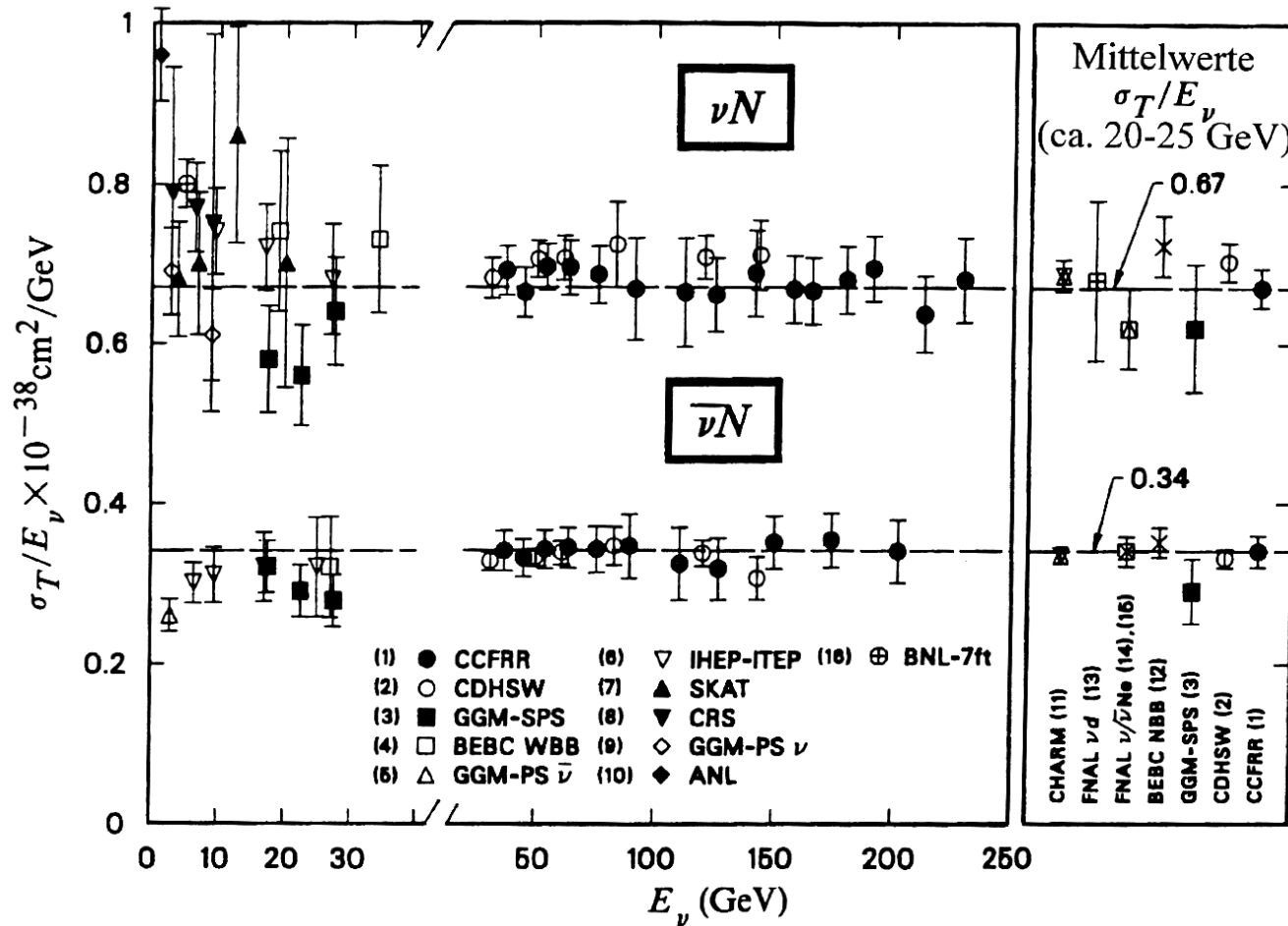


F_2 aus $\nu+N$ und $e+N$



F_2 zeigt Faktor 5/18,
erwartet für drittelzahlige
Quarkladungen

$\nu + N$ Streuung



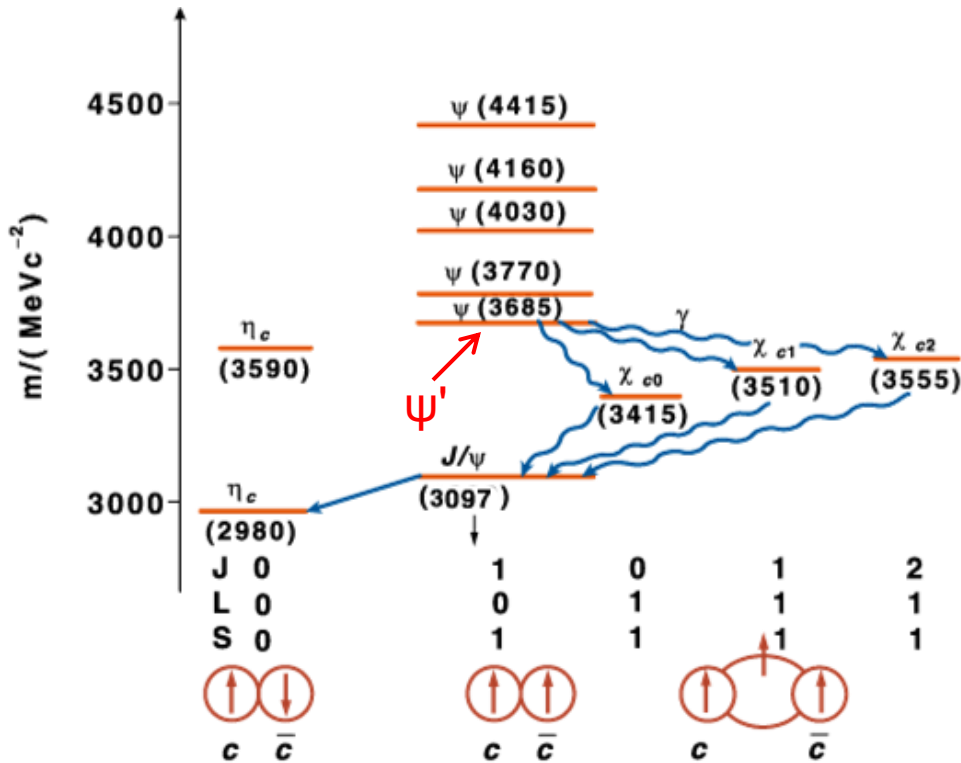
Anti-Neutrino WQ etwa 50% kleiner als Neutrino WQ.
 Erwartung aus maximaler Paritätsverletzung 1/3
 → Hinweis/Sensitivität auf Anti-Quarks im Nukleon

Struktur des Protons – einige Dinge zum Merken

Protonen :

- bestehen aus punktförmigen Teilchen (Konstituenten)
→ die Strukturfunktionen hängen nur von x ab und nicht von Q^2
- bestehen aus Spin-1/2 Konstituenten → $F_2(x) = 2x F_1(x)$
- die Zahl der Valenz-Quarks ist 3
→ folgt insbes. aus der Neutrino-Proton-Streuung
- Valenz-Quarks und See-Quarks tragen nur!! 50% des Proton-Impulses
- Die Impuls-Vtlgn der Valenz-Quarks und der Gluonen wurden experimentell bestimmt – es gibt keine theoretische Vorhersage hierfür
→ Gluonen tragen einen wesentlichen Teil des Proton-Impulses

Charmonium and the Effective Potential of the Strong interaction

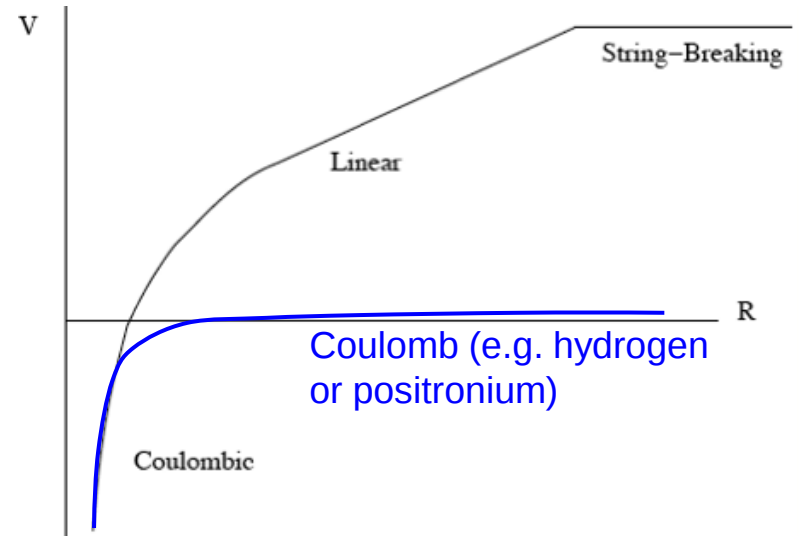


Higher modes of charmonium measured at SLAC (hence called only ψ)

Notation: $\psi(n^{2S+1}L_J)$

J/ψ : Ortho-charmonium 1^3S_1

η_c : Para-charmonium 1^1S_0

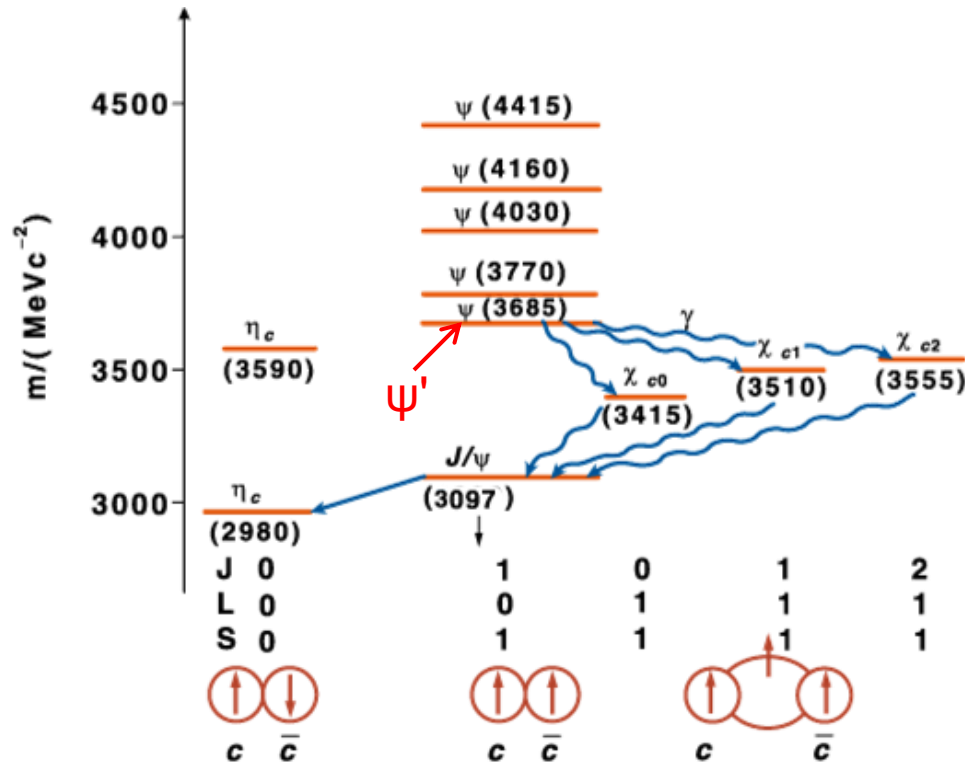


Deviation of the energy levels from Coulomb like behaviour can be explained by linear potential at large r :

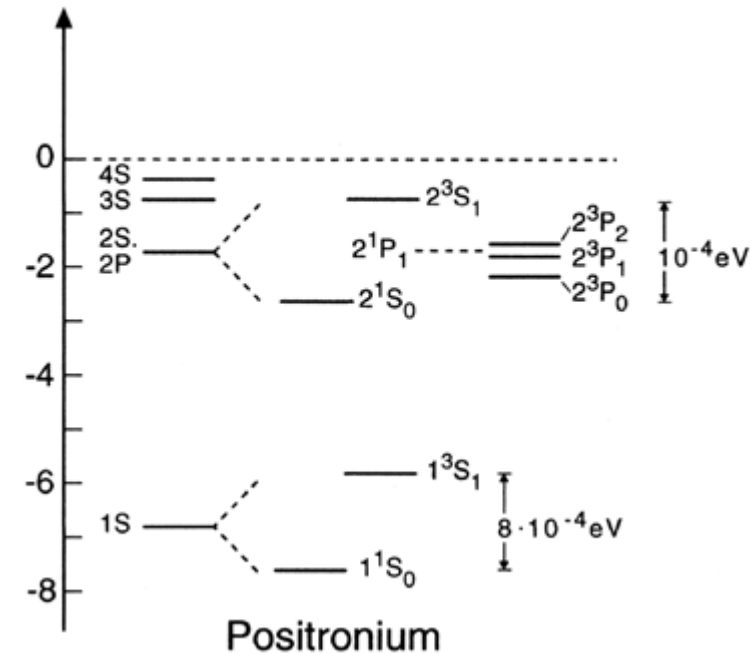
$$V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(r)}{r} + kr$$

Phenomenological QCD potential with string tension $k \approx 1 \text{ GeV/fm}$

Charmonium and the Effective Potential of the Strong interaction



Bindungsenergie [eV]



	J/ψ	χ_c	ψ'
m (GeV)	3.1	≈ 3.5	≈ 3.68
r (fm)	≈ 0.45	≈ 0.70	≈ 0.88

Neutrino-Nukleon-Streuung

- Woher bekommen wir Neutrinos?
- Welche Detektorsysteme kommen dabei zum Einsatz?
- Messergebnisse

Neutrino-Strahlen

Neutrinos aus tertiär-Strahlen

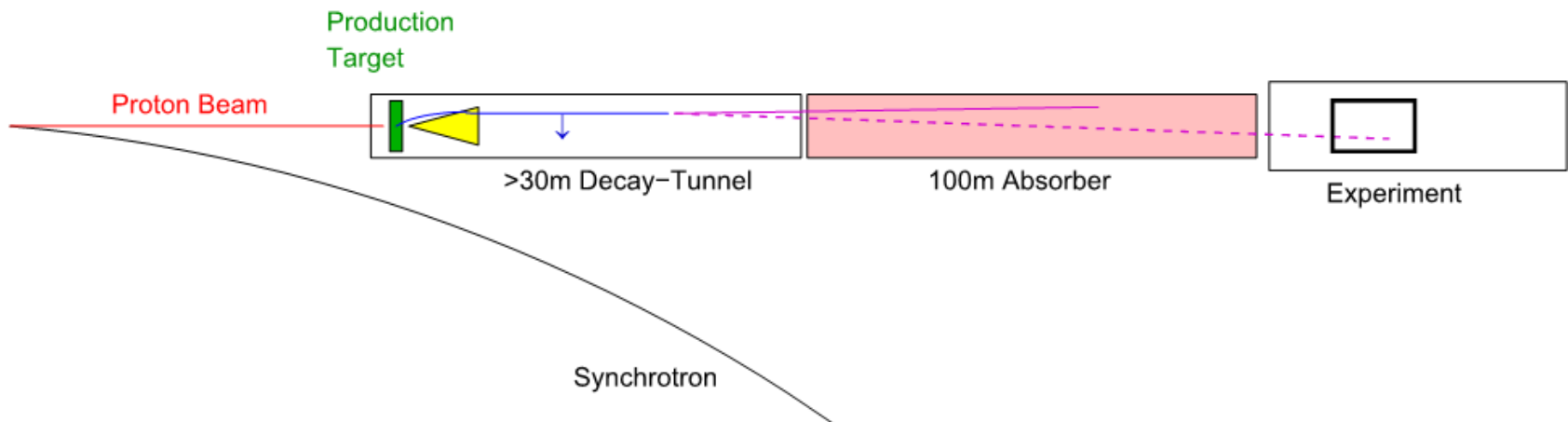
ν -Produktions Reaktionen:

- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
- $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$
- $k^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
- $k^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$

Pionen & Kaonen aus Produktions Target:

$$p + Be \rightarrow \pi, k$$

Neutrino-Experimente

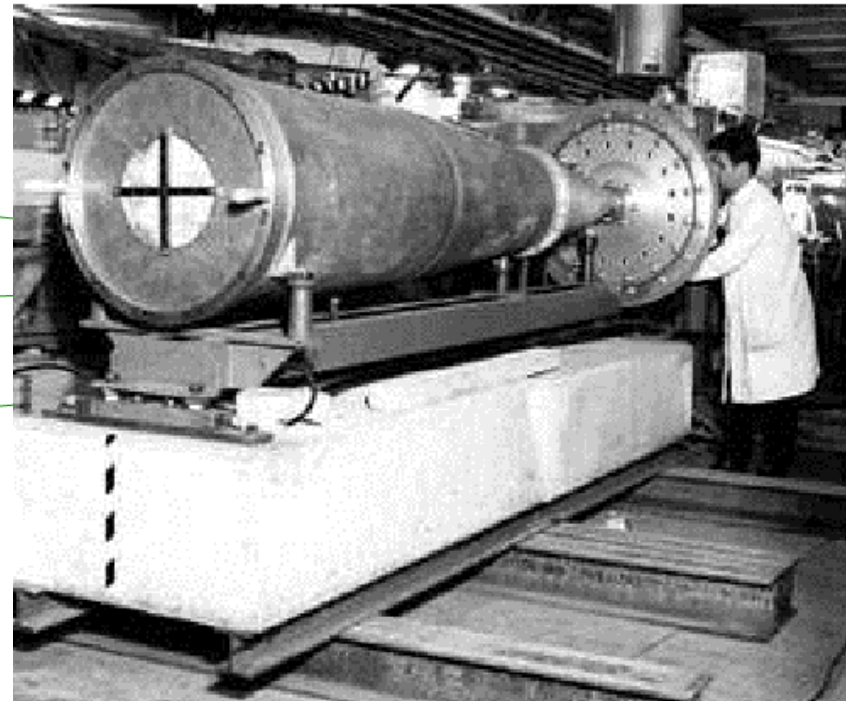
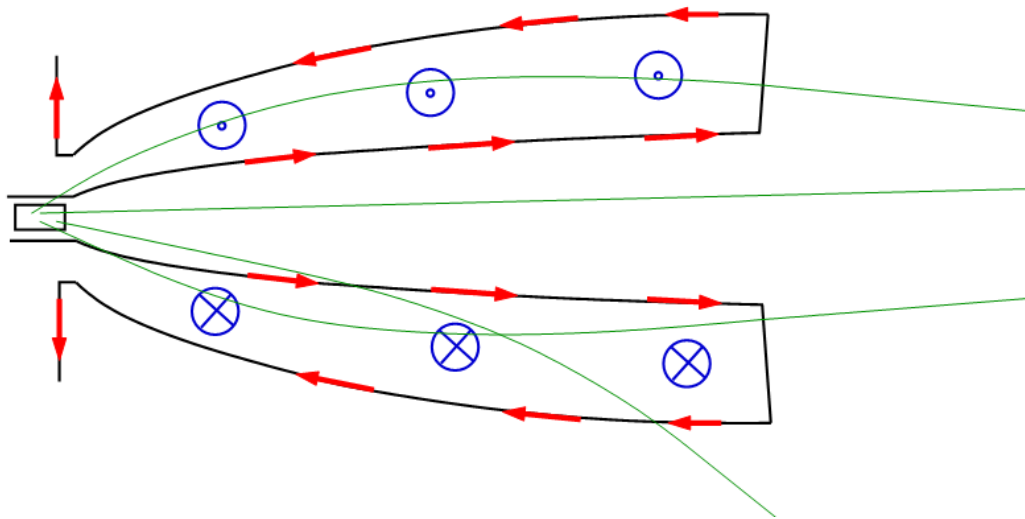


Neutrino-Horn

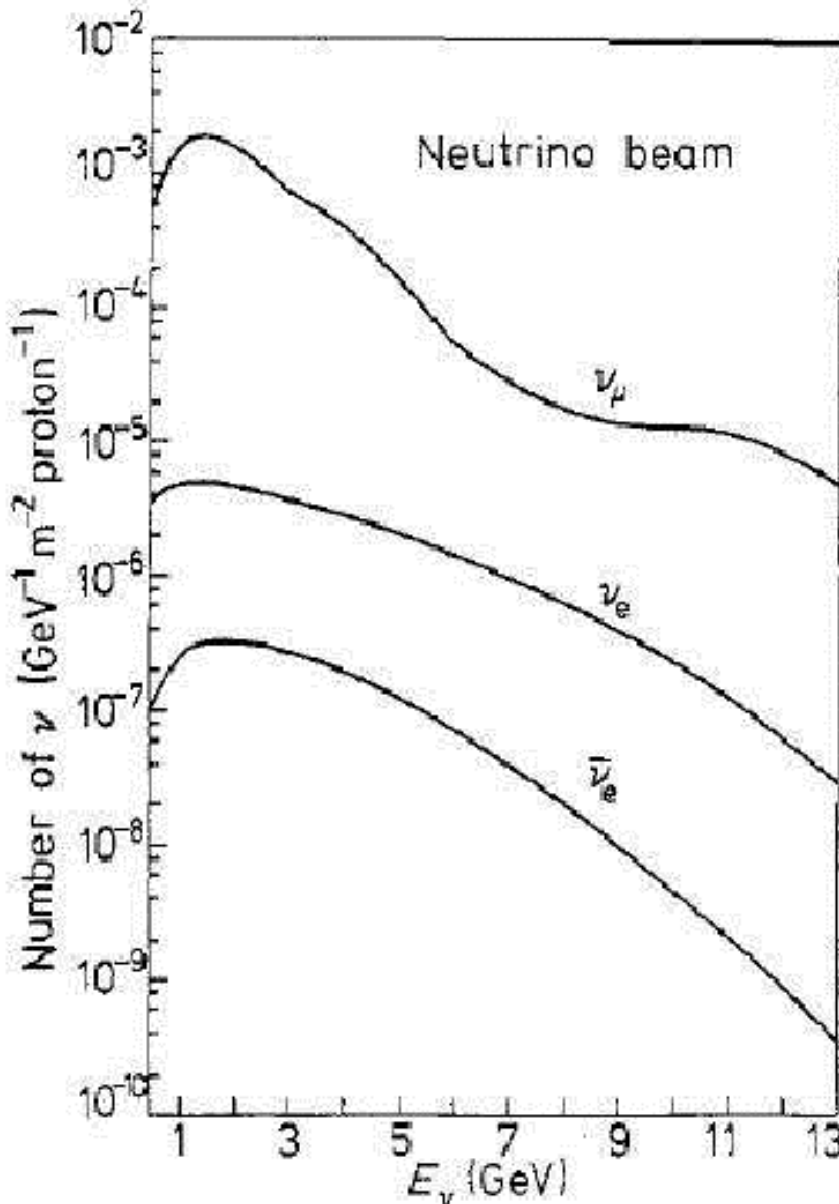
- **Problem:** sekundär Teilchen streuen im Produktionstarget stark auf
- dadurch geringe Ausbeute
- Idee (Simon van der Meer CERN 1961): Fokussierung der sekundär Teilchen



Neutrino-Horn



Neutrino-Spektrum



- Problem: E_ν nicht bekannt
- Kinematik muss allein aus Endzustand rekonstruiert werden!
- auch Vermessung des hadronischen Endzustands

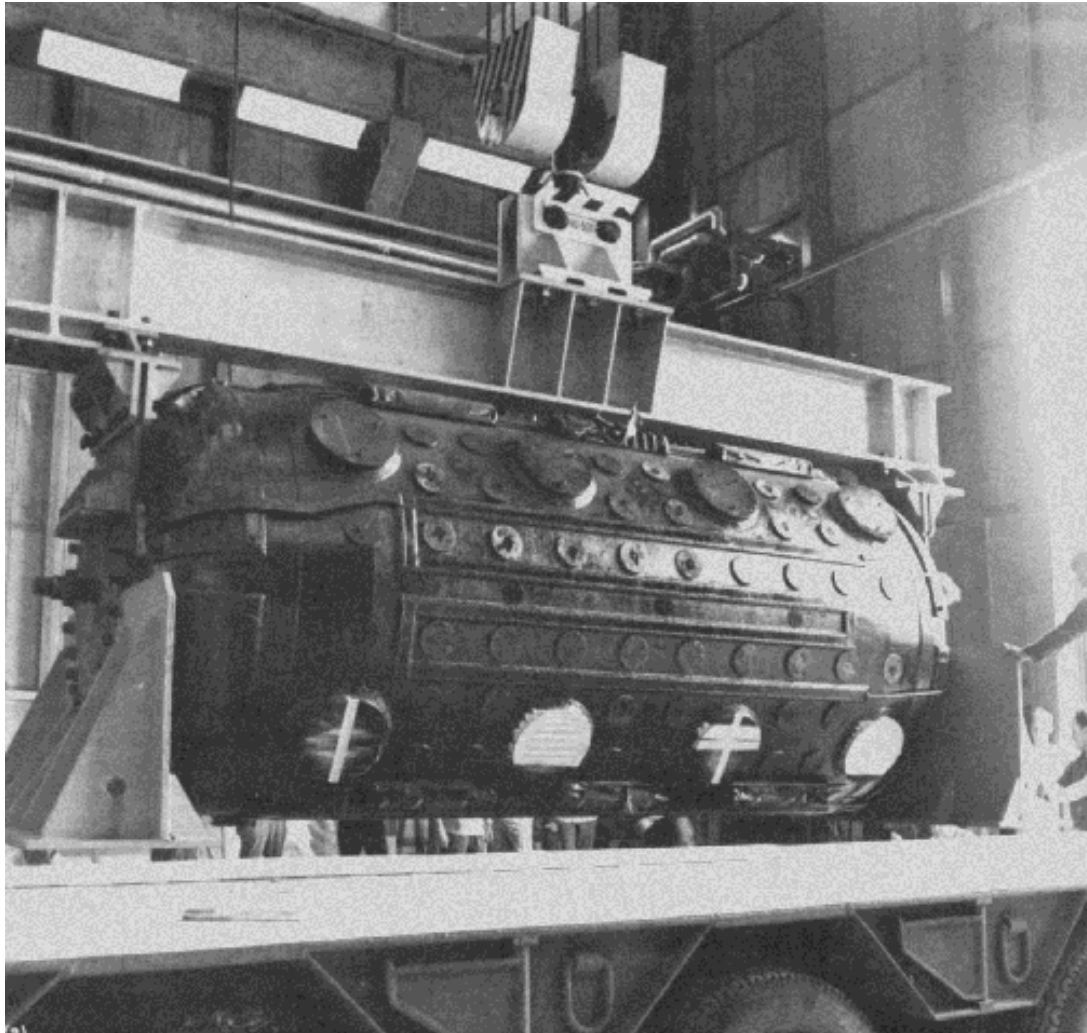
Neutrino-Experimente

Erfassung des hadronischen Endzustandes:

- Blasenkammern
- Kombination: Hadronen-Kalorimeter + Myon-Spektrometer

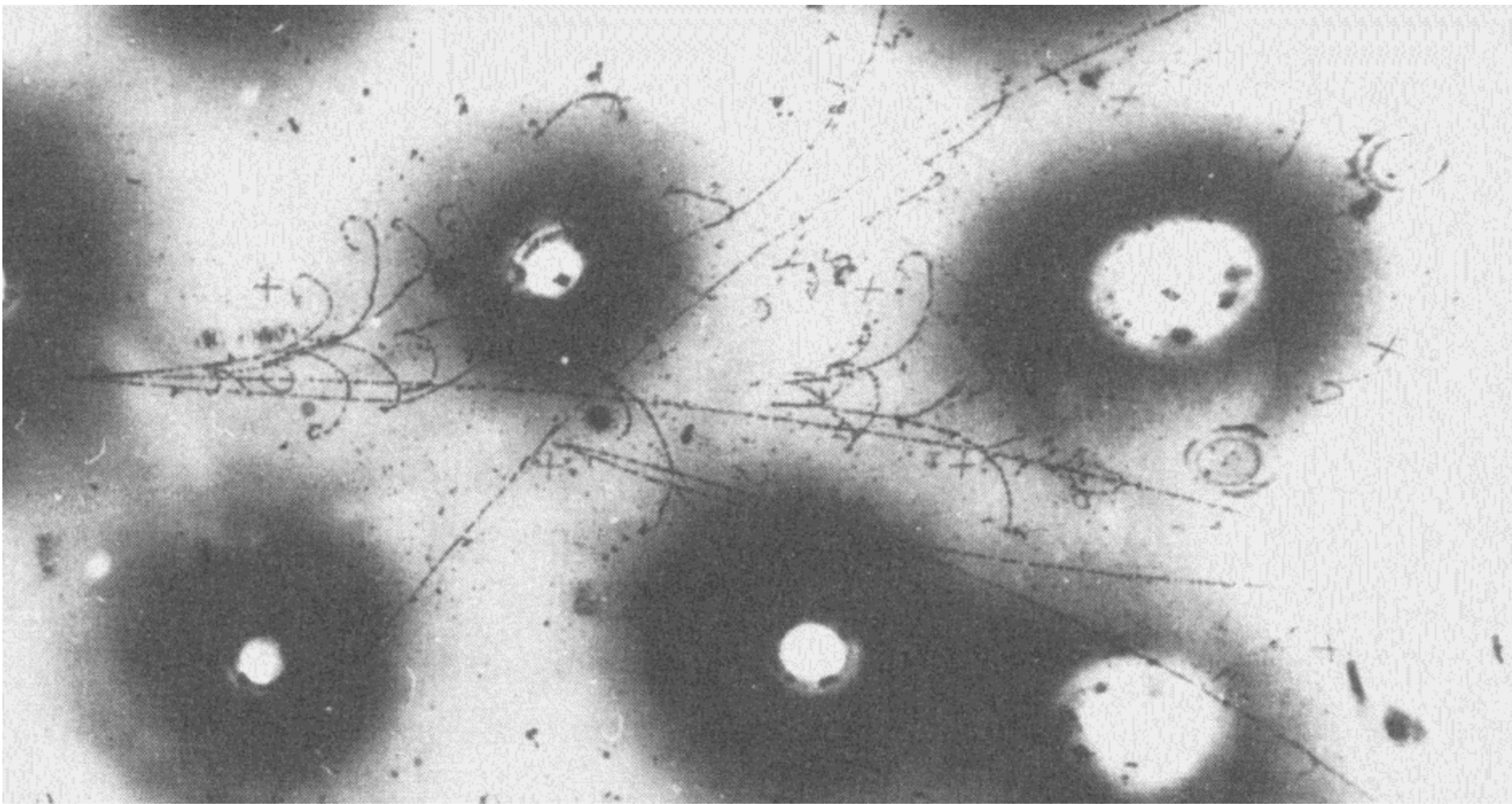


CERN GARGAMELLE

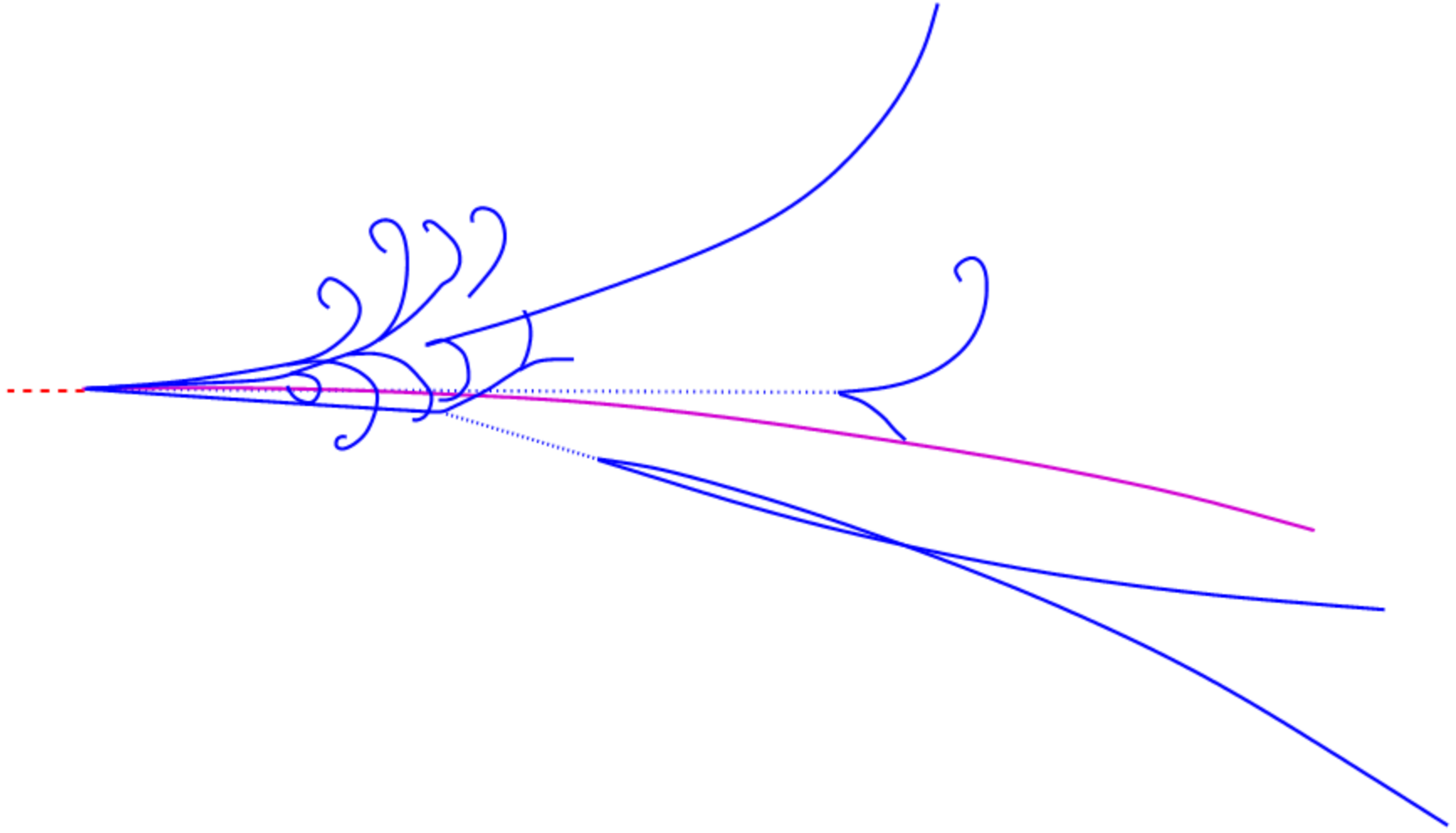


- 6.3 m³ sensibles Volumen
- Freon-Füllung: CF₃Br
- Magnetfeld: 2T

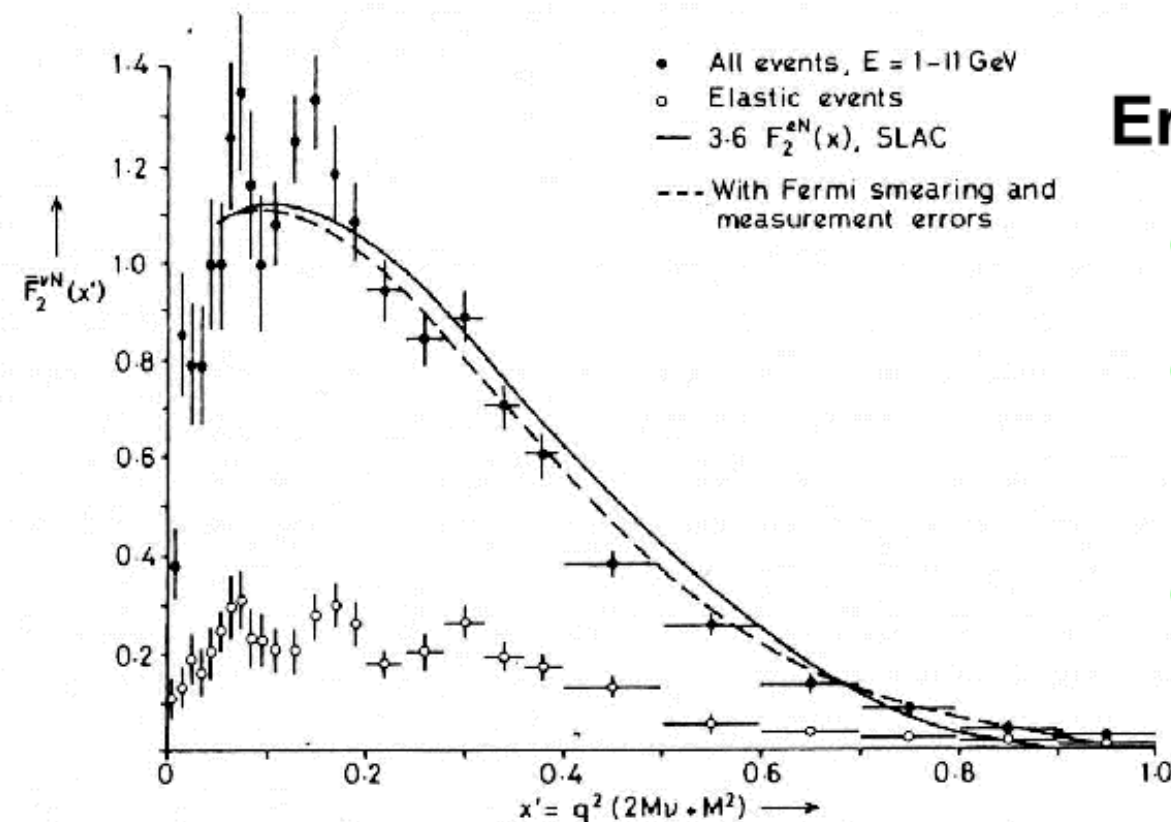
ν - Event



ν - Event



$$\nu - F_2^{\nu N}$$

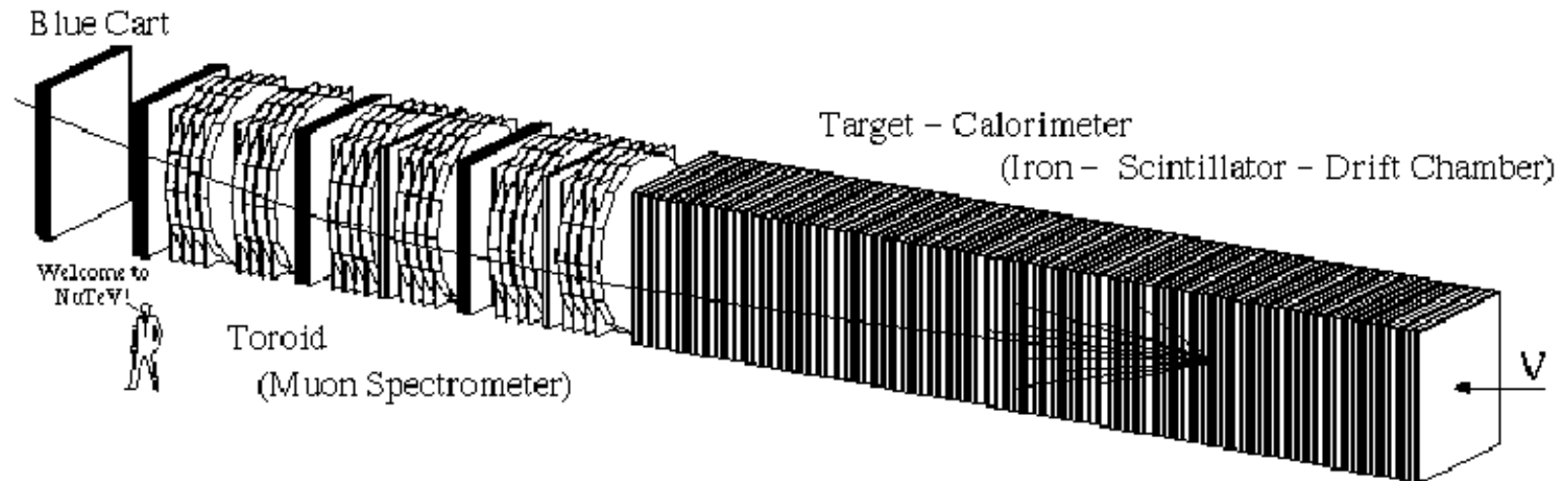


Ergebnisse:

- Scaling bestätigt
- Quark Ladungen:

$$\int F_2^{\nu N} dx = \frac{18}{5} \int F_2^{eN} dx$$
- $\int F_2^{\nu N} dx = 0.52 \pm 0.03$
 $\rightarrow$ Gluons!

CCFR: ν -Experimente



- 1985, 1987 Fermilab
- Tevatron: $10 \text{ GeV} < E_\nu < 600 \text{ GeV}$
- Target: 690t Stahl und Szintillator
- $\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \hat{=} 4.25\% \text{ @ } 200 \text{ GeV}$
- Sample: $1.8 \cdot 10^6 \nu$ ($3.6 \cdot 10^5 \bar{\nu}$) Events

CCFR: Anti-Quark Vtlg

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{1}{2}[F_2(x, Q^2) - xF_3(x, Q^2)]$$

