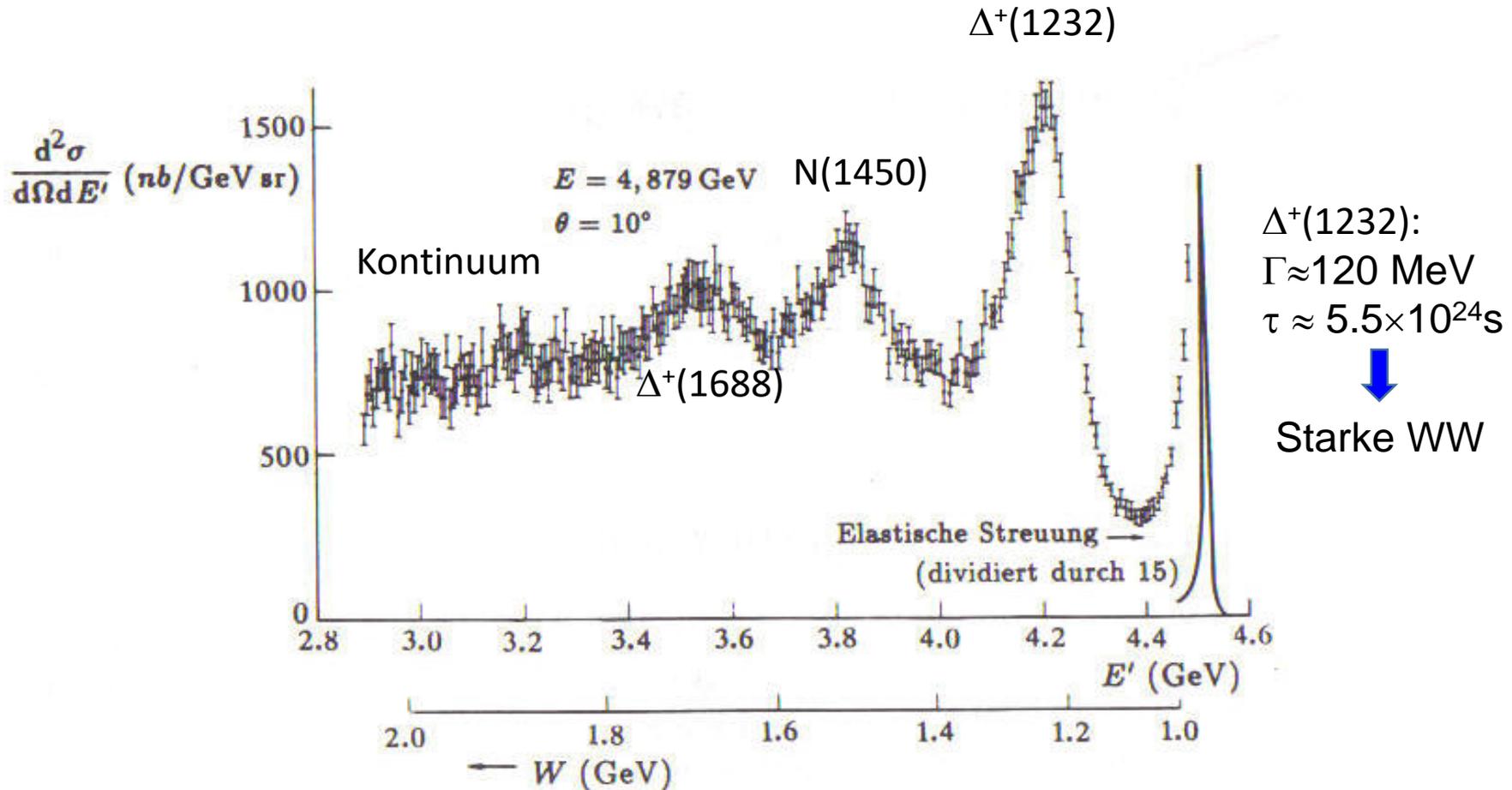


Abb. VI.8 Tief-inelastische Elektron-Proton Streuung

Steigert man gegenüber elastischer Streuung den Energieübertrag, kommt es zur Ausbildung von angeregten Nukleonzuständen die schnell zerfallen:



Steigert man Energieübertrag $\nu = E - E'$ weiter, kommt man in den Bereich eines Kontinuums: Das Proton "bricht" auf – tief-inelastische Streuung.

Abb. VI.9 Erste Messung der Strukturfunktion W_2

VOLUME 23, NUMBER 16

PHYSICAL REVIEW LETTERS

20 OCTOBER 1969

OBSERVED BEHAVIOR OF HIGHLY INELASTIC ELECTRON-PROTON SCATTERING

M. Breidenbach, J. I. Friedman, and H. W. Kendall

Department of Physics and Laboratory for Nuclear Science,*
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139

and

E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, and R. E. Taylor

Stanford Linear Accelerator Center,† Stanford, California 94305

(Received 22 August 1969)

SLAC & MIT Experiment
1969

Spectrometer at given θ

$$\frac{\Delta p}{p} \sim 0.1\% \quad \Delta\theta \sim 0.7\text{mrad}$$

e^- beam, up to 20 GeV

$$\frac{\Delta p}{p} \in [0.1\%; 0.25\%]$$

Dipole and quadrupole
magnets

Cherenkov counter for
 e/π separation

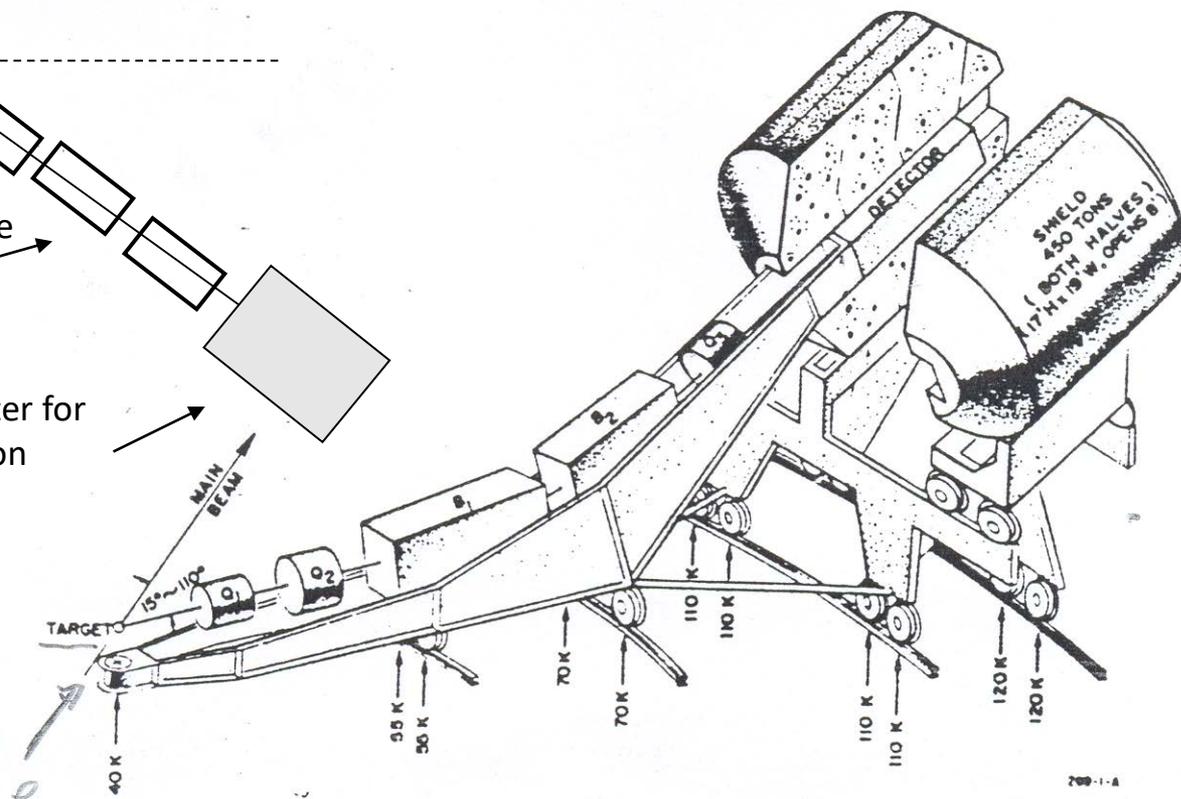


Abb. VI.10 Erste Messung der Strukturfunktion

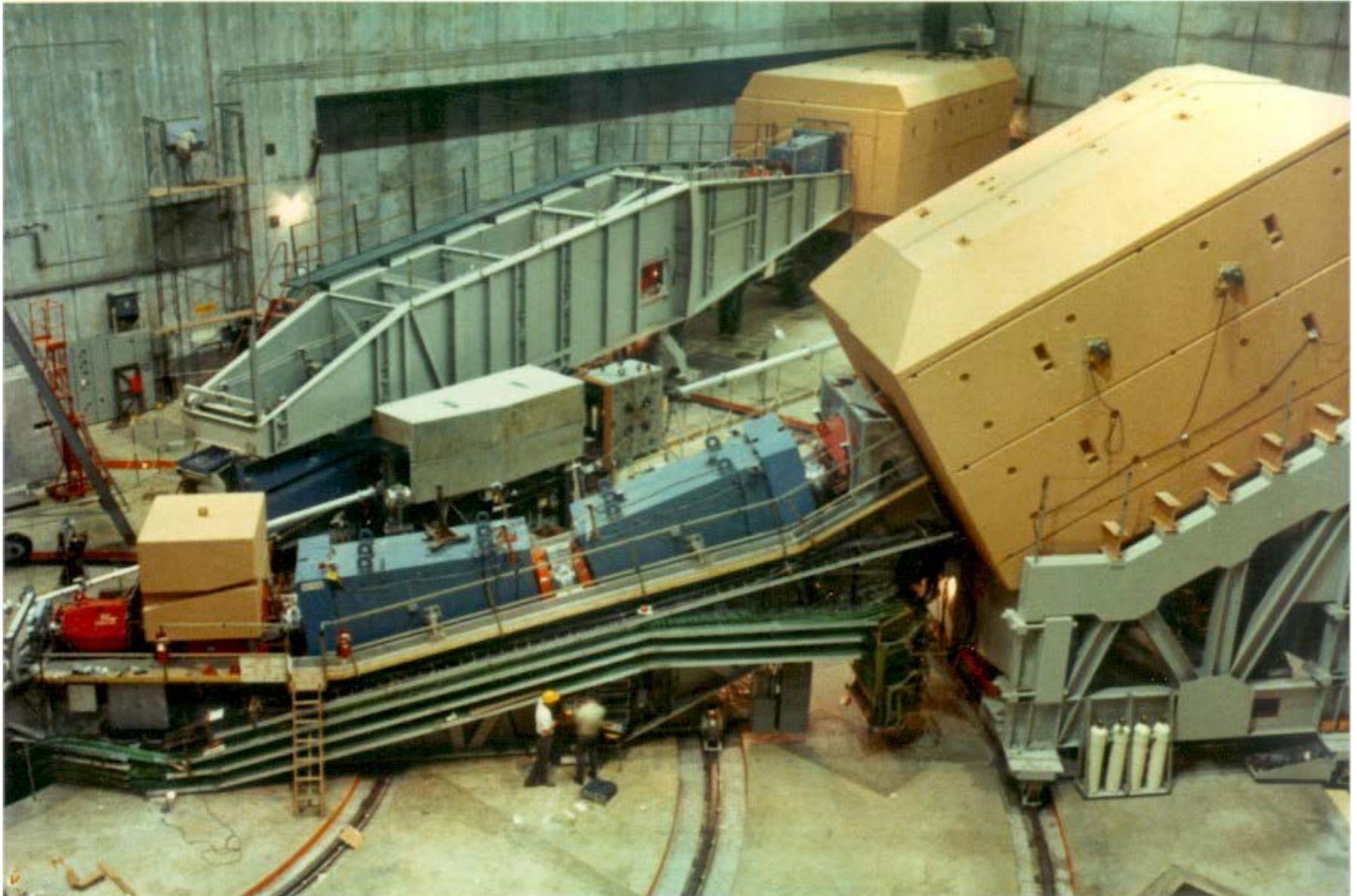
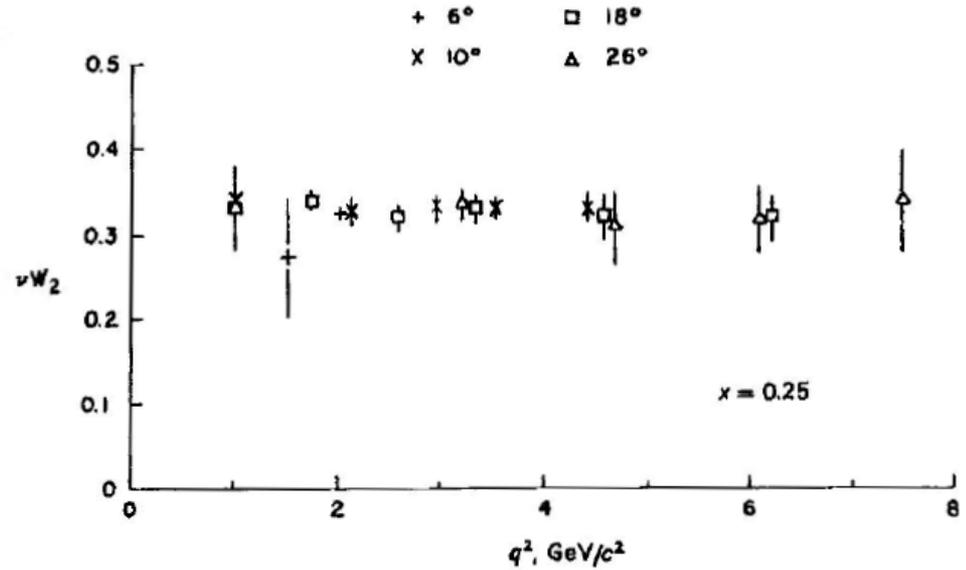
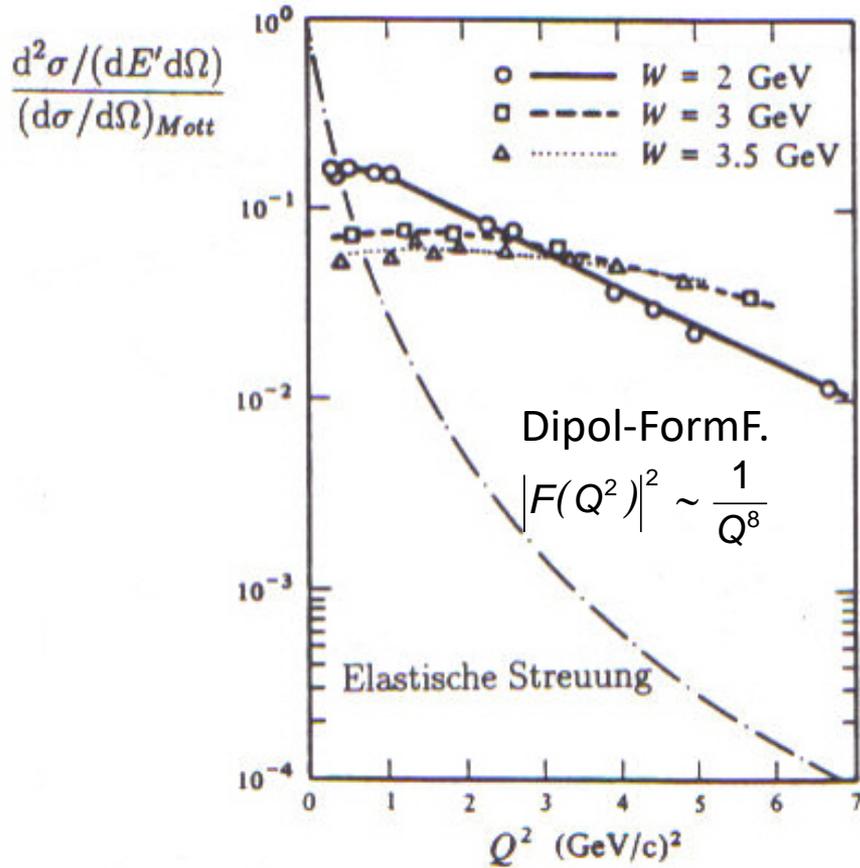


Abb VI.11 Strukturfunktion W_2



Funktion νW_2 hängt nicht explizit von Q^2 ab sondern nur von der dimensionslosen Variablen x_{Bj} :

Bjorkensche
 Skalenvariable

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

→ **Skaleninvarianz = "scaling"**

Abb. VI.12 Tief-inelastisches ep-Ereignis



$$Q^2 = 25030 \text{ GeV}^2; \quad y = 0.56; \quad \mathbf{x=0.50}$$

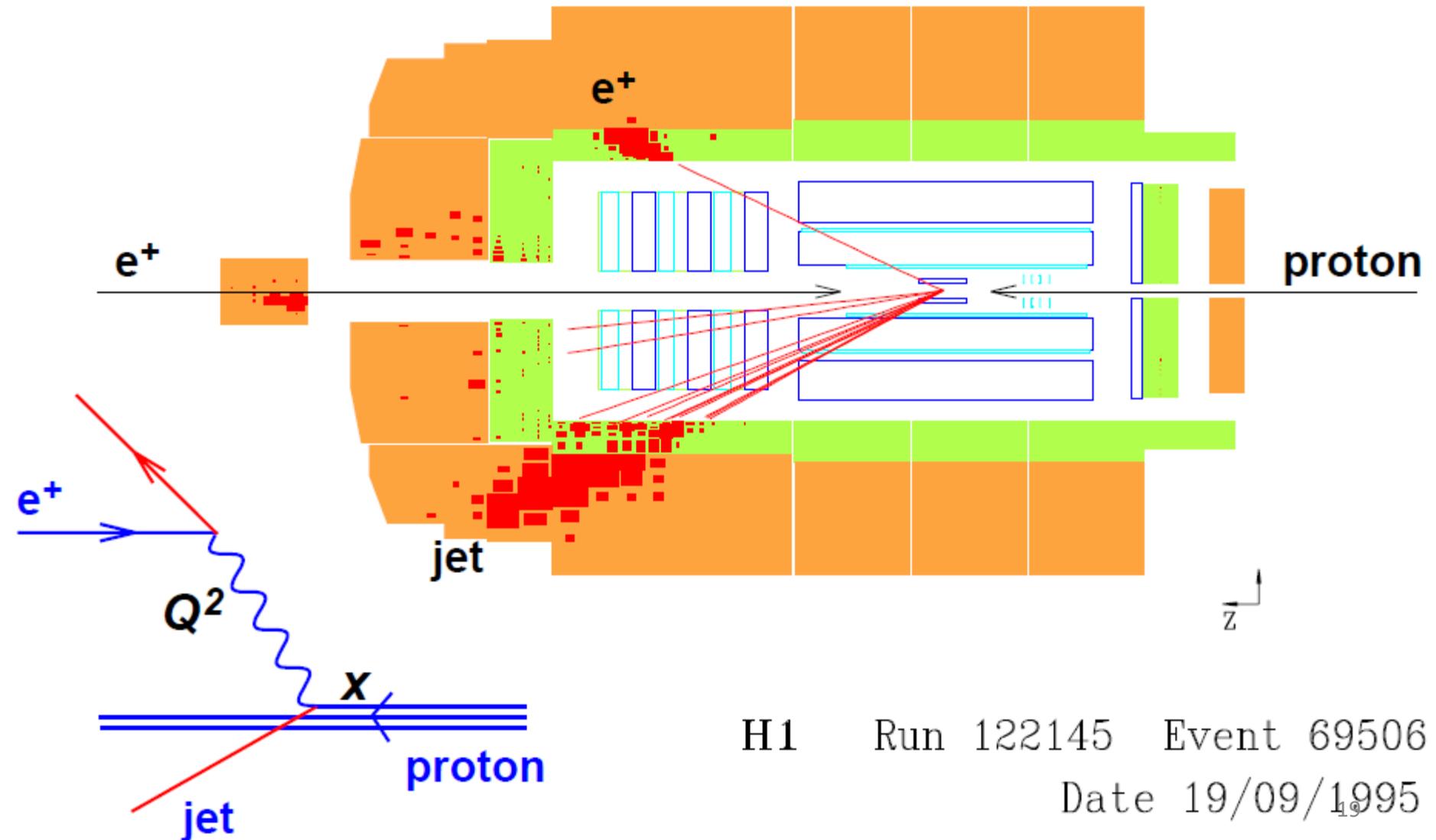


Abb. VI. 13 Callan-Gross Relation

$$\frac{2xF_1}{F_2}$$

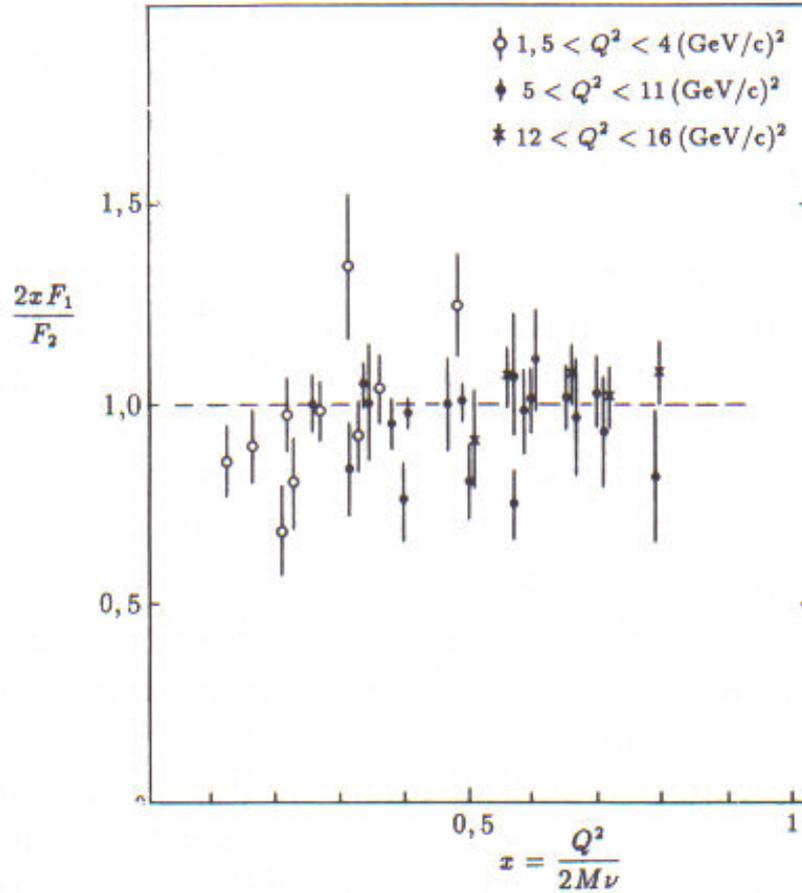


Abb. VI.14

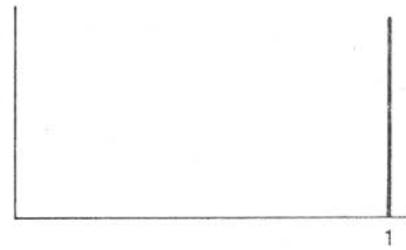
Proton Modell

If the Proton is

A quark

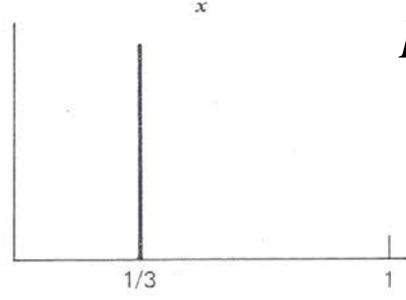
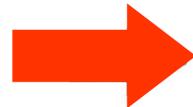


then $F_2^{ep}(x)$ is



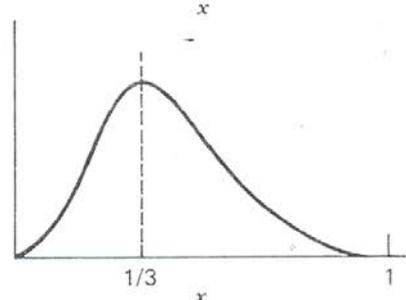
$$F_2^{ep}(x)$$

Three valence quarks



$$F_2^{ep}(x) = x \cdot \sum_i e_i^2 f_i(x)$$

Three bound valence quarks



Three bound valence quarks + some slow debris, e.g., $g \rightarrow q\bar{q}$

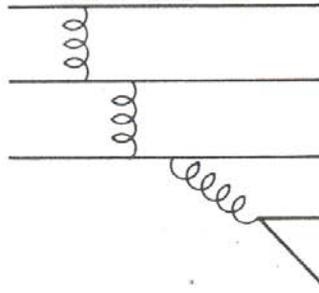
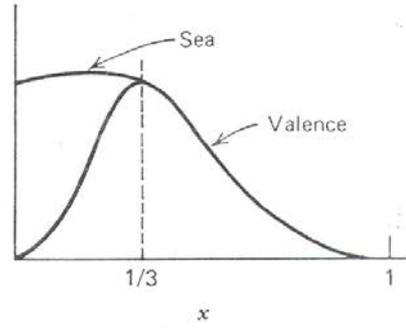
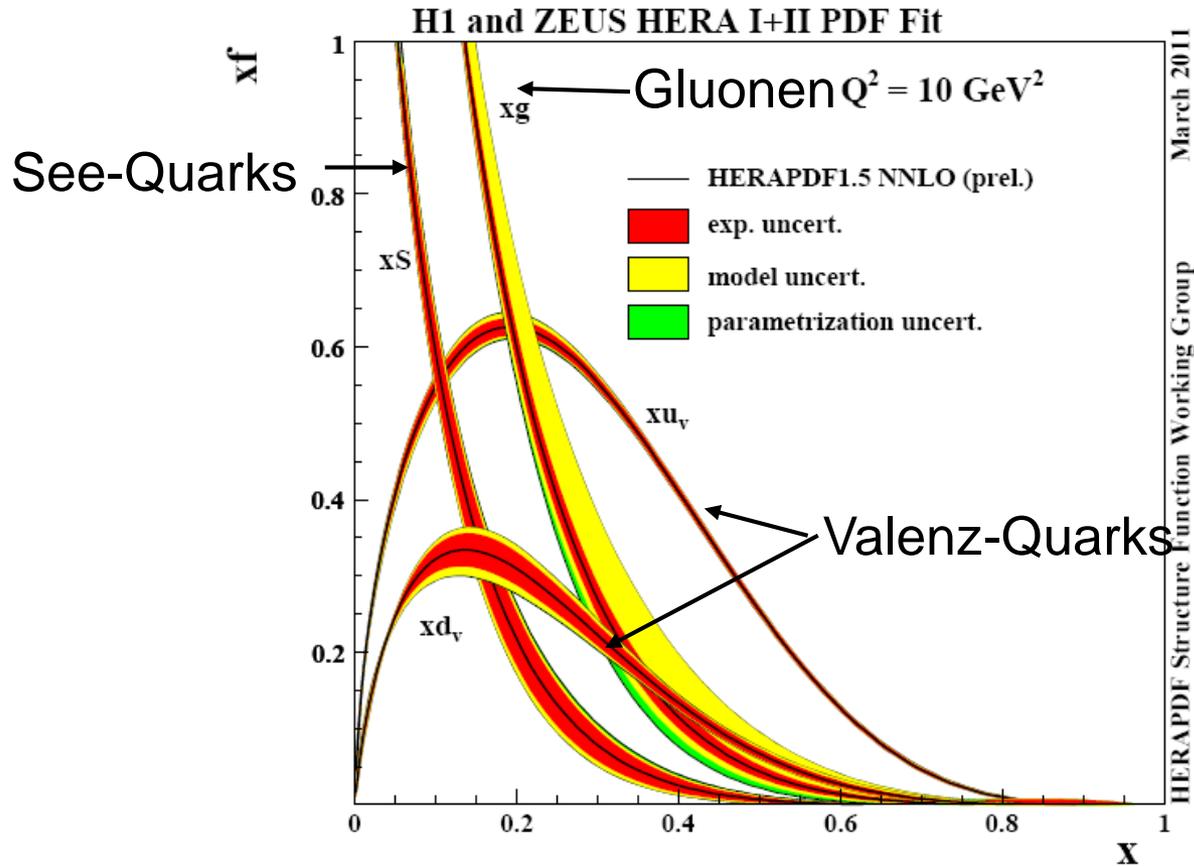


Abb. VI.15 Parton-Dichten im Proton

Durch Auswertung einer Vielzahl von Streu-Experimenten:



See-Quark in der Regel bei kleinem x . Valenz-Quarks bei $x= 0.15...0.2$.
 $\int F_2(x)dx =$ Impulsanteil vom Proton der von Quarks getragen wird: 50%
 Gluonen tragen 50% des Impulsanteils des Protons.

Abb. VI.16 Nachtrag – Infinite Momentum Frame

$$(p_{qi} + q)^2 = p_{qi}'^2 = m_{qi}^2 \approx 0$$

$$\overbrace{(zP + q)^2} = z^2 P^2 + 2zPq + q^2 \approx 0$$

↑
Proton 4er-Impuls: $P^2 = M^2 c^2$

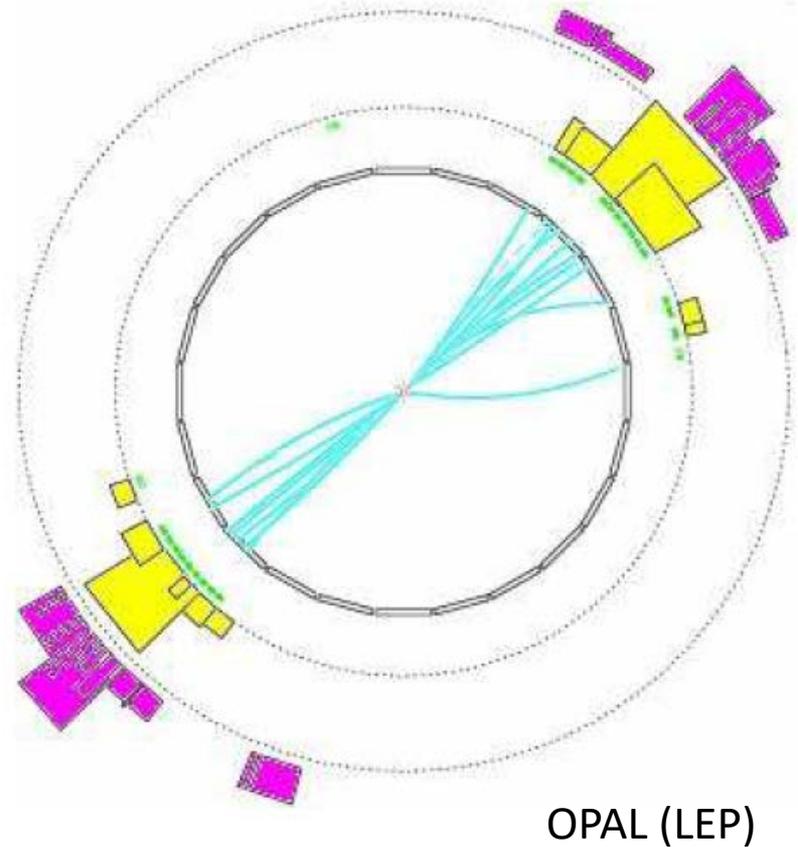
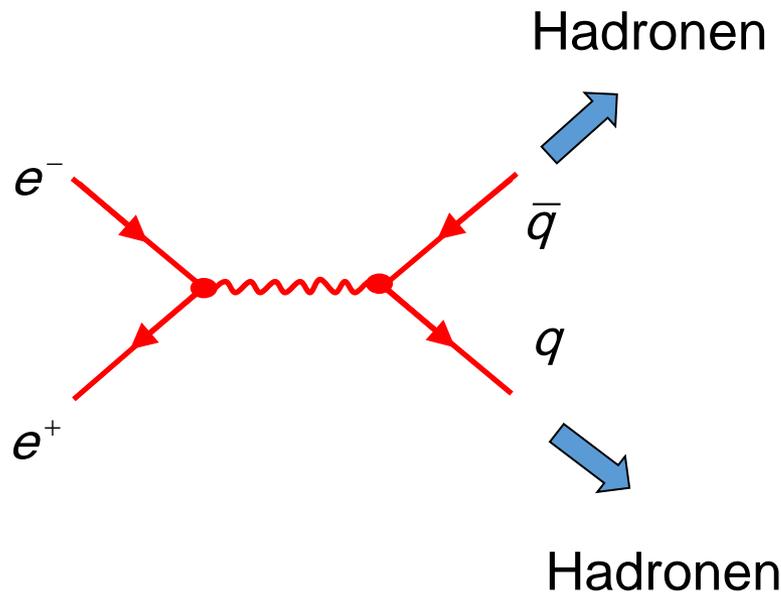
und $Pq = Mv$

damit $z^2 M^2 c^2 + 2zMv + q^2 \approx 0$

und mit $-q^2 = Q^2 \gg z^2 M^2 c^2 \rightarrow$

$$z = \frac{Q^2}{2Mv} \equiv x_{Bj}$$

Abb. VII.1 e^+e^- Annihilation in Hadronen: 2-Jet Ereignis



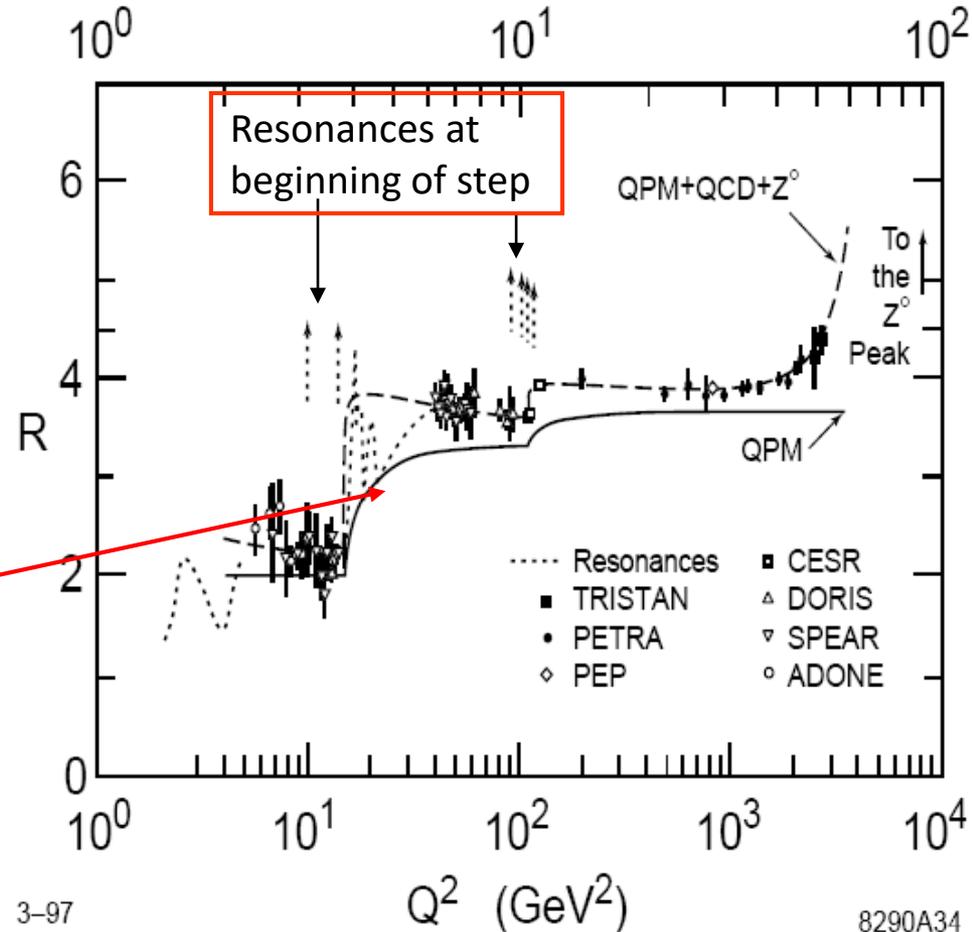
Hadronisierung wird in Abb. 2.3 diskutiert.

Abb. VII.2 R_{had} und Zahl der Farbladungen

Definition:

$$R_{had} = \frac{\sigma(ee \rightarrow hadrons)}{\sigma(ee \rightarrow \mu\mu)} = 3 \cdot \sum_i Q_i^2$$

\sqrt{s}	Quarks	$R_{had} = 3 \cdot \sum_i Q_i^2$
$< \sim 3 \text{ GeV}$	uds	$3 \cdot \left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} \right) = 2$
$< \sim 10 \text{ GeV}$	udsc	$3 \cdot \left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} + \frac{4}{9} \right) = \frac{10}{3}$
$< \sim 350 \text{ GeV}$	udscb	$3 \cdot \left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} + \frac{4}{9} + \frac{1}{9} \right) = \frac{11}{3}$



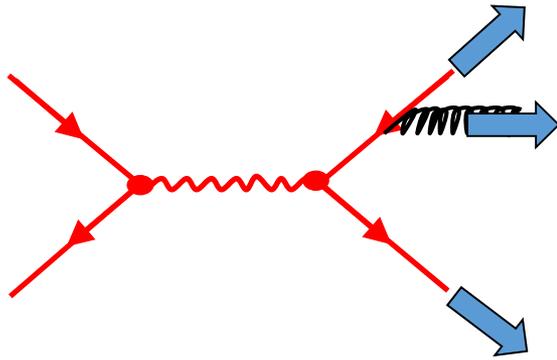
3-97

8290A34

Man beobachtet also für R_{had} sowohl die Sprünge aufgrund verschiedener Quarkflavor also auch den Faktor $N_f = 3$ für die 3 Farbladungen.

Abb. VII.3 Entdeckung des Gluons

TASSO Kollaboration am e^+e^-
Beschleuniger PETRA / DESY (1977):



bei $\sqrt{s}=20$ GeV

$$\frac{\text{\#3-jet events}}{\text{\#2-jet events}} \approx 0.15$$

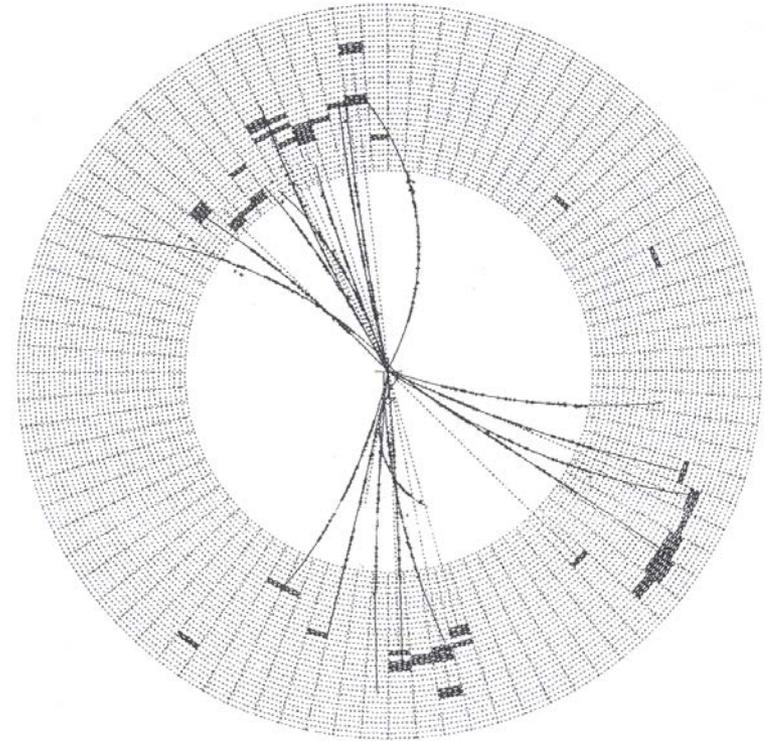
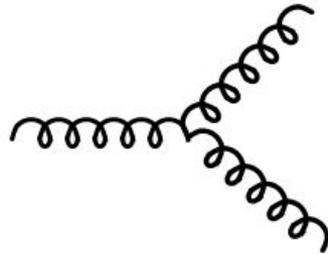


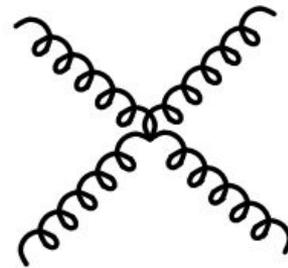
Fig. 11.12 A three-jet event observed by the JADE detector at PETRA.

2. Quark-Anti-Quark Potential und Running von α_s

Farbladung der Gluonen erlaubt Gluon-Gluon-Kopplung:



3-gluon vertex



4-gluon vertex

Kommen in e.m.
WW nicht vor

Diese zusätzlichen Graphen führen sowohl für die Kopplungskonstante α_s als auch für das qq bzw. $q\bar{q}$ Potential zu einem qualitativ anderem Verhalten als in der QED.

2.1 Quark-Antiquark-Potential und Confinement

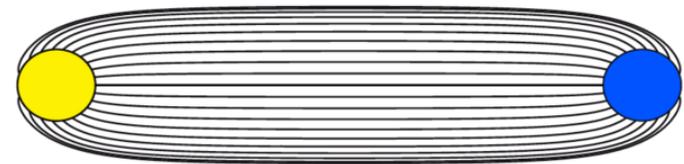
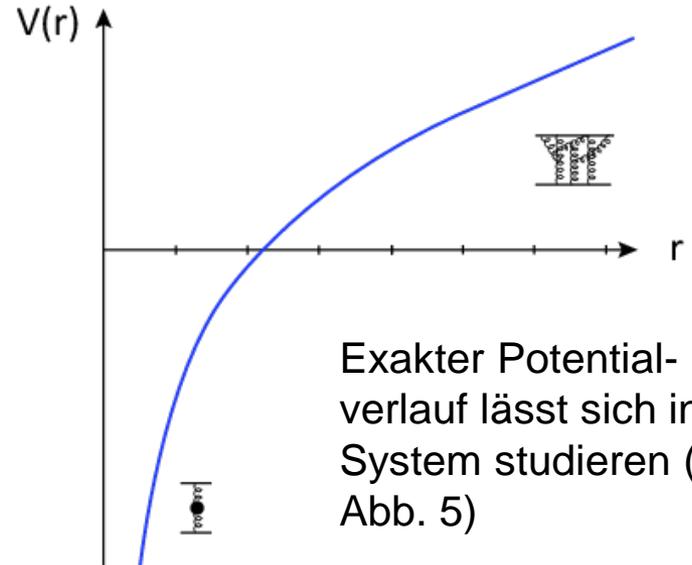
Für sehr kleine Abstände (großes Q^2 bei Streuprozessen) nimmt Potential stark ab und Quarks sind quasi frei

Bei großen Abständen (kleines Q^2) steigt Potential linear an. **Phänomenologisch:**

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3}(\hbar c) \frac{\alpha_s(r)}{r} + kr$$

Für große Abstände sind die Feld/Kraftlinien zu einem Bündel zusammengepresst (Kraft ist konst.): Versucht man die Quarks weiter auseinander zu ziehen, wächst Potential linear an und man braucht unendlich viel Energie, die Teilchen zu separieren.

Quark und Antiquark sind also im Farbpotential eingesperrt: **Confinement**



Dass die Kraftlinien schlauchartig verlaufen, ist Folge der Quon-Gluon WW

2.2 Laufende Kopplungskonstante α_s

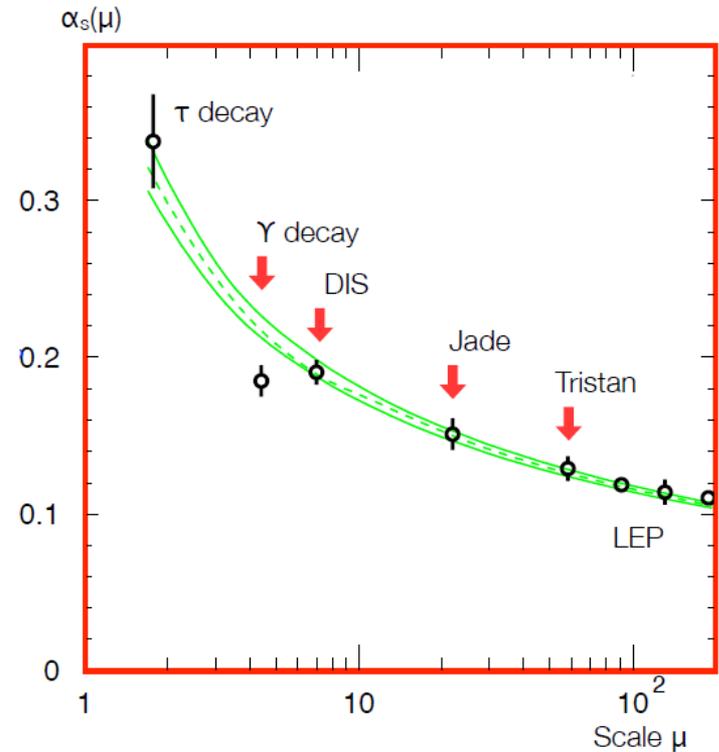
Genau wie α_{QED} ist auch α_s eine Funktion des Abstandes bzw. des Q^2 -Wertes der WW.

Qualitative ist das Verhalten aber völlig verschieden:

Die Gluon-Gluon-Kopplungen führt bei großen Abständen zu einer „Anti-Abschirmung“ also zu einem Anstieg von α_s .

Im Limit $Q^2 \rightarrow \infty$ geht $\alpha_s \rightarrow 0$. Dieses Verhalten bewirkt, dass Quarks bei kleinen Abständen (großem Q^2) quasi-frei sind:

Asymptotische Freiheit.



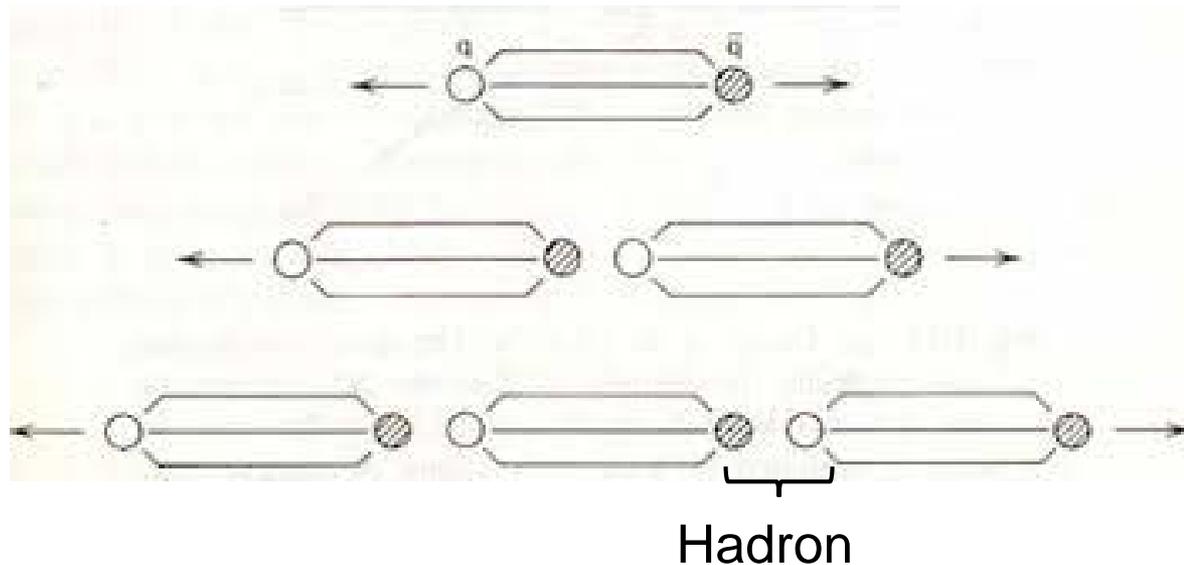
Das Laufen von α_s wurde durch die von Wilczek, Politzer und Gross 1975 vorgeschlagene Theorie der starken WW (QCD) vorhergesagt → Nobelpreis 2004

Für kleine Q^2 steigt Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ sehr stark an, und erreicht bei etwa $(200 \text{ MeV})^2$ einen Wert $O(1)$ → keine Störungstheorie! Bindung von Quarks in Hadronen oder Nukleonen im Kern perturbativ nicht beschreibbar.
→ Effektive Modelle (Kerne) oder Gittereichtheorie (Hadronen)

2.3 Hadronisierung

Aufgrund des Confinements ist Produktion freier Quarks (oder farbgeladener freier Gluonen) nicht möglich.

Der Produktion eines $q\bar{q}$ Paares in der e^+e^- Annihilation schließt sich deshalb der Prozess der Hadronisierung an:



Entstandene $q\bar{q}$ -Paare bilden Hadronen und Teilchen-Jets in Richtung der ursprünglichen Quark-Impulse.

Abb. VII.4 Laufende Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$

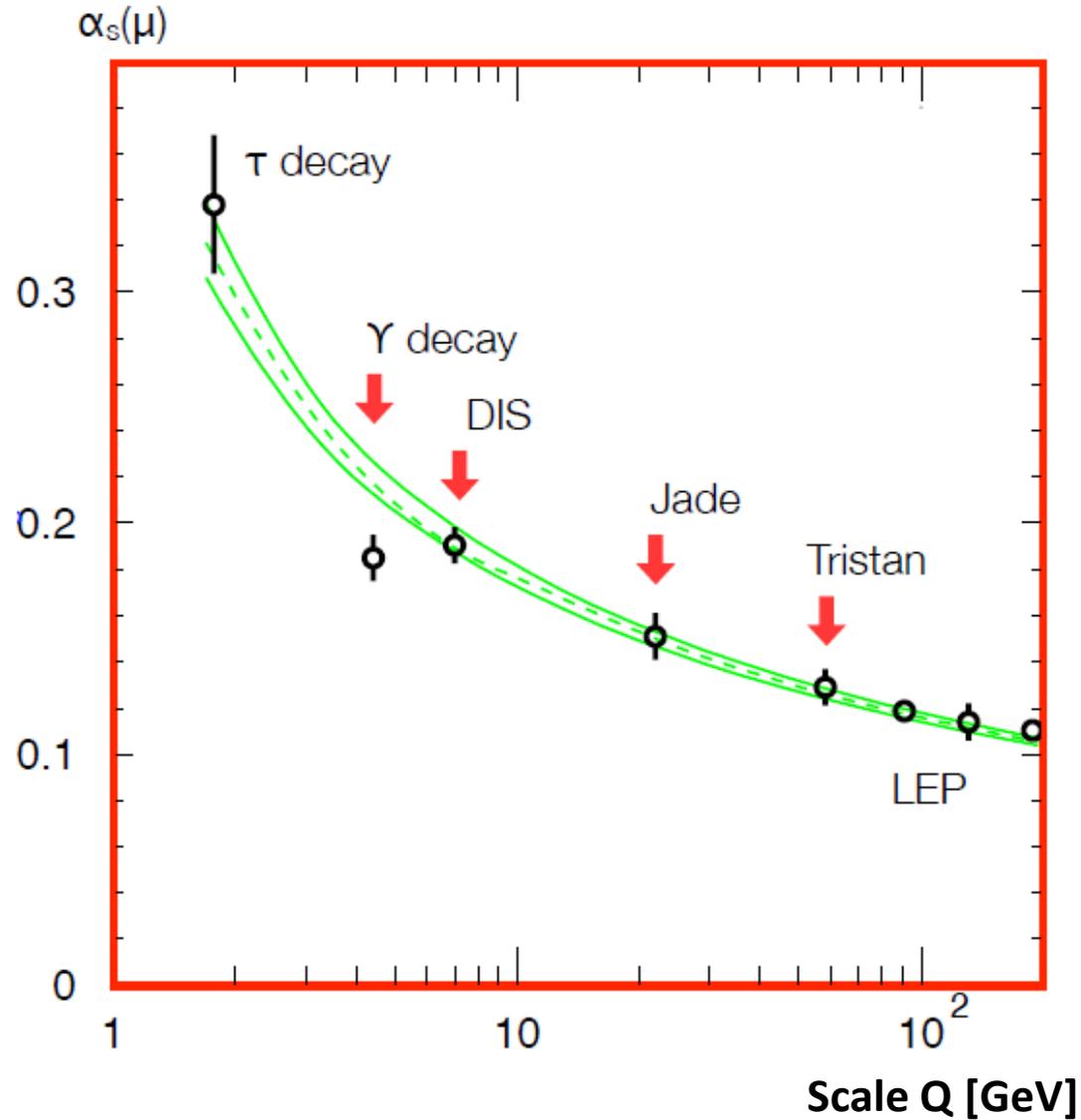


Abb. VII.5 Vergleich: Charmonium und Positronium

