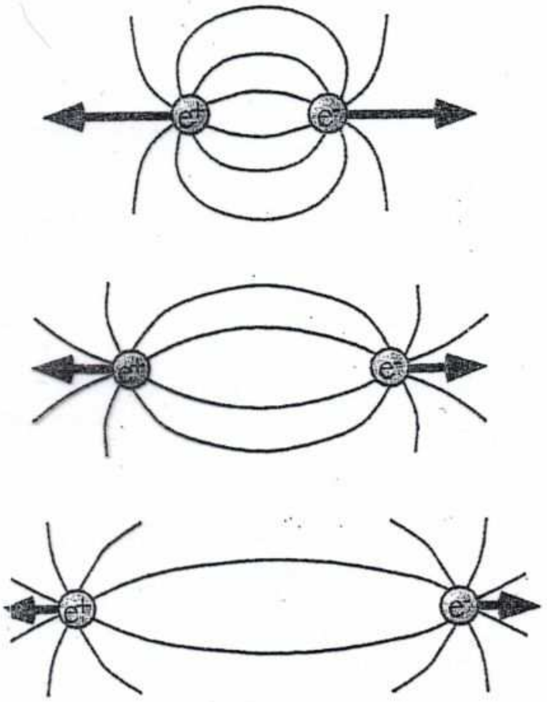
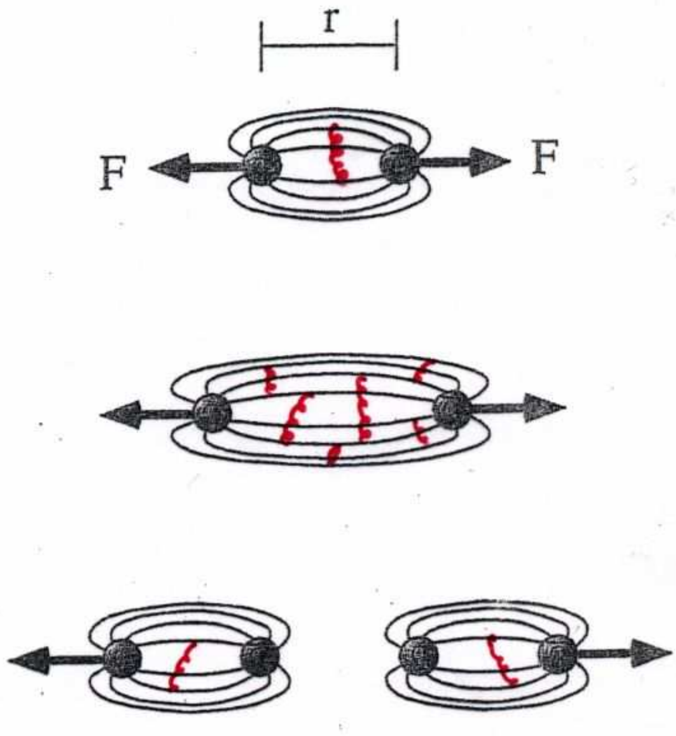
Elektrisches Feld und Farb-Feld

QED	QCD
Elektrische Ladungen:	*Farbladungen:*
Kraft $F \propto 1/r^2$	Kraft $F \propto$ const.
Energiedichte $\propto 1/r$	Energiedichte $\propto r$



Energiedichte zwischen Ladungsträgern nimmt ab.



Energiedichte steigt an, bis ein neues Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt wird.

Zieht man zwei Farbladungen auseinander, so schnürt sich das Farbfeld zu einem dünnen Schlauch, String genannt, zusammen.

Stringspannung: $K \approx 1 GeV/fm$

Kopplungsstärke dem ...

... beeinflusst durch Polarisation des Vakuums

▷ großer Abstand R_1 ⟷ stärkere Abschirmung

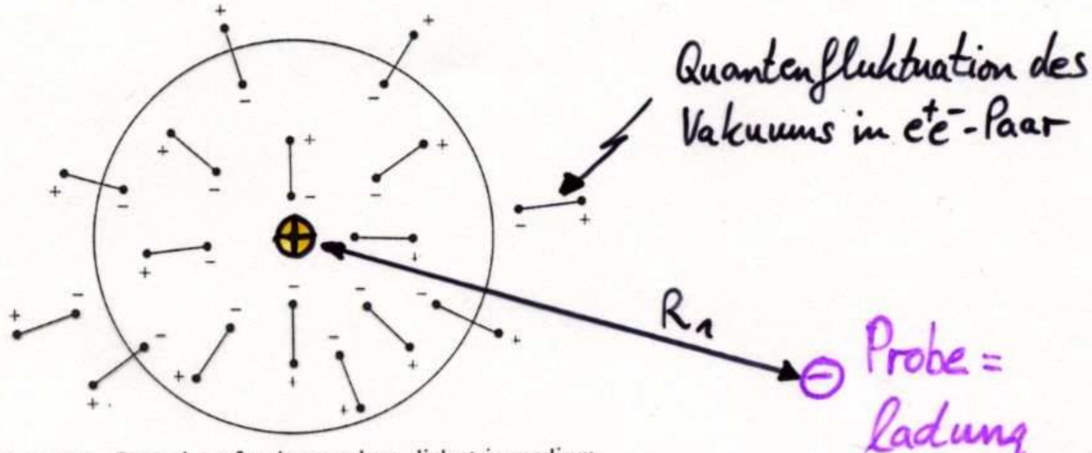
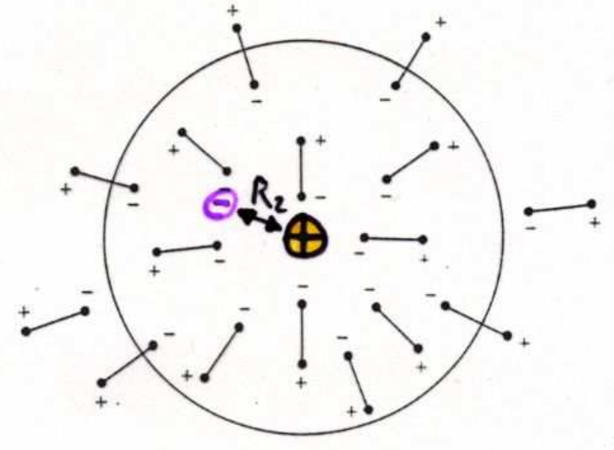


Figure 2.1 Screening of a charge q by a dielectric medium.

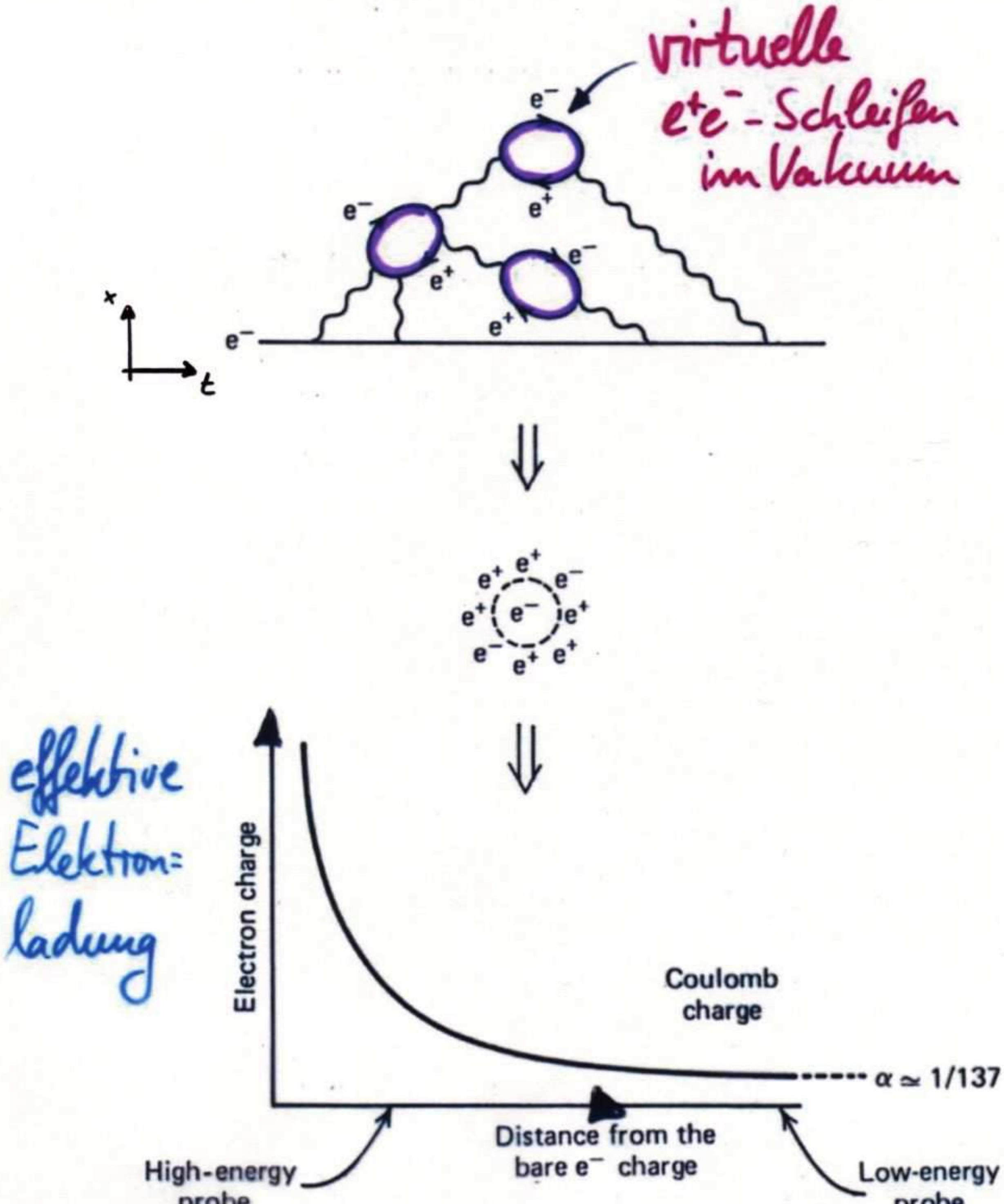
▷ kleinerer Abstand R_2 ⟷ geringere Abschirmung



⇒ "sichtbare" Ladung ⊕ wird abstandsabhängig

⇔ "sichtbare" Ladung ⊕ wird energieabhängig !

Vakuumpolarisation in QED

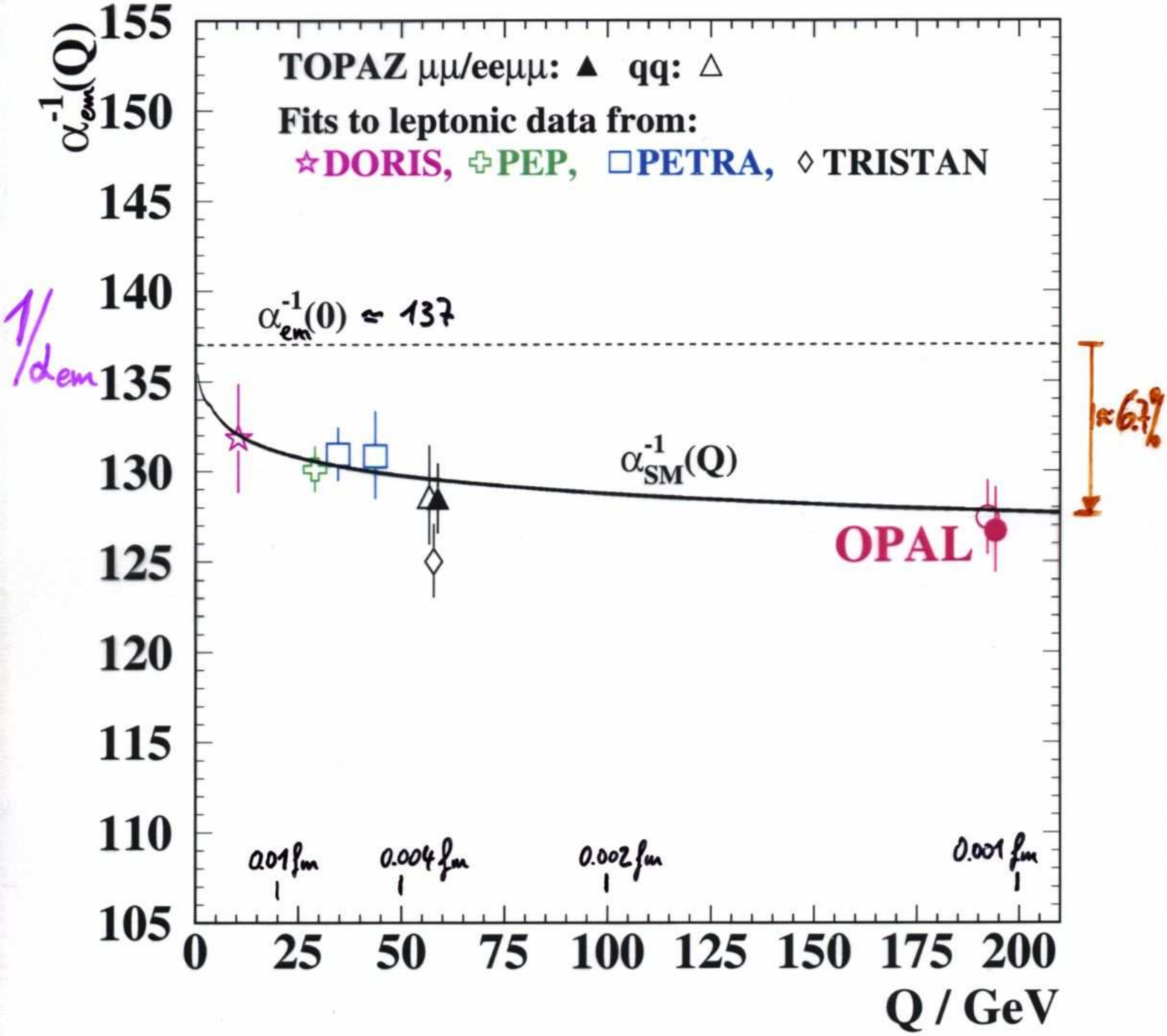


(a)

Fig. 1.5 Screening of the (a) electric

Elektromagn. Kopplung vs. Abstand

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c}$$



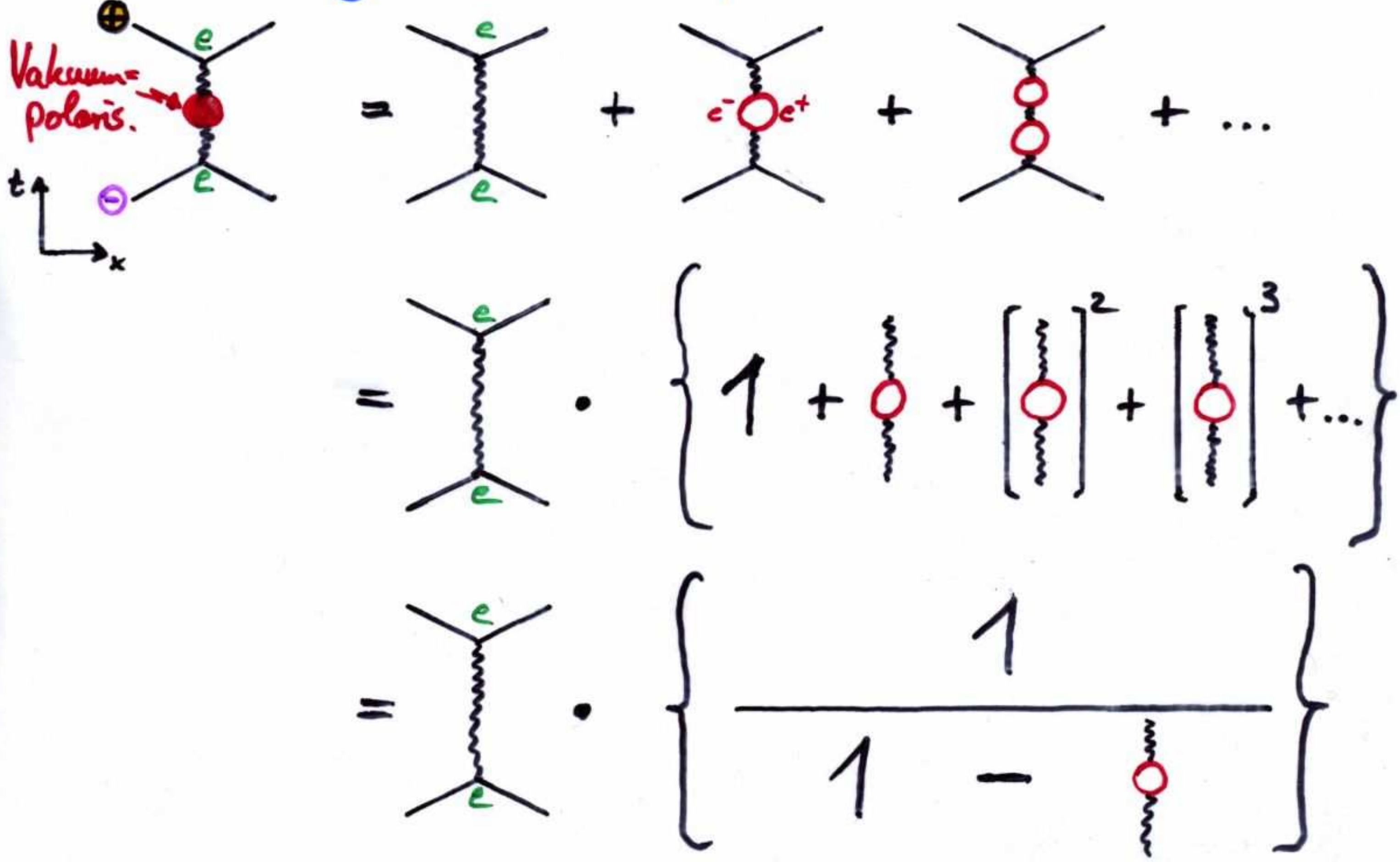
$\Rightarrow$ elektr. Ladung $e = e(Q^2)$

Vakuumpolarisation & β-Funktion der QED

- Energieabhängigkeit der elektr. Ladung: β-Funktion

$$Q \cdot \frac{\partial e(Q)}{\partial Q} = \beta_{QED}(e)$$

- Berechnung aus Vakuumpolarisation (Beispiel: Streuprozess)



$$\Rightarrow \quad e^2(Q) = e^2(\mu) \cdot \frac{1}{1 - \frac{e^2}{12\pi^2} \cdot \ln\frac{Q^2}{\mu^2}}$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{Q \cdot \frac{\partial e}{\partial Q} = \beta_{QED}(e) = +\frac{e^3}{12\pi^2} + \ldots}$$

→ Ladung e wächst mit Energie Q !

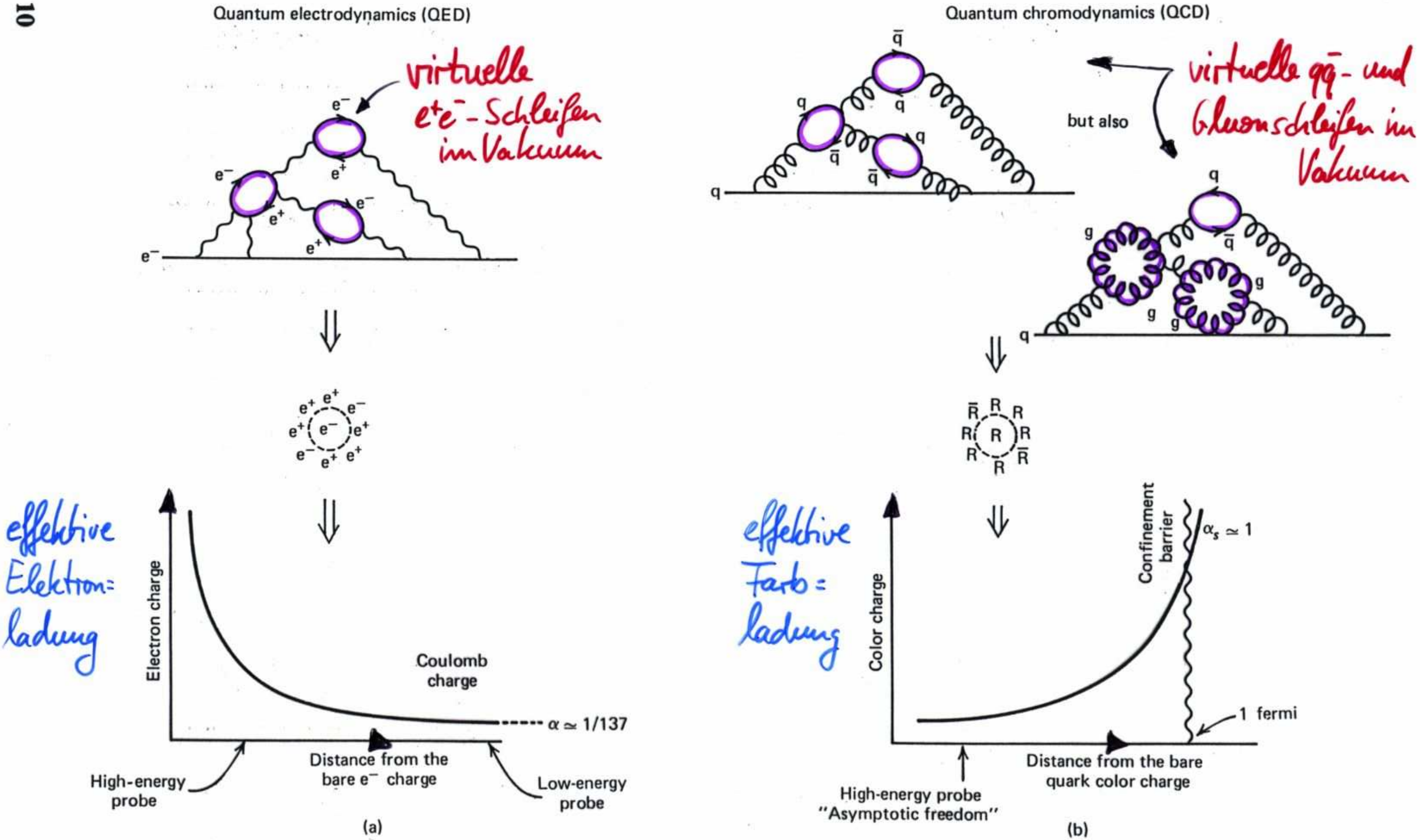


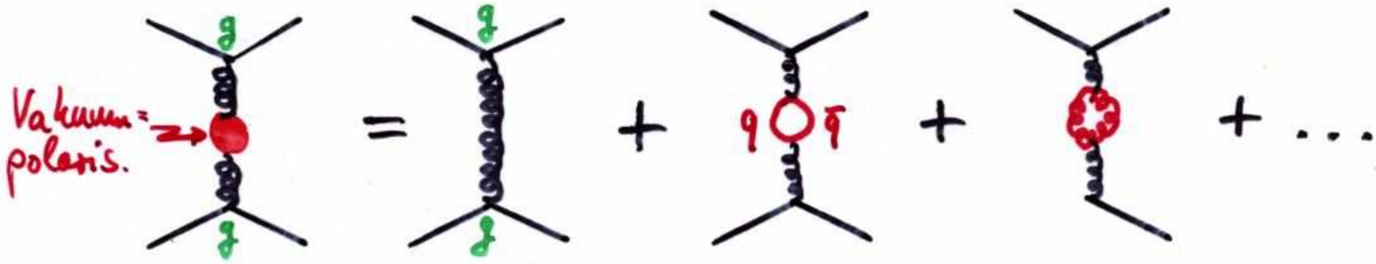
Fig. 1.5 Screening of the (a) electric and (b) color charge in quantum field theory.

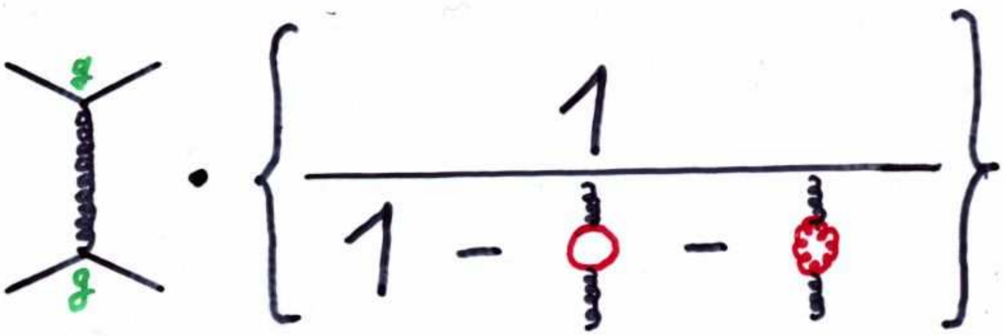
Vakuumpolarisation & β-Funktion der QCD

- Energieabhängigkeit der Farbladung: β-Funktion

$$Q \cdot \frac{\partial g(Q)}{\partial Q} = \beta_{QCD}(g)$$

- Berechnung aus Vakuumpolarisation





$$\Rightarrow \quad g^2(Q) = g^2(\mu) \cdot \frac{1}{1 - \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{N_F}{2} \cdot \ln\frac{Q^2}{\mu^2} + \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \frac{11}{3} \cdot N_c \cdot \ln\frac{Q^2}{\mu^2}}$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{Q \cdot \frac{\partial g}{\partial Q} = \beta_{QCD}(g) = -\frac{g^3}{16\pi^2} \cdot \underbrace{\left(\frac{11}{3} N_c - \frac{4}{3} \frac{N_F}{2}\right)}_{>0}}$$

$N_F = 6$ Quarks
$N_c = 3$ Farbladungen

→ Farbladung g nimmt ab mit Energie Q !

→ Kopplungsstärke $\alpha_s := \frac{g^2}{4\pi}$ nimmt ab mit Q !

Laufende QCD-Kopplung & asymptot. Freiheit

Die Lösung der Renormierungsgruppen-Gleichung

$$Q \cdot \frac{\partial g_s(Q)}{\partial Q} = \beta_{QCD}(g_s)$$

ergibt die Kopplungskonstante der QCD $\alpha_s := \frac{g_s^2}{4\pi}$:

$$\alpha_s(Q^2) = \alpha_s(\mu^2) \cdot \frac{1}{1 + \beta_0 \cdot \alpha_s(\mu^2) \cdot \ln\frac{Q^2}{\mu^2}}$$

(in niedrigster, nicht-trivialer Ordnung der Störungsrechnung) mit

$$\beta_0 := \frac{1}{4\pi} \cdot \left(11 - \frac{2}{3} \cdot n_f\right)$$

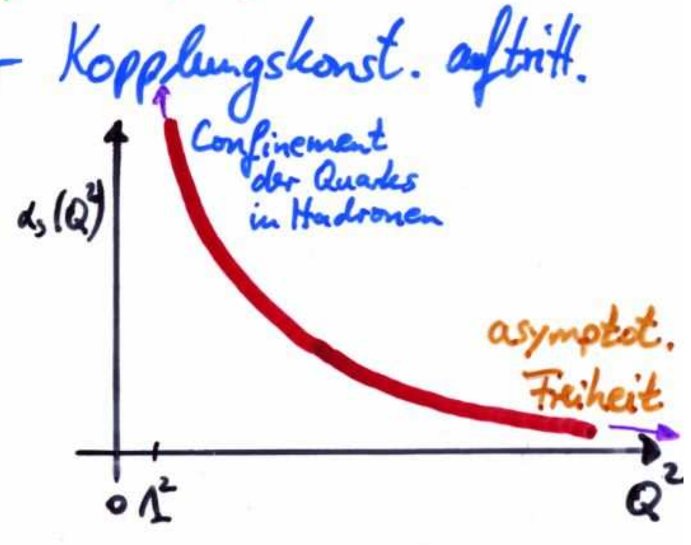
Im Gegensatz zur QED ist die starke Kopplung für $Q^2 \to 0$ nicht wohldefiniert. Daher wird die (Renormierungs-) Skala μ durch eine Skala Λ

$$\Lambda^2 = \mu^2 \cdot \exp\left[-1/\beta_0 \cdot \alpha_s(\mu^2)\right]$$

ersetzt, bei der der Pol in der Kopplungskonst. auftritt.

(Λ ist typ. einige 100 MeV)

$$\rightarrow \boxed{\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \cdot \ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}}$$



Asymptotische Freiheit

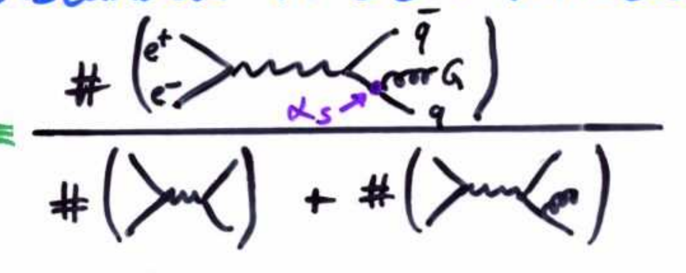
...bedeutet: Quarks verhalten sich bei hohen Energien ($\hat{=}$ geringen Abständen) wie "freie" Teilchen

...vorhergesagt: Für QCD von D. Gross, D. Politzer, F. Wilczek 1973 berechnet und vorhergesagt (Nobelpreis 2004)

(nachdem 1972/73 G. 't Hooft, M. Veltman die Renormierbarkeit nicht-abelscher Theorien bewiesen hatten; Nobelpreis 2000)

...beobachtet: Erste experimentelle Studien (ca. Mitte der 1980er Jahre) mit Häufigkeit von 3-Jet-Endzuständen in e^+e^--Vernichtung:

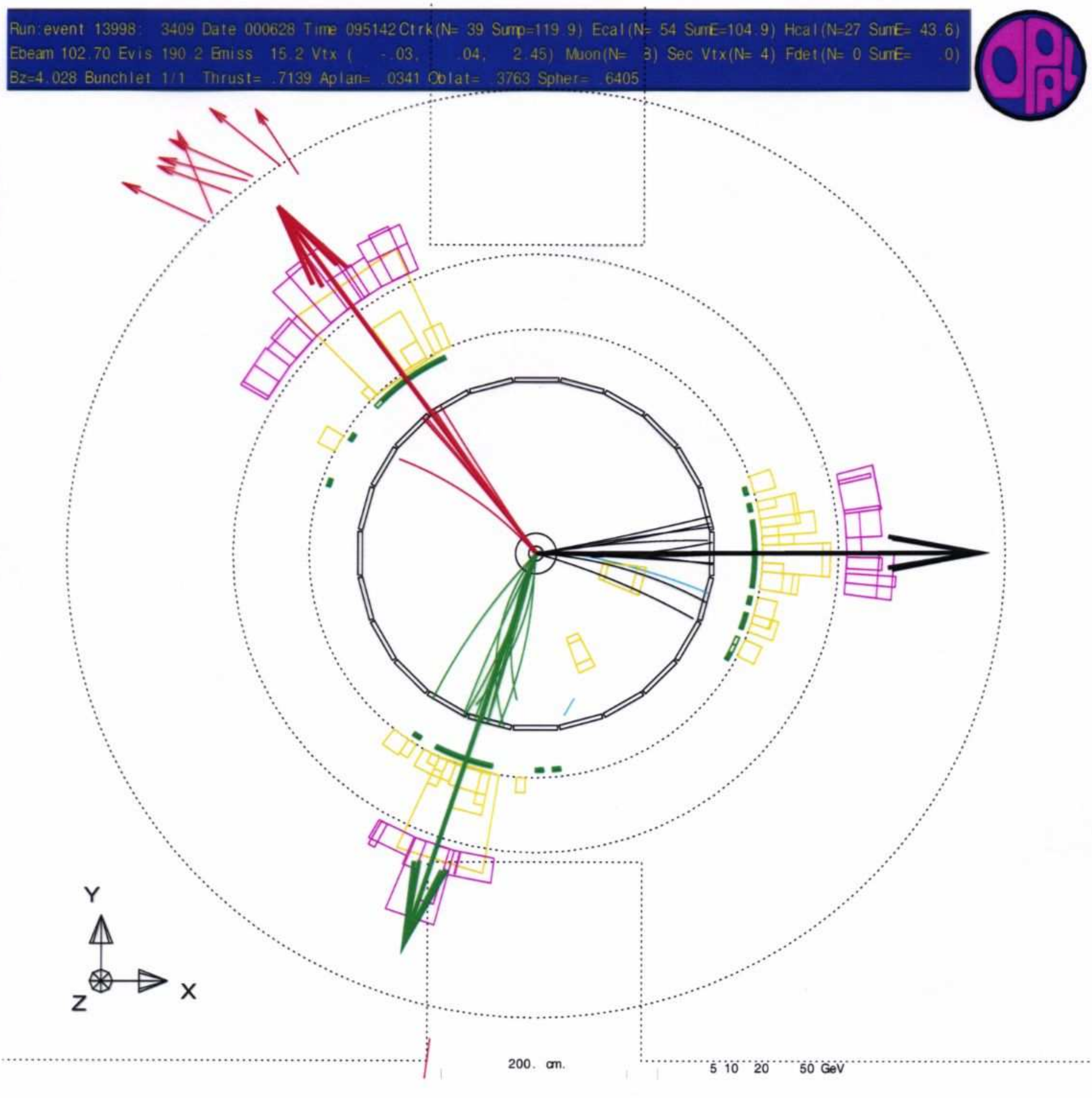
$R_3 \equiv$



$\sim \alpha_s$

Die 3-Jetrate R_3 wird durch einfaches Zählen der Häufigkeiten von 2- und 3-Jet-Endzuständen bestimmt. Die Existenz der asymptot. Freiheit bedeutet dann:

$R_3(Q^2)$ nimmt ab für wachsendes Q^2



Run:event 13998: 3409 Date 000628 Time 095142 Ctrk(N= 39 Sump=119.9) Ecal(N= 54 SumE=104.9) Hcal(N=27 SumE= 43.6)
Ebeam 102.70 Evis 190.2 Emiss 15.2 Vtx (-.03, .04, 2.45) Muon(N= 3) Sec Vtx(N= 4) Fdet(N= 0 SumE= .0)
Bz=4.028 Bunchlet 1/1 Thrust= .7139 Aplan= .0341 Oblat= .3763 Spher= .6405
Y
Z
X
200. cm.
5 10 20 50 GeV

Asymptotische Freiheit

- 3-Jetrate R_3 ...

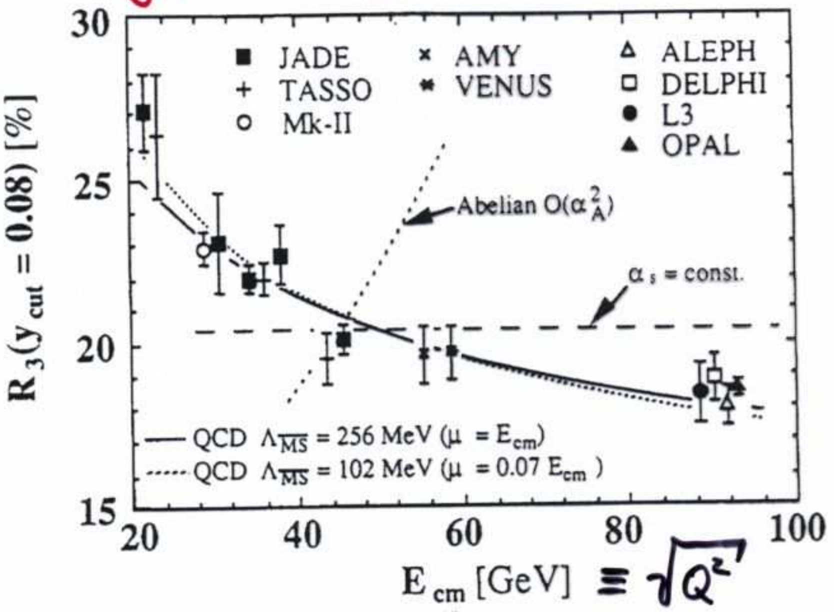


Figure 9. Energy dependence of three-jet event production rates R_3, using the JADE scheme with $y_{cut} = 0.08$. The measurements are compared with predictions of analytic $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ QCD calculations, with the hypothesis of an energy independent α_s and with the abelian vector theory in $\mathcal{O}(\alpha_A^2)$.

... nimmt ab mit wachsendem Q^2

- Mit $\alpha_s(Q^2) = \dfrac{1}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \overset{Q^2 \gg \Lambda^2}{\approx} \dfrac{1}{\beta_0 \ln Q^2} \xrightarrow{Q^2 \to \infty} 0$

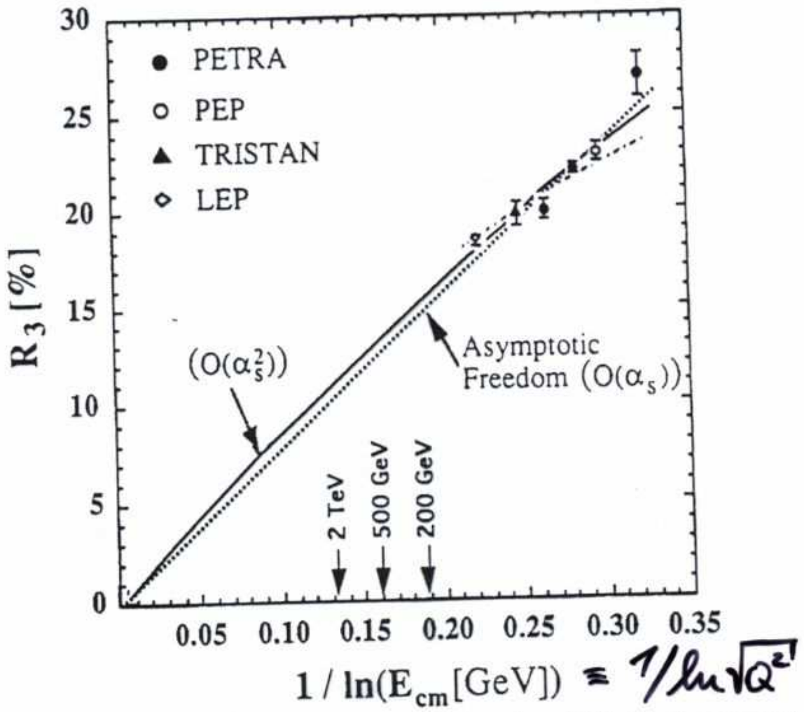


Fig. 10. The same data as shown in Fig. 9, as a function of $1/\ln(E_{cm})$, compared to the prediction of aysmptotic freedom

zeigt sich die asymptot. Freiheit in $R_3 \xrightarrow{Q^2 \to \infty} 0$

Bestimmung der starken Kopplungskonstante α_s

- Um $\alpha_s(Q^2)$ zu messen, müssen Prozesse betrachtet werden,
  - an denen Gluonen beteiligt sind 

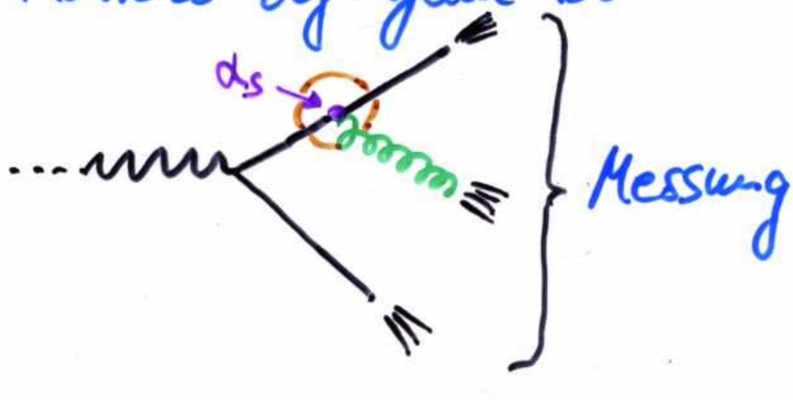
  - deren Energieskala Q^2 bekannt ist
  - die verschiedene Q^2 ermöglichen,

  um Λ in

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}$$

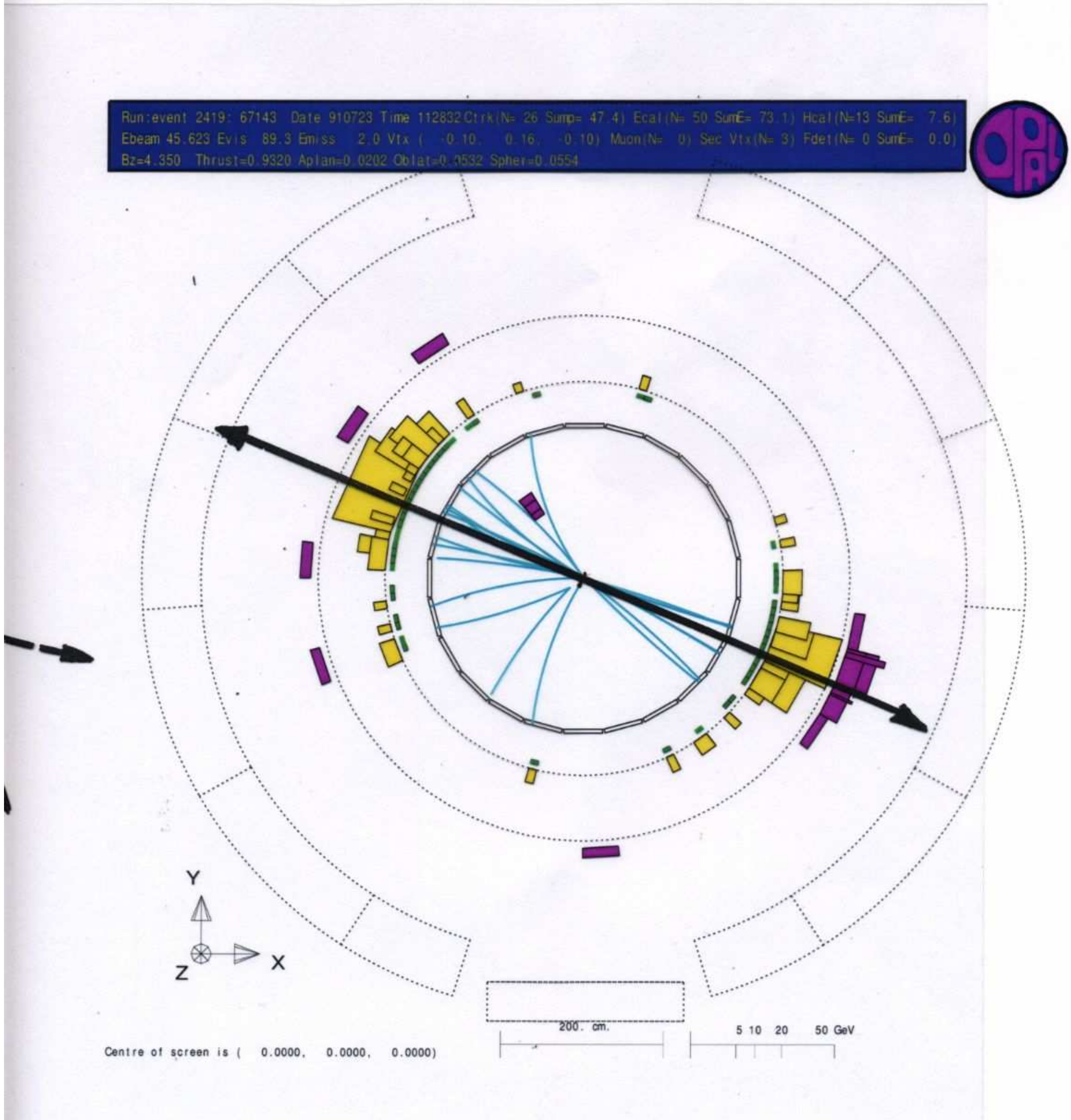
  bestimmen zu können.

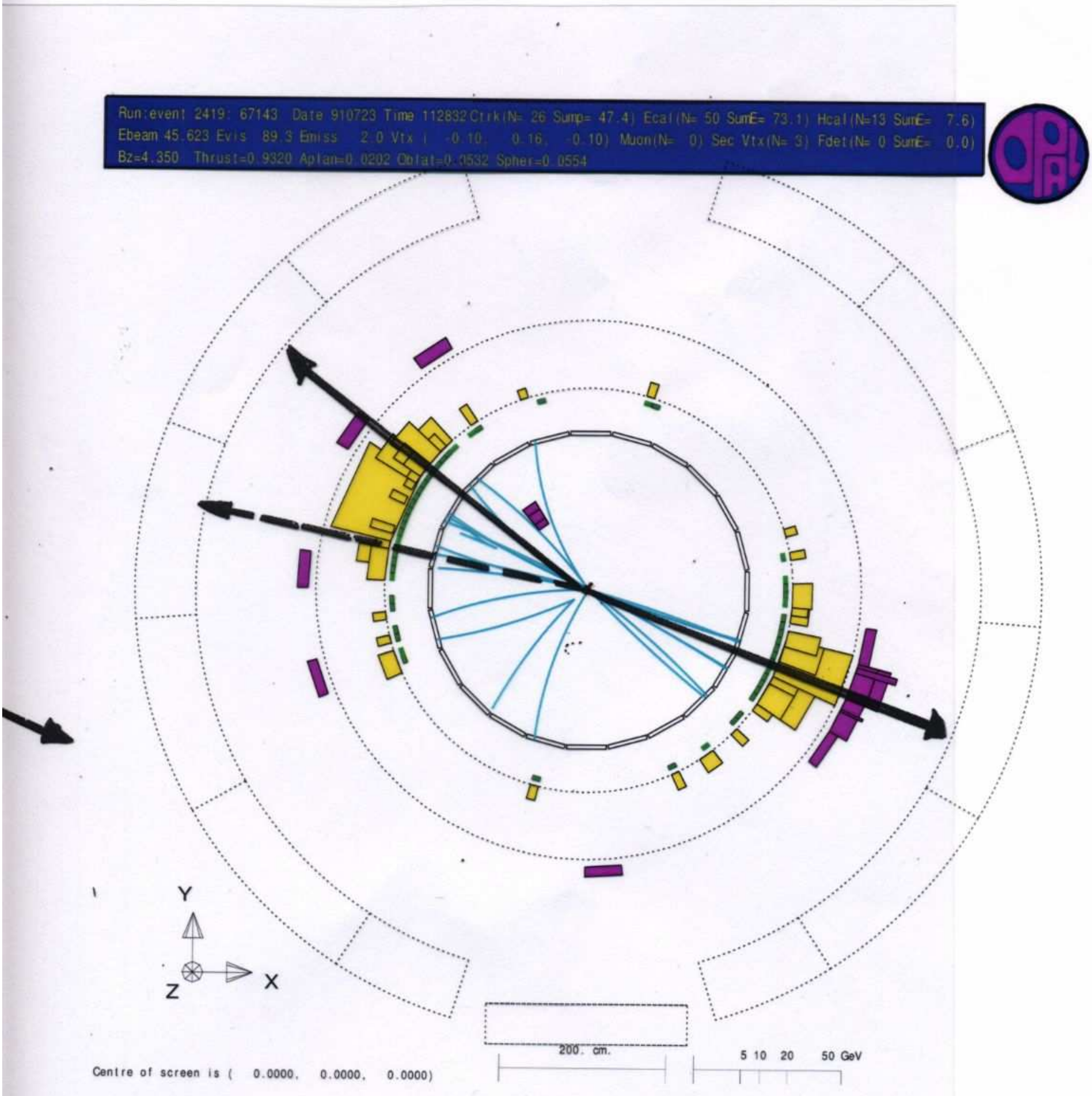
- Präzise Resultate wurden in e^+e^--Vernichtung bestimmt, obwohl α_s nur indirekt zugänglich ist



- Meßgrößen nutzen beispielsweise die Topologie/Form des Endzustandes:

$\Rightarrow$ { so gen. "event shapes"
auf räumliche Verteilung der Quarks & Gluonen sensitiv

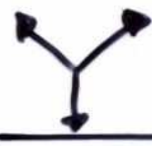
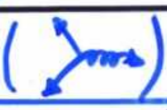

Run:event 2419: 67143 Date 910723 Time 112832 Ctrk(N= 26 Sump= 47.4) Ecal(N= 50 SumE= 73.1) Hcal(N=13 SumE= 7.6)
Ebeam 45.623 Evis 89.3 Emiss 2.0 Vtx (-0.10, 0.16, -0.10) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 3) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
Bz=4.350 Thrust=0.9320 Aplan=0.0202 Oblat=0.0532 Spher=0.0554
OPAL
Y
Z
X
200. cm.
5 10 20 50 GeV
Centre of screen is (0.0000, 0.0000, 0.0000)



Run:event 2419: 67143 Date 910723 Time 112832 Ctrk(N= 26 Sump= 47.4) Ecal(N= 50 SumE= 73.1) Hcal(N=13 SumE= 7.6)
Ebeam 45.623 Evis 89.3 Emiss 2.0 Vtx (-0.10, 0.16, -0.10) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 3) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
Bz=4.350 Thrust=0.9320 Aplan=0.0202 Oblat=0.0532 Spher=0.0554
Y
Z
X
200. cm.
5 10 20 50 GeV
Centre of screen is (0.0000, 0.0000, 0.0000)

"Event shape"-Observablen zur α_s-Bestimmung

Beispiele:

$\mathcal{F}$				
Thrust	max. Longitudinalimpuls	1	$\geq \frac{2}{3}$	$\geq \frac{1}{2}$
C-Parameter	$\overline{\sin^2\Theta_{ij}}$ Θ_{ij}: Winkel zw. Teilchen	0	$\leq \frac{3}{4}$	≤ 1
Jetraten	# () ――――――――― # () + # () + ... proportional α_s^{n-2}	2-jetartig	3-jetartig	n-jetartig

⋮

→ { jedes registrierte Ereignis ⟶ eine Zahl (z.B. Thrust = 0.932)
  ⤳ mit vielen Ereignissen ⟶ Verteilung der Messgröße

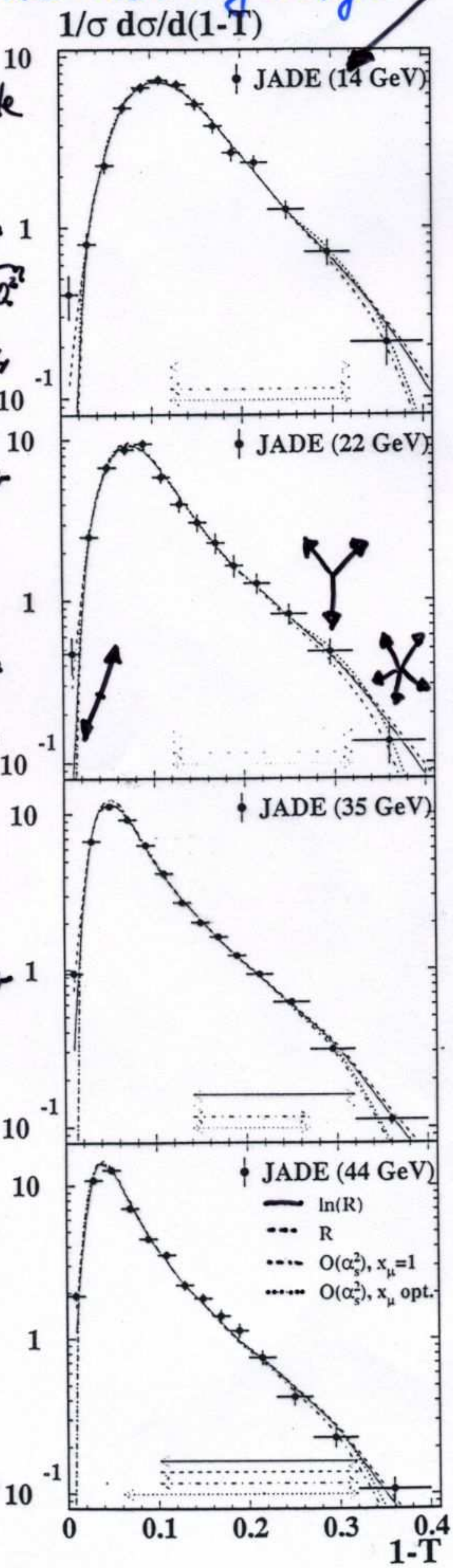
Konzept der α_s-Bestimmung:

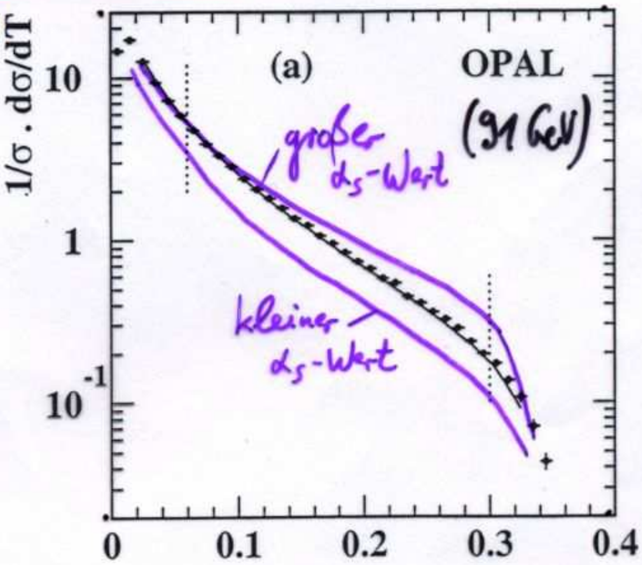
$$\boxed{\left.\begin{array}{l}\text{Messung der Verteilung}\\ \text{im Experiment}\end{array}\right\} \longleftrightarrow \left\{\begin{array}{l}\text{Berechnung der Verteilung}\\ \text{mit QCD (Störungsreihe in } \alpha_s)\end{array}\right. \\ \Downarrow \\ \alpha_s \text{ (anzupassender Parameter)}}$$

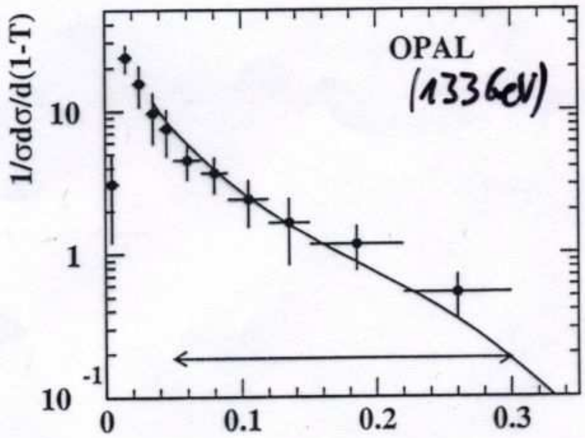
Verteilungen von Thrust

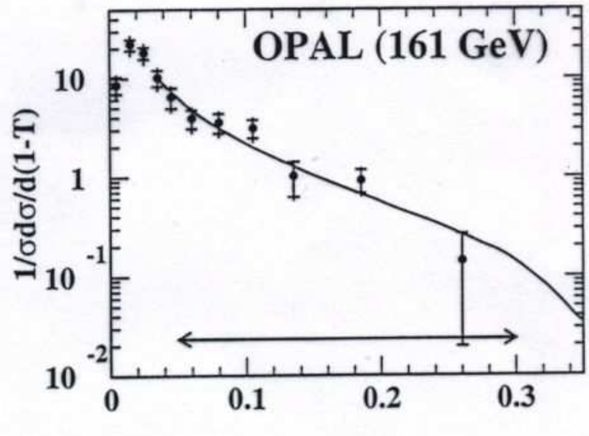
bei verschiedenen Energieskalen $\sqrt{Q^2}$
mit QCD-Rechnung überlagert

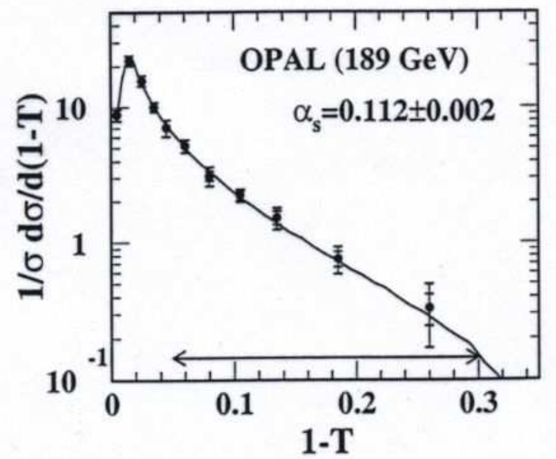
NB: Beachte Änderung der Verteilung mit $\sqrt{Q^2}$ erst stark, dann schwächer → (u.a.) Energieabhängigkeit von α_s erst stark, dann schwächer











Zusammenfassung vieler α_s-Bestimmungen

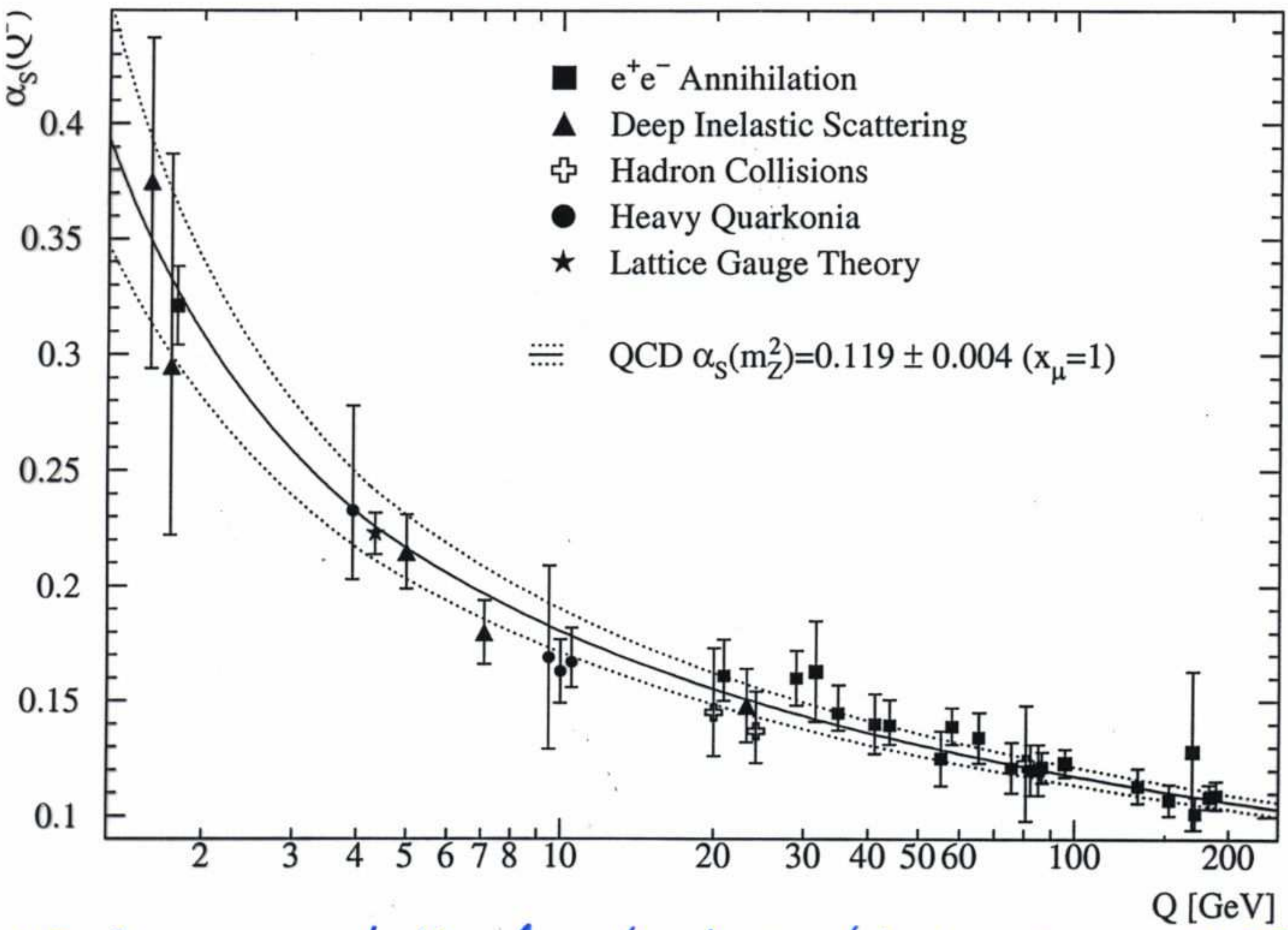
aus:
- e^+e^--Vernichtung (Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse, Topologie-Messgrößen)
- tiefinelastischer Lepton-Nukleon-Streuung
- Hadron-Hadron-Kollisionen

alle beschreibbar durch

$$\alpha_s(Q^2) \simeq \alpha_s(M_Z^2)\cdot\left[1-\alpha_s(M_Z^2)\cdot\beta_0^{QCD}\cdot\ln\frac{Q^2}{M_Z^2}\right]+\ldots$$

mit

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.119 \pm 0.003$$



NB. Die renormierte Kopplungskonst. α_s hängt wie von der Theorie erwartet von der Energieskala ab!

Status der QCD

- Existenz von drei Farbladungen ✓
- Existenz des Gluons mit Spin 1 ✓
- Existenz der Gluon-Selbstwechselwirkung ✓
- Kopplungskonst. α_s energieabhängig ✓
- asymptotische Freiheit ✓
- Stärke der Kopplung: $\alpha_s(Q = m_Z) \simeq 0.12$ ✓

$\vdots$

$\Rightarrow$ QCD gibt korrekte Beschreibung der starken Wechselwirkung!

Aber: Entstehung und Existenz von Hadronen aus Quarks (noch) nicht aus grundlegenden QCD-Prinzipien erklärbar.

Struktur des Protons

- Im statischen Quarkmodell:

$$\Psi(\text{Flavour}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(uud - duu) + (udu - duu) + (uud - udu)\right]$$

$$\Psi(\text{Spin}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\uparrow\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow\uparrow) + (\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow) + (\uparrow\uparrow\downarrow - \uparrow\downarrow\uparrow)\right]$$

$$\Psi(\text{Colour}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(rgb - rbg) + (gbr - grb) + (brg - bgr)\right]$$

$\Rightarrow$ Gesamtwellenfkt.

$$|p\uparrow\rangle = \Psi(\text{Flavour}) \cdot \Psi(\text{Spin}) \cdot \Psi(\text{Colour})$$

$$= \frac{1}{3\sqrt{2}}\left(2\, u_r^\uparrow u_g^\uparrow d_b^\downarrow - 2\, u_r^\uparrow u_b^\uparrow d_g^\downarrow + - \dots\right)$$

[insgesamt $3 \times 3 \times 6 = 54$ Terme]

- Dynamische Struktur des Protons wesentlich komplizierter

Wird z.B. die Struktur des Protons mit Photonen untersucht, so löst das Photon in Abhängigkeit seiner Energie (präziser: Virtualität $Q^2 := -(E_\gamma - \vec{p}_\gamma)^2$) Strukturen im Proton auf, die größer als die Wellenlänge λ des (virtuellen) Photons sind:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_\gamma} \mathrel{\hat{=}} \frac{h \cdot c}{\sqrt{Q^2}} \approx \frac{1.24\ \text{fm}}{\sqrt{Q^2\ [\text{GeV}^2]}} \longrightarrow \left\{ \begin{array}{l} Q^2 > 1\,\text{GeV}^2 \text{ löst} \\ \text{Protonstruktur auf} \end{array} \right.$$

(typ. Quelle für Photonen: Elektronenstrahl)

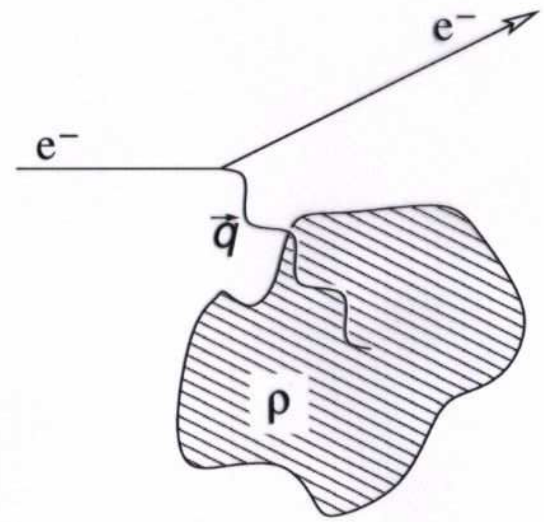
Strukturuntersuchung: Formfaktor

Formfaktoren und Ladungsdichteverteilung

- Streuung von Elektron an Proton: allgemein durch die Mott-Streuformel für punktförmige Teilchen beschrieben

  d.i. die Rutherford-Streuformel für relativistische Elektronen mit Spin $\frac{1}{2}\hbar$:

$$\boxed{\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\text{Mott}} \propto \left[\frac{\alpha_{\text{em}}\hbar c}{2E\sin^2(\vartheta/2)}\right]^2}$$



- Streuung von Elektron an ausgedehnter Ladungsverteilung

  (mit Ladungsdichte $\rho(\vec{x})$)

- Streuquerschnitt bei Impulsübertrag $\vec{q}$:

$$\boxed{\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right) = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot |F(\vec{q})|^2}$$

$\rightarrow$ Formfaktor $F(\vec{q})$ = Fouriertransformierte der Ladungsdichte ρ

$$\boxed{F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{x}) \exp(i\vec{q}\cdot\vec{x}/\hbar)\mathrm{d}^3x}$$

$\Rightarrow$

Punktladung $\rho(\vec{x}) = \delta(\vec{x})$ $\longrightarrow$ Formfaktor $F(\vec{q}) = \text{const.}$

Proton $\rho(r) = \exp(-r/b)$ $\longrightarrow$ Formfaktor $F(\vec{q}) = (1 + b^2q^2/\hbar^2)^{-1}$

Formfaktor → Strukturfunktion

- Formfaktor: beschreibt Struktur im Falle elastischer Streuung, d.h. Proton bleibt unbeschädigt nach Stoß
- unelastische Streuung ($Q^2 = -q^2$, q: 4-Impulsübertrag im Stoß):

Formfaktor $F(Q^2)$ ⟶ Strukturfkt. $F(Q^2, x)$

x: Bruchteil von Protonenergie & -impuls, den ein Quark q im Proton besitzt:

$$E_q = x \cdot E_{Proton}$$

$$p_{L,q} = x \cdot p_{L,Proton}$$

$$p_{T,q} = x \cdot p_{T,Proton} = 0$$

→ Strukturfunktion $F(Q^2, x)$

hat zwei Anteile: $F_1(Q^2, x)$ und $F_2(Q^2, x)$

für: transversale bzw. longitudinale Polarisation des virtuellen Photons

(verknüpft durch Callan-Gross-Relation: $2x F_1(x) = F_2(x)$)

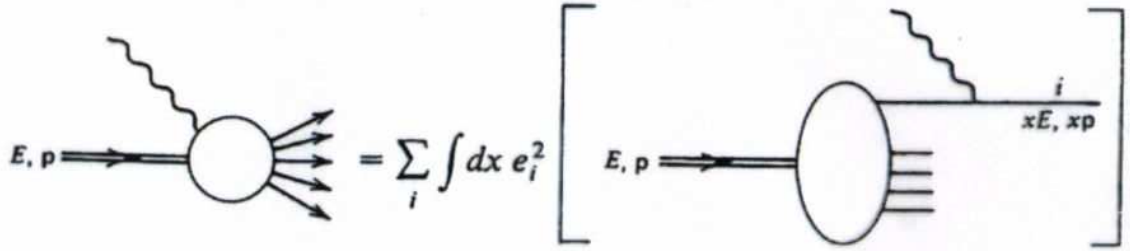
Interpretation der Strukturfunktion $\rightarrow$ Partondichtefunktionen

- Viele punktförmige Konstituenten im Proton

$\rightarrow$ Strukturfunktion $\longrightarrow$ Überlagerung:

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

d.h.

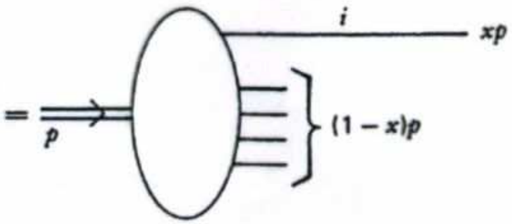


▷ punktförmige Partonen $i =$ u, d, . . .

▷ mit Ladung e_i, Impulsbruchteil x

- Impulsverteilung dieser Partonen:

$$f_i(x) = \frac{dP_i}{dx} =$$



▷ $f_i(x)$ ist *Partondichtefunktion*

(Wahrscheinlichkeit, dass ein Parton Bruchteil x des Protonimpulses hat)

Beachte: $f_i(x)$ kann nicht aus QCD berechnet werden

Q^2-Abhängigkeit von $f_i(x)$ aus *DGLAP-Evolutionsgleichung* !

DGLAP = Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi; beschreibt, wie sich die Partondichtefunktionen mit Q^2 verändern; beinhaltet laufende Kopplungskonstante α_s sowie Wahrscheinlichkeiten für Prozesse der Form:

Veranschaulichung der Strukturfunktion

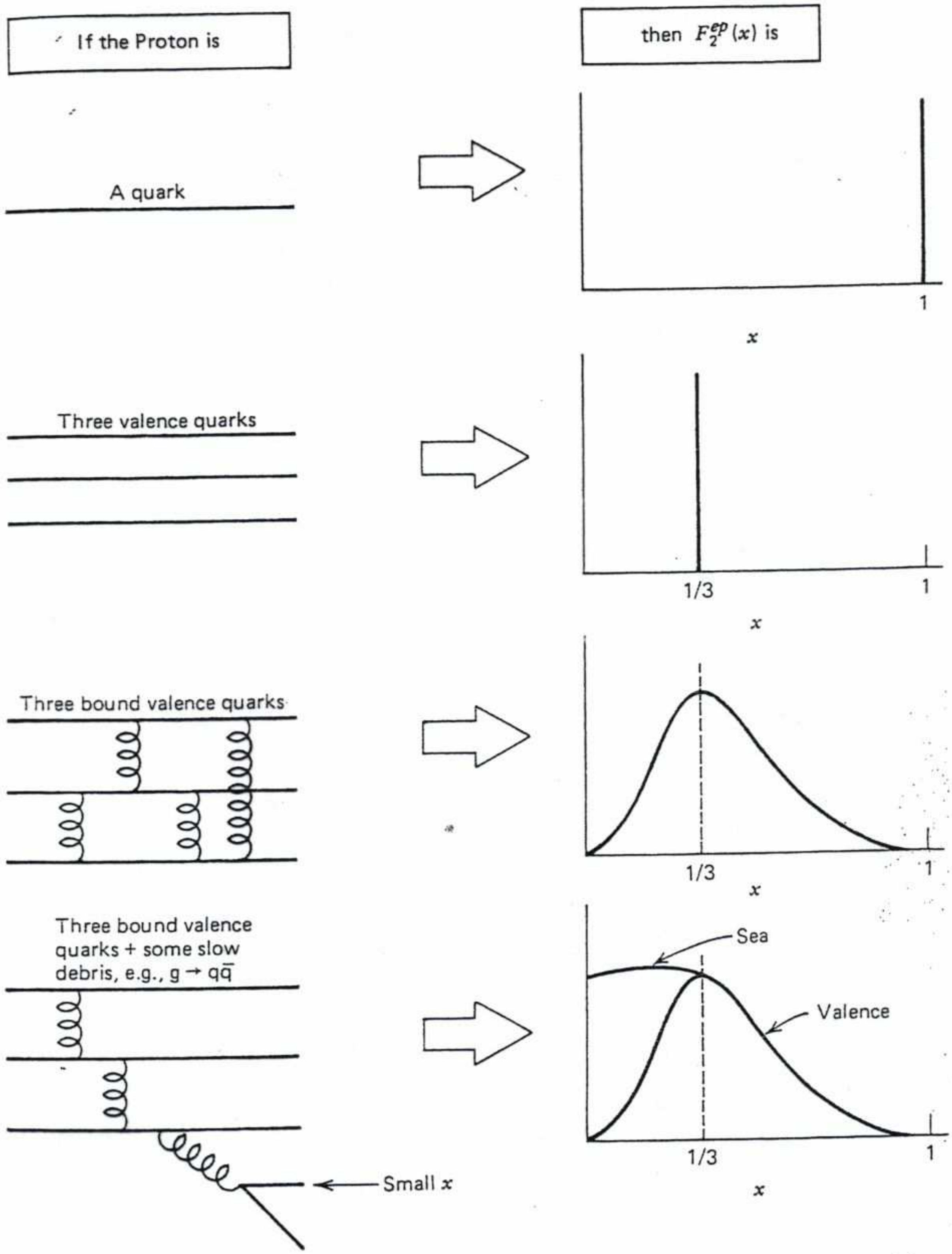
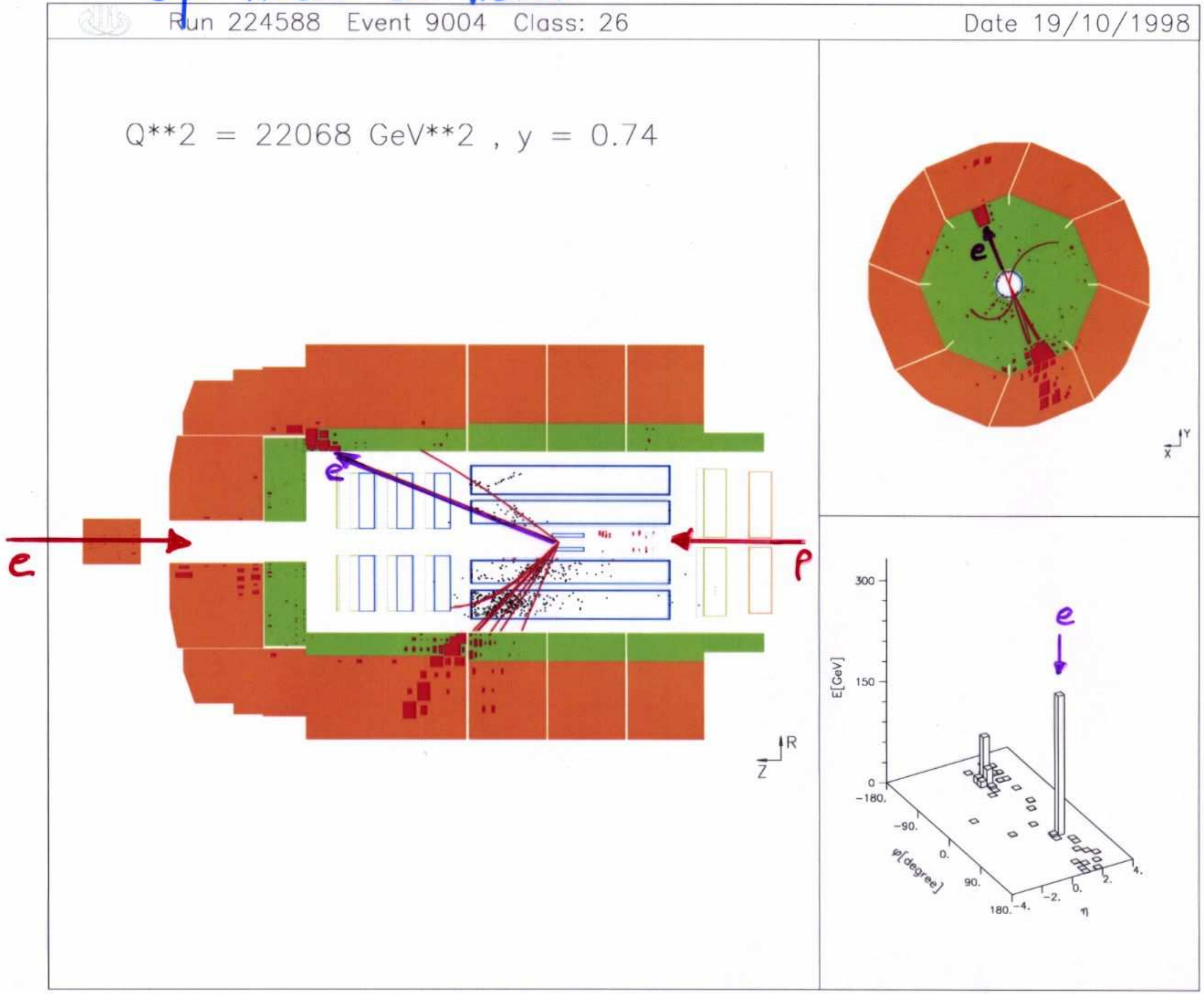
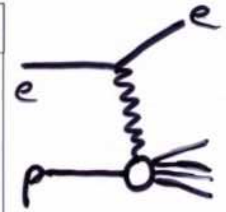


Fig. 9.7 The structure function pictured corresponding to different compositions assumed for the proton.

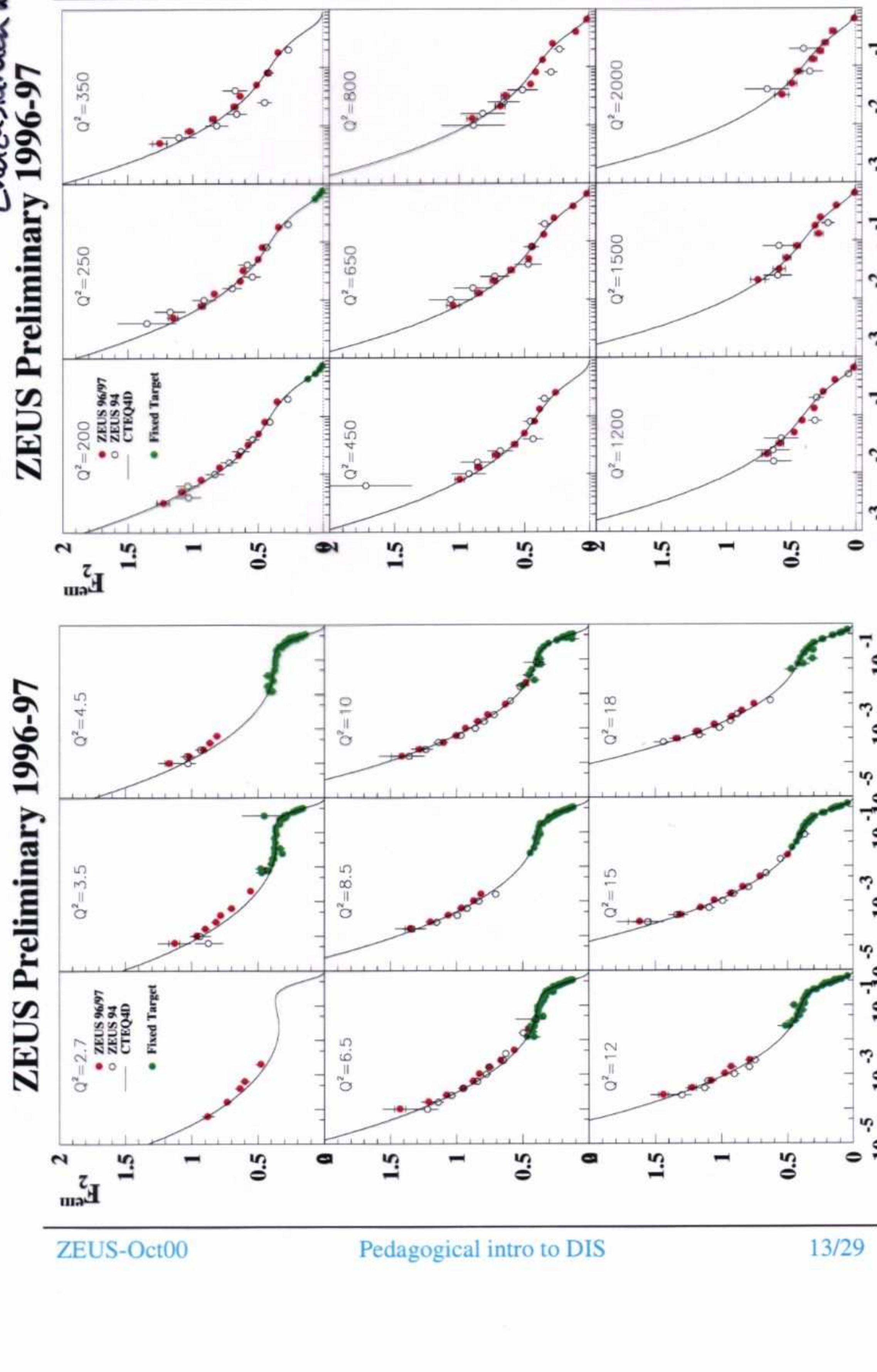
ep - Prozess bei HERA





Proton-Struktur $F_2(x,Q^2)$ folgt aus Zählung der Häufigkeit von Endzuständen mit gegebenem x und Q^2

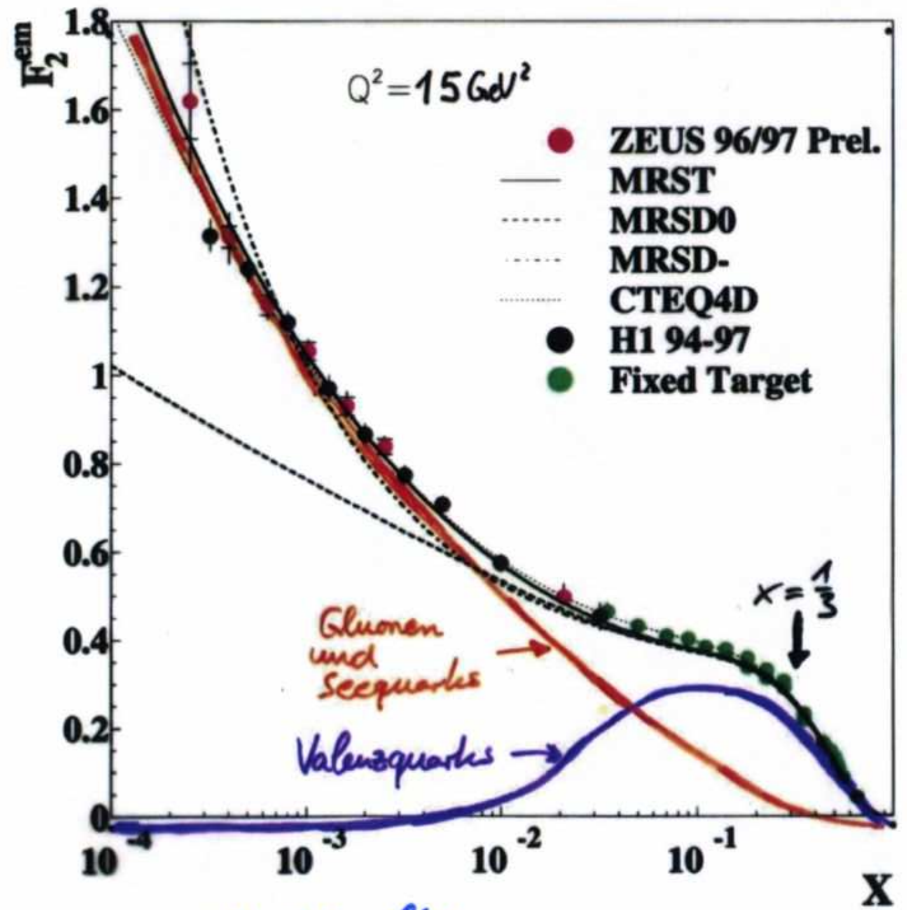
Proton structure



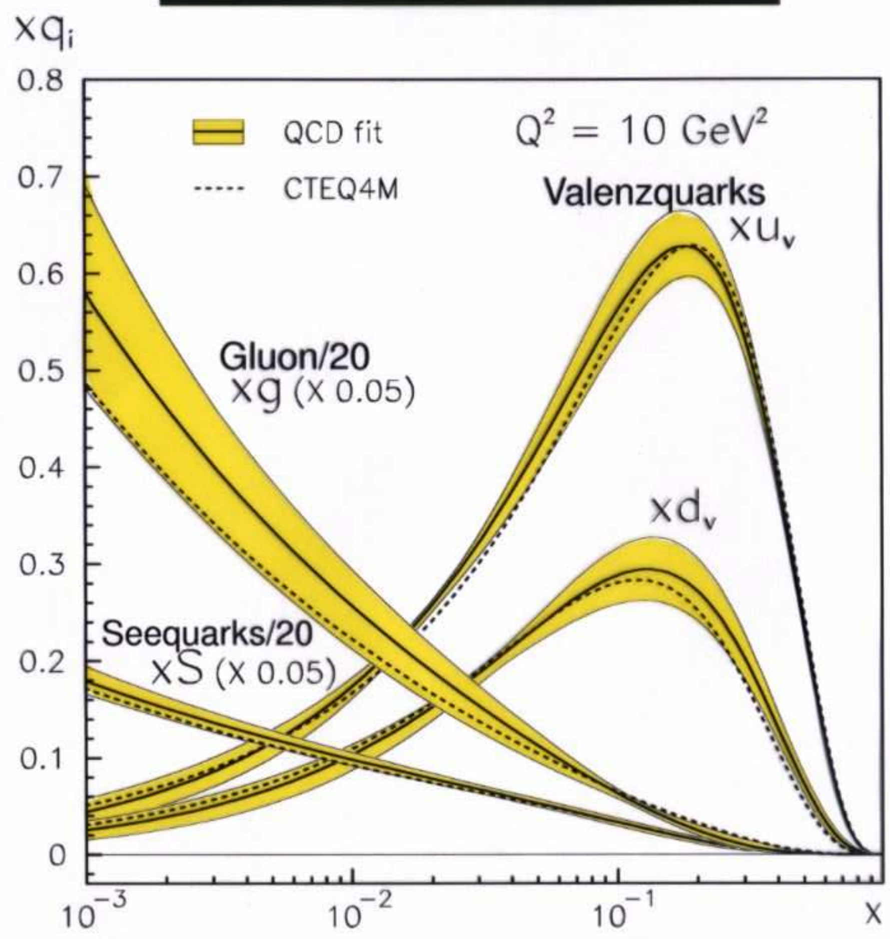
Bedeutung der Strukturfunktion

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2\, x \cdot (q(x) + \overline{q}(x))$$

$$F_2(x) = \sum_{i=\substack{u,d,s,\dots\\ \bar{u},\bar{d},\bar{s},\dots,g}} e_i^2\, x \cdot f_i(x)$$



Strukturfkt. F_2



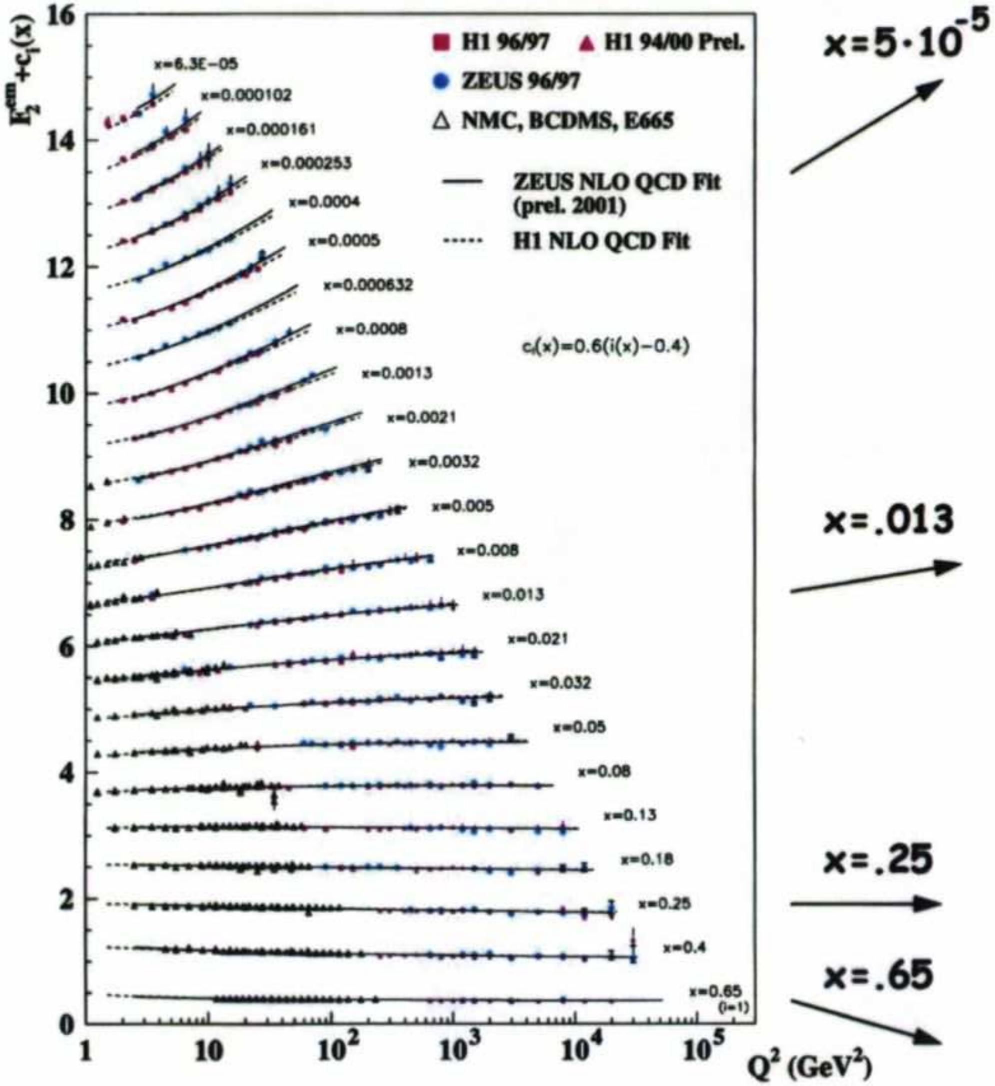
Partondichtefkt. f_i

[aus Zerlegung von F_2 in f_i durch Lösung der DGLAP-Evolutionsgleichung nach $f_i = q_i$ bzw. G]

Zur Bedeutung der Struktur-/Partondichtefkt.

Protron-Strukturfunktion

$$F_2(x,Q^2) = x \sum e_q^2 \, q(x,Q^2)$$



Impulsanteile der Partonen im Protron $(t = Q^2)$

$$\boxed{\int_0^1 \mathrm{d}x\, x \cdot f_i(x,Q^2)}$$

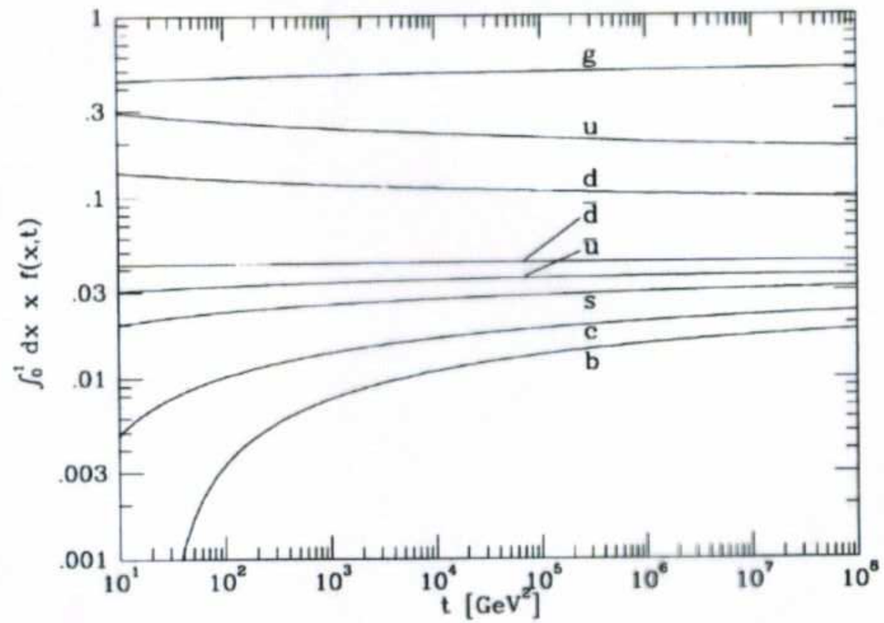


Fig. 4.14. Momentum fractions carried by the quarks and gluons as functions of the scale.

Impulsbruchteile:
- Gluonen: 40-50% !
- Valenzquarks: nur je 10-30%
- Seequarks: $\sim$ 5%

Zur Bedeutung der Struktur-/Partondichtefkt.

Faktorisierung: Partondichtefunktion ⊗ 2⟶2-Prozess

In Proton-(Anti-)Proton-Collidern:

◇ inelastischer Stoß zwischen Proton-(Anti-)Proton

≙ harter Stoß zwischen zwei Partonen

(Parton=Quark, Antiquark oder Gluon)

◇ Partonen stammen aus Proton/(Anti-)Proton

→ Partondichtefunktion $f_i(x)$ (Protonstrukturfkt. $F_2(Q^2, x)$)

Wahrscheinlichkeit: Parton mit x in (Anti-)Proton

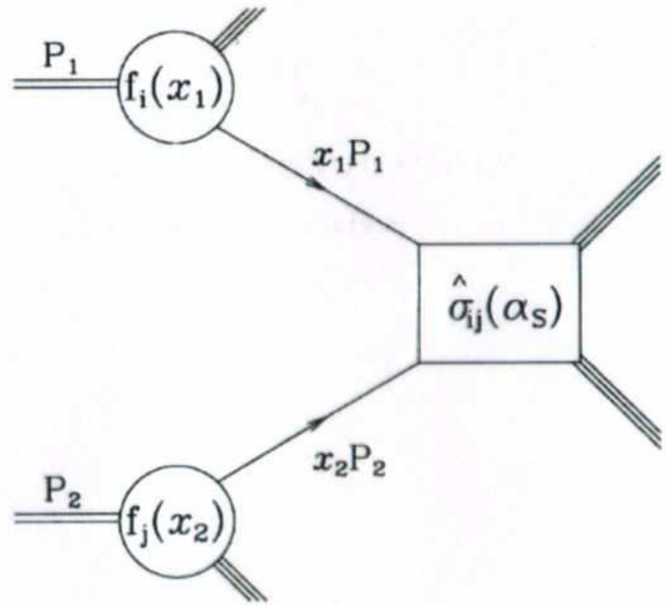


Fig. 7.1. The parton model description of a hard scattering process.

- *Faktorisierung*: Partondichte/Protonstruktur ⊗ harter Stoß

  separate Beschreibung

▷ Partonen mit Impulsbruchteil x_1, x_2 aus Proton/(Anti-)Proton

(Faktorisierungs-Energieskala $\mu_F^2 \ll Q^2$)

▷ harter Stoß zwischen diesen Partonen mittels QCD: $2 \to 2$

(Energieskala des Stoßes $\mu^2 = Q^2$)

Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2) \longrightarrow$ Partondichtefunktion $f_i(x) \longrightarrow$ Luminosität von Partonen für harten Stoß

Zur Bedeutung der Struktur-/Partondichte fkt. f_i

Harte 2→2-Prozesse:

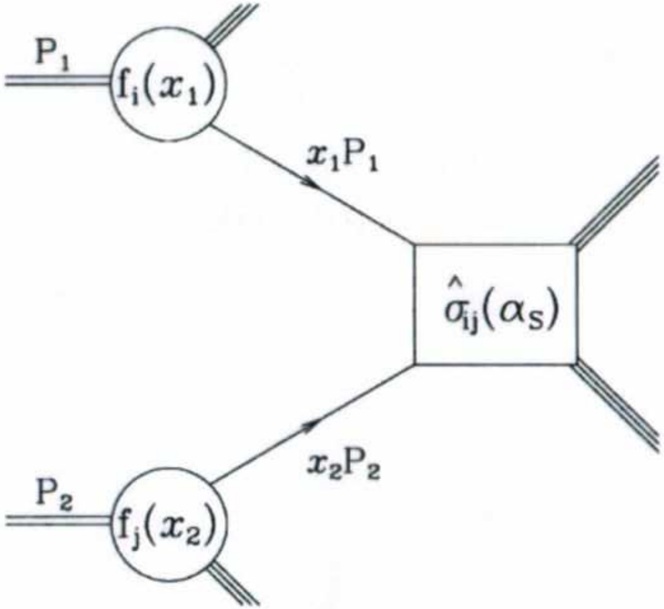
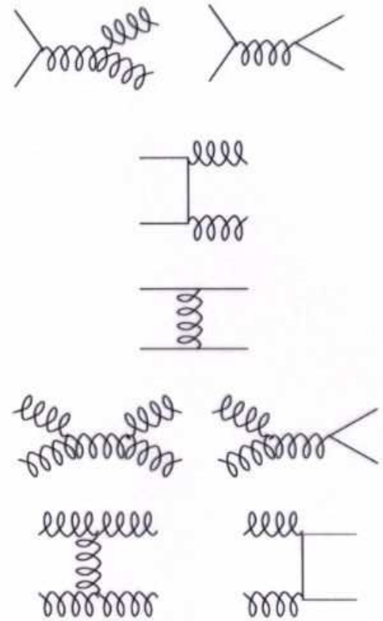


Fig. 7.1. The parton model description of a hard scattering process.

$\Longrightarrow$

- $q\bar{q}$ (s-Kanal)
- $q\bar{q}$ (t-Kanal)
- qq' (t-Kanal)
- gg (s-Kanal)
- gg (t-Kanal)



$\longrightarrow \longrightarrow \longrightarrow$ abnehmender Beitrag

Wirkungsquerschnitt:

$$\boxed{\sigma(s) = \sum_{\{ij\}} \int_{\tau_0}^{1} \frac{\mathrm{d}\tau}{\tau} \left[\frac{\mathrm{d}L_{ij}(\mu_F^2)}{\mathrm{d}\tau}\right] \cdot \left[\hat{s} \cdot \hat{\sigma}_{ij}\big(\alpha_S(\mu^2)\big)\right]}$$

mit effektiver Schwerpunktsenergie: $\boxed{\hat{s} = \tau s = x_1 x_2 s}$

(z.B.: $\sqrt{s} = 1.96$ TeV für Tevatron,
$\sqrt{s} = 14$ TeV für LHC)

mit $\tau \frac{dL_{ij}}{d\tau} \sim \int_0^1 dx_1 dx_2 \left[\left(x_1 f_i(x_1, \mu_F^2) \cdot x_2 f_j(x_2, \mu_F^2)\right) + (1 \leftrightarrow 2)\right] \cdot \delta(\tau - x_1 x_2)$

Struktur des Protons

... ist überaus reichhaltiger und komplizierter als vom statischen Quarkmodell erwartet:

- neben Valenzquarks noch
  - Gluonen
  - Seequarks

- Valenzquarks : je 10-30%
- Gluonen : 40-50%
- Seequarks : ~5%

$\left.\begin{array}{l} \text{Valenzquarks: je } 10\text{-}30\% \\ \text{Gluonen: } 40\text{-}50\% \\ \text{Seequarks: } \sim 5\% \end{array}\right\}$ des Protonimpulses

- Proton ist mit sehr, sehr vielen niederenergetischen Gluonen aufgefüllt

- Partondichtefunktionen: Wahrscheinlichkeit, ein Quark/Gluon mit Impulsbruchteil x im Proton zu finden

- Faktorisierung erlaubt Trennung zwischen Regime der Partondichtefunktionen ($Q^2 < \mu_F^2$) und Regime der harten $2 \to 2$-Prozesse ($Q^2 \gg \mu_F^2$).