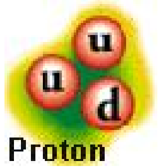
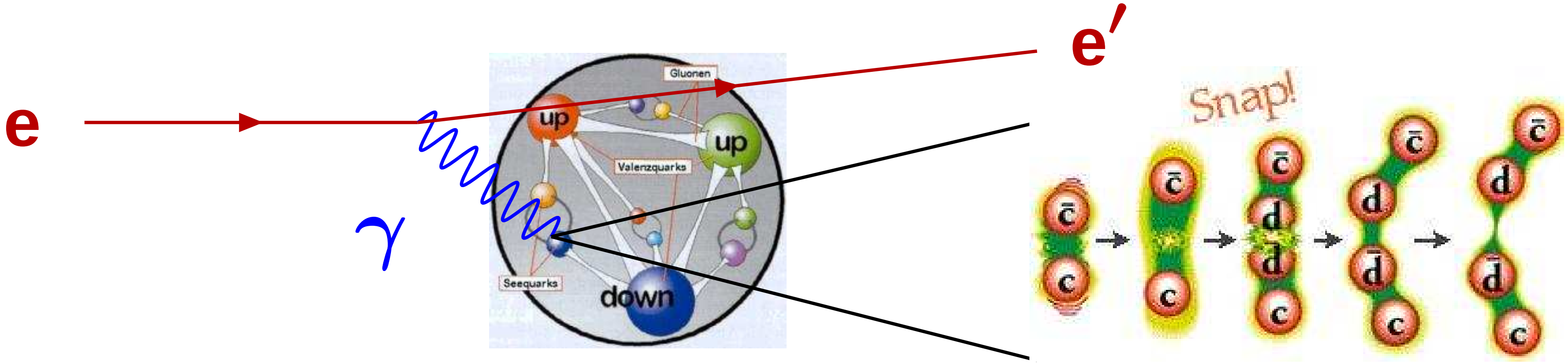
1. Einführung
2. Beschleuniger
3. Detektoren
4. Bewegungsgleichungen und Symmetrien
5. Das Quark-Modell und die CKM-Matrix
6. CP-Verletzung im Standardmodell
7. Proton- und Photonstruktur
8. Elektroschwache Präzisionsmessungen
9. Das Higgs-Boson
10. Neutrino-Massen und Neutrino-Oszillationen

Das Proton und seine Konstituenten

— Das  besteht aus den quasi-freien uud Valenzquarks und den Seequarks.

— Die Quarks sind durch  gebunden. Diese Bindung sorgt für das  confinement.

— Insgesamt ergibt sich dann ein sehr komplexes Gebilde aus Valenz- und Seequarks.



— Durch Streuung von hochenergetischen Elektronen an Protonen können Quarks aus dem Verband befreit werden. Die Häufigkeit und die kinematischen Eigenschaften der Ereignisse geben dann Aufschluß über die Impulsverteilung der Quarks im Proton.

Die komplexe Struktur des Protons wird durch tief-inelastische Streuung untersucht.

Definition der Strukturfunktion F_2^{p}

— Die Energiedifferenz eines Zustands aus drei Quarks $i = 1, 2, 3$ mit Massen m_i und Impulsen $k_i = x_i P$ und eines Protons ist:

$\Delta E = E_{3q} - E_p = \sum_i \sqrt{k_{i,L}^2 + k_{i,T}^2 + m_i^2} - \sqrt{P^2 + m_p^2}$, mit $T(L) =$ transv. (longit.).

— Im 'infinite momentum frame' gilt $E_p \approx P \approx P_L \gg m_p$, sowie, $E_p \approx \sum_i k_{i,L}$. Die Entwicklung $\sqrt{1+z} \approx 1 + \frac{z}{2}$ liefert dann: $\Delta E = \sum_i \frac{k_{i,T}^2 + m_i^2}{2 x_i E_p} - \frac{m_p^2}{2 E_p}$.

— Für diese minimale Verletzung der Energie folgt aus der Unbestimmtheitsrelation eine lange Lebensdauer dieser Fluktuation. Es ist damit also sehr wahrscheinlich, das Proton in einem Zustand dreier quasi-freier Quarks anzutreffen.

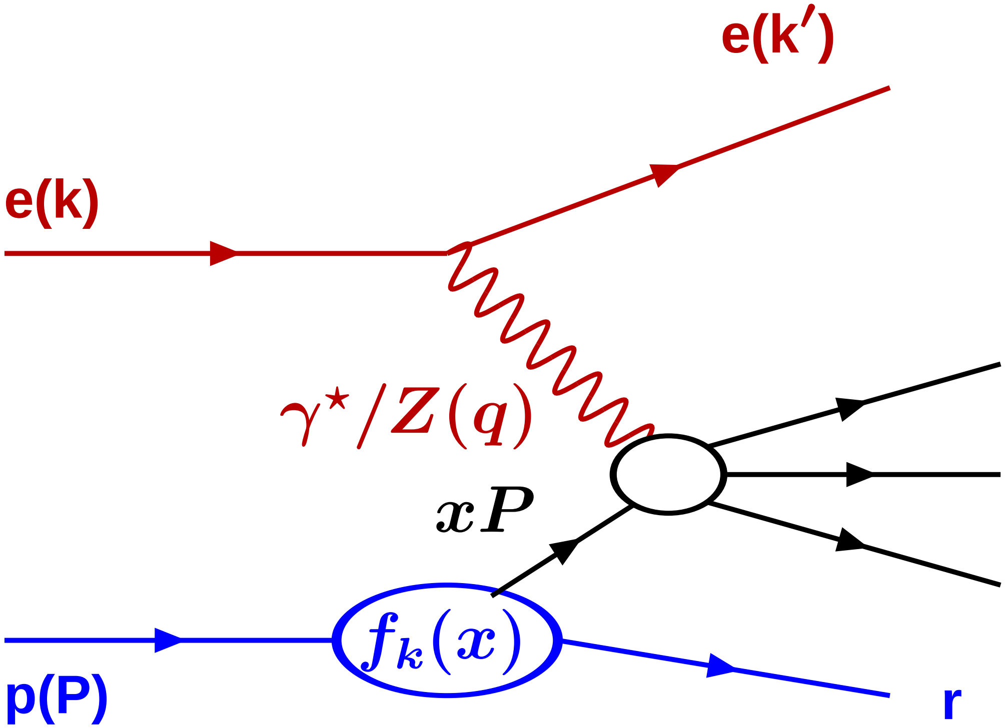
— Vernachlässigt man die Massen und bezeichnet mit $q_k(x)$, wobei $k = xP$, die Wahrscheinlichkeit ein Quark der Sorte $k = u, d, \ldots$ im Impulsbereich $[x, x + \mathrm{d}x]$ zu finden, so folgt für den Wirkungsquerschnitt der Elektron-Quark Streuung durch γ_T Austausch:

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}\sigma^{eq}}{\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4}[1 + (1-y)^2] \sum_{k=1}^{n_\mathrm{f}} \mathrm{e}_{\mathrm{q_k}}^2 \, [q_k(x) + \bar{q}_k(x)] \, \mathrm{d}x}$$

— Summiert man über alle Endzustände und definiert $F_2^{\mathrm{p}} \equiv x \sum_{k=1}^{n_\mathrm{f}} \mathrm{e}_{\mathrm{q_k}}^2 \, [q_k(x) + \bar{q}_k(x)]$, so erhält man für die Elektron-Proton Streuung: $\boxed{\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{ep}}{\mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}x} = \frac{2\pi\alpha^2}{x Q^4}[1 + (1-y)^2] F_2^{\mathrm{p}}}$

Die Strukturfunktion F_2^{p} ist die Summe der ladungsgewichteten Quark-Verteilungsfunktionen.

Tief-inelastische Elektron-Proton Streuung



$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$$

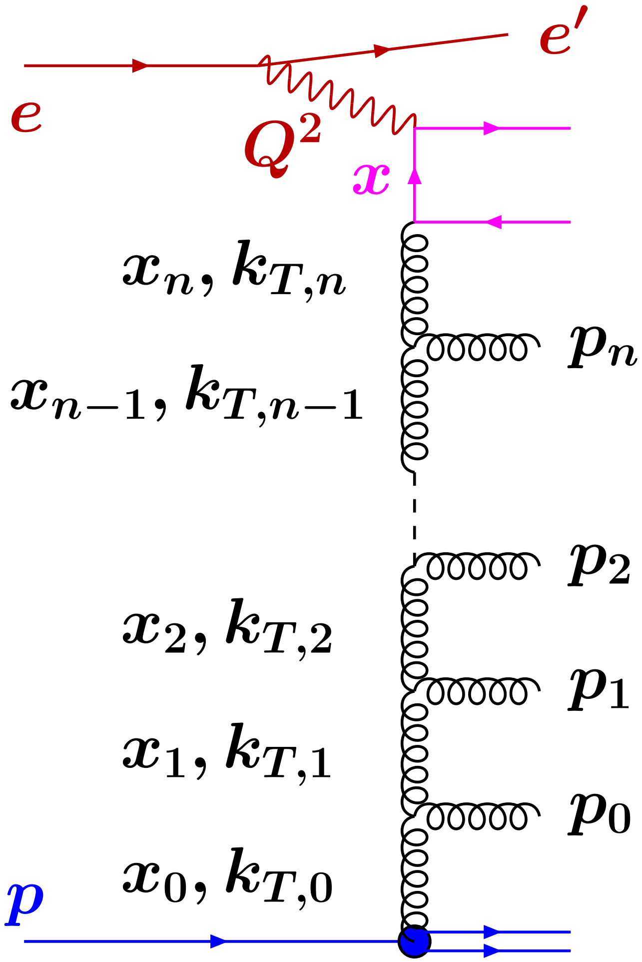
$$f_y^{\pm} = 1 \pm (1-y)^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2Pq}, \qquad y = \frac{Pq}{Pk}$$

$$\Rightarrow Q^2 = x\,y\,\sqrt{s_{\mathrm{ep}}}$$

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\cdot\left[f_y^+\cdot F_2^{\mathrm{p}}(x,Q^2) + f_y^-\cdot xF_3^{\mathrm{p}}(x,Q^2) - y^2\cdot F_{\mathrm{L}}^{\mathrm{p}}(x,Q^2)\right]}$$

Die verschiedenen Evolutionsgleichungen



— **DGLAP: Die Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi Evolutionsgleichung summiert Terme der Form $\alpha_s \ln Q^2$. Daraus folgt eine strenge Ordnung der Gluonleiter im Transversalimpuls k_T . Sie findet breite Anwendung in Strukturfunktions-analysen.**

— **BFKL: Die Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov Evolutionsgleichung summiert Terme der Form $\alpha_s \ln(1/x)$. Daraus folgt eine strenge Ordnung der Gluonleiter in x, aber nicht in k_T. Sie wurde entwickelt, um Phänomene bei kleinsten x zu studieren.**

— **CCFM: Die Ciafaloni-Catani-Fiorani-Marchesini Evolutionsgleichung interpoliert zwischen DGLAP und BFKL. Sie basiert auf einer strengen Ordnung im Winkel und “color coherence”. Diese Interpolation geht im entsprechenden Limes in eine der anderen anderen Gleichungen über.**

Die DGLAP Evolution beschreibt die HERA Daten auch für kleine x und Q^2 sehr erfolgreich.

Die Q^2 Entwicklung der Verteilungsfunktionen

– Die Verteilungsfunktionen unterliegen gekoppelten homogenen Evolutionsgleichungen.

Quarks: $$\frac{dq_i}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{\sum_{k=1}^{n_f}\left[P_{q_i q_k}\otimes q_k + P_{q_i\bar{q}_k}\otimes\bar{q}_k\right] + P_{q_i g}\otimes g\right\},$$

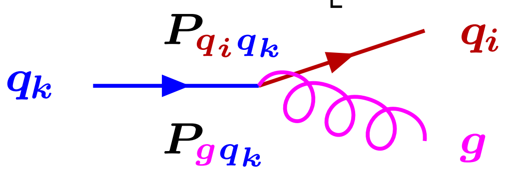
Antiquarks: $$\frac{d\bar{q}_i}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{\sum_{k=1}^{n_f}\left[P_{\bar{q}_i q_k}\otimes q_k + P_{\bar{q}_i\bar{q}_k}\otimes\bar{q}_k\right] + P_{\bar{q}_i g}\otimes g\right\}$$ und

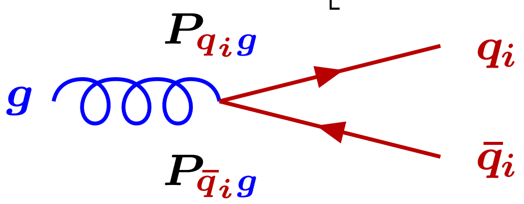
Gluonen: $$\frac{dg}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{\sum_{k=1}^{n_f}\left[P_{g q_k}\otimes q_k + P_{g\bar{q}_k}\otimes\bar{q}_k\right] + P_{gg}\otimes g\right\}.$$

mit $P_{ik}\equiv P_{ik}(z)$, $q_k\equiv q_k(x,Q^2)$, $P(z)\otimes q(y,Q^2)\equiv\int_x^1\frac{dy}{y}\,P(z)\cdot q(y,Q^2)$ und $z\equiv\frac{x}{y}$.

– Die Splittingfunktionen $P_{i,k}(z)$ beschreiben die Wahrscheinlichkeit, ein Parton i mit Impulsanteil z im Parton k zu finden.

Beispiele: $P_{q_i q_k}(z) = \delta_{ik}\left[\frac{4}{3}\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + 2\delta(1-z)\right]$, $\quad P_{q_i g}(z) = \frac{1}{2}\left[z^2+(1-z)^2\right]$.

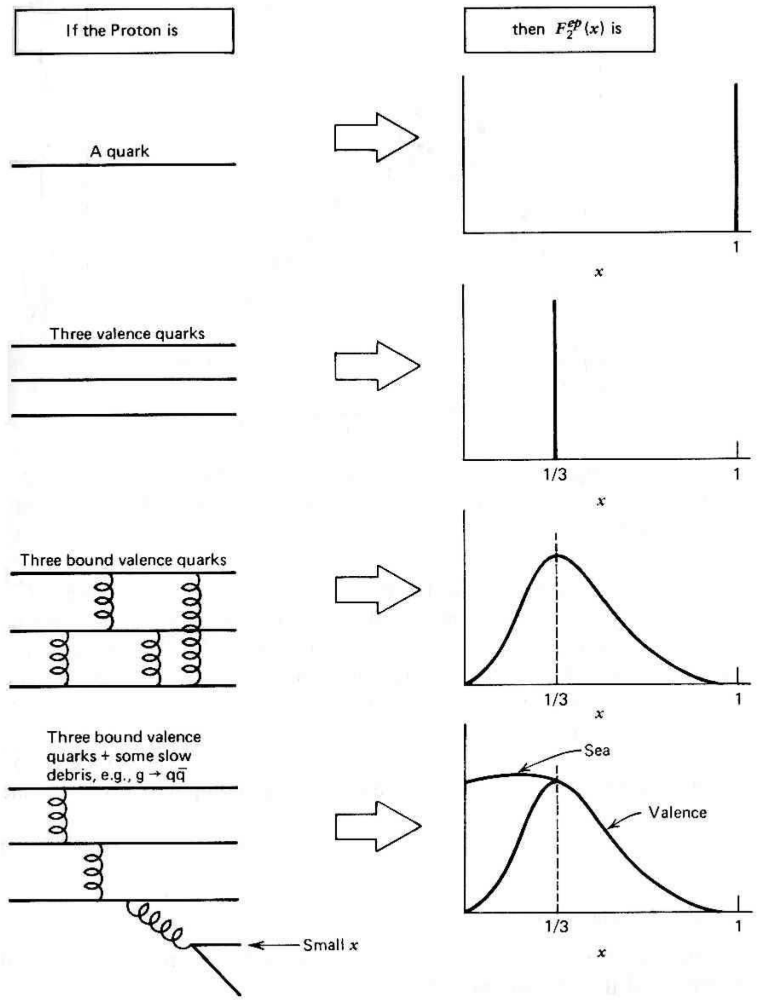




– Aus der Entwicklung der Quark Verteilungsfunktionen lassen sich g und α_s bestimmen.

Die QCD bestimmt die Q^2 Entwicklung aber nicht die Verteilungsfunktionen f(x,Q_0^2).

Die Parametrisierungen der Verteilungsfunktionen PDFs



- Ohne Bindungskräfte ergeben sich feste Impulse.
- Durch die Bindungskräfte werden die Verteilungsfunktionen ausgeschmiert.
- Wenn zusätzlich See-Quarks in Fluktuationszuständen entstehen, werden die Verteilungsfunktionen bei hohem x durch Gluonabstrahlung abgesenkt und bei niedrigem x durch Paarerzeugung aufgefüllt.
- Die Möglichkeit der Auflösung dieser Fluktuationen variiert mit Q^2. Deswegen sind die Absenkung und Anfüllung Q^2 abhängig. Das ist die Skalenverletzung.
- Ein Beispiel: MRST = Martin-Roberts-Stirling-Thorne Startparametrisierungen $f(x, Q_0^2)$ des 2002 Sets:

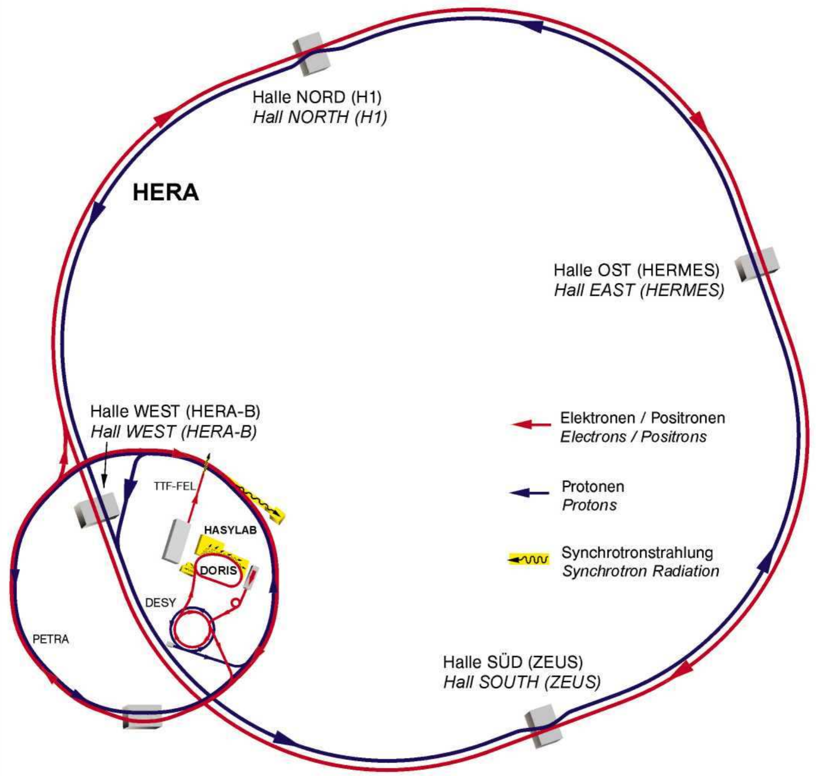
$$xu_v = 0.262x^{0.31}(1-x)^{3.50}(1+3.83x^{0.5}+37.65x)$$
$$xd_v = 0.061x^{0.35}(1-x)^{4.03}(1+49.05x^{0.5}+8.65x)$$
$$xS = 0.759x^{-0.12}(1-x)^{7.66}(1-1.34x^{0.5}+7.40x)$$
$$xg = 0.669x^{0.00}(1-x)^{3.96}(1+6.98x^{0.5}-3.63x)-0.23x^{-0.27}(1-x)^{8.7}$$

Die Anpassung der PDFs an die Daten wird von mehreren Gruppen durchgeführt.

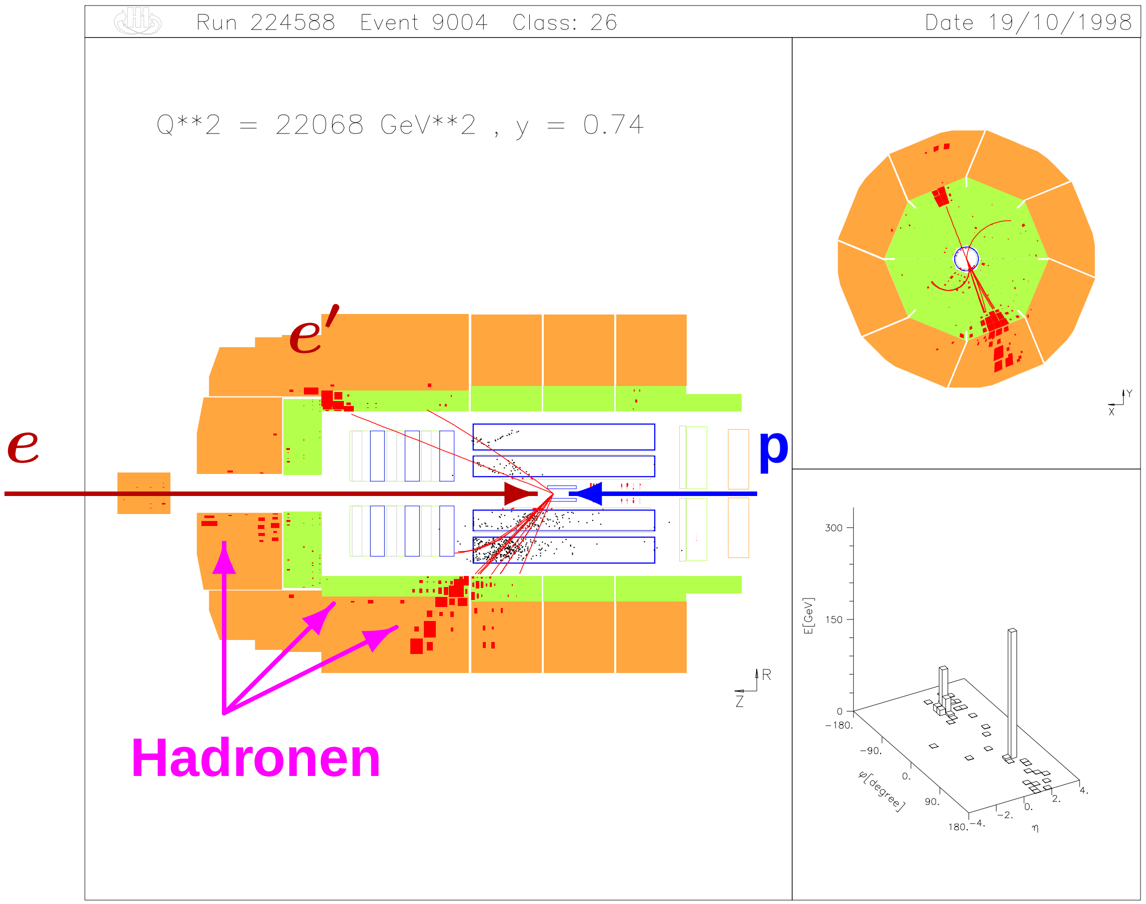
HERA und ein H1 Ereignis

Die Beschleunigeranlagen

- $E(e^+/e^-) = 27.6$ GeV
- $E(p) = 920$ GeV
- $\sqrt{s_{ep}} \approx 320$ GeV



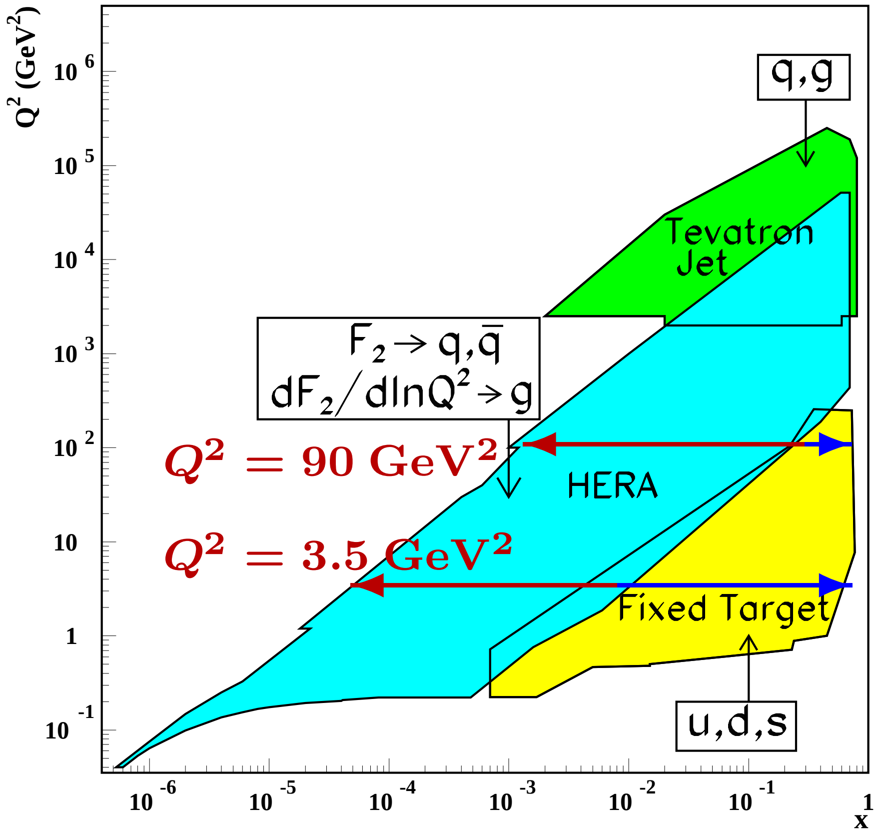
Ein H1 Ereignis



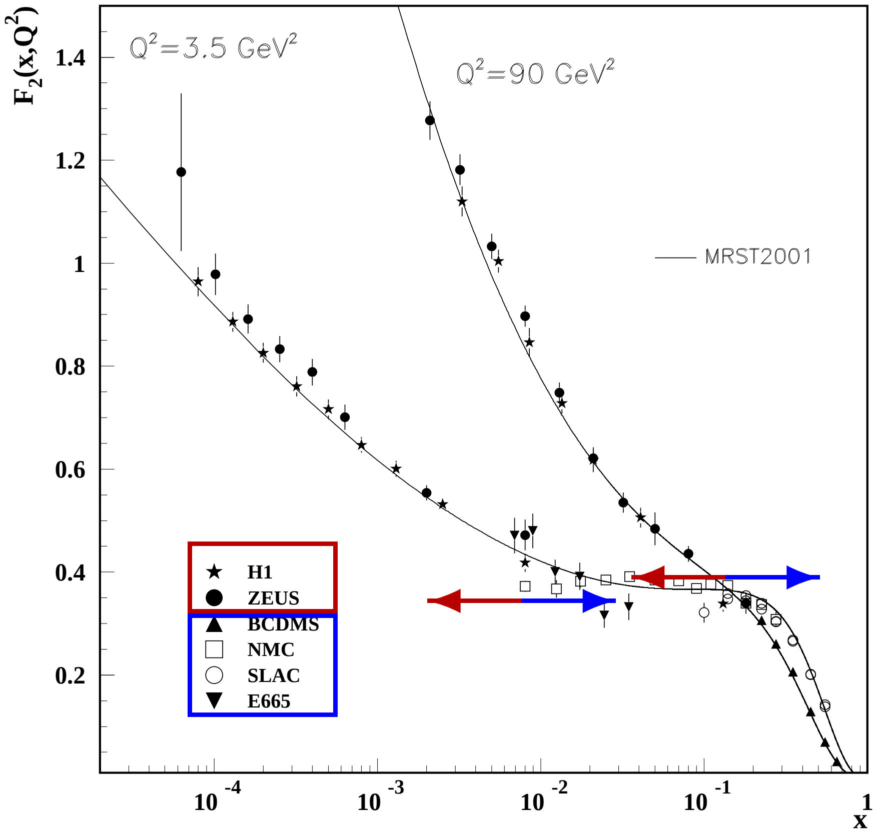
Die Experimente H1 und Zeus nehmen seit 1989 Daten.

Messungen von F_2^{p}

Die kinematische Ebene



$F_2^{\mathrm{p}}(x)$ für zwei Q^2 Werte

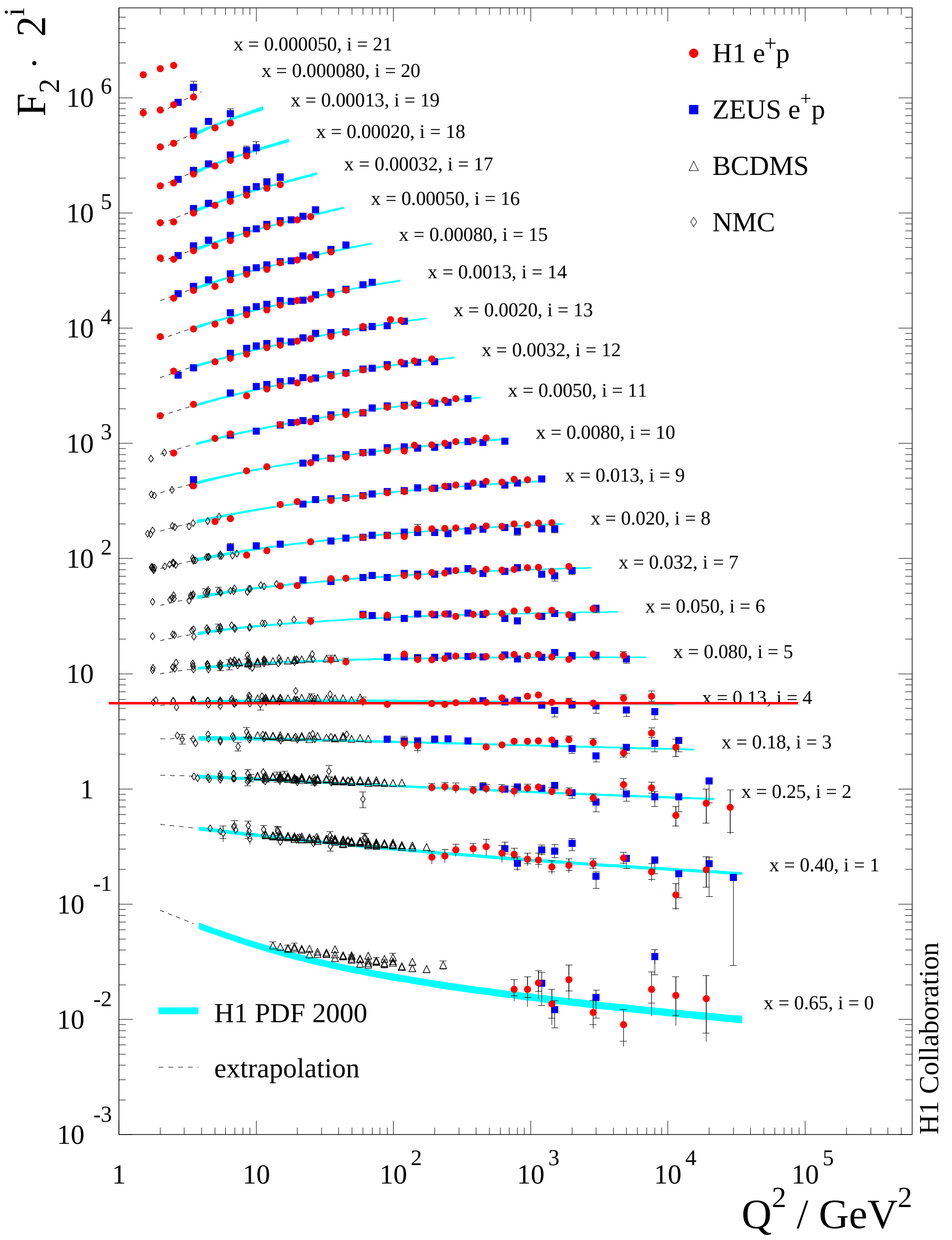


— Steiler Anstieg von F_2^{p} für kleine Werte von x. F_2^{p} ist steiler für größere Werte von Q^2.

— Für $0.1 < x < 0.2$ ist die Strukturfunktion F_2^{p} unabängig von $Q^2 \Rightarrow$ Bjorken Scaling.

Die Ergebnisse verschiedener Experimente schliessen nahtlos aneinander an.

Die Skalenverletzung von F_2^{p} und die Gluondichte

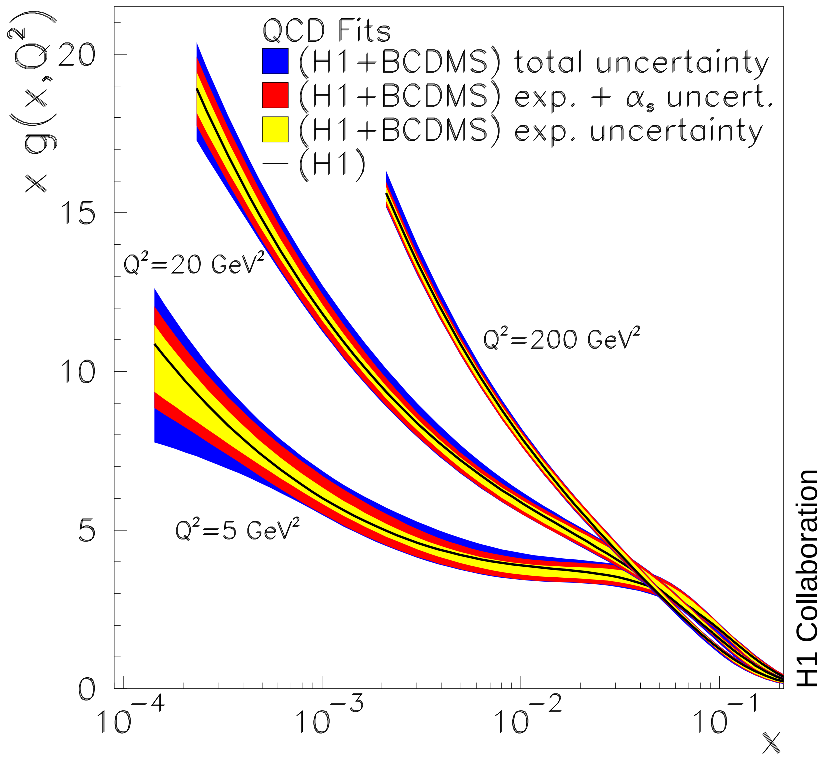


— **Der abgedeckte kinematische Bereich:**

$$1.5 < \langle Q^2 \rangle < 30000\ \mathrm{GeV}^2$$

$$0.000050 < \langle x \rangle < 0.65$$

— **Aus der Skalenverletzung von F_2^{p} wird die Gluondichte bestimmt.**



Eine große Menge sehr präziser Daten.

Das Photon und seine Geschichte

Name	γ
Ladung	0
Masse	0
Spin Parität	$\mathrm{J^{PC}} = 1^{--}$
Lebensdauer	∞
Geschwindigkeit	c
Kopplungsstärke	α
Natur	Welle / Teilchen
Aufgabe	Boson der elm. WW

8.11.1895 — Röntgen entdeckt die X-Strahlen, erster Nobelpreis für Physik 1901.

1900 — Planck interpretiert Licht durch 'Energiequanten', $E = h\,\nu$, mit $h = 1.05 \cdot 10^{-16}$ eVs.

1905 — Einstein erklärt den Photoeffekt durch 'Photonen'.

1922 — Entdeckung der Comptonstreuung $\mathrm{e}\gamma \to \mathrm{e}'\gamma'$.

1927 — Heisenberg formuliert die Unbestimmtheitsrelation, z.B. $\Delta p \Delta x \geq \hbar$.

1930 — Erster Versuch der Messung der Photon-Photon Streuung von Hughes et al.

1932 — Anderson entdeckt das Positron in der Höhenstrahlung.

1936 — Erste Berechnung der Photon-Photon Streuung durch Euler und Kockel.

1981 — Erste Messung der hadronischen Photonstrukturfunktion durch PLUTO.

Das Photon hat eine lange, bewegte Geschichte, sowohl als Welle, als auch als Teilchen.

Photon-Photon Streuung - anno 1930 und heute

$\Rightarrow 550 < \lambda_{\rm in} < 30000$ nm

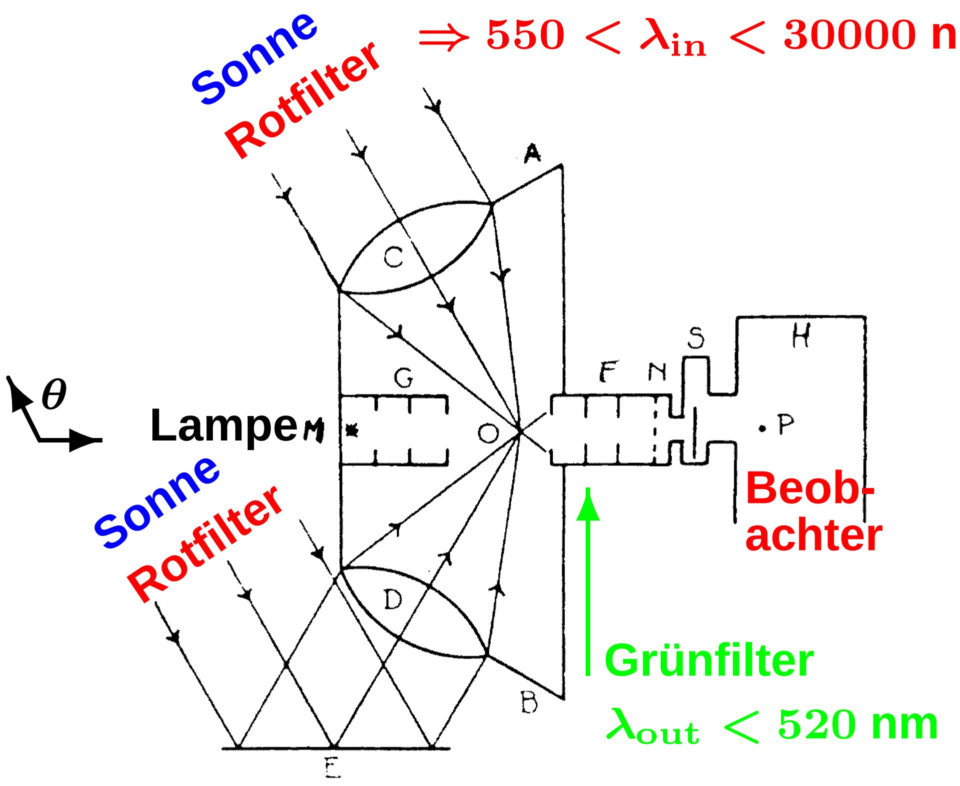
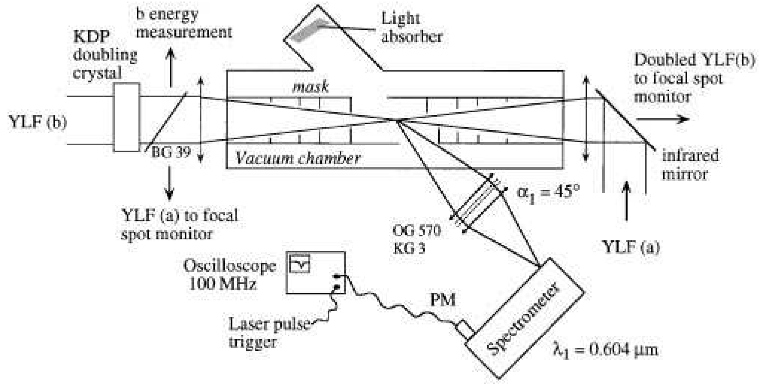


Fig. 2. Diagram of apparatus.

- $\gamma_1(\lambda_{\rm in})\gamma_2(\lambda_{\rm in}) \rightarrow \gamma_1'(\lambda_{\rm out})\gamma_2'(\lambda_{\rm out})$
- $\lambda_{\rm out} = \lambda_{\rm in}(1 + \cos\theta)$
- **Es wurde kein Licht beobachtet, also**

$\boxed{\sigma < 3 \cdot 10^8 \text{ pb.}}$

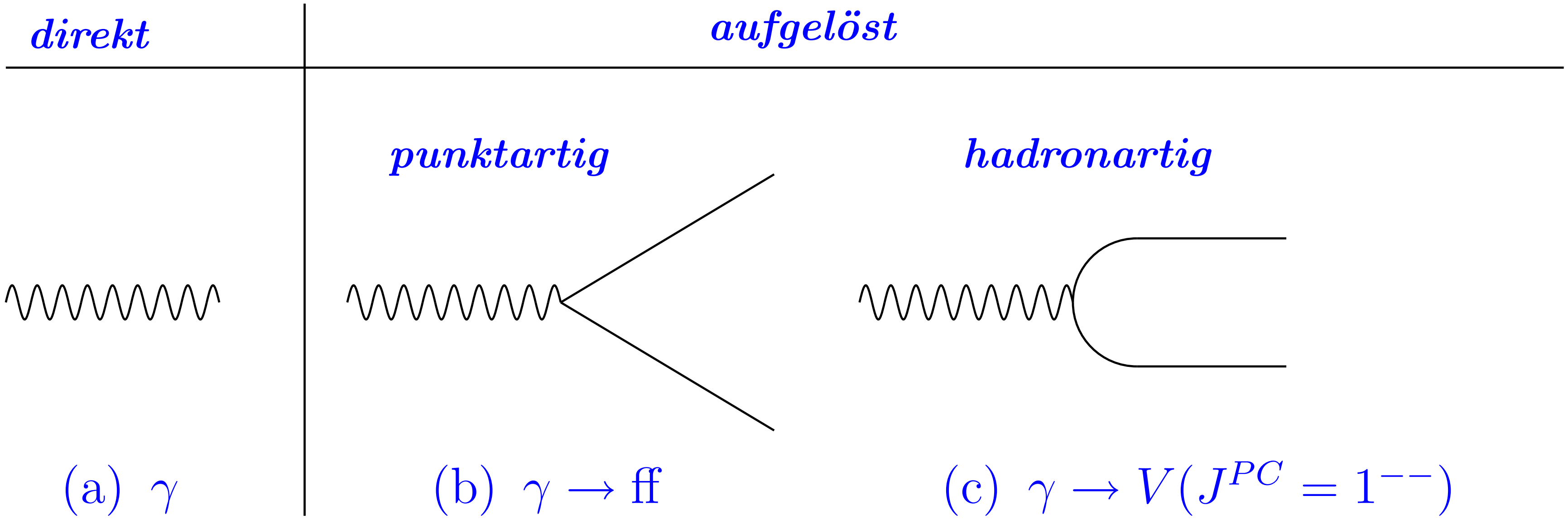


- **Durch Nutzung monochromatischer Laser hoher Leistung sowie der Nachweismöglichkeit weniger Photonen wurde die Sensitivität extrem verbessert. Es wurde kein Signal beobachtet,** $\Rightarrow$ $\boxed{\sigma < 10^{-13} \text{ pb}}$
- **Euler & Kockel (1936): Für** $E_\gamma = h\nu \ll m_e c^2$ **gilt:** $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma} = 0.73 \cdot 10^{-29} \cdot \left(\frac{h\nu}{\text{eV}}\right)^6$ **pb.**
  Damit folgt für $\lambda = 400 - 700$ **nm**

  $\boxed{\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma} = (1 - 64) \cdot 10^{-28} \text{ pb}}$

Es fehlen immer noch 15 Größenordnungen.

Warum sprechen wir von Photonstruktur?



— **In (a) nimmt das Photon als Ganzes an der Wechselwirkung teil $\Rightarrow$ KEINE Struktur.**

— **Die Fluktuationen (b,c) können wegen der Unschärferelation existieren $\Rightarrow$ Photon Struktur.**

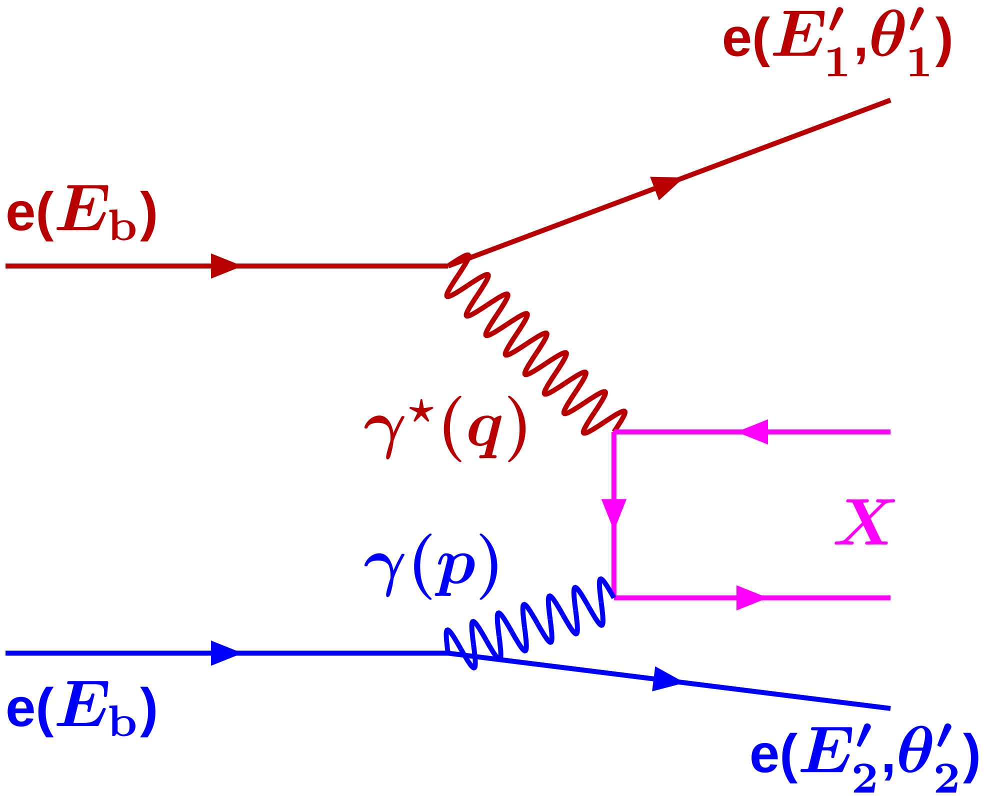
— **Die typische Lebensdauer der Fluktuationen steigt mit der Photonenergie an. Analog zur Rechnung für die Quarks im Proton ergibt sich für die Fluktuation $\gamma \to q\bar{q}$:**

$\Delta E = E_{q\bar{q}} - E_\gamma = \sum_{i=1}^{2} \frac{k_{i,T}^2 + m_i^2}{2x_i E_\gamma} = \frac{1}{2E_\gamma} \frac{k_{q,T}^2 + m_q^2}{x(1-x)}$ **und für die Lebensdauer:** $\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E}$.

— **Außerdem fällt die Lebensdauer der Fluktuationen mit der Photonvirtualität ab.**

Die Photonstruktur resultiert alleinig aus den Quantenfluktuationen.

Tief-inelastische Elektron-Photon Streuung



$$Q^2 = -q^2 = 2\,E_\mathrm{b}\,E_1'\,(1-\cos\theta_1')$$
$$f_y^+ = 1 + (1-y)^2$$

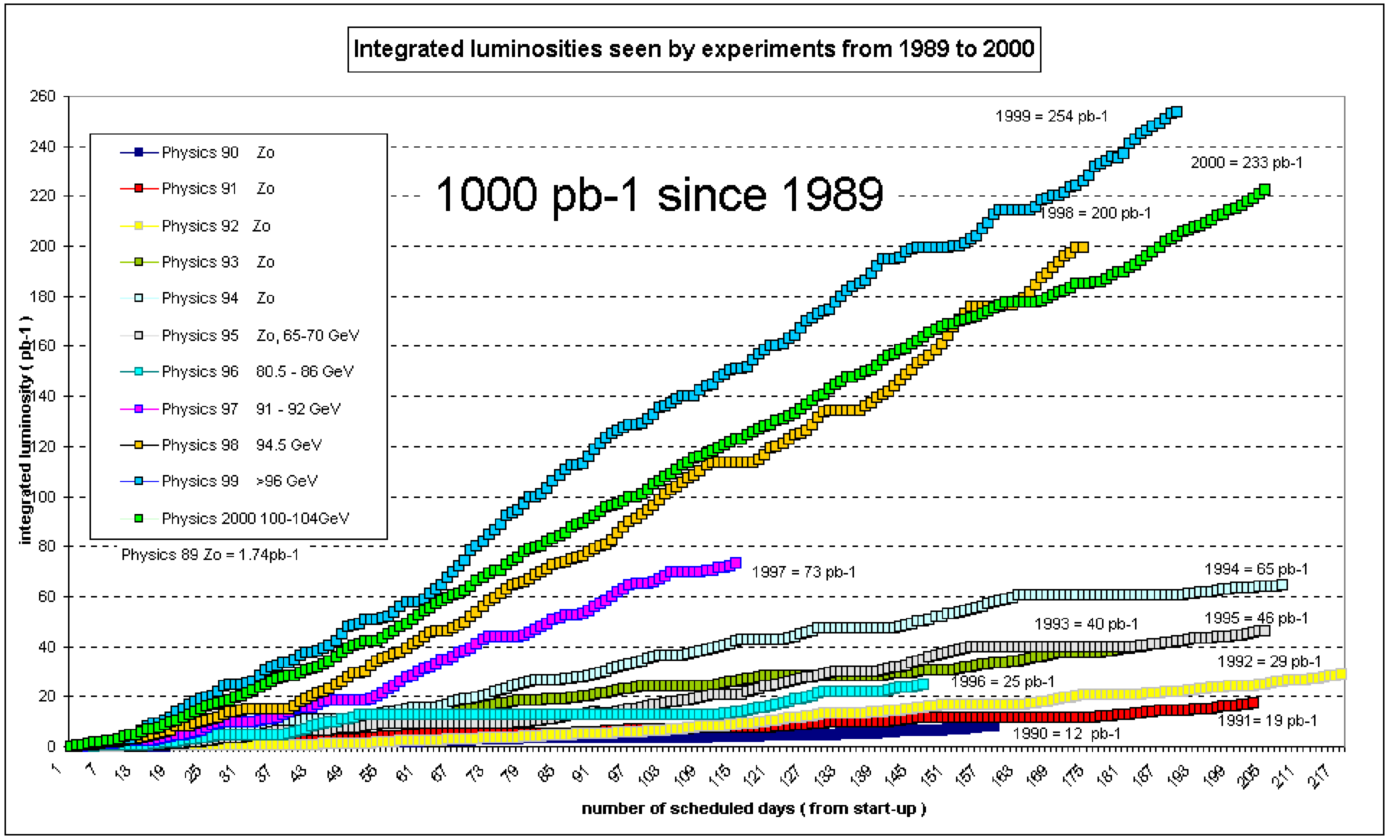
$$x = \frac{Q^2}{Q^2+W^2+P^2}$$

$$P^2 = -p^2 \ll Q^2$$
$$\frac{\mathrm{d}^2 N_\gamma^\mathrm{T}}{\mathrm{d}z\mathrm{d}P^2} = \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1+(1-z)^2}{z}\frac{1}{P^2} - \frac{2\,m_\mathrm{e}^2\,z}{P^4}\right]$$

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}^4\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}P^2} = \frac{\mathrm{d}^2 N_\gamma^\mathrm{T}}{\mathrm{d}z\mathrm{d}P^2}\cdot\frac{2\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\cdot\left[f_y^+\cdot F_2^\gamma(x,Q^2) - y^2\,F_L^\gamma(x,Q^2)\right]}$$

Übersicht über das LEP Programm 1989 - 2000

Die integrierte Luminosität



Jahr	$\sqrt{s_{ee}}$ [GeV]
1990-95	90
1995	133, 136
1996	161, 172
1997	183
1998	189
1999	192, 196, 200, 202
2000	204, 207, 209

In Analysen genutzt wurden etwa 160/pb am Z^0 und etwa 700/pb mit $\sqrt{s_{ee}} > 2M_W$.

Vorhersagen zur Photonstruktur

QED Struktur

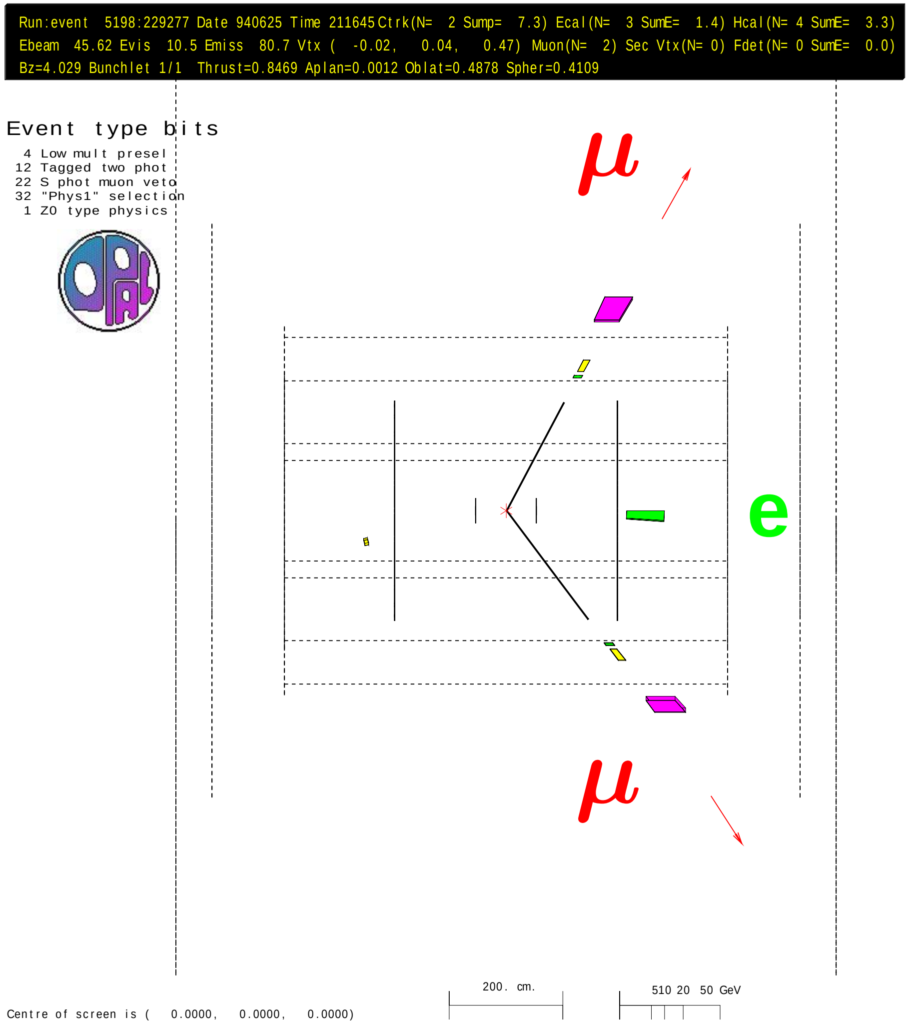
— Die punktartige Komponente führt zum Anstieg der QED Struktur für große x.
— Die Struktur virtueller Photonen ist unterdrückt.
— Virtuelle Photonen haben eine longitudinale Komponente. ($\surd$)
— Interferenzterme sind wichtig für virtuelle Photonen. ($\surd$)

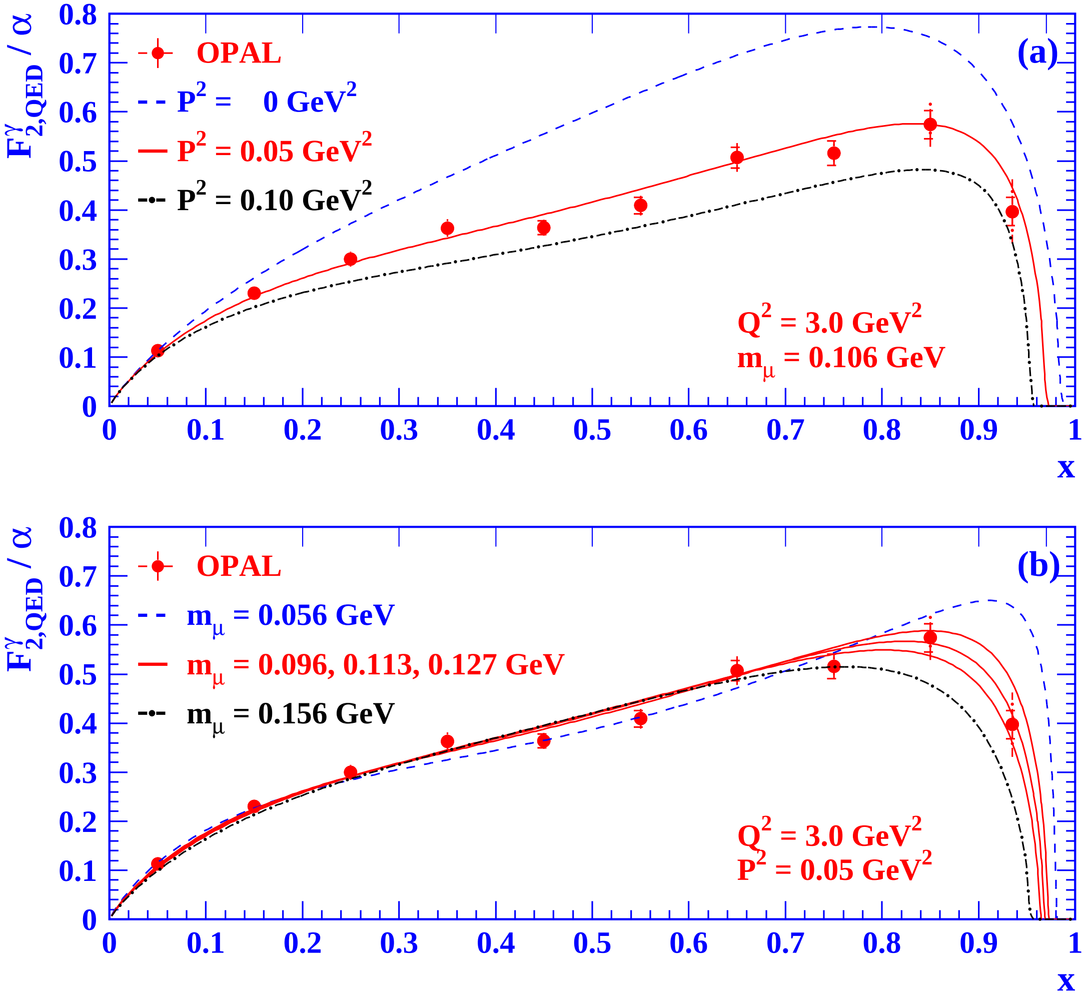
Hadronische Struktur

— Im Bereich, in dem die punktartige Komponente dominiert, gelten die globalen Aussagen der QED modulo QCD Korrekturen.
— Die Q^2 Entwicklung der Photonstruktur zeigt einen positiven Anstieg für alle Werte von x.
— Die QCD Dynamik erzwingt bei festem Q^2 einen steilen Anstieg der Struktur für kleine Werte von x.

Alle diese Vorhersagen sind experimentell überprüft worden.

Der Myonpaarendzustand und $F^{\gamma}_{2,\mathrm{QED}}(x, Q^2, P^2, m_\mu)$

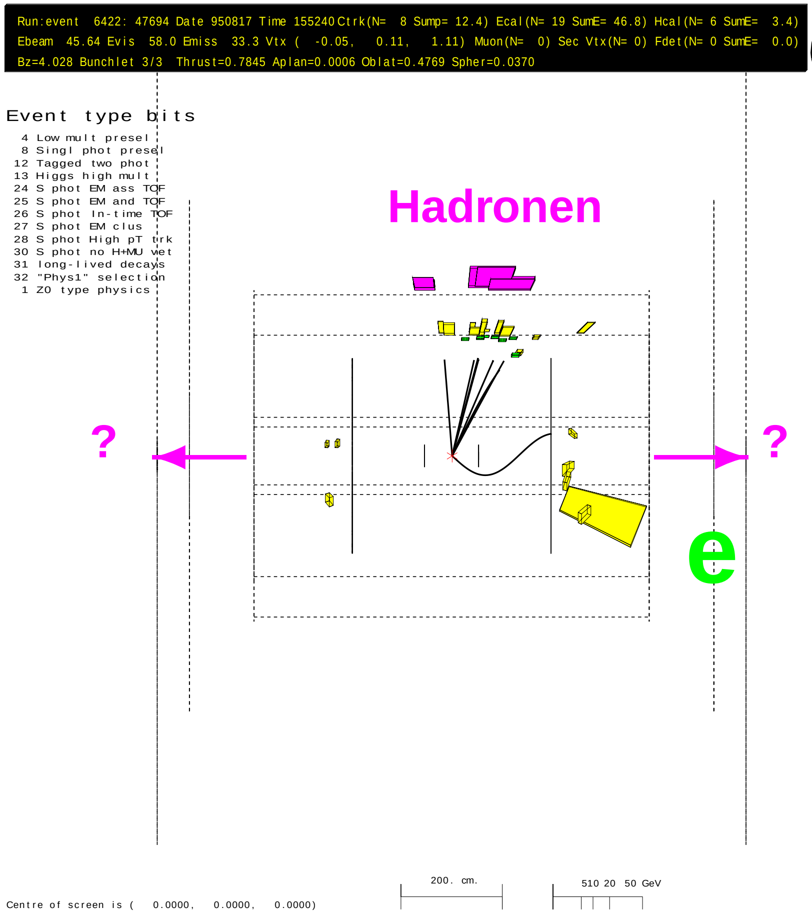




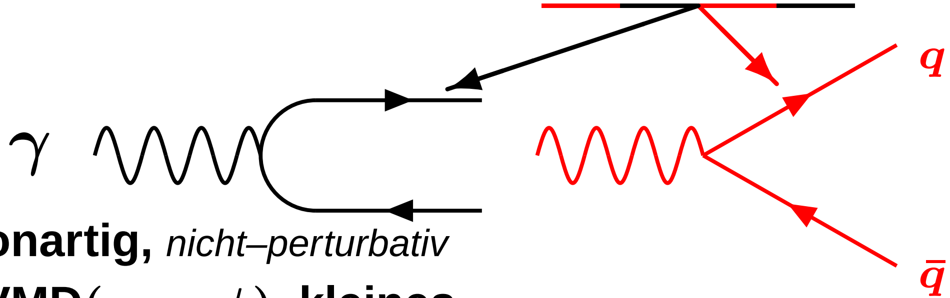
Eine klare Topologie mit guter Massenauflösung.

Die P^2 Abhängigkeit wird deutlich, und die Myonmasse kann auf $\pm$15% bestimmt werden.

Hadronischer Endzustand und die Beiträge zu $F_2^\gamma(x, Q^2)$



$$F_2^\gamma(x, Q^2) = x \sum_{k=1}^{n_f} e_{q_k}^2 (q_k^\gamma + \bar{q}_k^\gamma)$$

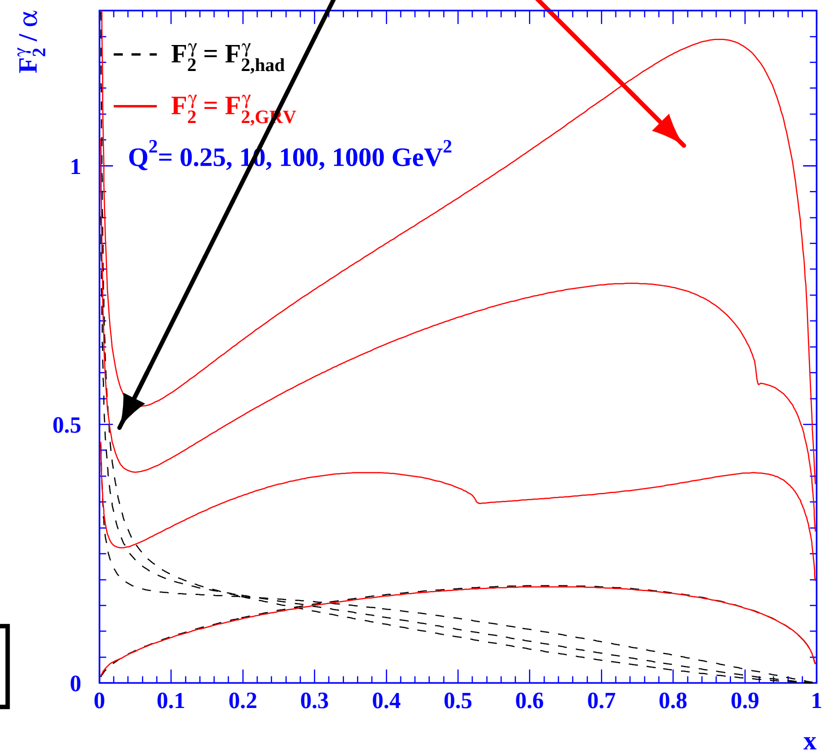


hadronartig, *nicht–perturbativ*

e.g. VMD(ρ, ω, ϕ), kleines-x

punktartig, *perturbativ*

großes-x



— Das gestreute Elektron ist klar sichtbar.

— Der hadronische Endzustand kann jedoch teilweise entlang der Strahlachse verschwinden.

Man versucht die zwei Komponenten zu separieren.

Die Evolution der Photon Verteilungsfunktionen

– Die Verteilungsfunktionen unterliegen gekoppelten inhomogenen Evolutionsgleichungen.

Quarks: $$\frac{\mathrm{d}q_i^\gamma}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{q_i\gamma} \otimes \Gamma^\gamma + \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{ \sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \left[P_{q_i q_k} \otimes q_k^\gamma + P_{q_i \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k^\gamma\right] + P_{q_i g} \otimes g^\gamma \right\},$$

Antiquarks: $$\frac{\mathrm{d}\bar{q}_i^\gamma}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{\bar{q}_i\gamma} \otimes \Gamma^\gamma + \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{ \sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \left[P_{\bar{q}_i q_k} \otimes q_k^\gamma + P_{\bar{q}_i \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k^\gamma\right] + P_{\bar{q}_i g} \otimes g^\gamma \right\},$$

Gluonen: $$\frac{\mathrm{d}g^\gamma}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{g\gamma} \otimes \Gamma^\gamma + \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{ \sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \left[P_{g q_k} \otimes q_k^\gamma + P_{g \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k^\gamma\right] + P_{gg} \otimes g^\gamma \right\},$$

Photon: $$\frac{\mathrm{d}\Gamma^\gamma}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi}\left\{ P_{\gamma\gamma} \otimes \Gamma^\gamma + \sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \left[P_{\gamma q_k} \otimes q_k^\gamma + P_{\gamma \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k^\gamma\right] + P_{\gamma g} \otimes g^\gamma \right\}.$$

Mit: $$\Gamma^\gamma_{\mathrm{LO}}(x, Q^2) = \delta(1-x)\left[1 - \frac{\alpha}{\pi}\left(\sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \mathrm{e}^2_{\mathrm{q_k}} \ln\frac{Q^2}{Q_0^2} + c_1\right)\right].$$

– Da $q_i^\gamma, g^\gamma = \mathcal{O}(\alpha)$ sind, genügt $\Gamma^\gamma = \mathcal{O}(1)$ und mit $q_i^\gamma = \bar{q}_i^\gamma$ reduziert sich das System zu:

$$\frac{\mathrm{d}q_i^\gamma}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{q_i\gamma} + \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{ \sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \left(P_{q_i q_k} + P_{q_i \bar{q}_k}\right) \otimes q_k^\gamma + P_{q_i g} \otimes g^\gamma \right\}$$

$$\frac{\mathrm{d}g^\gamma}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{g\gamma} + \frac{\alpha_s}{2\pi}\left\{ \sum_{k=1}^{\mathrm{n_f}} \left(P_{g q_k} + P_{g \bar{q}_k}\right) \otimes q_k^\gamma + P_{gg} \otimes g^\gamma \right\}$$

Der inhomogene Anteil sorgt für die positive Skalenverletzung bei allen x.

Die Geschichte der F_2^γ Messungen

1973 — Untersuchung der Zwei-Photon Prozesse im Quark Parton Modell durch Walsh und Zerwas.

1977 — Entdeckung der LO asymptotischen Lösung von F_2^γ durch Witten.

1979 — Berechnung der NLO Korrekturen zu F_2^γ durch Bardeen und Buras.

1981 — Die erste Messung von F_2^γ durch PLUTO.

1986 — Die erste Bestimmung von Λ aus F_2^γ Daten.

1990 — Beginn der F_2^γ Messungen bei TRISTAN in Japan.

1994 — Beginn der F_2^γ Messungen bei LEP am CERN.

1997 — Bestätigung der logarithmischen Evolution von F_2^γ mit Q^2 durch OPAL.

1999 — Erste quantitative Untersuchung der Interferenzterme in Myonendzuständen durch OPAL.

2000 — Erste Messung von $F_{2,c}^\gamma$ durch OPAL.

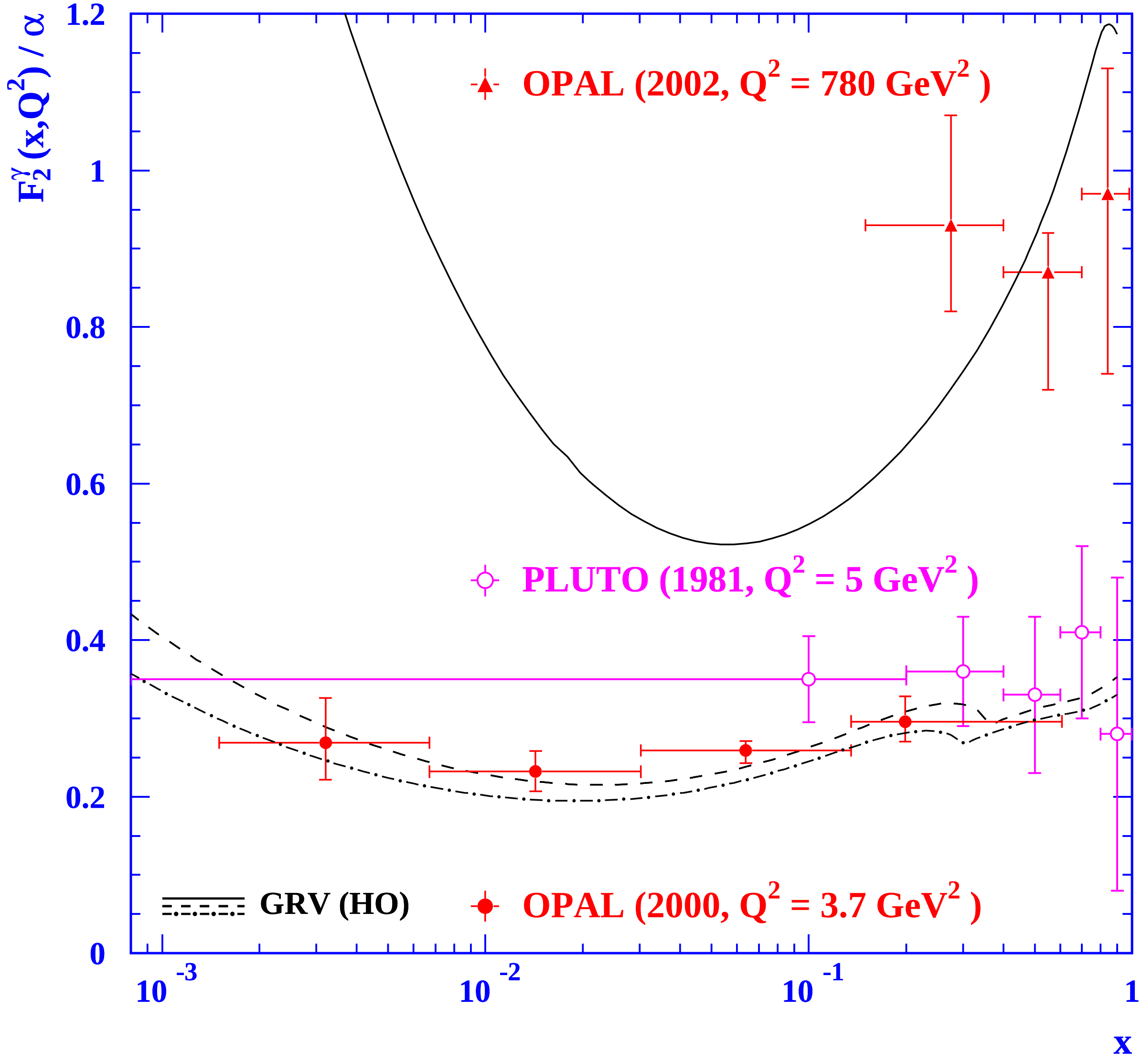
2002 — Beginn der Publikationen der endgültigen LEP Messungen.

2002 — Bestimmung von α_s in NLO aus einem großen Satz von F_2^γ Messungen durch Albino et al.

20xx — Beginn der F_2^γ Messungen am zukünftgen Linearbeschleuniger?

Messungen von F_2^γ haben mittlerweile eine mehr als 20-jährige Geschichte.

Vergleich der Messungen von F_2^γ 1981 versus 200x



Kinematischer Bereich

- Etwa 100 mal größeres Q^2.
- Etwa 100 mal kleineres x.

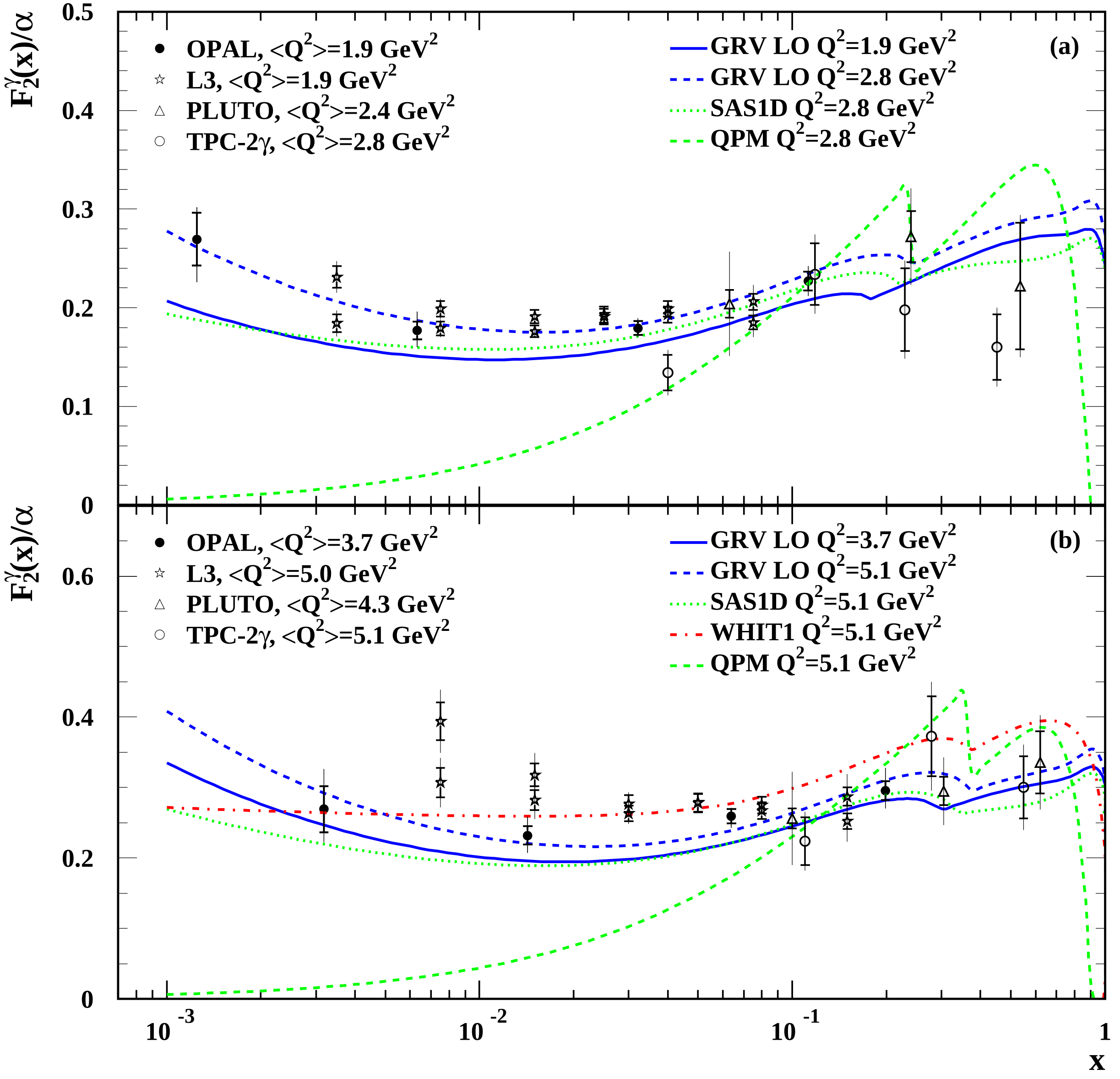
Datenanalyse

- Verbesserte Monte Carlo Simulationsmodelle.
- Strahlungskorrekturen.
- Entfaltung der Daten.
- Gemeinsame LEP Analysen.
- Etwa 50 Messungen.

$\Downarrow$

Signifikant kleinere Fehler.

Die Messungen von F_2^γ bei kleinem x und Q^2



$F_2^\gamma(x)$ bei kleinem x

— Die LEP Daten sind wesentlich genauer als die Daten von PLUTO und TPC-2γ.

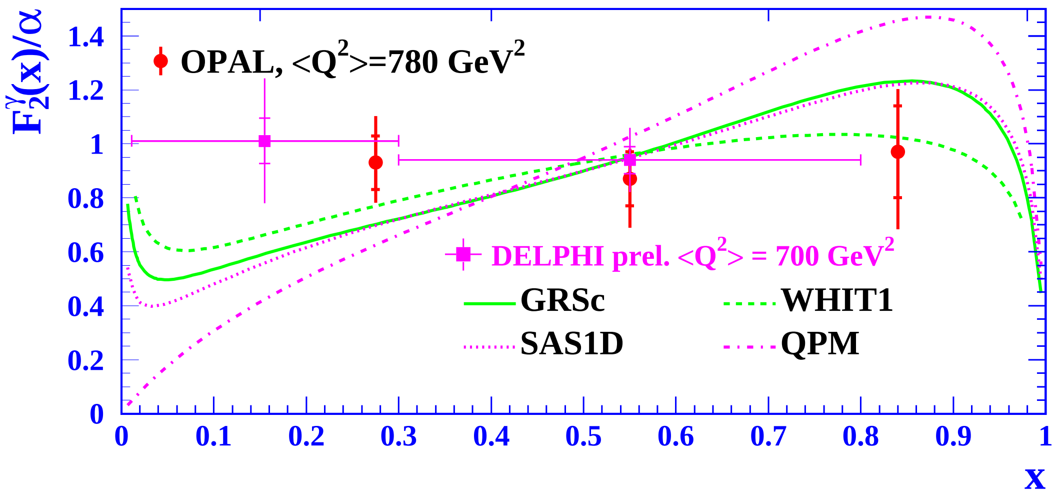
— Der Anstieg von F_2^γ ist sehr moderat im Vergleich zum Anstieg von F_2^{p}.

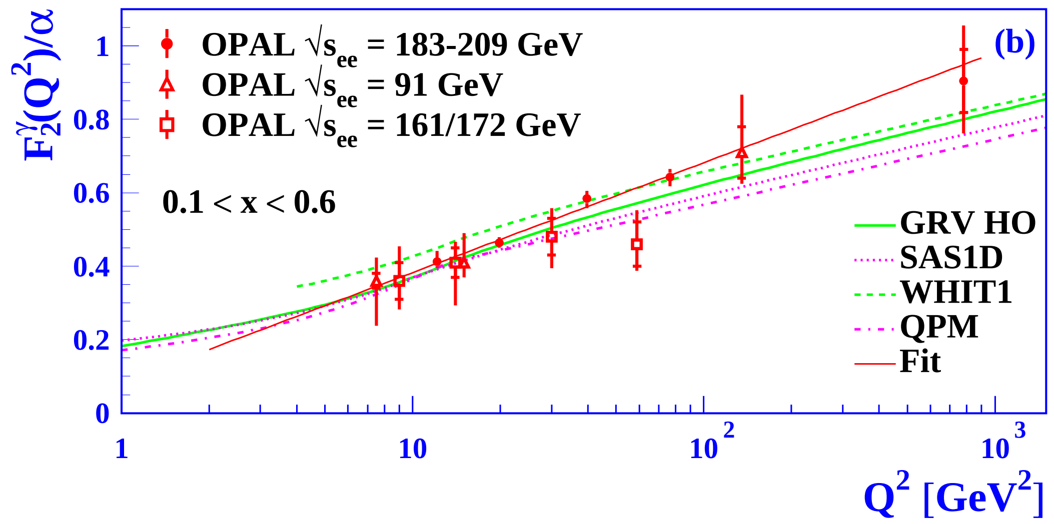
— Das QPM ist viel zu niedrig.

— Die QCD Vorhersagen von GRV(LO) und SaS1D sind leicht unterhalb der Daten.

Der kinematische Bereich ist noch zu klein, um den Anstieg bei kleinem x genau zu testen.

Die Messungen von F_2^γ bei hohem Q^2





$F_2^\gamma(x)$ bei hohem Q^2

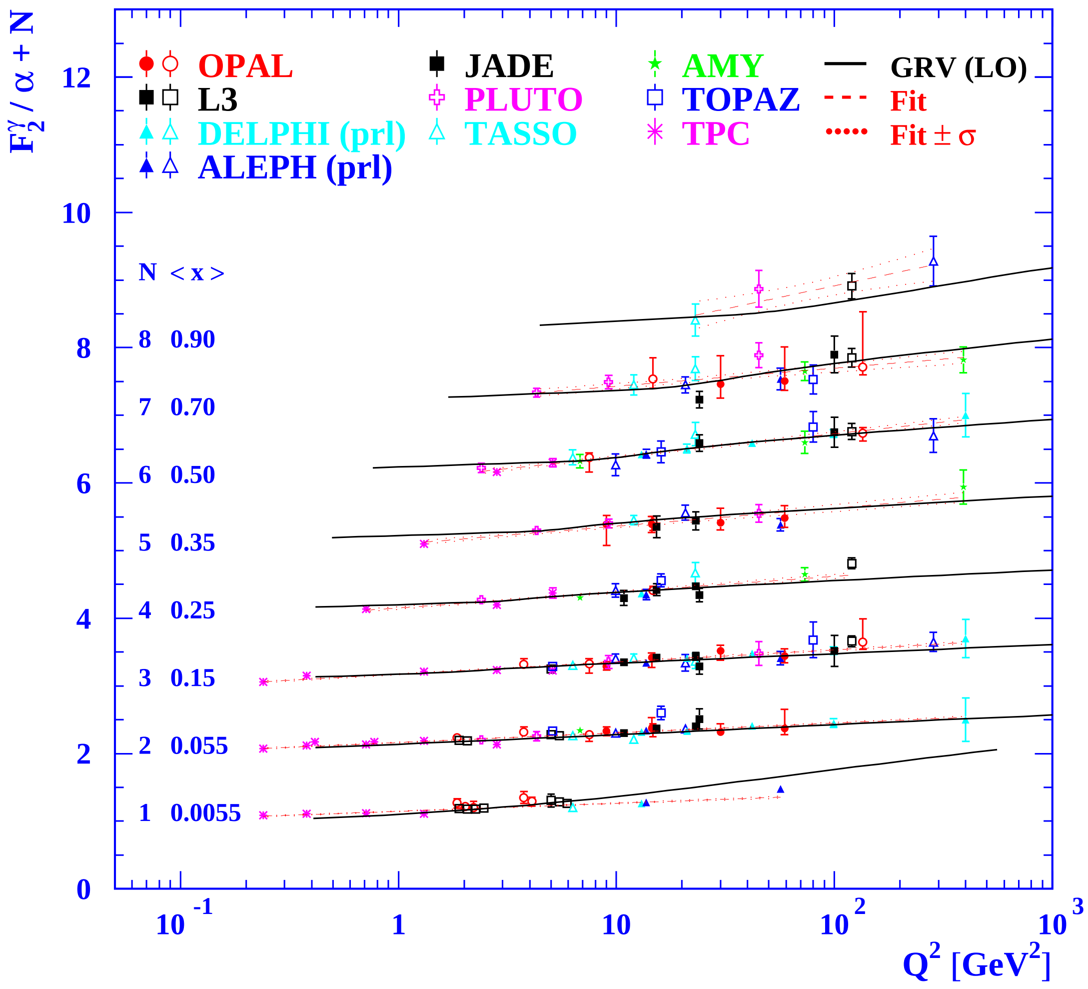
- $F_2^\gamma(x)$ ist sehr flach.
- Die Messung ist durch die geringe Datenstatistik limitiert.
- Die QCD Vorhersagen sind ähnlich zum QPM Modell $\Rightarrow$ kleine QCD Korrekturen.

Die Evolution von F_2^γ mit Q^2

- Starke Verbesserung der Messung bei mittleren Q^2 in den letzten Jahren.
- Erweiterung bis 780 GeV^2.

Bei Einschluß der ALEPH and L3 Daten kann die statistische Unsicherheit verringert werden.

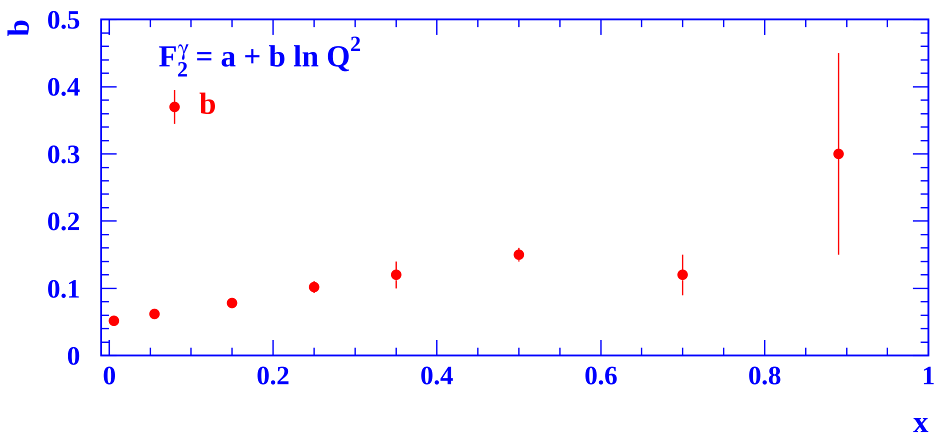
Die Parametrisierung der Q^2-Entwicklung von F_2^γ



Skalenverletzung von $F_2^\gamma(Q^2)$

— Zur quantitativen Bestimmung der Skalenverletzung von F_2^γ wird eine Funktion der Form $F_2^\gamma(Q^2) = a + b\ln(Q^2/\Lambda^2)$, mit $\Lambda = 0.2$ GeV an die Daten angepasst.

Das Resultat

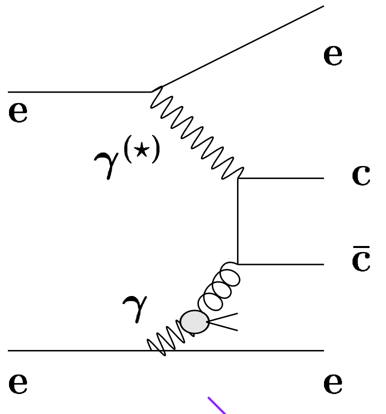


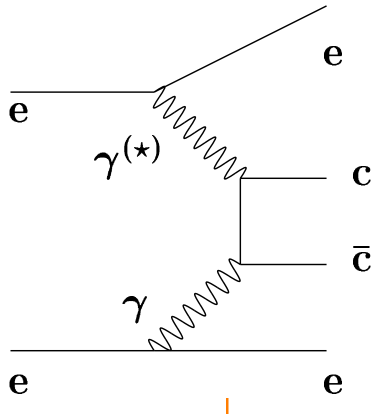
Im Gegensatz zu F_2^{p} zeigt die Photon Strukturfunktion F_2^γ positive Skalenverletzung für alle x.

Die Messung des Charm Anteils - $F_{2,c}^{\gamma}$

hadronartig:

hängt von f_g^γ ab, dominiert bei kleinem-x.

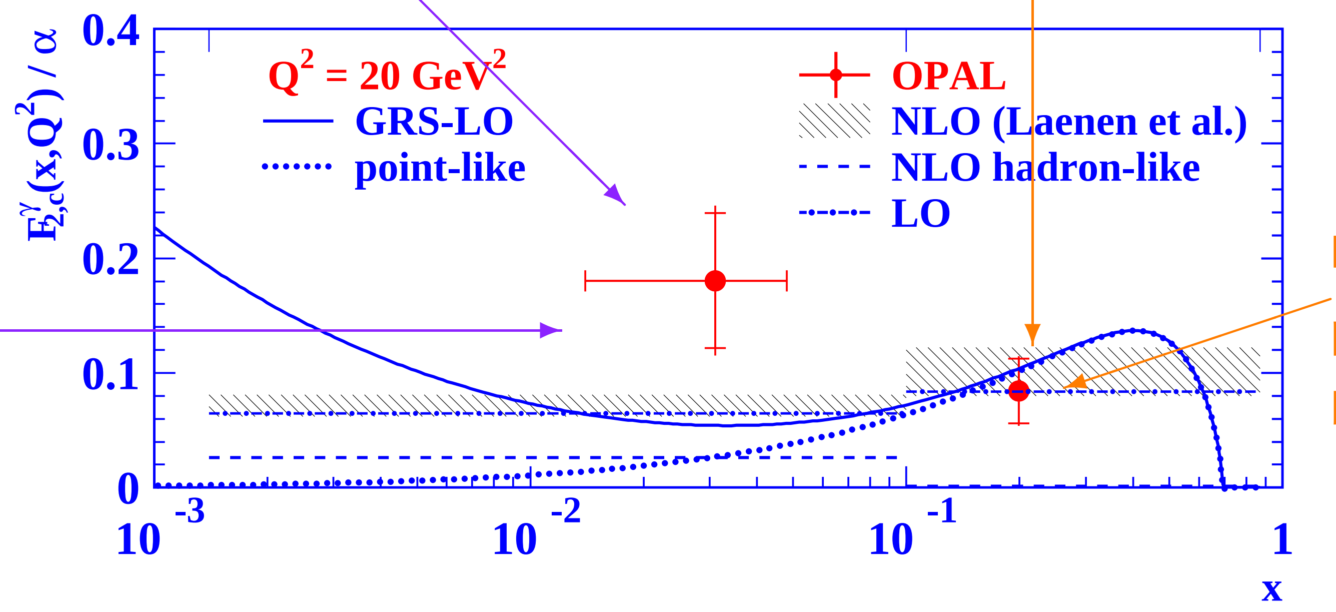




punktartig:

pQCD Vorhersage, dominiert bei großem-x.

größeres f_g^γ ?

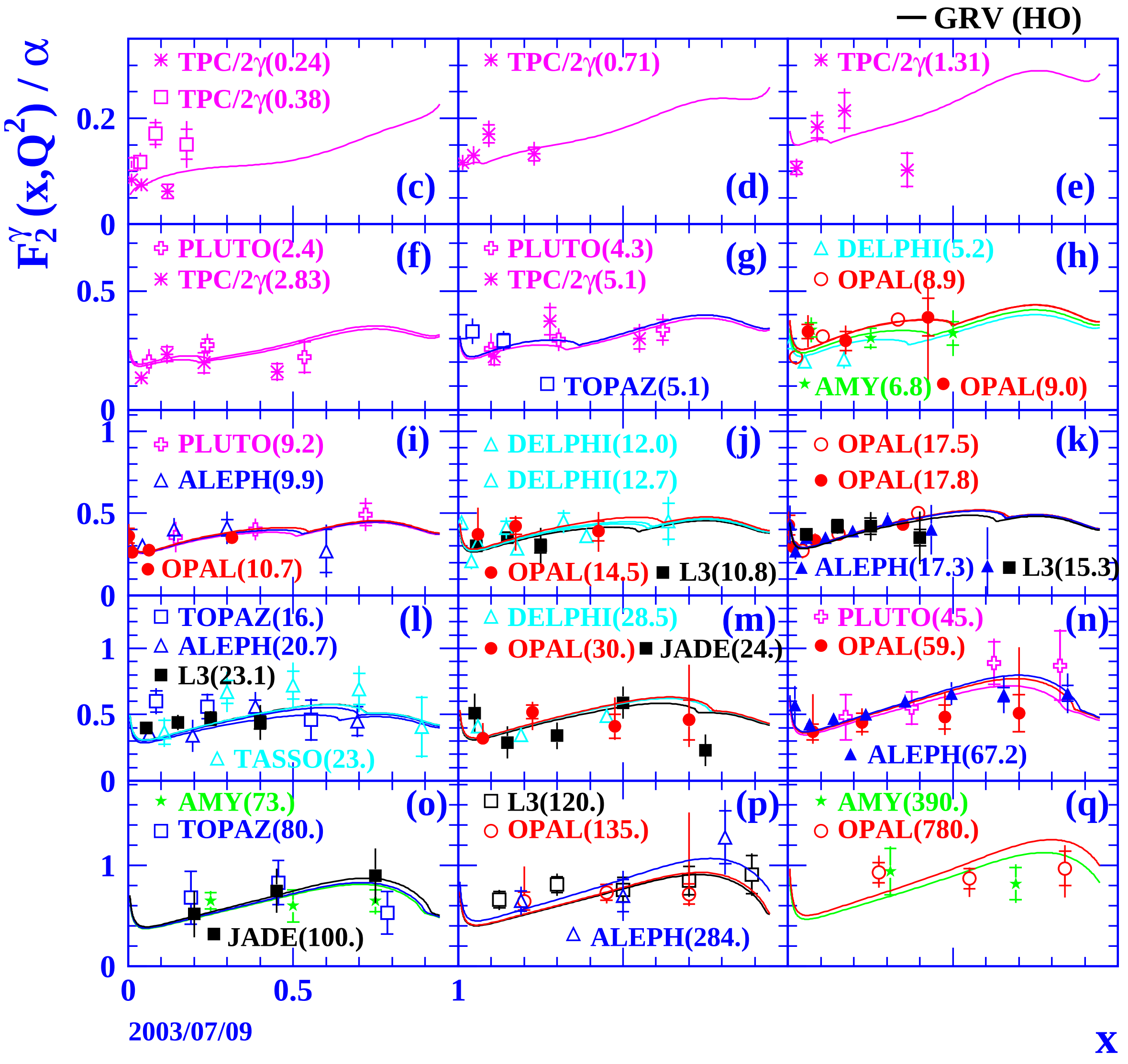


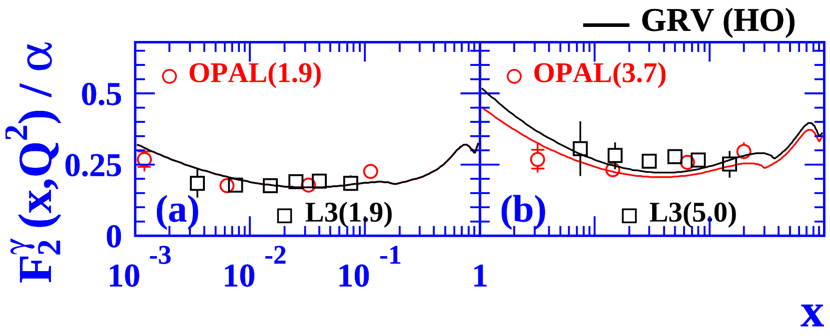
NLO = f(α_s,m_c)

perfekte Beschreibung

Auch hier sind noch nicht die Daten aller LEP Experimente ausgewertet.

Alle Messungen von F_2^γ



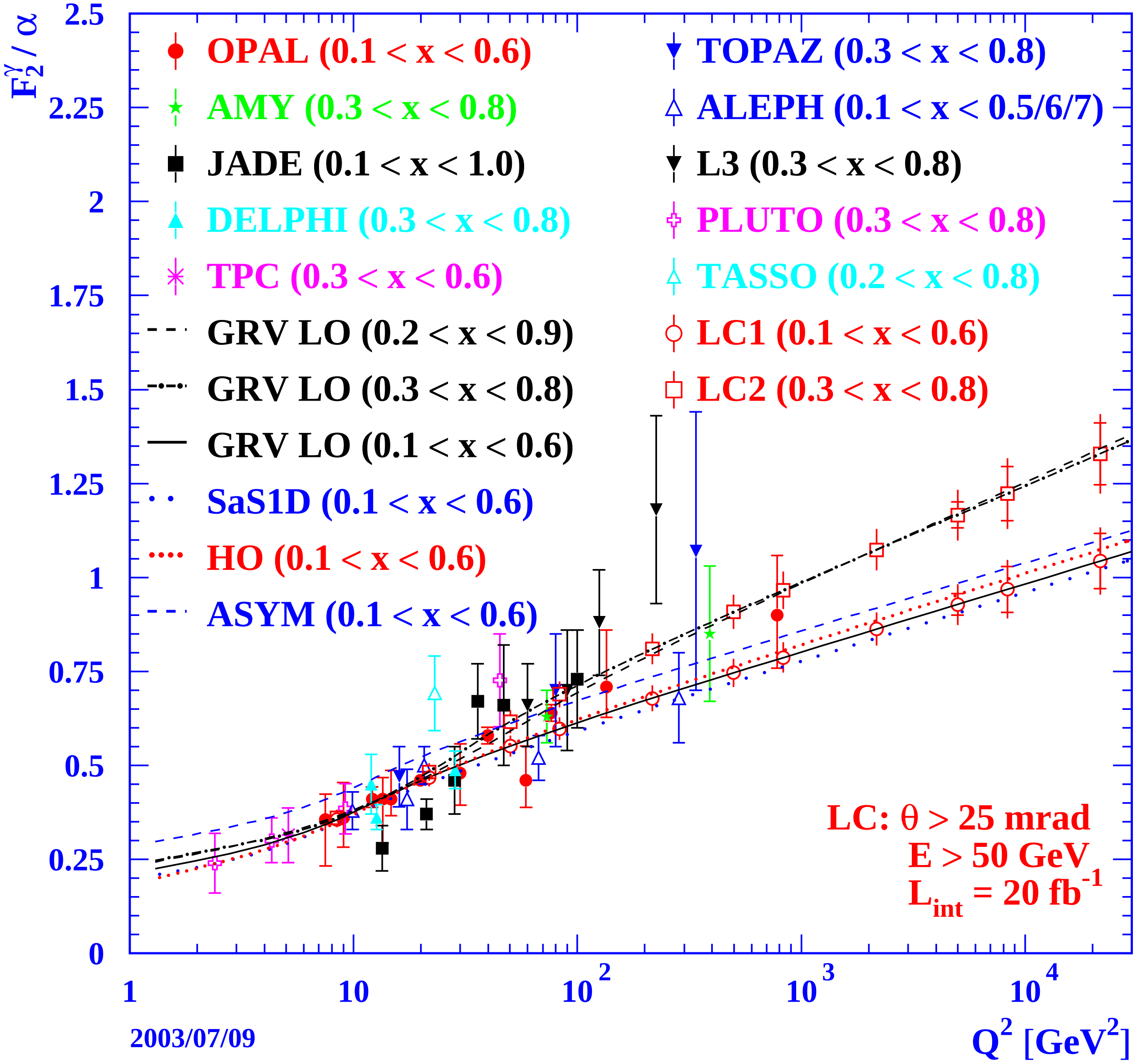


Was haben wir erreicht

- Etwa 50 Messungen.
- Kinematischer Bereich:
  $0.0006 \leq x < 1$, und
  $1.9 \leq \langle Q^2 \rangle \leq 780\ \mathrm{GeV}^2$.
- Konsistenz mit großer Redundanz.
- Die Datenauswertung erfolgte auf sehr verschiedenem Wissensstand.

Eine vorsichtige Interpretation ist dringend angeraten.

Die Zukunft der Messung der Evolution von F_2^γ



Die Erweiterung der Messung

— An einem zukünftigen Linearbeschleuniger kann der Bereich in Q^2 um einen Faktor 10 erweitert werden.

— Bei höchsten Q^2 ist diese QCD Vorhersage am verlässlichsten.

Der Linearbeschleuniger wird diese QCD Vorhersage sehr genau testen.

Zusammenfassung

- Die Partonen im Proton lassen sich durch Verteilungsfunktionen beschreiben.
- Der Elektron-Proton Wirkungsquerschnitt lässt sich durch Strukturfunktionen, die von den Parton-Verteilungsfunktionen abhängen, parametrisieren. Die QCD macht nur Vorhersagen über die Entwicklung mit Q^2, nicht über die Funktionen selbst.
- Die tief-inelastische Streuung ist ein gutes Instrument zur Messung der Parton-Verteilungsfunktionen und der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung.
- Am HERA Beschleuniger ist das Proton mit großer Genauigkeit vermessen worden.
- Wegen der Gluon-Abstrahlung zeigt die Proton Strukturfunktion F_2^{p} negative Skalenverletzung für große x. Bei kleinen x ergibt sich positive Skalenverletzung durch Quark-Paarerzeugung.
- Auch die Quantenfluktuationen des Photons lassen sich durch Strukturfunktionen beschreiben.
- Im Gegensatz zu F_2^{p} zeigt die Photon Strukturfunktion F_2^{γ} positive Skalenverletzung für alle Werte von x.
- Am LEP Beschleuniger ist das Photon mit großer Genauigkeit vermessen worden.
- Die zukünftigen Messungen der Photon Struktur werden am Linearbeschleuniger durchgeführt werden.