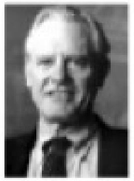
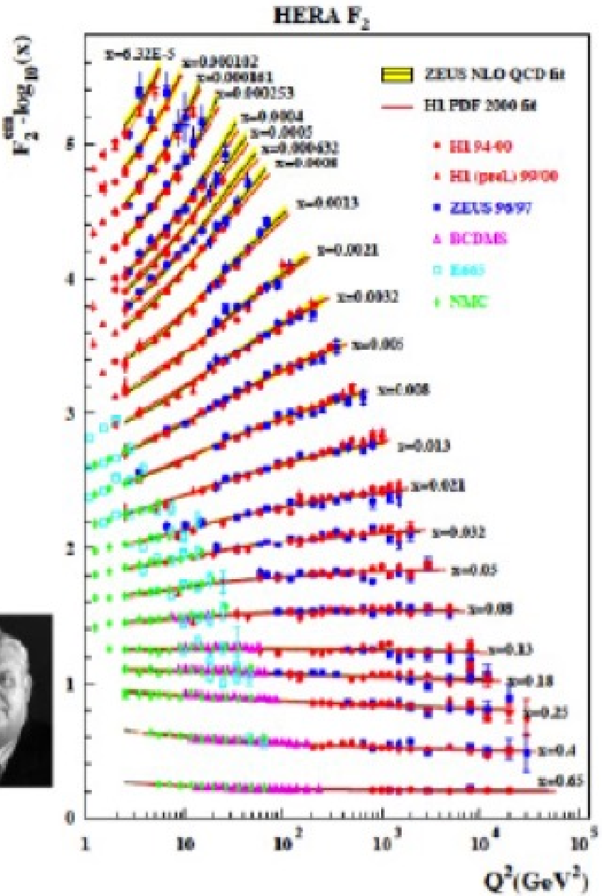
PRZYPOMNIENIE: Rozpraszanie głęboko nieelastyczne ep (deep inelastic scattering)

1968: following James Bjorken suggestions MIT-SLAC experiment confirmed x scaling

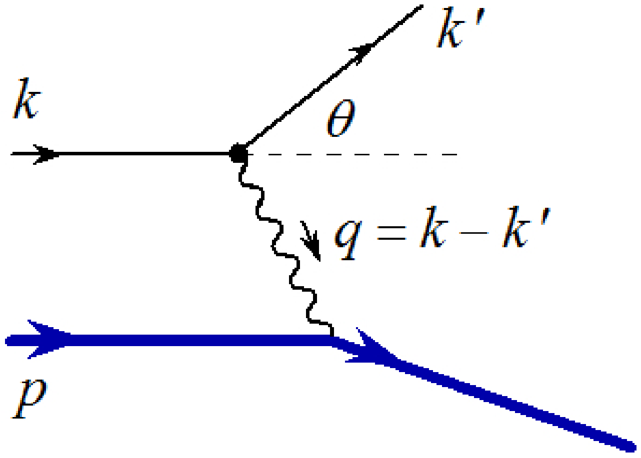
interpretation: Richard Feynman

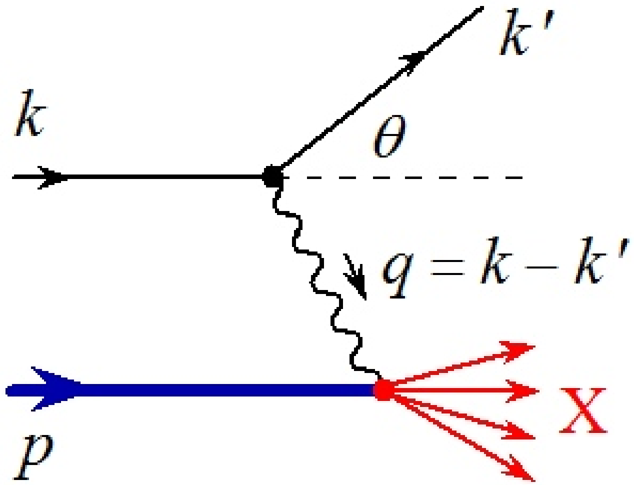
Nobel 1990:
Jerome Friedman (MIT)
Henry Kendall (MIT)
Richard Taylor (SLAC)





Rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne





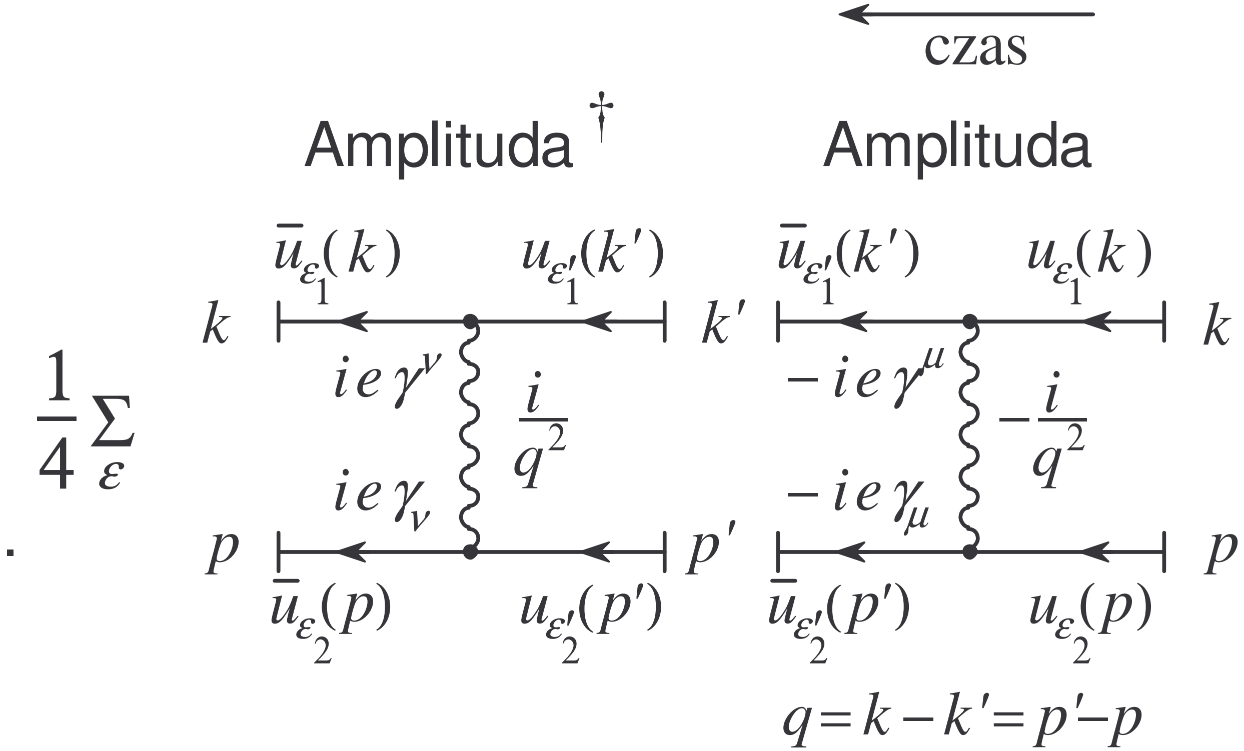
W rozpraszaniu nieelastycznym są dwie zmienne niezależne: przekaz czteropędu i energii:

$$q^2 = -2\omega\omega'(1 - \cos\theta) = -4\omega\omega' \sin^2\frac{\theta}{2}, \qquad \nu = \omega - \omega'$$

W rozpraszaniu elastycznym tylko przekaz czteropędu:

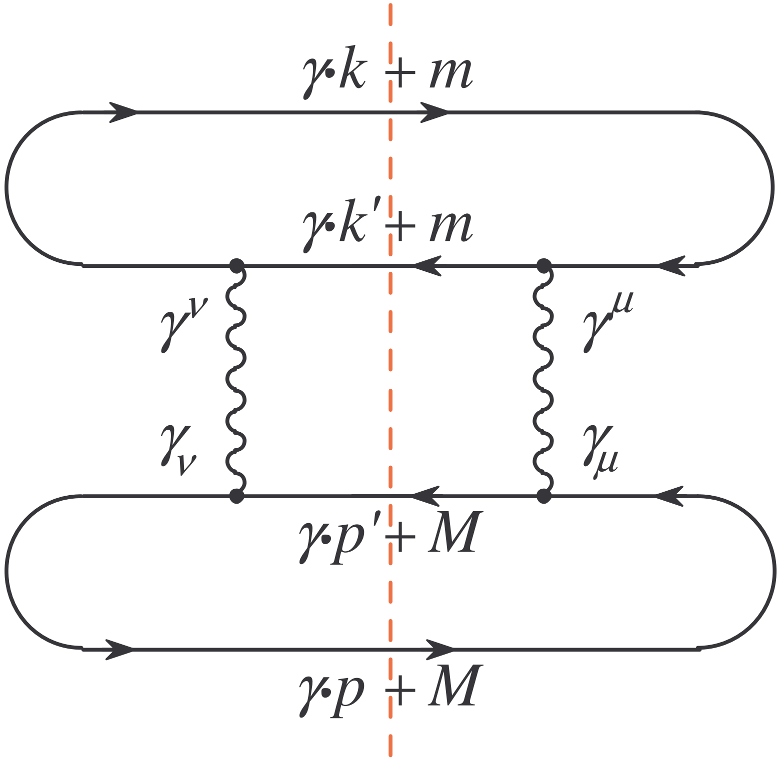
$$\delta((p+q)^2 - M^2) = \delta(2M\nu - Q^2) = \frac{1}{2M}\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right).$$

Kwadrat $\left|\mathcal{M}_{fi}\right|^2$



$$\sum_{\varepsilon} [u_{\varepsilon}(p)]_{\alpha} [\overline{u}_{\varepsilon}(p)]_{\beta} = (\gamma \cdot p + m)_{\alpha\beta}$$

Kwadrat $\left|\mathcal{M}_{fi}\right|^2$



$$\frac{1}{4}\sum_{\text{pol}}|\mathcal{M}_{fi}|^2 = \frac{e_1^2 e_2^2}{(q^2)^2}\, L^{\nu\mu}(k,k')\, L_{\nu\mu}(p,p').$$

Kwadrat $\left|\mathcal{M}_{fi}\right|^2$

$$L_{\nu\mu}(p,q) = 4\left(p_\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\nu\right)\left(p_\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\mu\right) + q^2\left(g_{\nu\mu} - \frac{q_\nu q_\mu}{q^2}\right)$$

Niezmienniczość względem cechowania

$$q^\nu L_{\nu\mu} = q^\mu L_{\nu\mu} = 0$$

Możemy uprościć zapis

$$L_{\nu\mu}(p,p') = \mathcal{A}p^\nu p^\mu + \mathcal{B}g^{\nu\mu} \qquad \mathcal{A} = 4, \quad \mathcal{B} = q^2 = -Q^2$$

Analogicznie dla $L^{\nu\mu}(k,k')$. Wynik:

$$p_\nu p_\mu L^{\nu\mu}(k,k') = 4M^2\omega\omega'\cos^2\frac{\theta}{2}$$
$$g_{\nu\mu}L^{\nu\mu}(k,k') = -8\omega\omega'\sin^2\frac{\theta}{2}$$

Elastyczny przekrój czynny

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4\omega^2 \sin^4\frac{\theta}{2}} \int \frac{e_p^2}{\omega\omega'} \left\{ \frac{\mathcal{A}}{4} \cos^2\frac{\theta}{2} - \frac{\mathcal{B}}{2M^2} \sin^2\frac{\theta}{2} \right\} d\nu\, \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right)$$

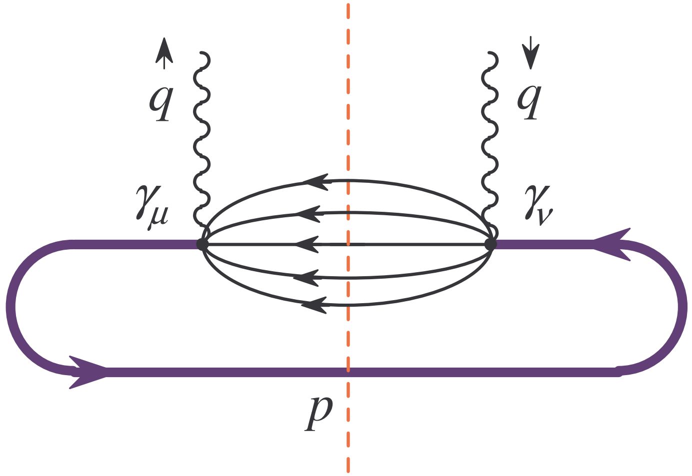
$$= \frac{\pi\alpha^2}{4\omega^2 \sin^4\frac{\theta}{2}} \frac{e_p^2}{\omega\omega'} \left\{ \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2\frac{\theta}{2} \right\}.$$

Uwagi:

- $$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$
- ładunek dolnego fermionu $e\, e_p$
- zmienne ω' i kąt rozproszenia θ nie są niezależne

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne – tensor hadronowy

Proton nie jest elementarny, rozpraszanie nie jest elastyczne $(p+q)^2 \neq M^2$



Pamiętamy

$$L_{\mu\nu}(p,p') = 4\left(p_\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\nu\right) - q^2\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)$$

dla protonu

$$W_{\mu\nu}(p,q) = \underbrace{4W_2}_{\mathcal{A}}\left(p_\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\nu\right) + \underbrace{4M^2W_1}_{-\mathcal{B}}\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)$$

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne – skalowanie Bjorkena

Dla protonu $e_p = 1$, rozkład w dwóch zmiennych - nie ma $\delta(\nu - Q^2/2M)$

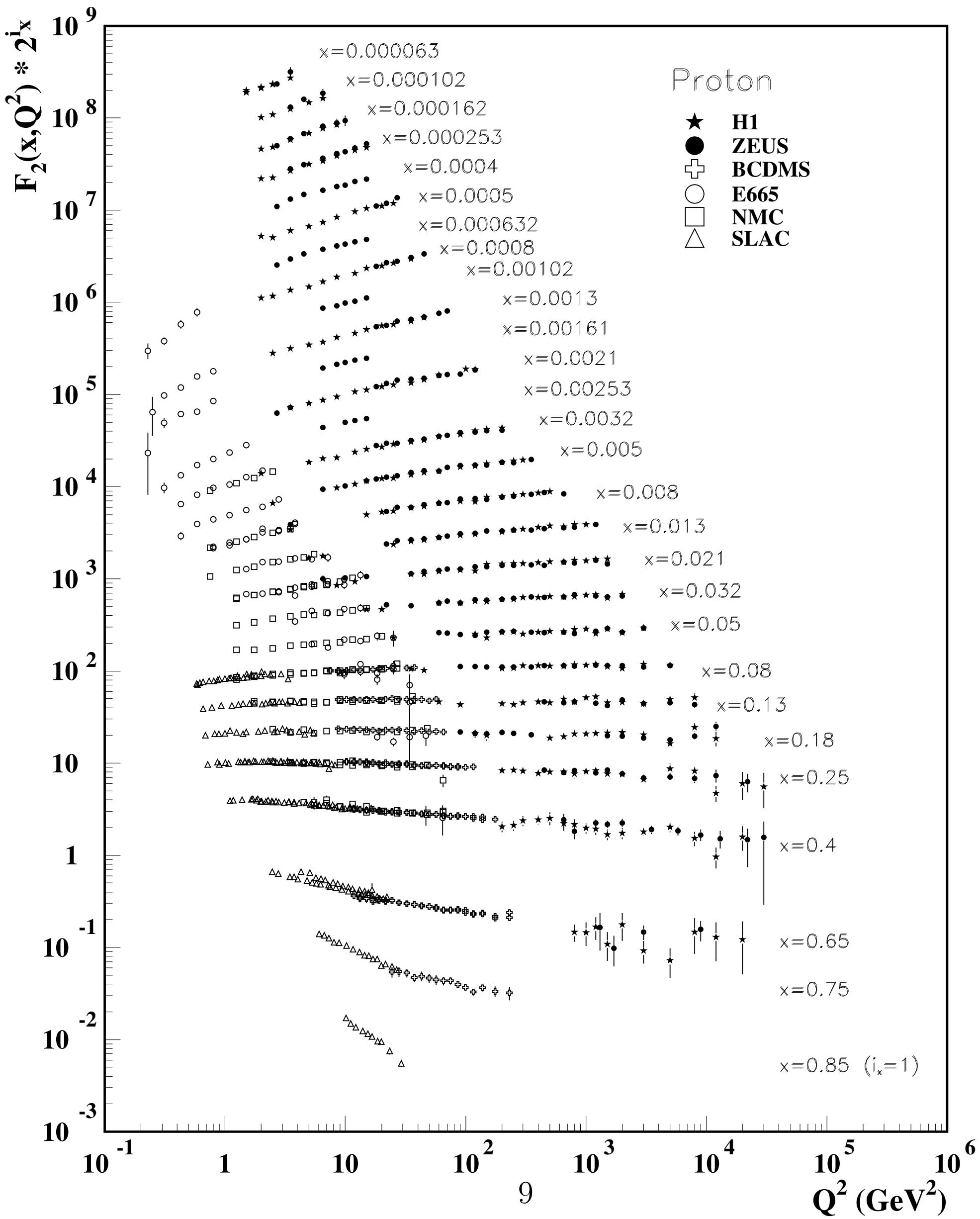
$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} &= \frac{\pi\alpha^2}{4\omega^3\omega' \sin^4\frac{\theta}{2}} \left\{ \frac{\mathcal{A}}{4}\cos^2\frac{\theta}{2} - \frac{\mathcal{B}}{4M^2} 2\sin^2\frac{\theta}{2} \right\} \\
&= \frac{\pi\alpha^2}{4\omega^3\omega' \sin^4\frac{\theta}{2}} \left\{ W_2(Q^2,\nu)\cos^2\frac{\theta}{2} + 2W_1(Q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2} \right\}
\end{aligned}
$$

Okazuje się, że w granicy $Q^2, \nu \to \infty$ ale Q^2/ν-skończone, funkcje $W_{1,2}$ nie zależą od dwóch zmiennych Q^2 oraz ν, a od jednej, zwanej x – Bjorkena

$$
x = \frac{Q^2}{2M\nu}
$$

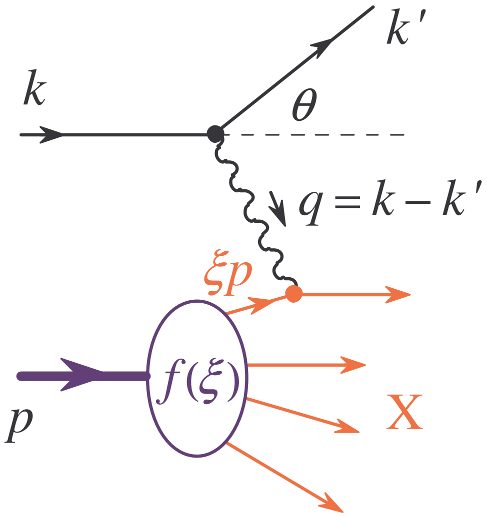
$$
\begin{aligned}
MW_1(Q^2,\nu) &= F_1(x) \\
\nu W_2(Q^2,\nu) &= F_2(x)
\end{aligned}
$$

Skalowanie Bjorkena.


Proton
H1
ZEUS
BCDMS
E665
NMC
SLAC
x=0.000063
x=0.000102
x=0.000162
x=0.000253
x=0.0004
x=0.0005
x=0.000632
x=0.0008
x=0.00102
x=0.0013
x=0.00161
x=0.0021
x=0.00253
x=0.0032
x=0.005
x=0.008
x=0.013
x=0.021
x=0.032
x=0.05
x=0.08
x=0.13
x=0.18
x=0.25
x=0.4
x=0.65
x=0.75
x=0.85 (i_x=1)
$F_2(x,Q^2) * 2^{i_x}$
Q^2 (GeV^2)

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne – model partonów

Model partonów:



- czas fluktuacji protonu: $\tau_{\mathrm{p}} \sim 1/\Delta E$, czas oddziaływania: $\tau_{\mathrm{coll}} \sim 1/\nu$, wybieramy układ gdzie $\tau_{\mathrm{coll}} \ll \tau_{\mathrm{p}}$
- $f(\xi)$ – prawd. znalezienia w protonie partonu o pędzie $p_\xi = \xi p$ (rysunek mylący)
- stąd: $0 < \xi < 1$
- przekrój czynny jest sumą po wszystkich partonach i całką po $d\xi\, f(\xi)$.

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne – model partonów

Problem z kinematyką: partony są bezmasowe (lub mają małe masy), a my wybraliśmy

$$p = M(1, 0, 0, 0)$$

tzn., że masa partonu $m_\xi = \xi M$. Wtedy zachowanie czteropędu w wierzchołku

$$(\xi p + q)^2 = m_\xi^2$$

daje

$$\xi^2 M^2 + 2\xi M\nu - Q^2 = \xi^2 M^2 \ \rightarrow \ \xi = \frac{Q^2}{2M\nu} = x$$

Aby dostać przekrój czyny na takim partonie, należy we wzorze na rozpraszanie elastyczne zamienić

$$M \rightarrow \xi M$$

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne – model partonów

Przekrój czynny

$$\left.\frac{d\sigma_i}{dQ^2 d\nu}\right|_{\text{partonowy}} = \frac{\pi\alpha^2 e_i^2}{4\omega^3\omega' \sin^4\frac{\theta}{2}} \left\{\cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{4\xi_i^2 M^2} 2\sin^2\frac{\theta}{2}\right\} \delta\left(\nu - \frac{1}{\xi_i}\frac{Q^2}{2M}\right)$$

i dalej

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \sum_i \int d\xi_i\, f_i(\xi_i) \left.\frac{d\sigma_i}{dQ^2 d\nu}\right|_{\text{partonowy}} = \frac{\pi\alpha^2}{4\omega^3\omega' \sin^4\frac{\theta}{2}} \left\{W_2 \cos^2\frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2\frac{\theta}{2}\right\}$$

co daje ($x = \frac{Q^2}{2M\nu}$):

$$W_2 = \sum_i e_i^2 \int d\xi\, f_i(\xi)\delta\left(\nu - \nu\frac{x}{\xi}\right) = \sum_i e_i^2 \int d\xi\, f_i(\xi)\frac{\xi^2}{\nu x}\delta\left(\xi - x\right) = \frac{1}{\nu}\sum_i e_i^2 x\, f_i(x)$$

$$W_1 = \sum_i e_i^2 \int d\xi\, f_i(\xi)\frac{Q^2}{4\xi^2 M^2}\frac{\xi^2}{\nu x}\delta\left(\xi - x\right) = \frac{1}{2M}\sum_i e_i^2\, f_i(x).$$

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne – model partonów

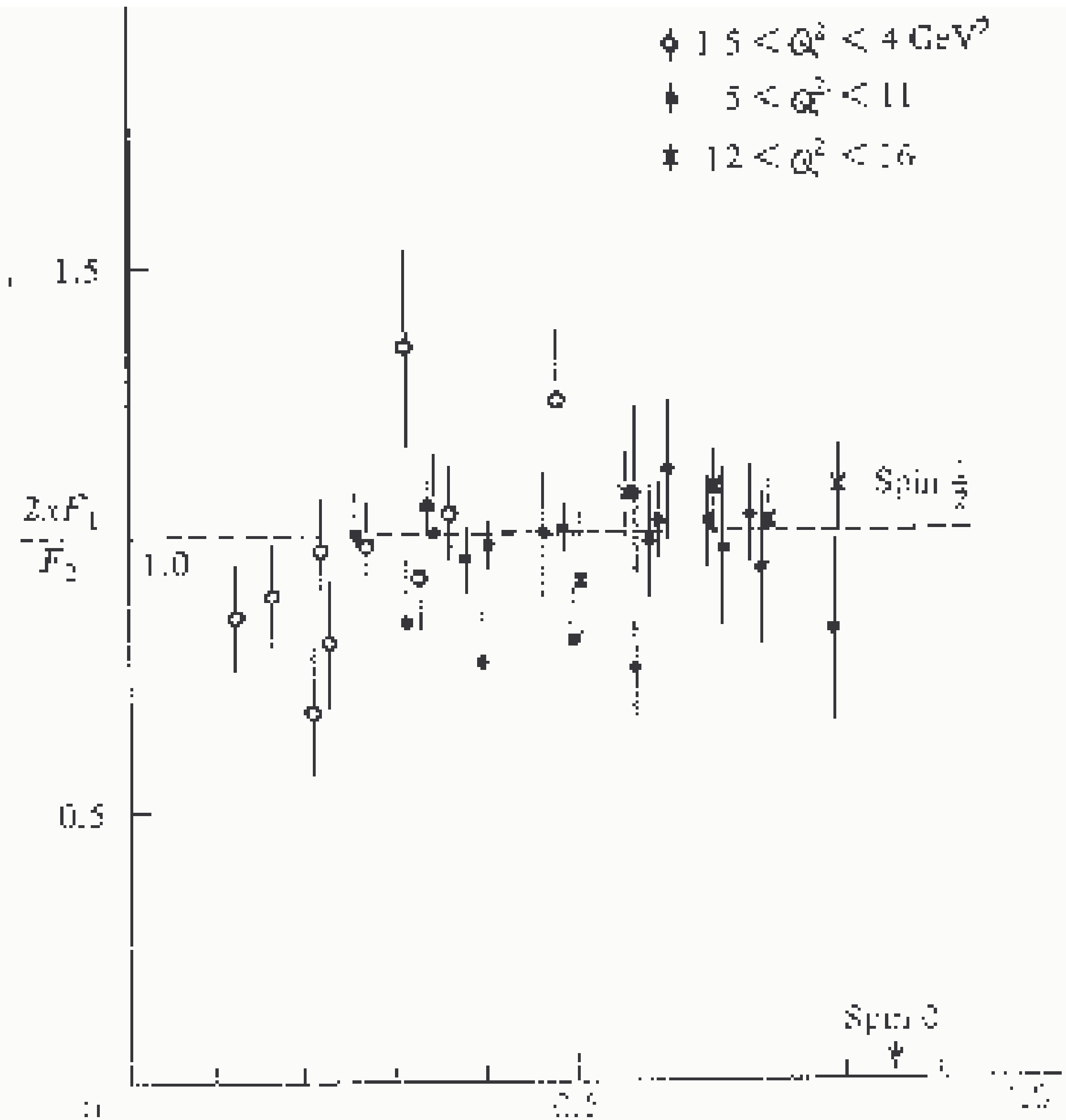
Definiujemy

$$F_2(x) = \nu W_2 = x \sum_i e_i^2 f_i(x)$$

$$F_1(x) = M W_1 = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \, f_i(x)$$

Mamy pierwsze przewidywanie (relacja Callana-Grossa)

$$F_2(x) = 2x F_1(x)$$


1.5 < Q^2 < 4 GeV^2
5 < Q^2 < 11
12 < Q^2 < 16
1.5
$\frac{2xF_1}{F_2}$
1.0
0.5
Spin $\frac{1}{2}$
Spin 0
0

Kwarki jako partony

$$F_2^{\mathrm{p}}(x) = \frac{4}{9}x\left[u_{\mathrm{p}}(x) + \overline{u}_{\mathrm{p}}(x)\right] + \frac{1}{9}x\left[d_{\mathrm{p}}(x) + \overline{d}_{\mathrm{p}}(x) + s_{\mathrm{p}}(x) + \overline{s}_{\mathrm{p}}(x)\right],$$

$$F_2^{\mathrm{n}}(x) = \frac{4}{9}x\left[u_{\mathrm{n}}(x) + \overline{u}_{\mathrm{n}}(x)\right] + \frac{1}{9}x\left[d_{\mathrm{n}}(x) + \overline{d}_{\mathrm{n}}(x) + s_{\mathrm{n}}(x) + \overline{s}_{\mathrm{n}}(x)\right].$$

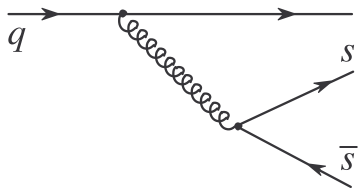
Dodatkowo, zakładając symetrię izospinową, przyjmujemy:

$$u_{\mathrm{p}} = d_{\mathrm{n}} = u, \quad d_{\mathrm{p}} = u_{\mathrm{n}} = d, \quad s_{\mathrm{p}} = s_{\mathrm{n}} = s.$$

Własności rozkładów kwarkowych

Ponieważ neutron i proton nie mają dziwności kwarki dziwne mogą pojawić się jedynie w wyniku produkcji radiacyjnej (Rysunek 1). Prowadzi to do równania:

$$\int dx(s(x) - \overline{s}(x)) = 0.$$



Rysunek 1: Produkcja pary $s\bar{s}$ w nukleonie.

Rozkłady kwarkowe spełniają szereg więzów. Całkowity ładunek protonu i neutronu ma postać:

$$q_{\mathrm{p}} = \int dx \left[\frac{2}{3}(u(x) - \overline{u}(x)) - \frac{1}{3}(d(x) - \overline{d}(x)) - \frac{1}{3}(s(x) - \overline{s}(x))\right] = 1$$

$$\updownarrow = 0$$

$$q_{\mathrm{n}} = \int dx \left[\frac{2}{3}(d(x) - \overline{d}(x)) - \frac{1}{3}(u(x) - \overline{u}(x)) - \frac{1}{3}(s(x) - \overline{s}(x))\right] = 0$$

Rozwiązania:

$$\int dx(u(x) - \overline{u}(x)) = 2, \quad \int dx(d(x) - \overline{d}(x)) = 1, \quad \int dx(s(x) - \overline{s}(x)) = 0.$$

Kwarki walencyjne i kwarki morza:

$$u = u_v + q_s, \quad d = d_v + q_s, \quad \overline{u} = \overline{d} = \overline{s} = s = q_s$$

co daje

$$\int dx\, u_v(x) = 2, \qquad \int dx\, d_v(x) = 1$$

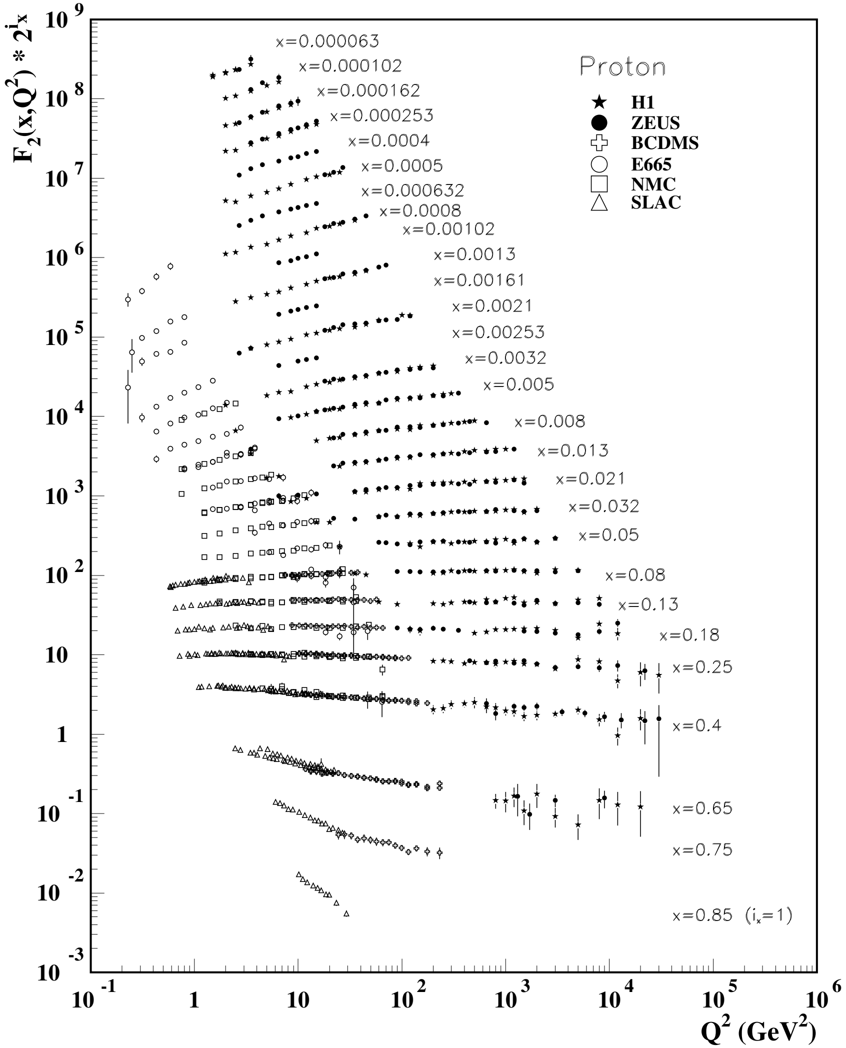
Rozkłady kwarków są znormalizowane do ich liczby.

Pęd protonu:

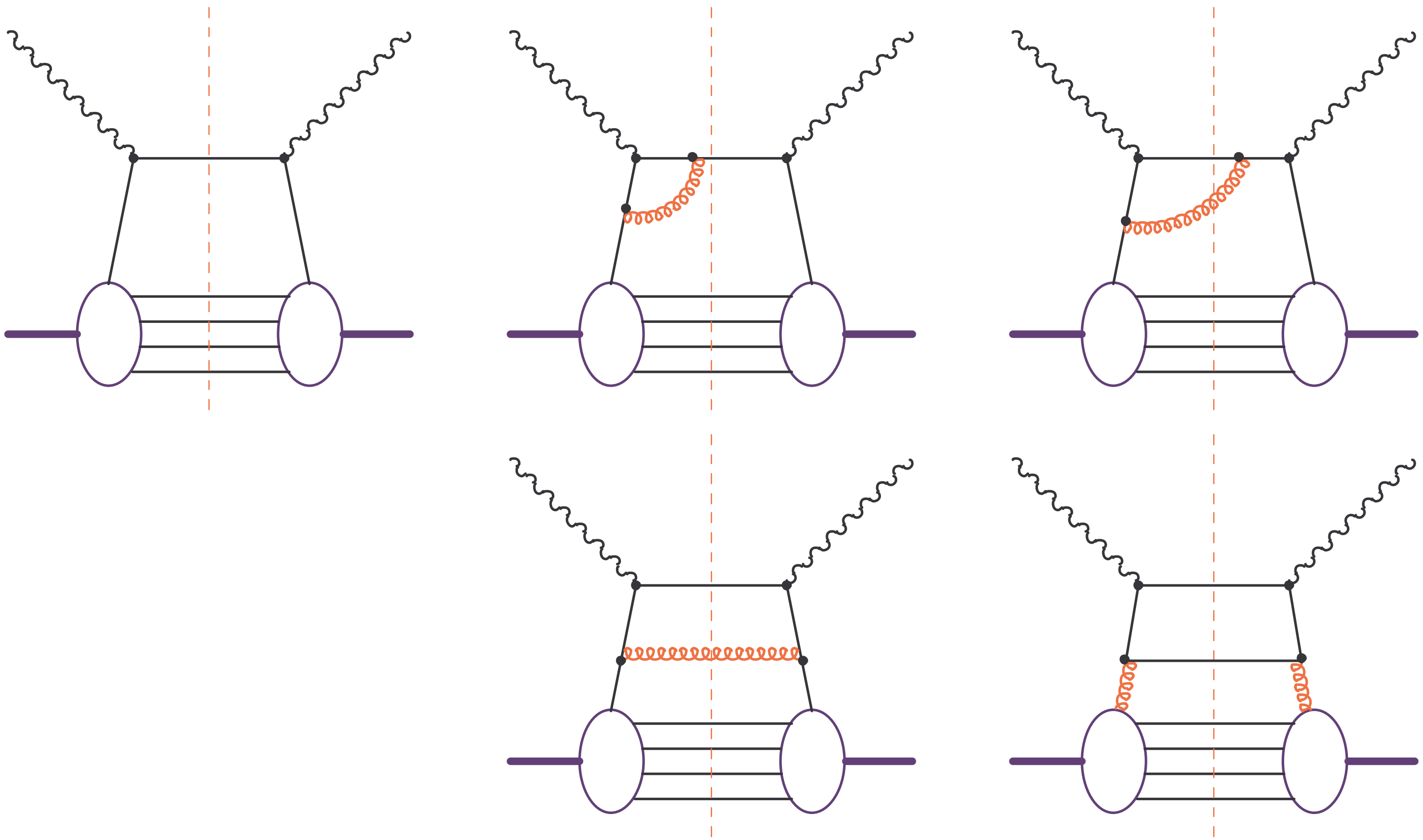
$$\int dx\, x(u(x) + \overline{u}(x) + d(x) + \overline{d}(x) + s(x) + \overline{s}(x)) = 1 - \varepsilon.$$

Okazuje się, że $\varepsilon \sim 45\%$. Co niesie resztę pędu? Gluony.

Łamanie skalowania Bjorkena

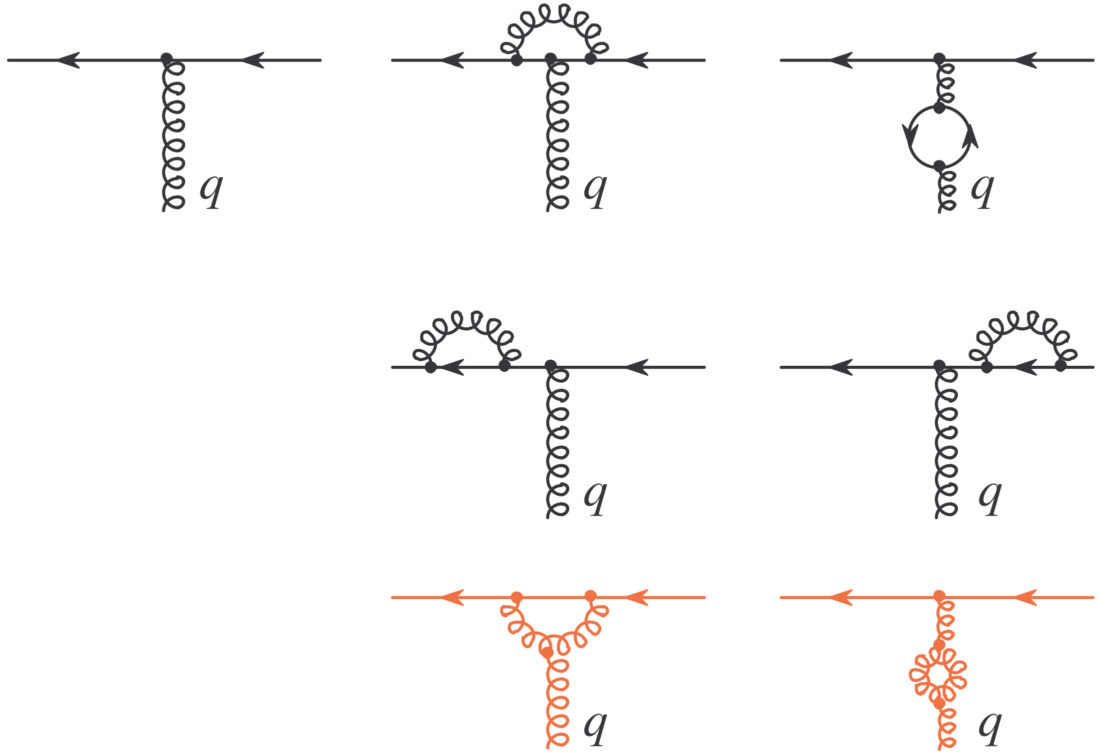


Poprawki radiacyjne



Dlaczego można stosować rachunek zaburzeń, przecież stała sprzężenia jest duża (oddziaływania są silne)?

Poprawki kwantowe - rozbieżności



Poprawki do wierzchołka fermion-bozon wektorowy. Kolorem czarnym narysowane są diagramy wspólne dla QED i teorii nieabelowej, kolorem czerwonym dodatkowe diagramy, które istnieją tylko w teorii nieabelowej.

Te diagramy zawierają całki rozbieżne **logarytmicznie**.

Regularyzacja

- Obcięcie czterowymiarowe ($\Lambda \to \infty$)

$$\underbrace{g^2 \int^{\infty} \frac{dk}{k + \ldots}}_{\text{skończone}} \to g_\Lambda^2 \int^{\Lambda} \frac{dk}{k + \ldots} = g_\Lambda^2 \ln \Lambda + \text{skończone}$$

- Regularyzacja wymiarowa ($\varepsilon \to 0$)

$$\underbrace{g^2 \int^{\infty} \frac{dk}{k + \ldots}}_{\text{skończone}} \to g_\varepsilon^2 \int^{\infty} k^{-\varepsilon} \frac{dk}{k + \ldots} = g_\varepsilon^2 \frac{1}{\varepsilon} \; k^{-\varepsilon}\Big|_{\text{skończone}}^{\infty} \to -g_\varepsilon^2 \frac{1}{\varepsilon} \times \text{skończone}$$

Renormalizacja

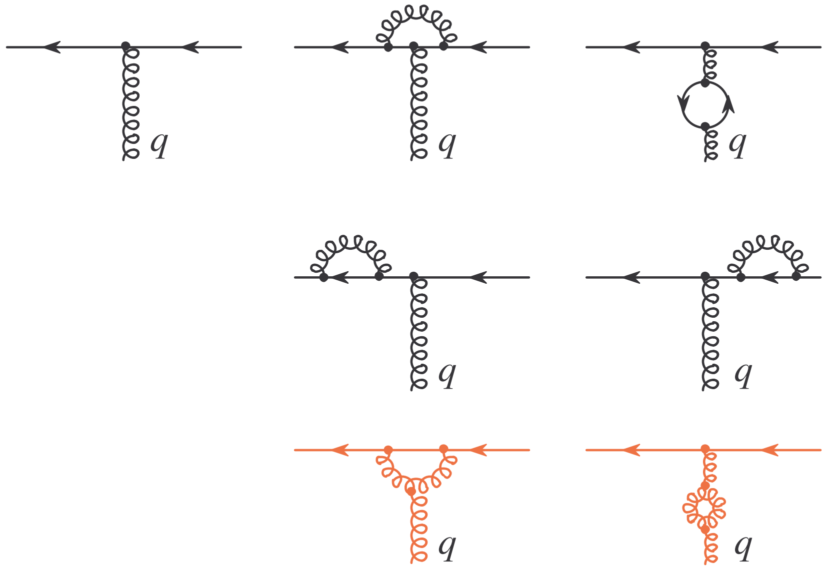
Renormalizacja polega na *wepchnięciu* nieskończoności do

- stałej sprzężenia,
- mas cząstek,
- funkcji falowych.

Jeśli tylko skończona liczba typów rozbieżności się pojawia, która się daje usunąć w ten sposób, to mówimy, że teoria jest *renormalizowalna.*

Nawet jeżeli w teorii nie było stałej wymiarowej (wszystkie masy kładziemy zero, stała sprzężenia jest bezwymiarowa), to renormalizacja wprowadza zależność stałej sprzężenia od pewnej stałej wymiarowej.

Renormalizacja c.d.



Ponieważ w opisywanym problemie mamy tylko jedną zmienną wymiarową $Q^2 = -q^2$ ($m = 0$), zregularyzowne wyrażenie może zawierać potencjalną rozbieżność jedynie jako logarytm stosunku Q^2/Λ^2:

$$\text{(suma diagramów z rysunku)} = g_\Lambda \left(1 - g_\Lambda^2 \left(a \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} + \ldots\right) + \ldots\right)$$

Renormalizacja polega na wciągnięciu nieskończoności do g_Λ.

Renormalizacja c.d.

Rozwińmy potencjalnie nieskończoną stałą g_Λ w funkcji skończonej stałej sprzężenia g:

$$g_\Lambda = g - a g^3 \ln \frac{\Lambda^2}{Q_0^2} + \ldots$$

$$\begin{aligned}
(\text{suma}) &= g_\Lambda \left(1 - g_\Lambda^2 \left(a \ \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} + \ldots \right) + \ldots \right) \\
&= \left(g - a g^3 \ln \frac{\Lambda^2}{Q_0^2} + \ldots \right) \left(1 - \left(g - a g^3 \ln \frac{\Lambda^2}{Q_0^2} + \ldots \right)^2 \left(a \ \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} + \ldots \right) + \ldots \right) \\
&= g - a g^3 \ln \frac{\Lambda^2}{Q_0^2} - g^3 a \ \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} + \ldots \\
&= g - a g^3 \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} + \ldots = g(Q^2).
\end{aligned}$$

Renormalizacja c.d.

Lepiej zapisać to dla stałej g^2:

$$g^2(Q^2) = g^2 - 2ag^4 \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} + \ldots = \frac{g^2}{1 + 2ag^2 \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}}$$

Co to jest g^2?

$$g^2 = g^2(Q_0^2)$$

Spróbujemy nieznaną wartość g w arbitralnym (acz ustalonym) punkcie Q_0^2 zastąpić przez nową stałą wymiarową, którą oznaczymy Λ_{QCD}. Najpierw przepiszmy

$$\frac{1}{\color{blue}{g^2(Q^2)}} = \frac{1}{\color{red}{g^2(Q_0^2)}} \left(1 + 2a\color{red}{g^2(Q_0^2)} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}\right) = \frac{1}{\color{red}{g^2(Q_0^2)}} + 2a \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$$

co daje

$$\frac{1}{\color{blue}{g^2(Q^2)}} - 2a \ln Q^2 = \frac{1}{\color{red}{g^2(Q_0^2)}} - 2a \ln Q_0^2 \overset{\text{ozn.}}{=} -2a \ln \color{magenta}{\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}}$$

co daje (to jest wzór asymptotyczny dla dużego Q^2)

$$\frac{1}{\color{blue}{g^2(Q^2)}} = 2a \ln \frac{Q^2}{\color{magenta}{\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}}} \rightarrow \color{blue}{g^2(Q^2)} = \frac{1}{2a \ln \frac{Q^2}{\color{magenta}{\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}}}}$$

Biegnąca stała sprzężenia

Jeżeli a jest ujemne to wzór

$$g^2(Q^2) = \frac{g^2}{1 + 2ag^2 \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}}$$

ma osobliwość (biegun Landaua w elektrodynamice), jeżeli a jest dodatnie, $g^2(Q^2)$ znika dla dużych Q^2 (asymptotyczna swoboda). Używając (standardowa notacja):

$$\alpha(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}}}, \quad \beta_0 = \frac{11}{3} C_A - \frac{2}{3} n_f$$

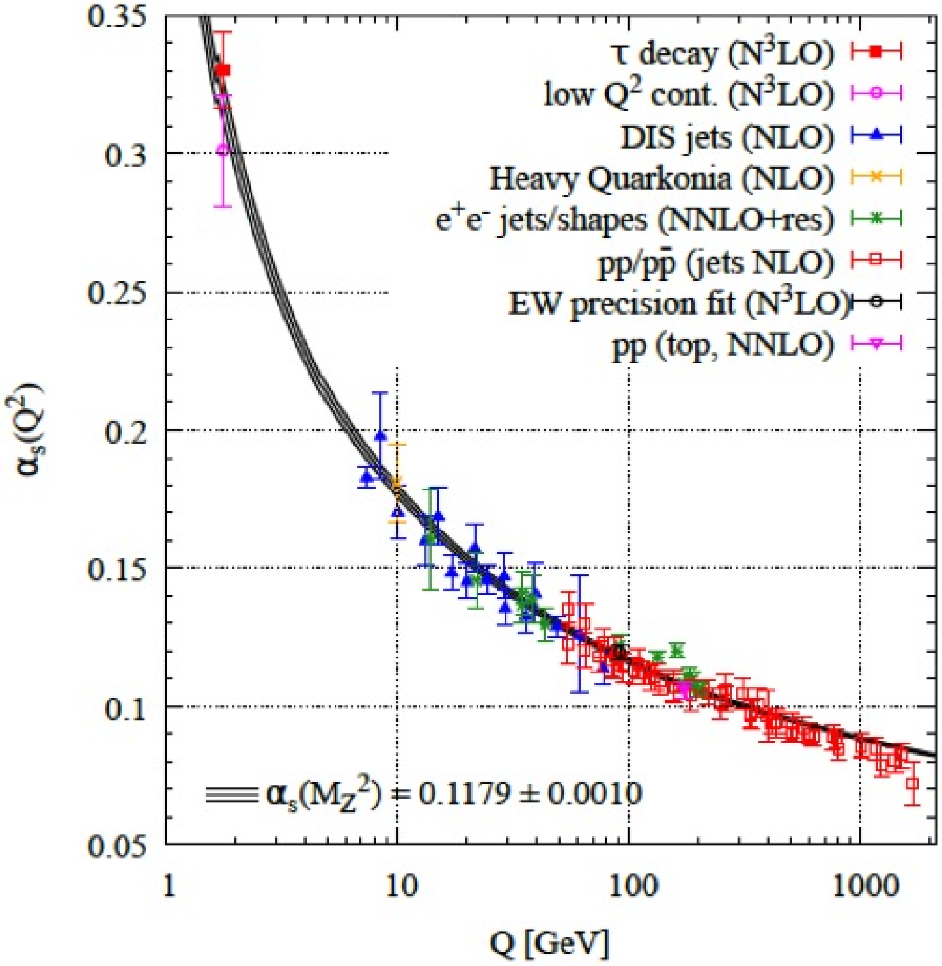
gdzie

$n_f \rightarrow$ liczba kwarków w diagramie pętlowym

$C_A \rightarrow$ operator Casimira dla grupy $\mathrm{SU}(N_c)$

$\Lambda_{\mathrm{QCD}} \approx 300$ MeV, zależy od schematu renormalizacji, rzędu rachunku zaburzeń

Asymptotyczna swoboda tłumaczy, dlaczego z zderzeniu głęboko nieelastycznym można stosować rachunek zaburzeń.



Rysunek 2: Biegnąca stała sprzężenia (PDG 2019).

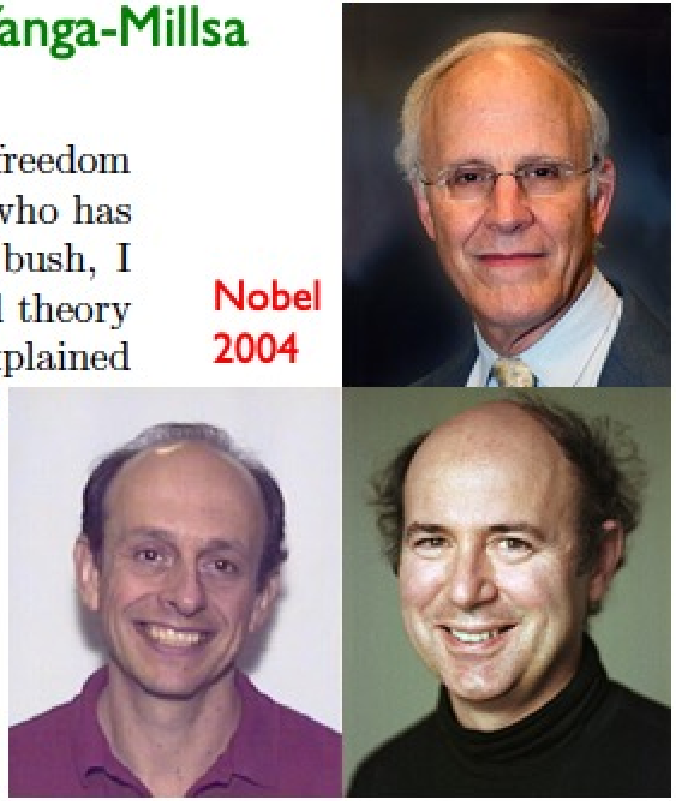
Asymptotyczna swoboda

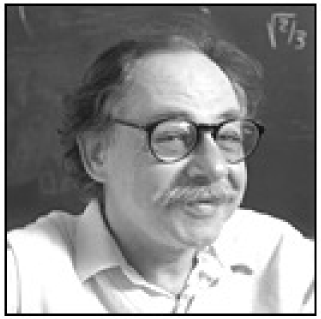
1973: Gross & Wilczek w Princeton oraz Politzer (student Colemana, który był na sabattical w Princeton) na Harvardzie wyliczyli funkcję beta dla teorii Yanga-Millsa

Gross:

For me the discovery of asymptotic freedom was totally unexpected. Like an atheist who has just received a message from a burning bush, I became an immediate true believer. Field theory wasn't wrong–instead scaling must be explained by an asymptotically free gauge theory

Nobel 2004





Asymptotyczna swoboda (prehistoria)

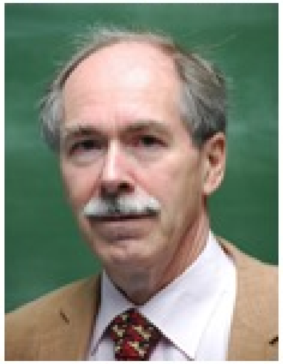
$$b_1 = -[\frac{11}{6}C_A - \frac{2}{3}\sum_R n_R T_R]$$

- 1965 Mikhail Terentyev & Vlasimir Vanyashin (ITEP)
  błąd: 11× 2 = 22, ich wynik = 21

Ваняшин В С, Терентьев М В *ЖЭТФ* **48** 565 (1965) [Vanyashin V S, Terentyev M V *Sov. Phys. JETP* **21** 375 (1965)]

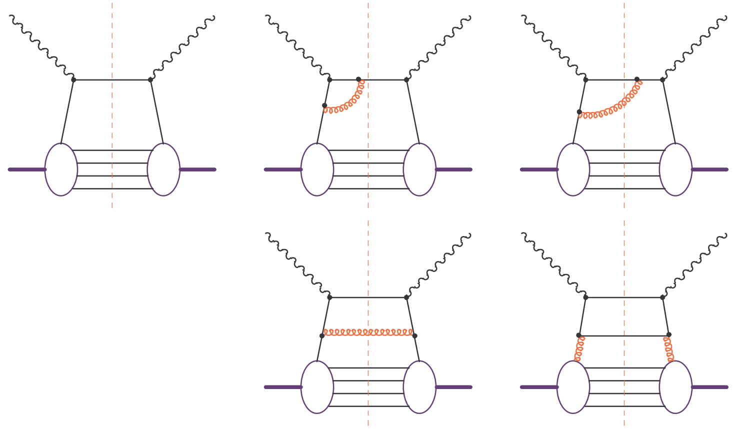
- 1969 Iosif Khripovich (Nowosybirsk)
  (cechowanie Coulomba)

Хриплович И Б *ЯФ* **10** 410 (1969) [Khriplovich I B *Sov. J. Nucl. Phys.* **10** 235 (1970)]



- 1972 Gerald 't Hooft
  konferencja w Marsylii, dyskusja po referacie Kurta Symanzika

Ewolucja rozkładów partonowych



Ostatecznie mamy zespół równań (Dokshitzera–Gribova-Lipatova) Altarelliego-Parisiego, który sumuje emisje kolinearne:

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} q_i(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[P_{qq} \otimes q_i(Q^2) + P_{qG} \otimes G(Q^2) \right]$$

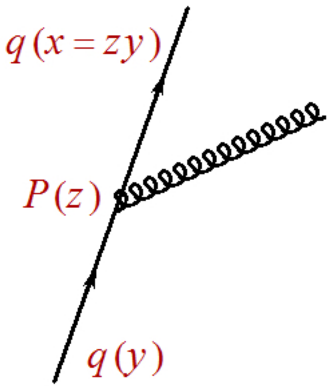
$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} G(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[P_{Gq} \otimes \sum_i q_i(Q^2) + P_{GG} \otimes G(Q^2) \right]$$

Równania DGLAP

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} q_i(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[P_{qq} \otimes q_i(Q^2) + P_{qG} \otimes G(Q^2) \right]$$

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} G(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[P_{Gq} \otimes \sum_i q_i(Q^2) + P_{GG} \otimes G(Q^2) \right]$$

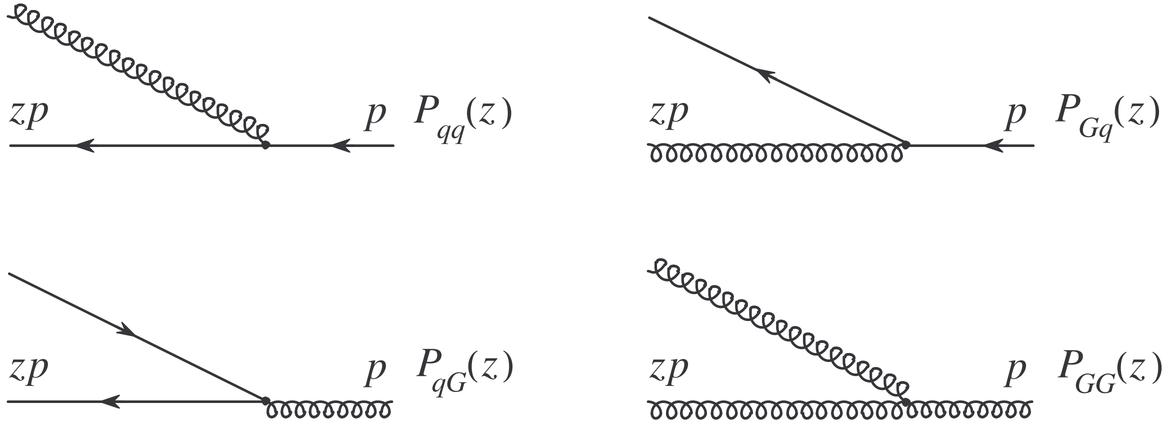
W równaniu użyliśmy konwolucję w zmiennej $p_{\text{parton}} = x P_{\text{proton}}$:



$$P_{qq} \otimes q = \int_0^1 dz \int_0^1 dy \, \delta(x - zy) P_{qq}(z) q(y)$$

$$= \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y) = \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{qq}(z) q\left(\frac{x}{z}\right)$$

Prawdopodobieństwa Altarelli-Parisi



(czas płynie w lewo) Wyrażenia analityczne:

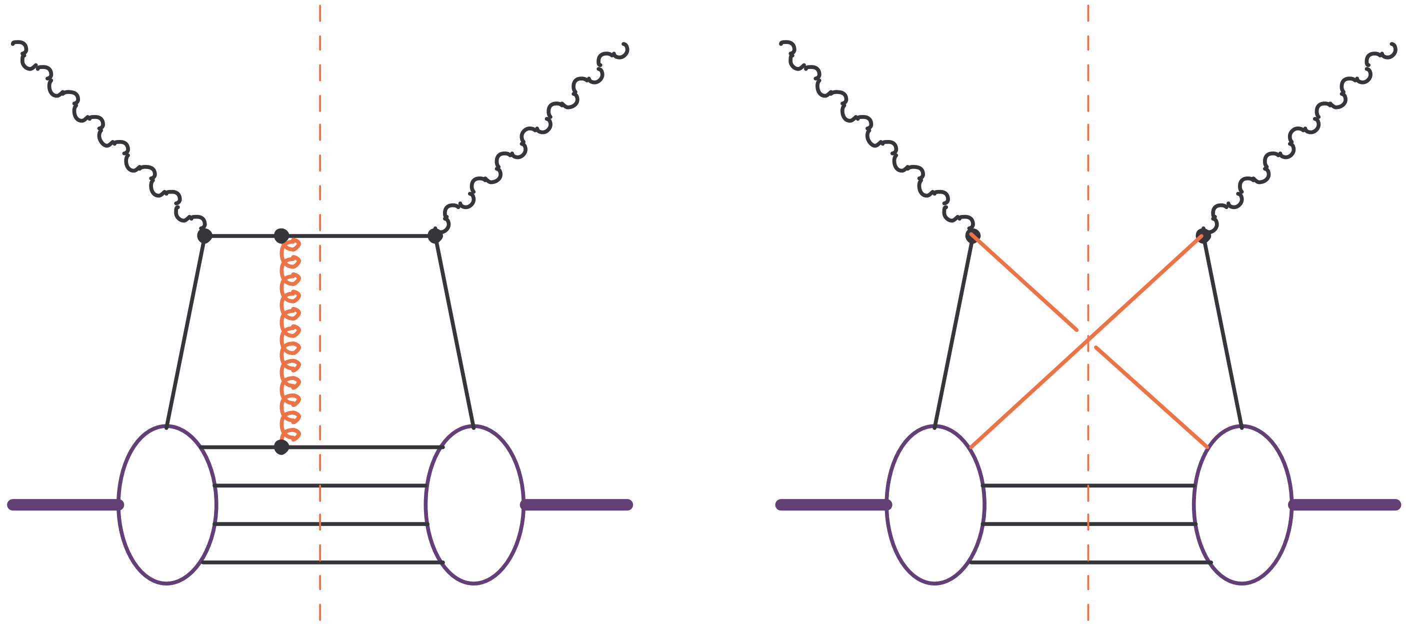
$$P_{qq}(z) = C_F \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right)_+ , \quad P_{Gq}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad P_{qG}(z) = \frac{1}{2}\left[z^2 + (1-z)^2 \right]$$

$$P_{GG}(z) = 2C_A \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \frac{1}{2}\left(\frac{11}{3} C_A - \frac{2}{3} n_f \right) \delta(1-z)$$

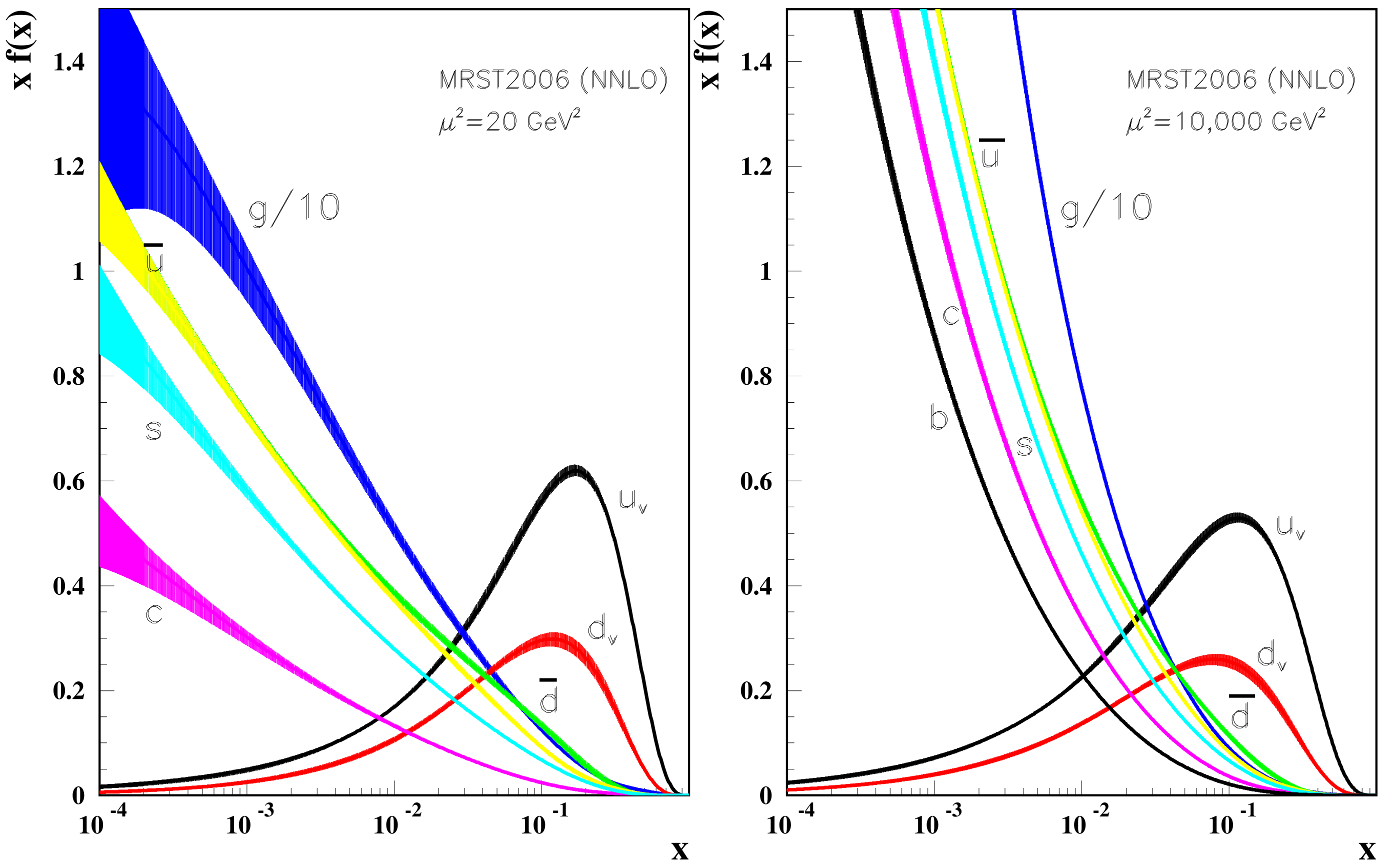
Interpretacja

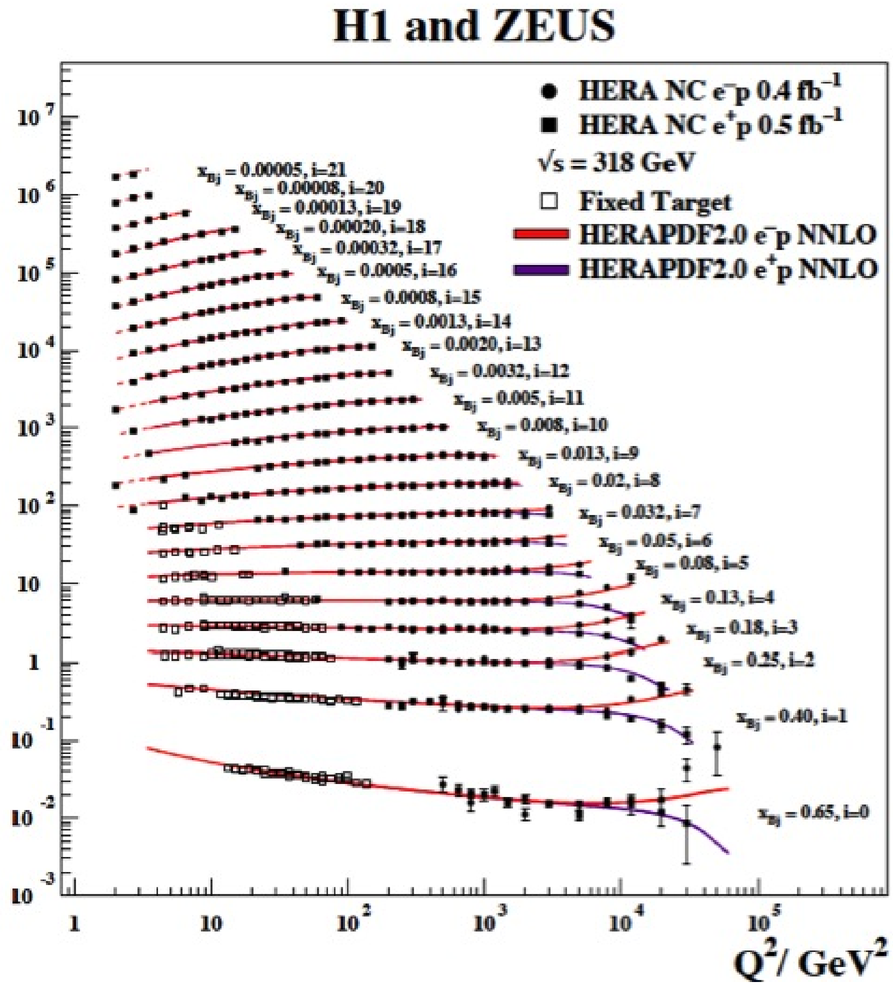
- ze wzrostem Q^2 rośnie przestrzeń fazowa, można wyemitować nowe gluony
- rozdzielczość $d \sim 1/Q$ – widzimy więcej coraz mniejszych obiektów

Poprawki których nie bierzemy pod uwagę:



Rozkłady partonów i ewolucja DGLAP

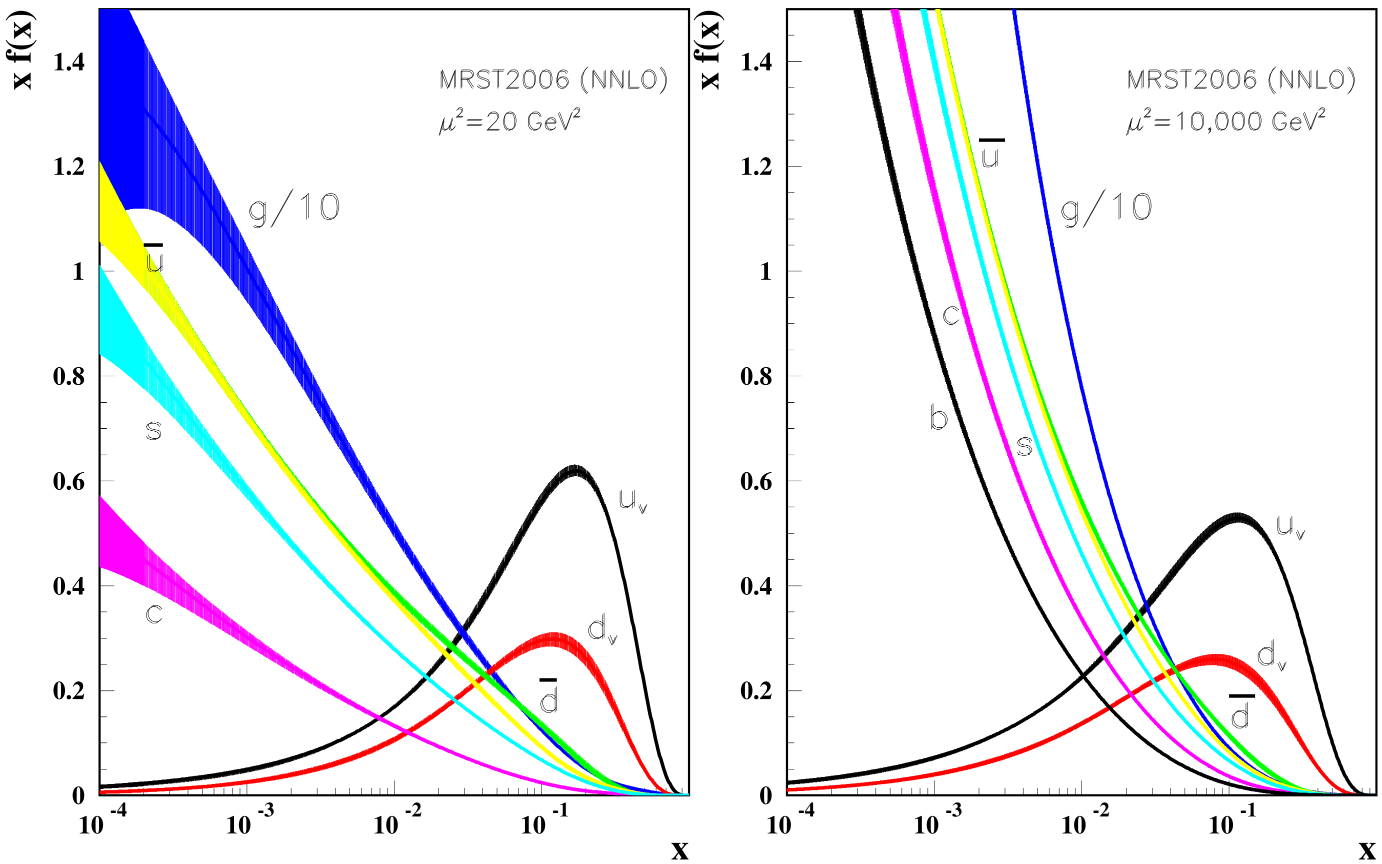



H1 and ZEUS
HERA NC e⁻p 0.4 fb⁻¹
HERA NC e⁺p 0.5 fb⁻¹
√s = 318 GeV
Fixed Target
HERAPDF2.0 e⁻p NNLO
HERAPDF2.0 e⁺p NNLO
Q²/ GeV²

Dane

- SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park) 1961 – długość 3.2 km, przyśpieszał elektrony, które uderzały w stacjonarną tarczę, E =50 GeV
- HERA akcelerator w DESY (Deutschess Elektronen-Synchrotron, Hamburg) 1992–2007 – akcelerator kołowy 6,336 km, zderzenia przeciwbieżnych wiazek e^+e^-, $\sqrt{s} =$ 318 GeV, eksperymenty H1, ZEUS, HERMES, HERA-B
- EIC (Electron Ion Collider, Brookaven) planowany na 2028 (?)

Rozkłady partonów i ewolucja DGLAP



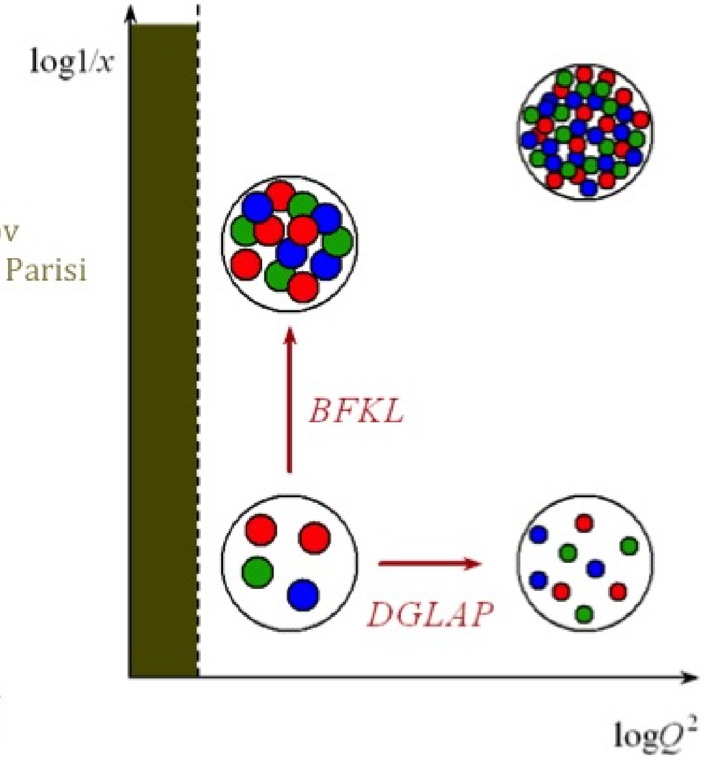
DGLAP vs. BFKL evolution

small x
large W

Dokshitzer, Gribov
Lipatov, Alterelli, Parisi

Balitsky, Fadin,
Kuraev, Lipatov

large x
small W



Podsumowanie

- Teorie z symetrią cechowania są renornmalizowalne
- Transmutacja wymiarowa: Λ_{QCD}
- Biegnąca stała sprzężenia: $\alpha_s(Q^2)$
- Równania ewolucji $Q^2\, d/dQ^2$ – DGLAP, $x\, d/dx$ – BFKL
- Rozkłady partonów wymagają nieperturbacyjnych (doświadczalnych) warunków początkowych
- Saturacja