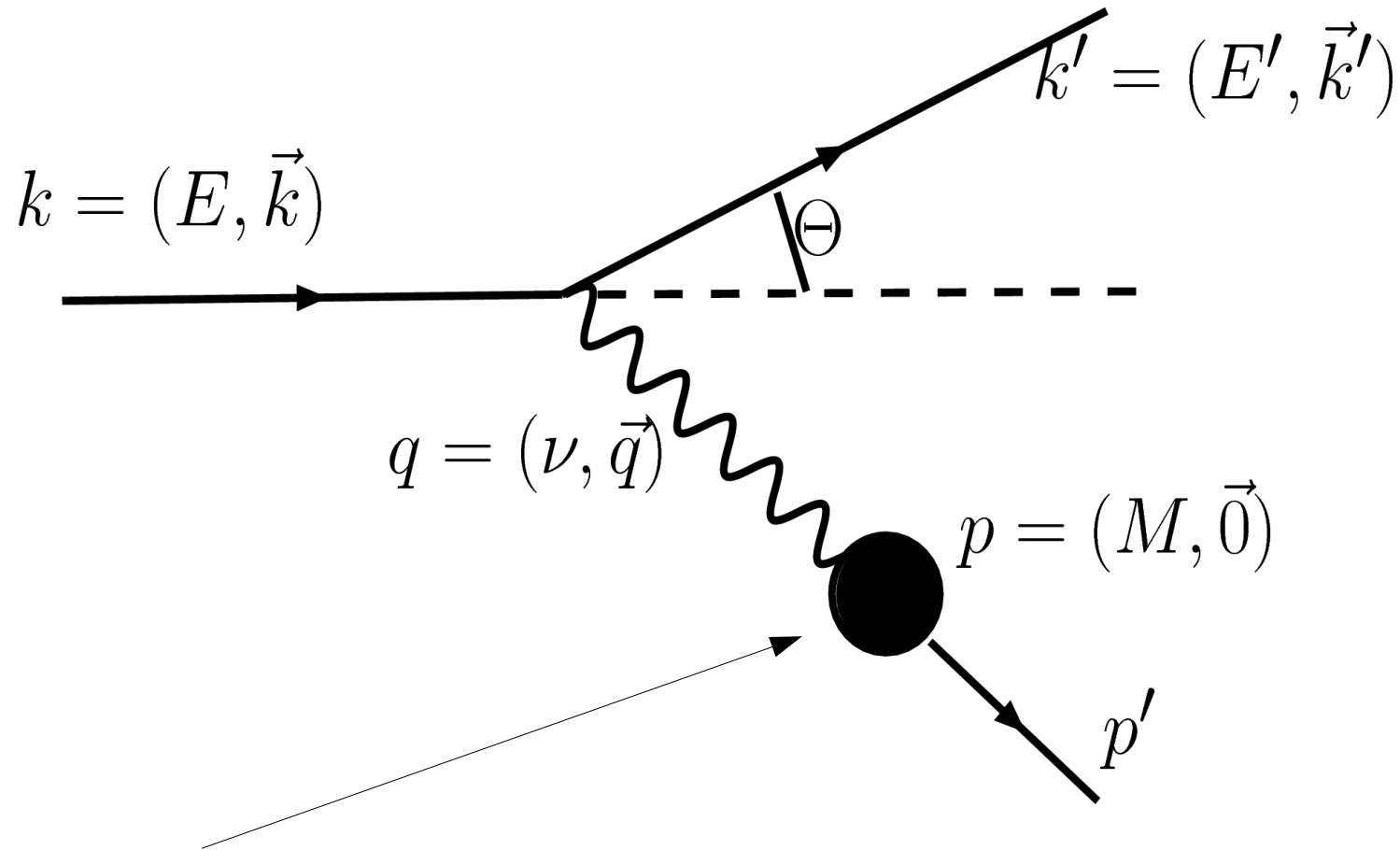


Typowe oznaczenia w układzie LAB



Tarcza spoczywająca

Podstawowe relacje

przekaz energii: $\nu = E - E'$

przekaz czteropędu: $q^\mu = k^\mu - k'^\mu$,

$$Q^2 \equiv -q^2 = 2M\nu,$$

Energia i przekaz czteropędu rozproszonej cząstki

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{M}(1 - \cos\Theta)} \leq E$$
$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos\Theta) = 4EE' \sin^2 \Theta / 2$$

Przy zaniedbaniu masy rozpraszanej cząstki

Podstawowe relacje

- Relacje te można napisać jeszcze nieco inaczej:

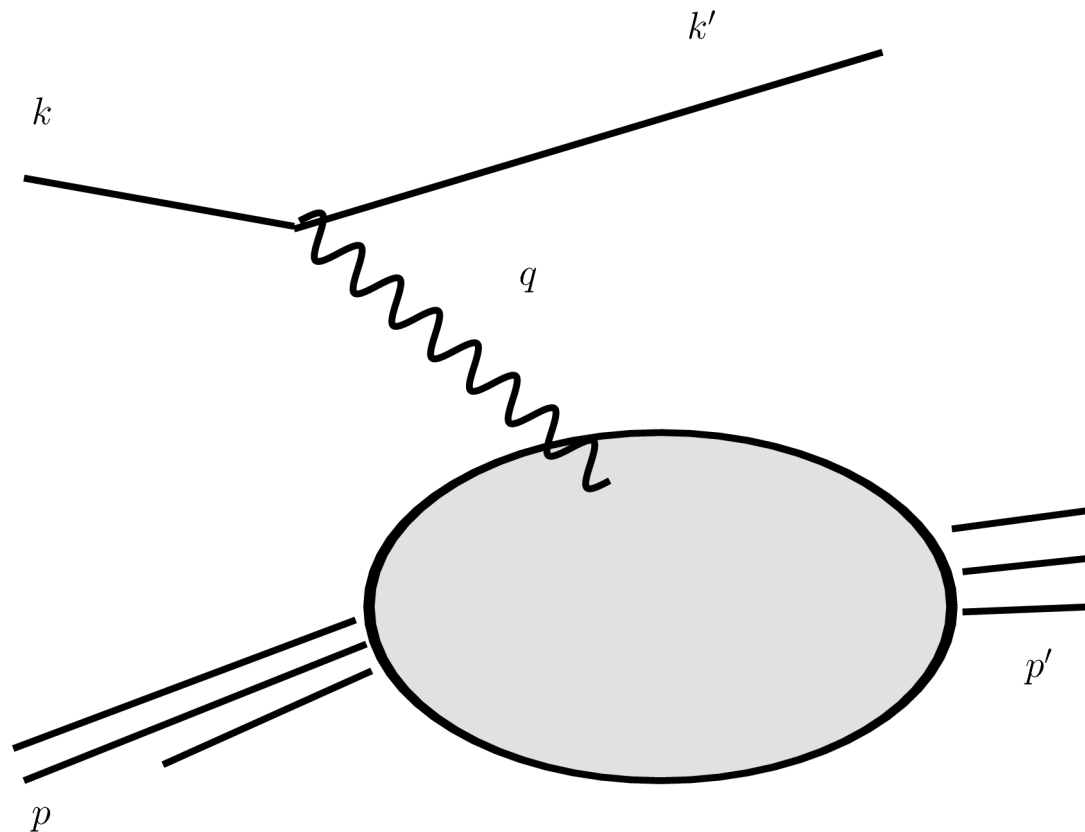
$$M = \frac{EE'(1 - \cos \Theta)}{E - E'} = \frac{Q^2}{2\nu}$$

dla rozpraszania elastycznego jest to równoważne dopisaniu delty do wzoru na przekrój czynny

$$\delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right) \equiv \delta(1 - x)$$

Rozpraszanie sprężyste elektron-proton

- Amplitudę obliczamy jak zwykle z prądów elektronowego (to już znamy) i protonowego



$$G_E = F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2$$

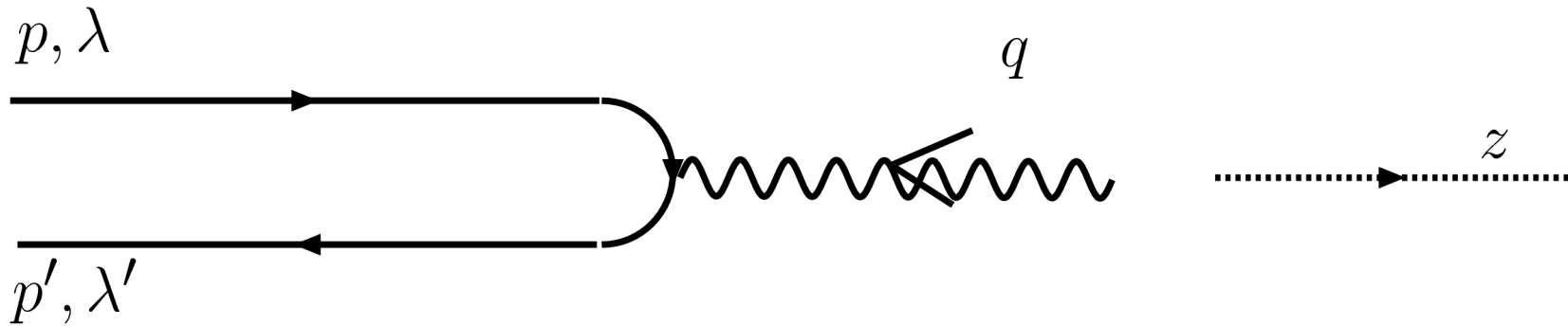
$$G_M = F_1 + \kappa F_2$$

G_M, G_E można zinterpretować jako fourierowskie obrazy momentu magnetycznego oraz ładunku

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{LAB} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \Theta/2} \frac{E'}{E} \left[\frac{G_E^2 - \frac{q^2}{4M^2} G_M^2}{1 - \frac{q^2}{4M^2}} \cos^2 \Theta/2 - \frac{q^2}{2M^2} G_M^2 \sin^2 \Theta/2 \right]$$

Wzór Rosenblutha

Formfaktory: układ Breita

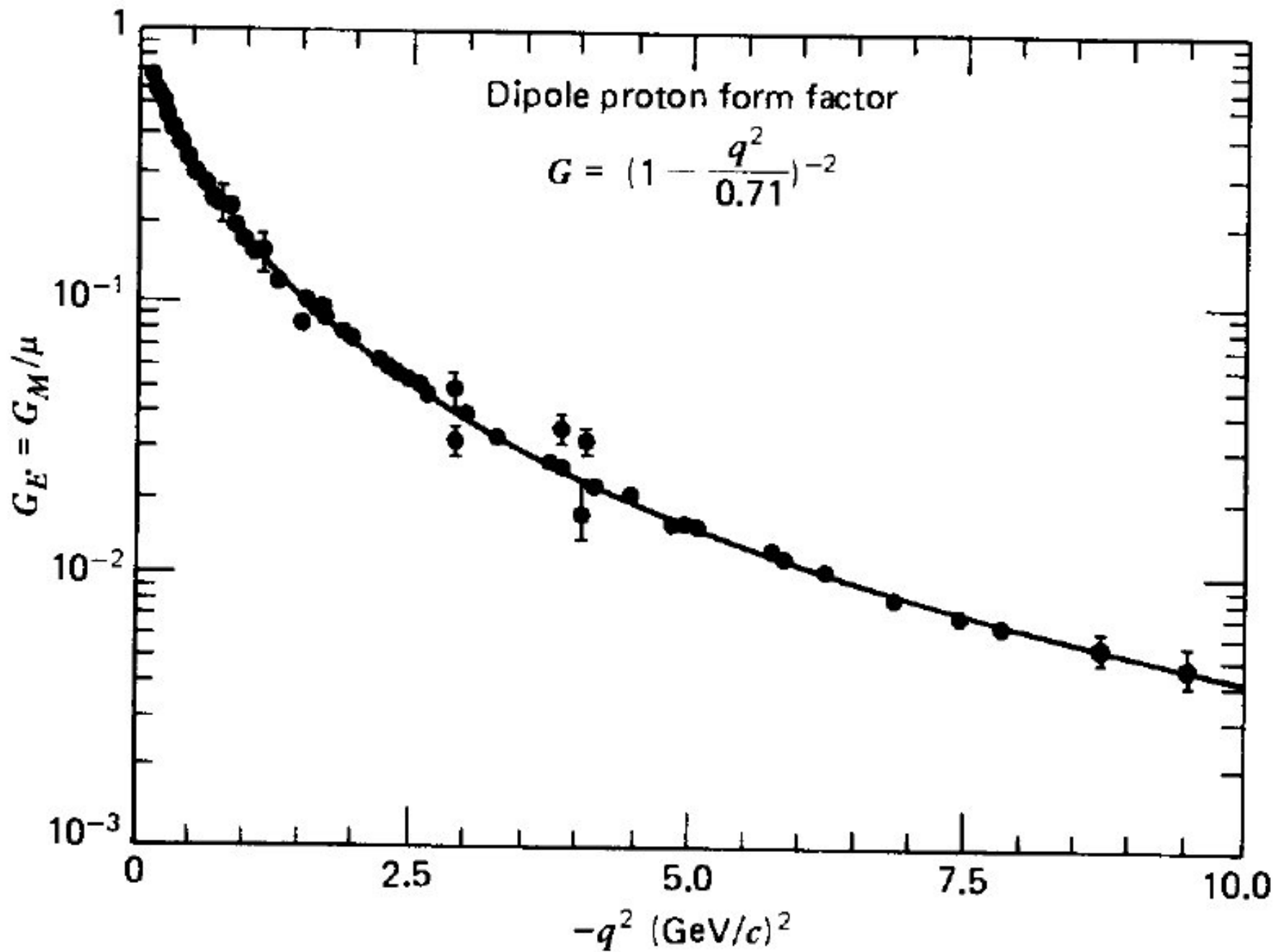


- G_E, G_M mogą być zinterpretowane w specjalnym układzie (Breita) jako fourierowskie obrazy rozkładu ładunku i momentu magnetycznego (tablica)

$$\rho = 2MeG_E(q^2)$$

$$\vec{j} = eG_M\bar{u}(p')\vec{\gamma}u(p)$$

$$j_1 \pm ij_2 = \mp 2|q|eG_M(q^2), \quad \lambda = \lambda' = \mp 1/2$$



Robert Hofstadter



Robert Hofstadter
(1915 - 1990)

American scientist who was a joint recipient of the Nobel Prize for Physics in 1961 for his investigations of protons and neutrons, which revealed the hitherto unknown structure of these particles. He shared the prize with Rudolf Ludwig Mossbauer of Germany.

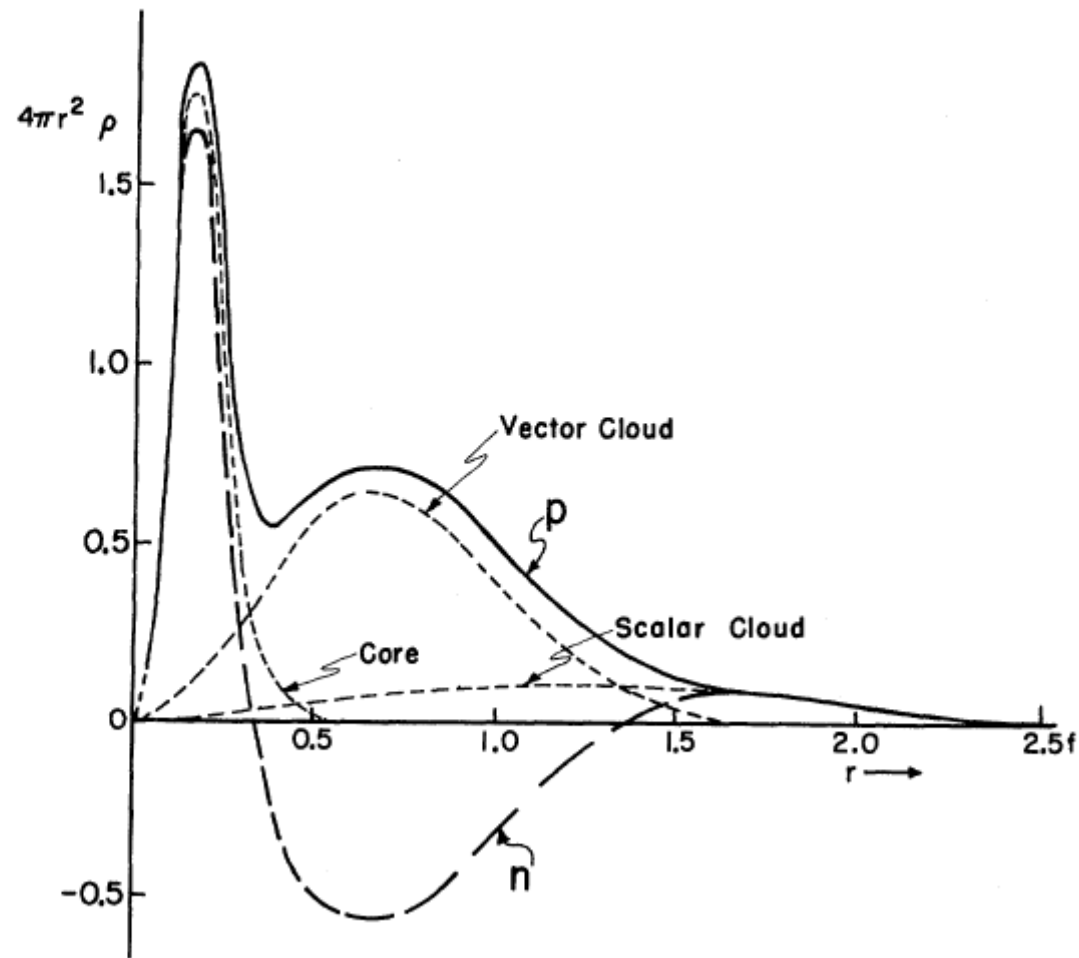
Hofstadter was educated at Princeton University, where he earned a Ph.D. in 1938. As a physicist at the National Bureau of Standards during World War II, he was instrumental in developing the proximity fuse, which was used to detonate anti-aircraft and other artillery shells. He joined the faculty of Princeton in 1946, where his principal scientific work dealt with the study of infrared rays, photoconductivity, and crystal and scintillation counters.

Hofstadter taught at Stanford University from 1950 to 1985. At Stanford he used a linear electron accelerator to measure and explore the constituents of atomic nuclei. At the time, protons, neutrons, and electrons were all thought to be structureless particles; Hofstadter discovered that protons and neutrons have a definite size and form. He was able to determine the precise size of the proton and neutron and provide the first reasonably consistent picture of the structure of the atomic nucleus. Hofstadter found that both the proton and neutron have a central, positively charged core surrounded by a double cloud of pi-mesons. Both clouds are positively charged in the proton, but in the neutron the inner cloud is negatively charged, thus giving a net zero charge for the entire particle.

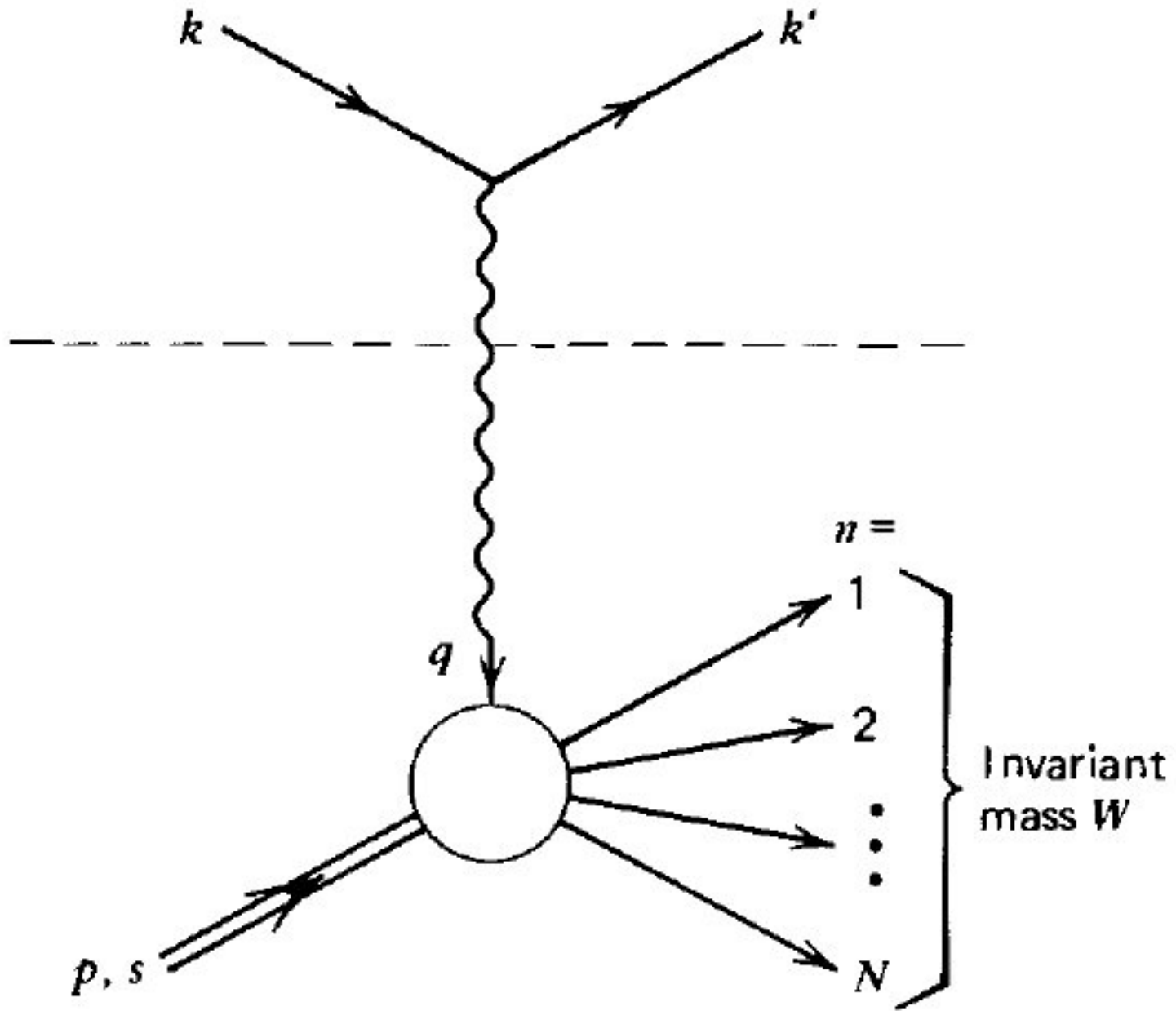
http://www.nobel-winners.com/Physics/robert_hofstadter.html

Rozkład ładunkowy protonu, neutronu

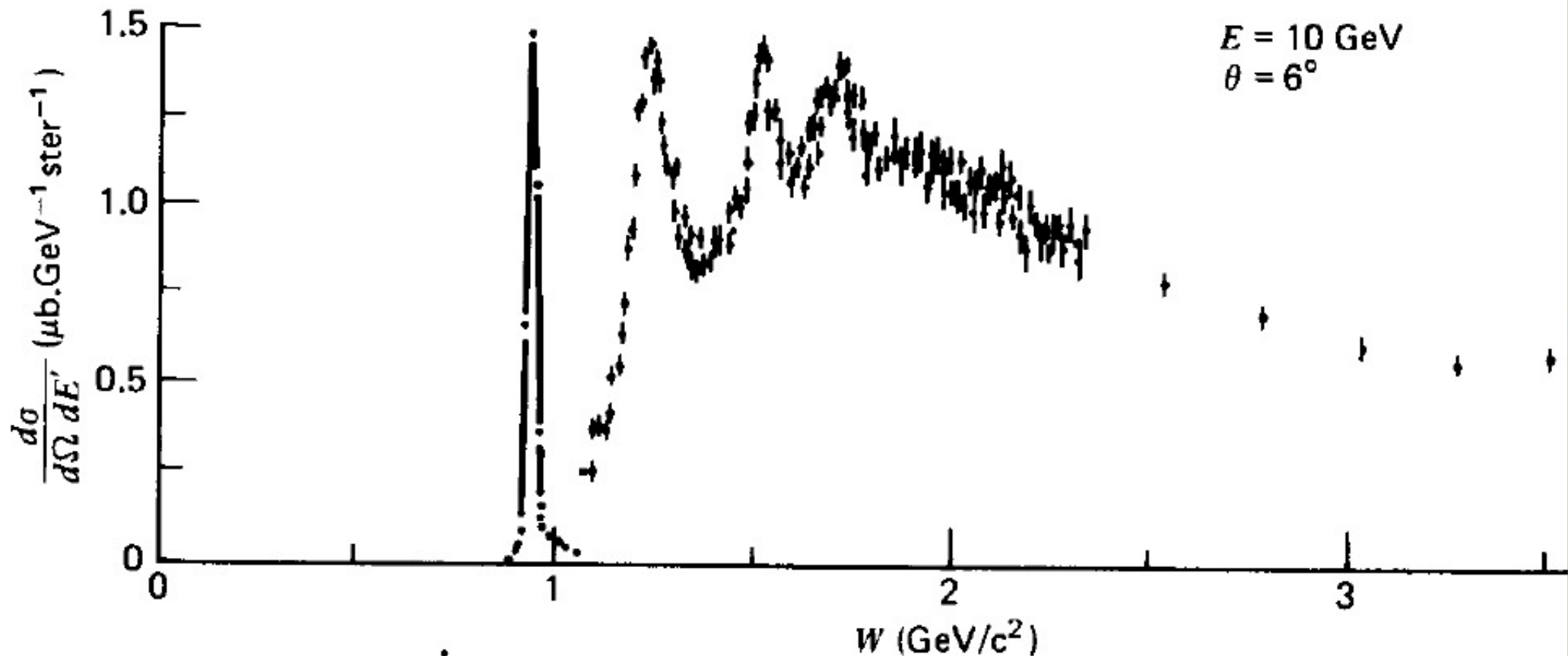
Olson, Schopper, Wilson (1961)



Rozpraszanie głęboko nieelastyczne: stan końcowy z $W \gg M$



- Pierwszy rezonans (pomniejszony 8 krotnie): elastyczne rozpraszanie na protonie (proton przed “rozpadem”), następne rezonanse: kreacja różnych stanów barionowych, większe W poza rezonansami to suma skomplikowanych stanów wielocząstkowych



$$d\sigma \sim L_{\mu\nu}^e W^{\mu\nu}$$

$$W^{\mu\nu} \equiv -W_1 g^{\mu\nu} + W_2/M^2 p^\mu p^\nu$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} \right) |_{LAB} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{ \dots \}$$

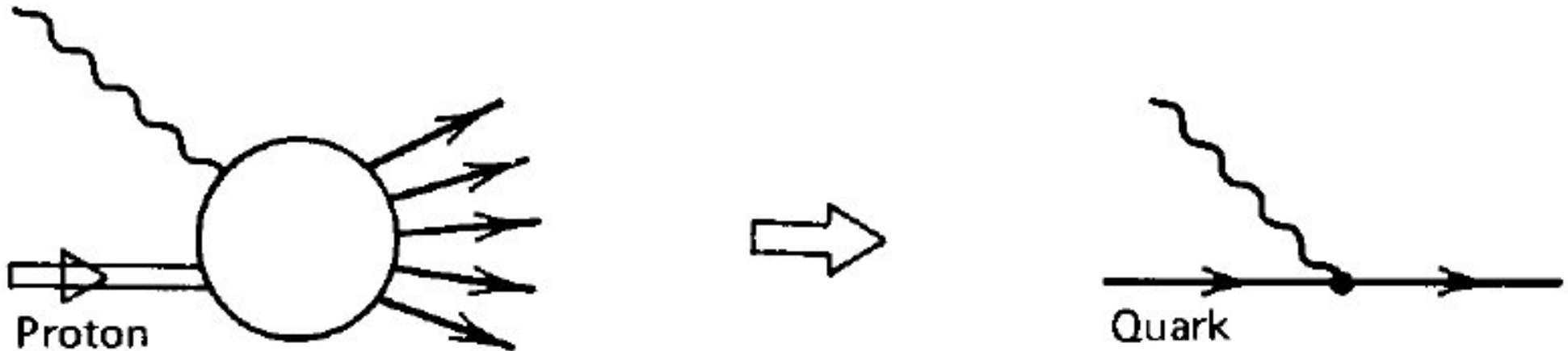
$$\{ \dots \}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \left[\cos^2 \Theta/2 - \frac{q^2}{2m_\mu^2} \sin^2 \Theta/2 \right] \delta(\nu + q^2/(2m_\mu))$$

$$\{ \dots \}_{ep \rightarrow ep} = \left[\frac{G_E^2 - \frac{q^2}{4M^2} G_M^2}{1 - \frac{q^2}{4M^2}} \cos^2 \Theta/2 - \frac{q^2}{2M^2} G_M^2 \sin^2 \Theta/2 \right] \delta(\nu + q^2/(2M))$$

$$\{ \dots \}_{ep \rightarrow eX} = \left[W_2(\nu, q^2) \cos^2 \Theta/2 + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \Theta/2 \right] \delta(\nu + q^2/(2M))$$

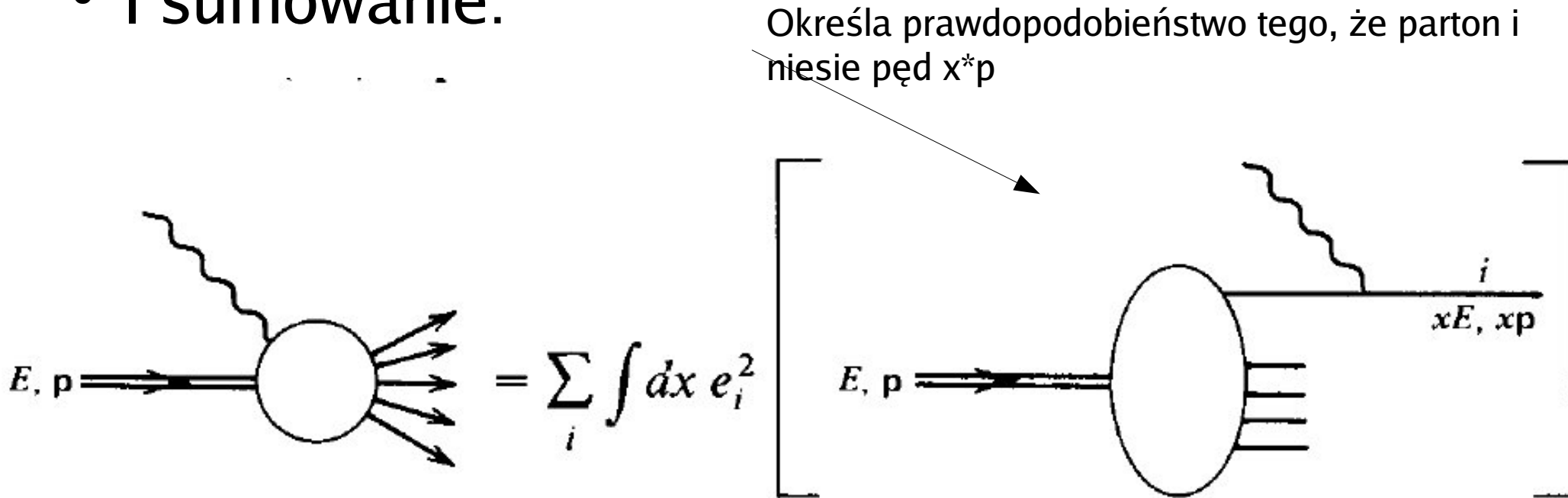
Model partonowy Feynmana (1969)

- Wiemy już (patrz r. Rutherforda), że przy dużych energiach rozpraszanie elektronów na protonach “wychodzi” poza punktowy obraz tarczy
- Feynman zaproponował następujący obraz



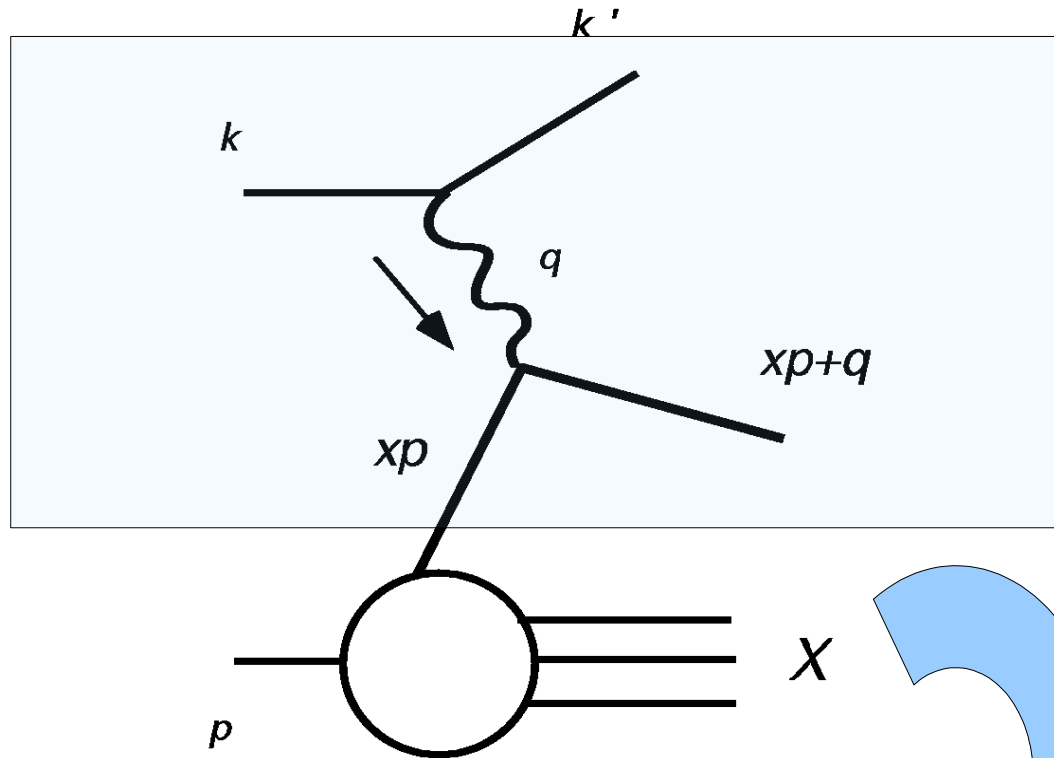
Rozpraszanie od składników nukleonu (partonów)

- I sumowanie:



Czym jest x ?

dokładniej

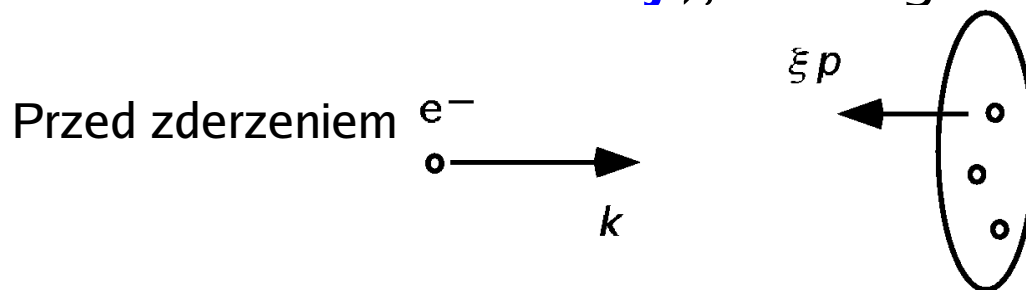


Born

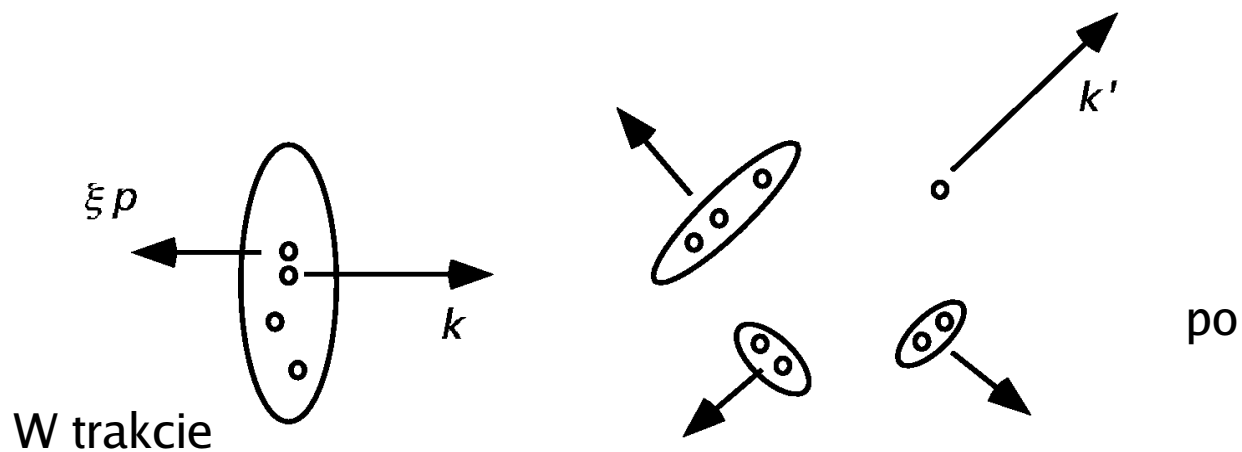
Funkcje dystrybucji partonów "f" są uniwersalne niezależnie od tego co rozprasza się w rameczce!

$$d\sigma^{(lN)}(p, q) = \sum_i \int_0^1 dx d\sigma_{\text{Born}}^{(li)}(xp, q) f_{i/N}(x)$$

Sumowanie na poprzednim slajdzie jest bardzo ważne (**nie ma interferencji**), dlaczego?



(a)



(b)

(c)

Sterman, hep-ph/9606321

Krótko:

- Przed (a): Elektron bardzo szybko przebiega przez nukleon, zdąży zadziać tylko z jednym partonem, a nie układem partonów (czas reakcji pomiędzy partonami \gg czasu oddz. elektronu z nukleonem)
- (b) Oddziaływanie (jeśli) to tylko z jednym
- Po (c): oddz. długozasięgowe formują hadrony, są na tyle długie, że nie interferują z krótkozasięgowym oddziaływaniem w trakcie

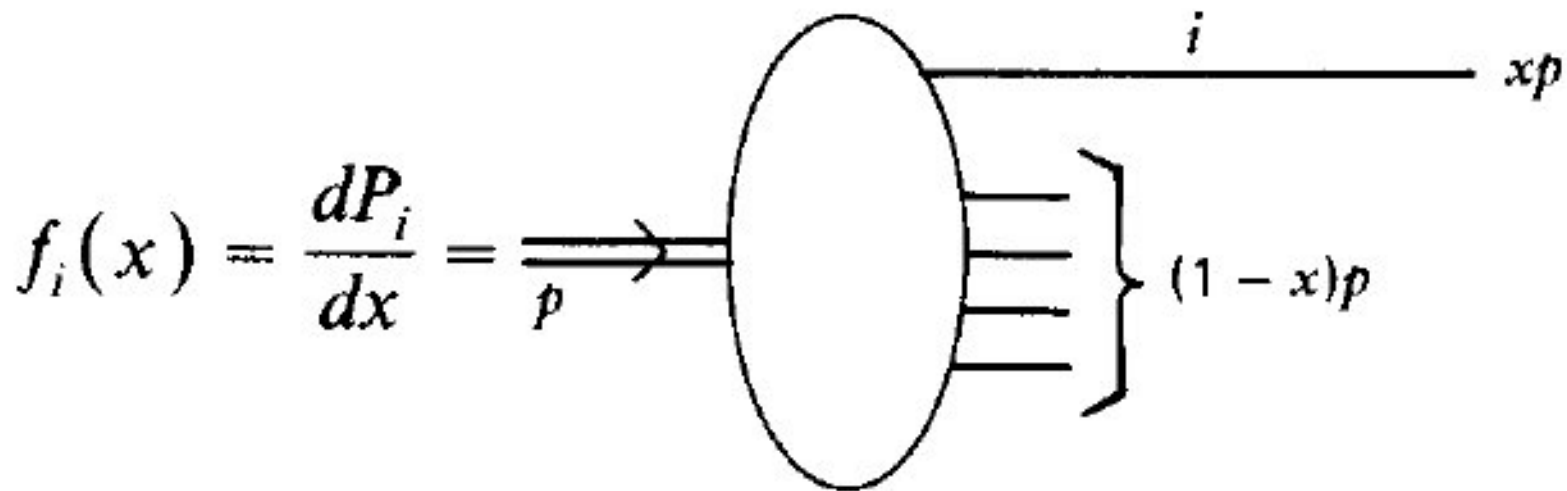
(b)

Sterman, hep-ph/9606321

Czyli

- DIS to niekoherentne rozpraszanie ponieważ oddziaływanie początkowe (wiążące nukleon) są zbyt wcześnie, a oddziaływania końcowe (produkujące stany hadronowe) są zbyt późno (odseparowanie oddz. partonów z różnych hadronów) w porównaniu z krótkim czasem “twardego”o ddziaływania elektronu z danym partonem

Sterman, hep-ph/9606321



Oczywiście musi być spełniony związek:

$$\sum_{i'} \int dx x f_{i'}(x) = 1.$$

Kinematyka partonu

$$\frac{d\sigma^{\text{punkt}}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_i^2 E'}{EQ^4} \left[\cos^2 \Theta/2 + \dots \right] \delta(\nu + q^2/(2M))$$

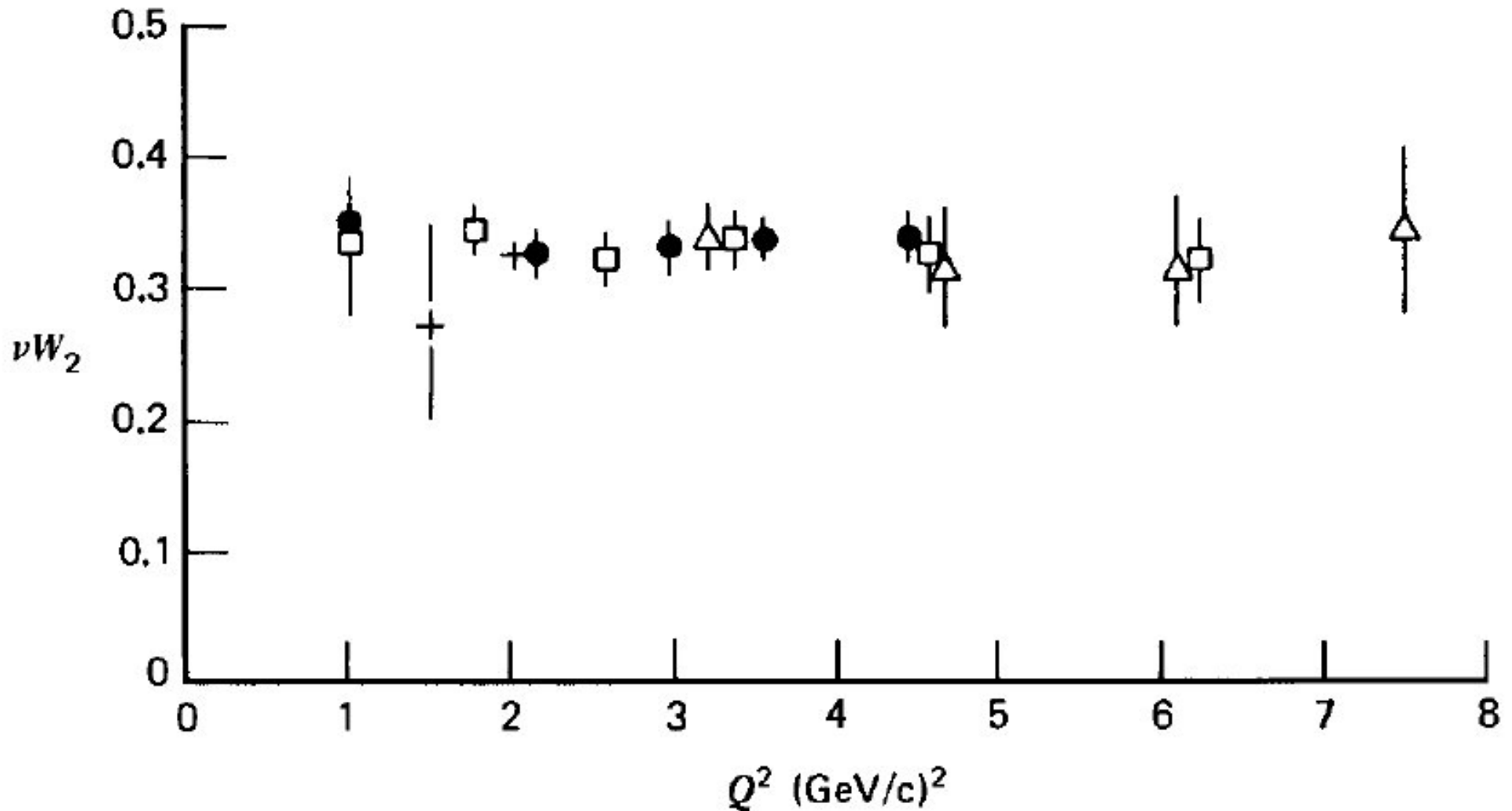
$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_i^2 E'}{xEQ^4} \left[W_2(\nu, q^2) \cos^2 \Theta/2 + \dots \right],$$

$$\begin{aligned} m &= \frac{Q^2}{2\nu} \\ \frac{m}{M} &= \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv x \end{aligned}$$

Tu też ma być delta,
ale z ułamkową masą m
danego partonu ($=x \cdot M$)

Skalowanie Bjorkena

- Ze względu na delty Diraca, funkcje struktury nie są funkcją dwóch zmiennych, dla ustalonego x , nie zależą od Q^2



Ok, ale skąd wiadomo, że parton to kwark?

Jaki jest związek między funkcjami struktury W_1 i W_2 a funkcjami rozkładu gęstości samych partonów? Można pokazać (!), przez porównanie dwóch form przekrojów, iż

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad \text{oraz } F_1 = M^* W_1$$

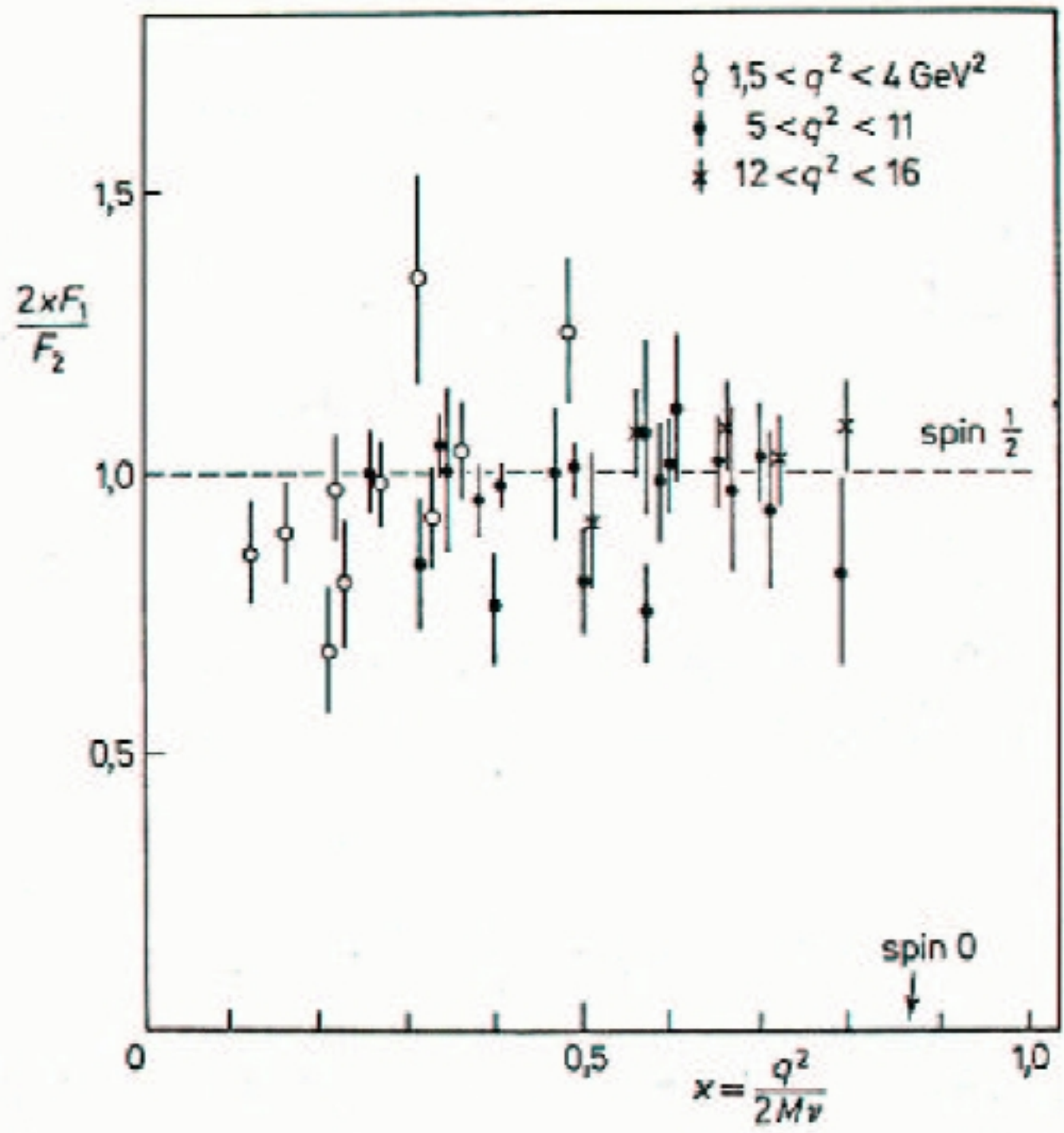
$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{xEQ^4} \left[F_2(\nu, q^2) \cos^2 \Theta/2 + 2xF_1(x) \frac{Q^2}{2M^2 x^2} \sin^2 \Theta/2 \right],$$

Co więcej,

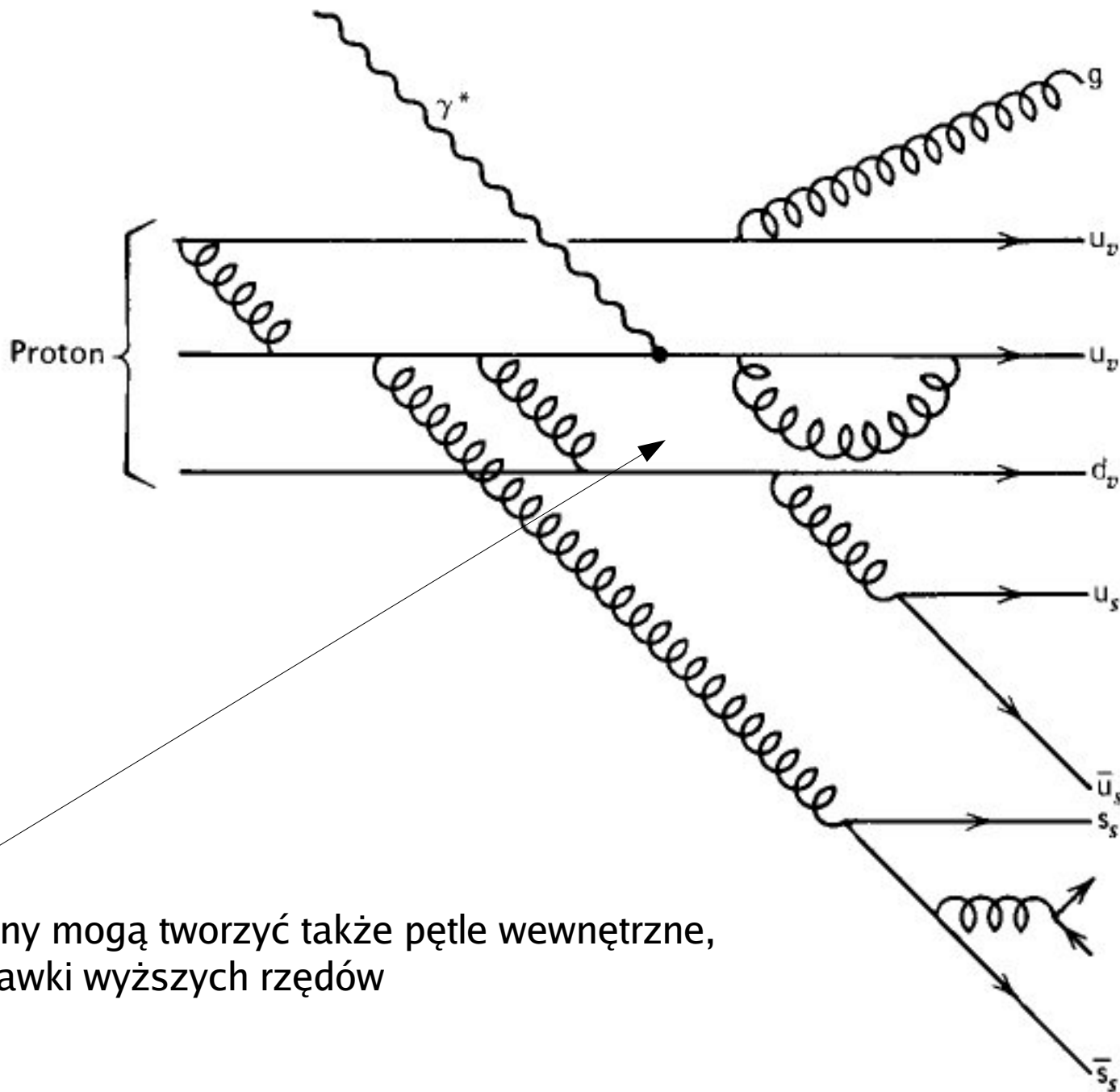
$$\begin{aligned} F_1(x) &= 0, & s &= 0 \\ 2xF_1(x) &= F_2(x), & s &= 1/2 \end{aligned}$$

Jaka jest rzeczywistość?

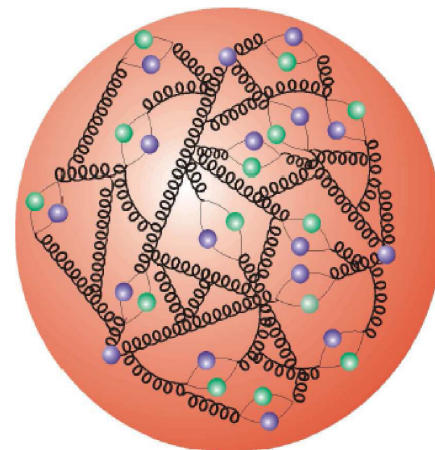
- Partony mają spin $1/2^-$, —



Pełniejszy obraz nukleonu



Gluony mogą tworzyć także pętle wewnętrzne, poprawki wyższych rzędów



przewidywania

$$\begin{aligned} 1/x F_2^{ep(n)}(x) &= (2/3)^2 (u^{p(n)}(x) + \bar{u}^{p(n)}) \\ &+ (1/3)^2 (d^{p(n)}(x) + \bar{d}^{p(n)}) \\ &+ (1/3)^2 (s^{p(n)}(x) + \bar{s}^{p(n)}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S(x) &= u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) \\ &= s_s(x) = \bar{s}_s(x) \end{aligned}$$

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x)$$

stad

$$1/x F_2^{ep} = 1/9(4u_v + d_v) + 4/3S$$

$$1/x F_2^{en} = 1/9(u_v + 4d_v) + 4/3S$$

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2,$$

$$\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1,$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx = 0,$$

przewidywania:

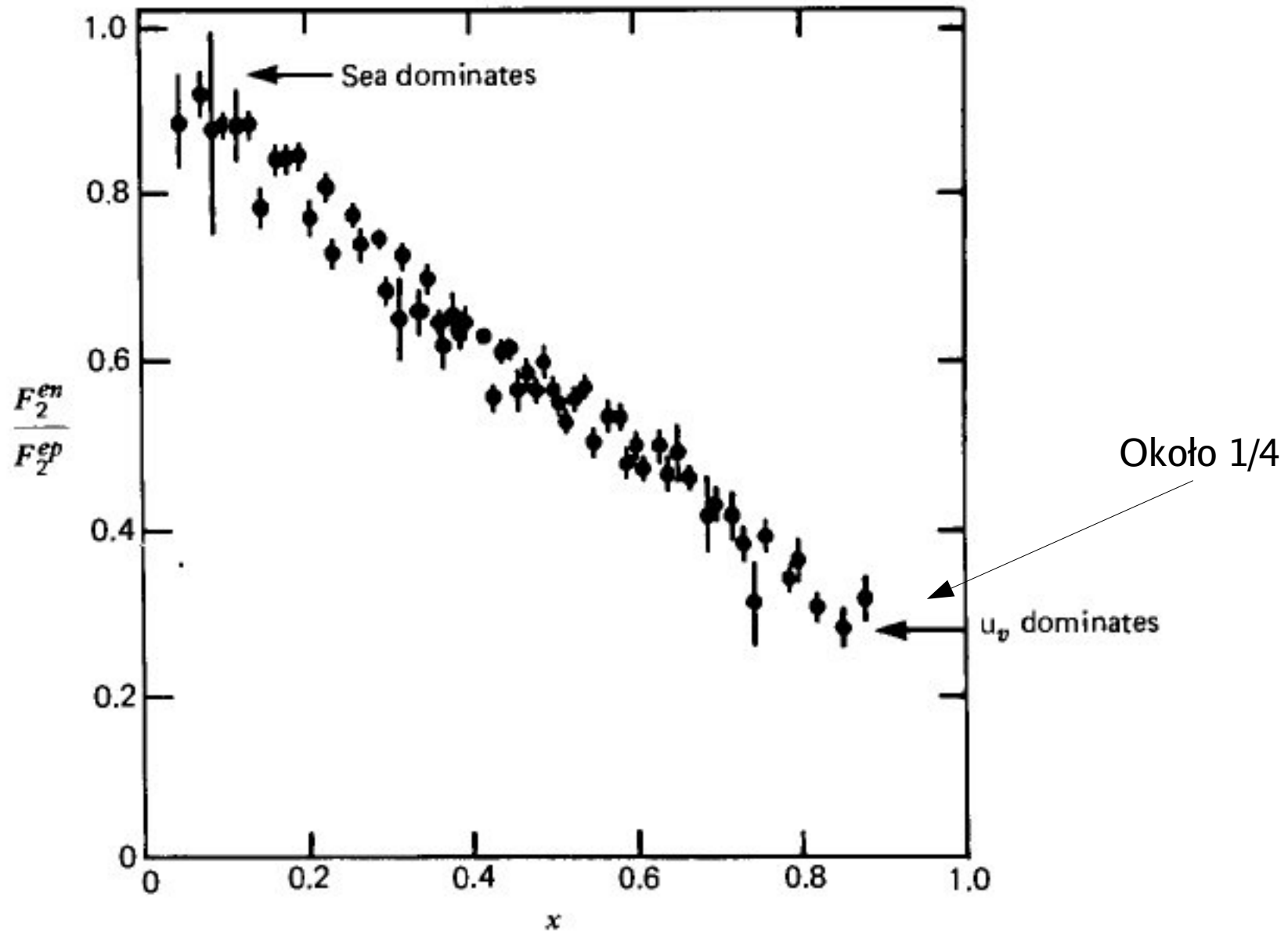
$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow 1, \quad x \rightarrow 0$$

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow \frac{u_v + 4d_v}{4u_v + d_v}, \quad x \rightarrow 1$$

Zachowanie B,Q,S

x->1, u_v >> d_v

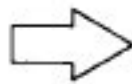
eksperyment



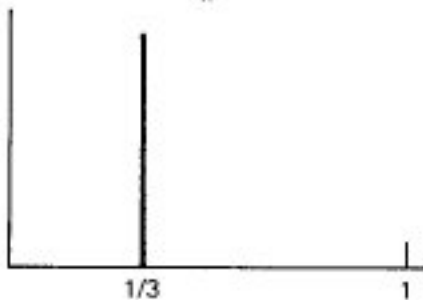
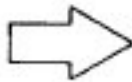
If the Proton is

then $F_2^p(x)$ is

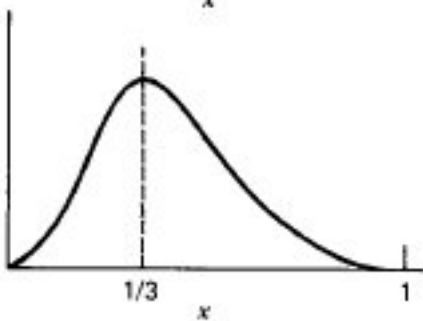
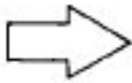
A quark



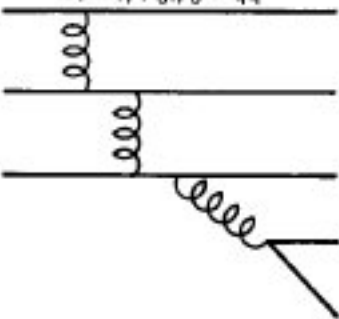
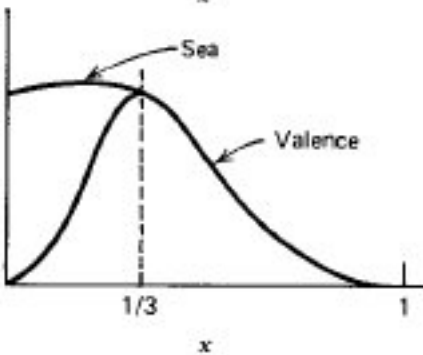
Three valence quarks



Three bound valence quarks



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



Small x

A jaka jest rola gluonów?

zachowanie pędu

$$\int_0^1 dx(xp)(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}) + p_g = p$$

$$\int_0^1 F_2^{ep}(x) = 4/9 \int_0^1 dx x(u + \bar{u}) + 1/9 \int_0^1 dx x(d + \bar{d}) = 0.18$$

$$\int_0^1 F_2^{en}(x) = 1/9 \int_0^1 dx x(u + \bar{u}) + 4/9 \int_0^1 dx x(d + \bar{d}) = 0.12$$

stad

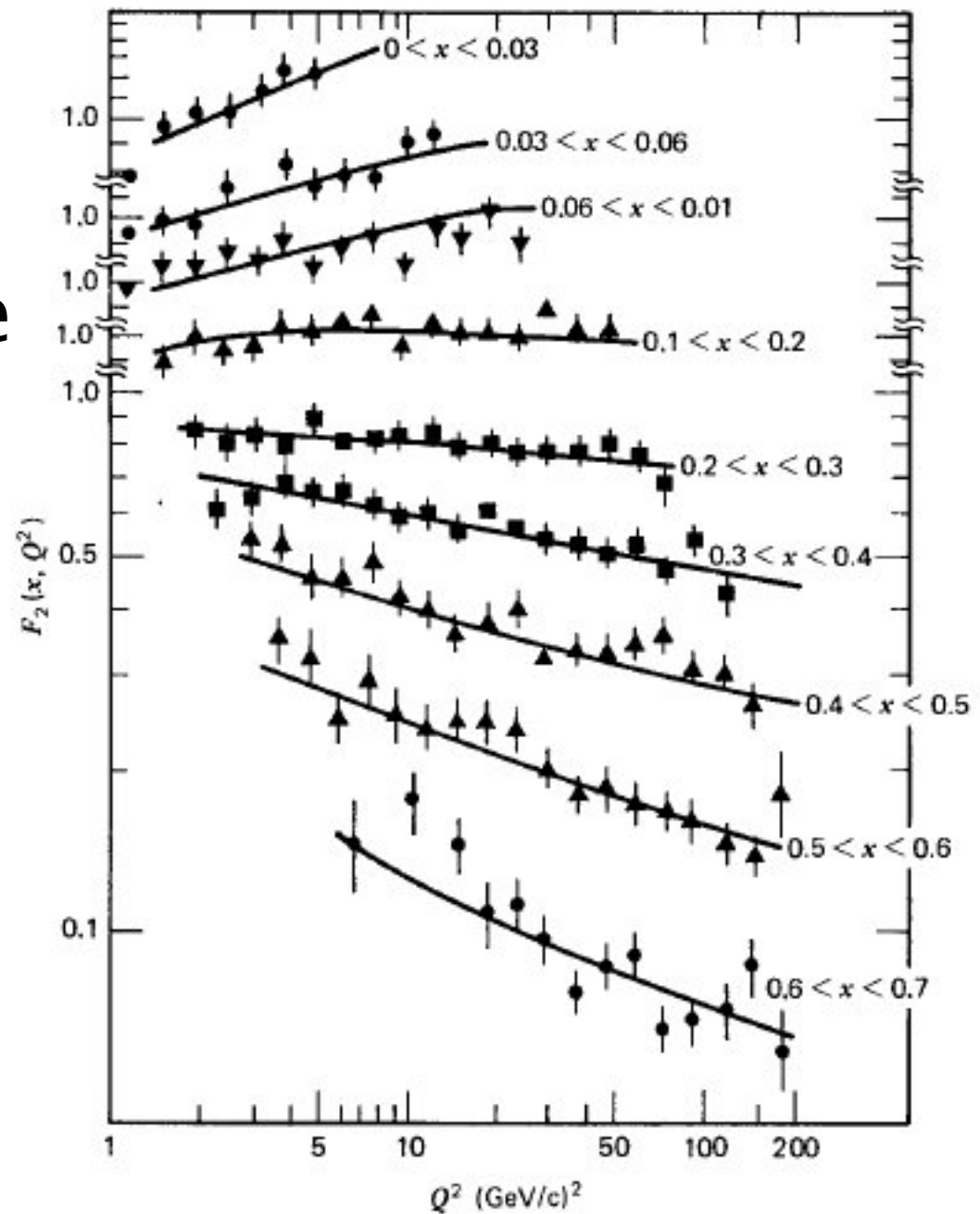
Zaniedbujemy kwarki morza

$$\int_0^1 dx x(u + \bar{u}) = 0.36, \quad \int_0^1 dx x(d + \bar{d}) = 0.18$$

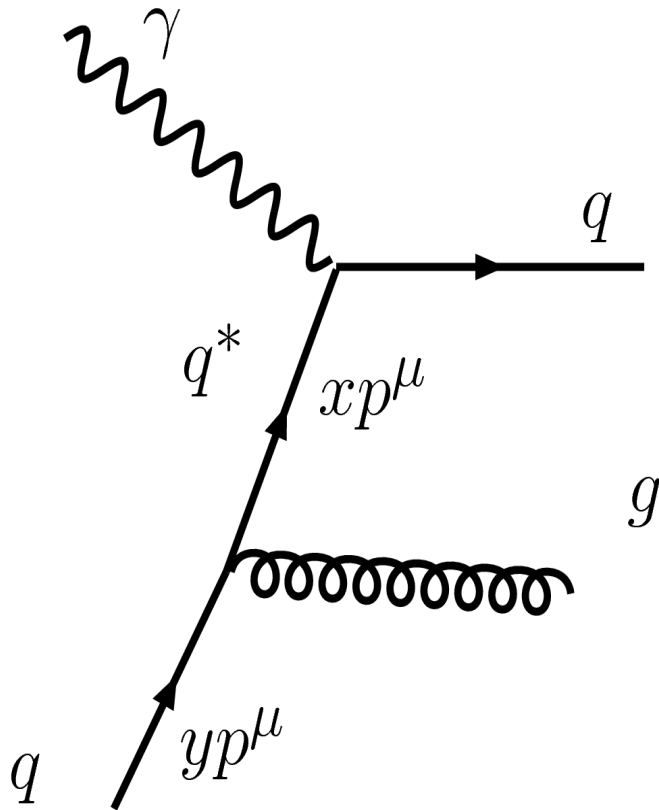
$$p_g/p = 0.46$$

Łamanie skalowania

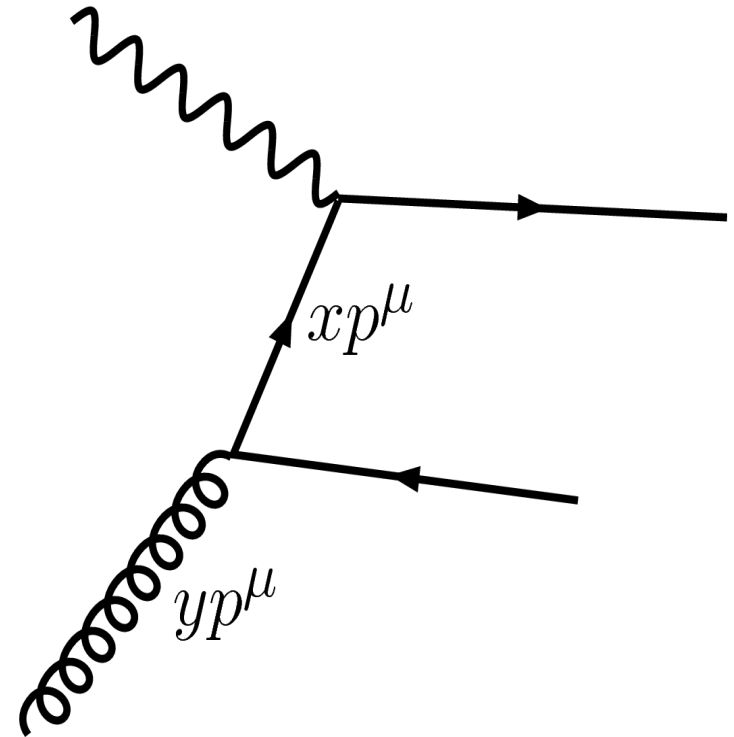
- Dla małych x F rośnie
- Dla dużych x F maleje



Kwark może wyemitować gluon przed jak i po oddziaływaniu z fotonem



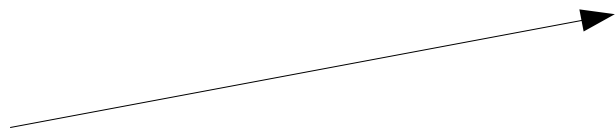
$$\Delta f_{qq}(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) P_{qq}(x/y)$$



$$\Delta f_{qg}(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y) P_{qg}(x/y)$$

Równanie DGLAP (Altarelli-Parisi)

$P_{ij}(x/y)$ - tzw. splitting functions


$$P_{ij} \sim \log Q^2 / \mu^2$$

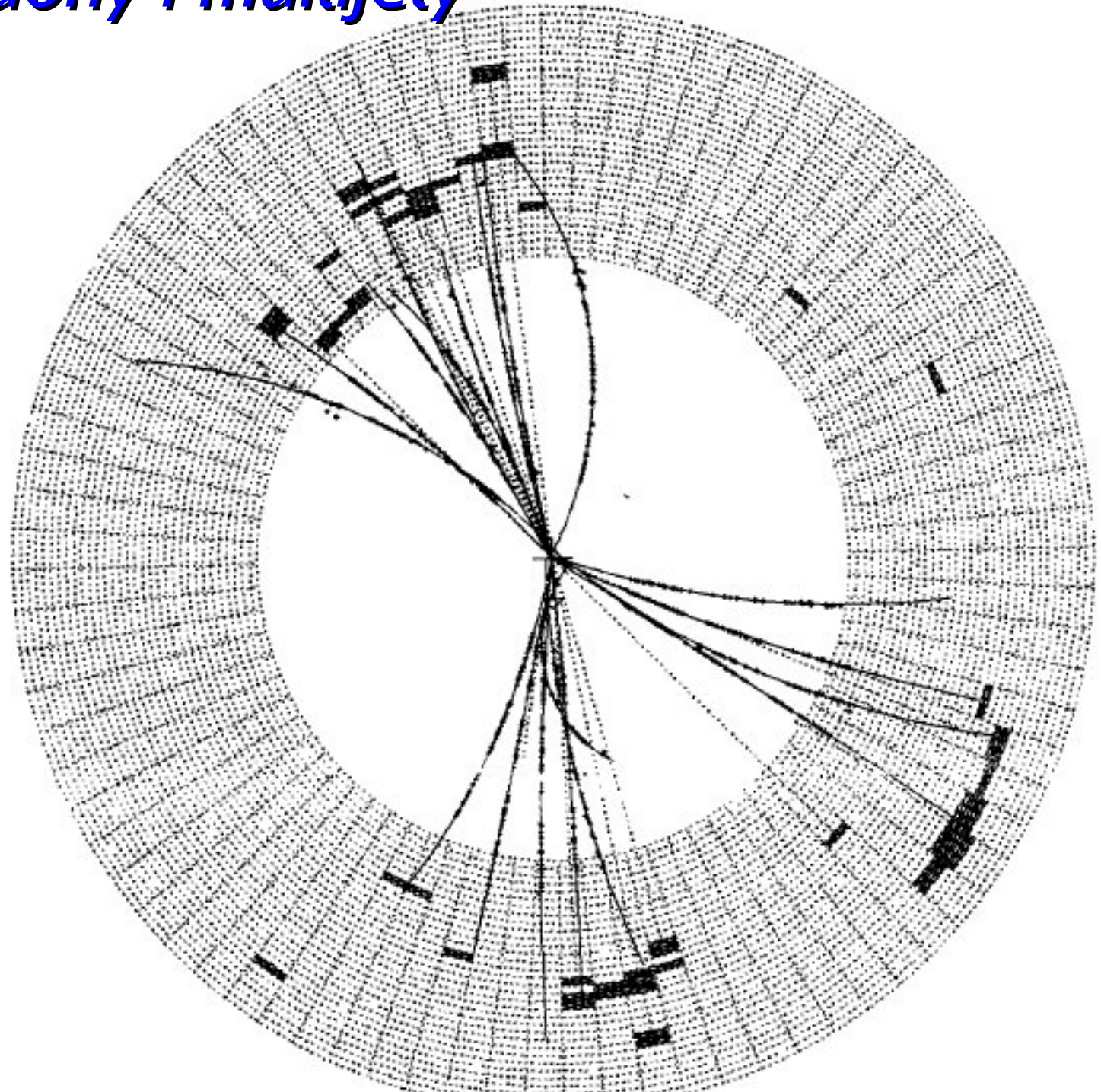
Ta zależność jest odpowiedzialna za łamanie skalowania

$$\begin{aligned} \frac{F_2(x, Q^2)}{x} &= \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} (f(y) + \Delta f(y, Q^2)) \delta(1 - x/y) \\ &= \sum e_q^2 (f(x) + \Delta f_{ij}(x)) \end{aligned}$$

ogólnie

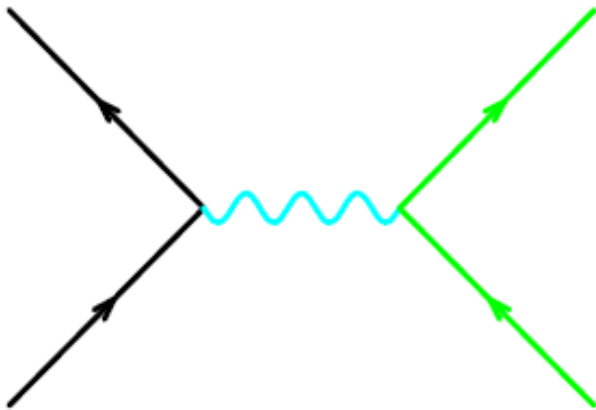
$$\frac{\partial}{\partial \log Q^2} \begin{pmatrix} q(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \begin{pmatrix} P_{qq} & P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q(y, Q^2) \\ g(y, Q^2) \end{pmatrix}$$

Gluony i multijety

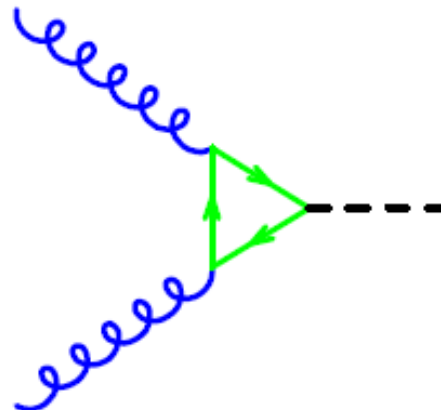


Faktoryzacja w QCD

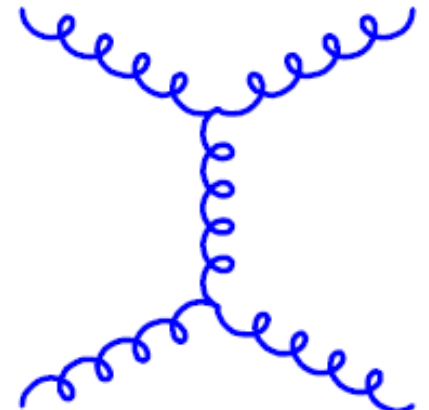
- W wysokich energiach mamy do czynienia ze zderzeniami i rozpraszaniem podstawowych składników materii



$$e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$$



$$gg \rightarrow H$$



$$gg \rightarrow gg$$

- Z drugiej strony wiemy, że takie swobodne kwarki i gluony są jedynie na małych odległościach (asymptotyczna swoboda)
- Na dużych odległościach zaczyna działać “uwięzienie” kwarków, objawia się to tym, że ubierają się one w stany hadronowe, jety
- Podsumowując, przekroje czynne są kombinacją krótko- i długo-zasięgowych relacji, czyli rachunku perturbacyjnego oraz nieperturbacyjnego
- Aby połączyć te dwa obrazy stosujemy faktoryzację

- Krótki zasięg – rozpraszanie twarde (r. perturbacyjny)
- Kluczowa skala faktoryzacji μ , przykład

$$W^{\mu\nu}(q^\mu, p^\mu) = \sum_a \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{a/A}(\xi, \mu) H_a^{\mu\nu}(q^\mu, \xi p^\mu, \mu, \alpha_s(\mu)) + \mathbf{HT}$$

$$F_1(x, Q^2) = \sum_a \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{a/A}(\xi, \mu) H_{1a} \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q}{\mu}, \alpha_s(\mu) \right) + \mathbf{HT},$$

$$\frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_a \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{a/A}(\xi, \mu) \frac{\xi}{x} H_{2a} \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q}{\mu}, \alpha_s(\mu) \right) + \mathbf{HT},$$

HT – tzw. higher twists, z terminologii OPE

PDF's, funkcje fragmentacji,...



Parton Distribution Functions

Unpolarized Parton Distributions

Access the parton distribution code, on-line calculation and graphical display of the distributions, from CTEQ, GRV, MRST/MSTW and ALEKHIN

CTEQ distributions, [fortran code and grids](#)

GRV/GJR(Dynamical) distributions, [fortran code and grids](#)

MRST distributions, [fortran code and grids](#), [C++ code](#)

MSTW distribution, [fortran, C++ and Mathematica codes + grids etc...](#)

ALEKHIN distributions, [fortran, C++, Mathematica code, and grids](#)

[On-line Parton Distribution Calculator with Graphical Display.](#)

- now includes PDF error calculations from MRST2001E and CTEQ6.

Public access to the [ZEUS 2002 PDFs](#) , [ZEUS 2005 jet fit PDFs](#) and [H1 PDF 2000](#) sets.

J. Bluemlein, H. Boettcher and A. Guffanti - hep-ph/0607200 [BBG06 NS](#)

[The NNPDF Collaboration](#) - Del Debbio et al. - [Non Singlet PDF code](#) - [hep-ph/0701127](#)

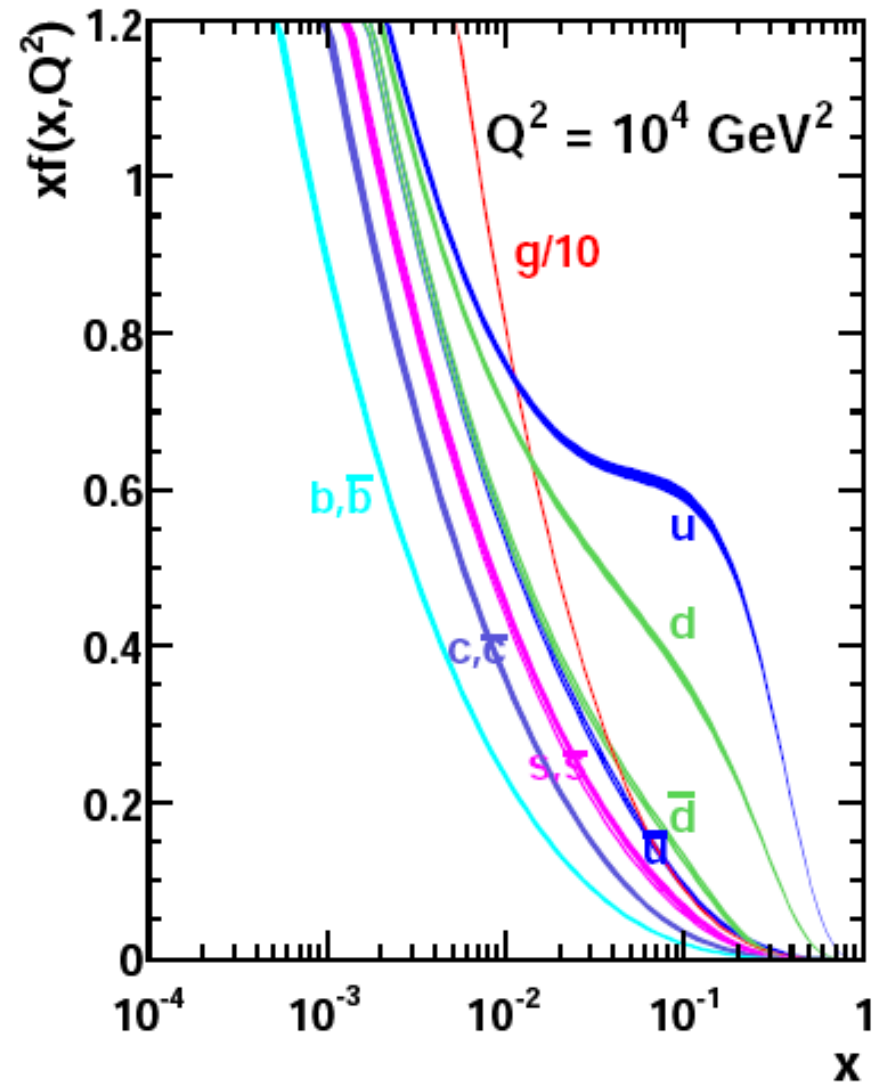
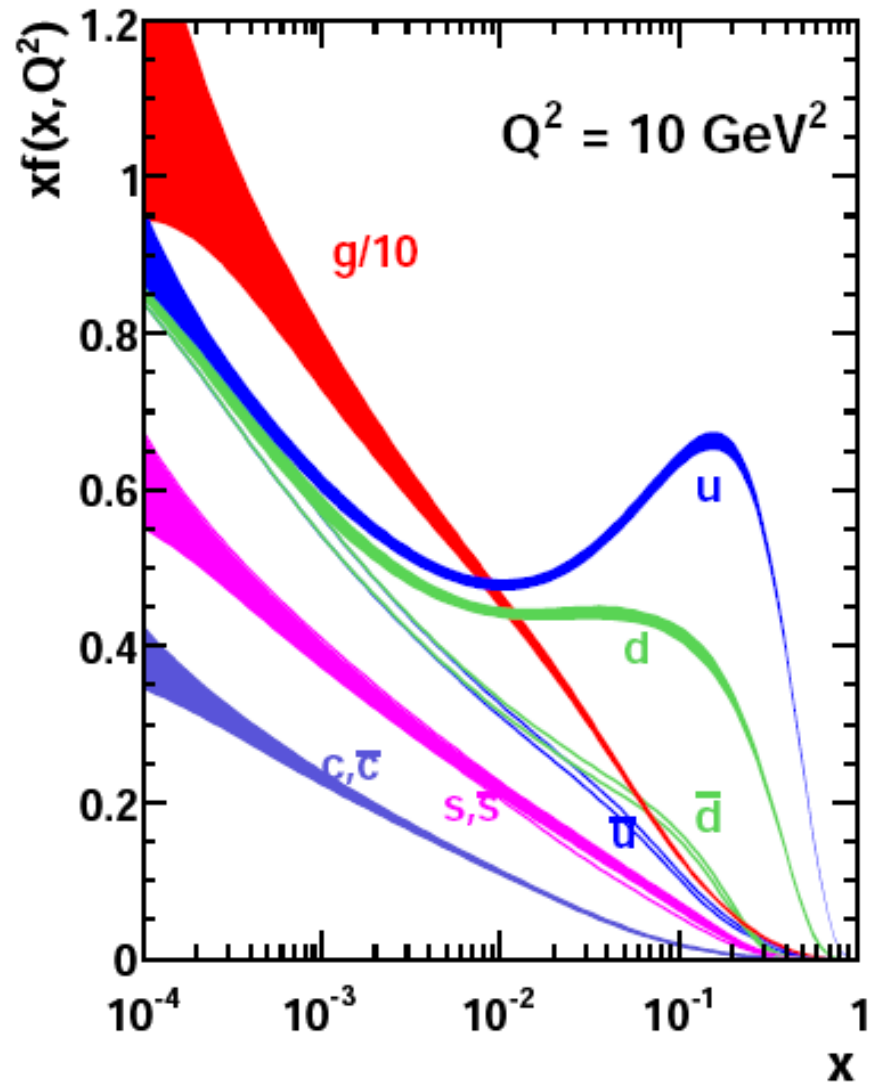
Polarized Parton Distributions

itd.

The main processes included in the MSTW-2008 fit, ordered in three groups: fixed-target experiments, HERA, and the Tevatron. For each process, the table lists dominant partonic subprocesses, the partons whose pdf's are primarily probed, and the x range constrained by the data. From Ref.⁸

Process	Subprocess	Partons	x range
$l^\pm \{p, n\} \rightarrow l^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	q, \bar{q}, g	$x \gtrsim 0.01$
$l^\pm n/p \rightarrow l^\pm X$	$\gamma^* d/u \rightarrow d/u$	d/u	$x \gtrsim 0.01$
$pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$	\bar{q}	$0.015 \lesssim x \lesssim 0.35$
$pn/pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$(u\bar{d})/(u\bar{u}) \rightarrow \gamma^*$	\bar{d}/\bar{u}	$0.015 \lesssim x \lesssim 0.35$
$\nu(\bar{\nu}) N \rightarrow \mu^-(\mu^+) X$	$W^* q \rightarrow q'$	q, \bar{q}	$0.01 \lesssim x \lesssim 0.5$
$\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X$	$W^* s \rightarrow c$	s	$0.01 \lesssim x \lesssim 0.2$
$\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W^* \bar{s} \rightarrow \bar{c}$	\bar{s}	$0.01 \lesssim x \lesssim 0.2$
$e^\pm p \rightarrow e^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	g, q, \bar{q}	$0.0001 \lesssim x \lesssim 0.1$
$e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$	$W^+ \{d, s\} \rightarrow \{u, c\}$	d, s	$x \gtrsim 0.01$
$e^\pm p \rightarrow e^\pm c\bar{c} X$	$\gamma^* c \rightarrow c, \gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$	c, g	$0.0001 \lesssim x \lesssim 0.01$
$e^\pm p \rightarrow \text{jet} + X$	$\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$	g	$0.01 \lesssim x \lesssim 0.1$
$p\bar{p} \rightarrow \text{jet} + X$	$gg, qg, qq \rightarrow 2j$	g, q	$0.01 \lesssim x \lesssim 0.5$
$p\bar{p} \rightarrow (W^\pm \rightarrow l^\pm \nu) X$	$ud \rightarrow W, \bar{u}\bar{d} \rightarrow W$	u, d, \bar{u}, \bar{d}	$x \gtrsim 0.05$
$p\bar{p} \rightarrow (Z \rightarrow l^+ l^-) X$	$uu, dd \rightarrow Z$	d	$x \gtrsim 0.05$

MSTW 2008 NLO PDFs (68% C.L.)



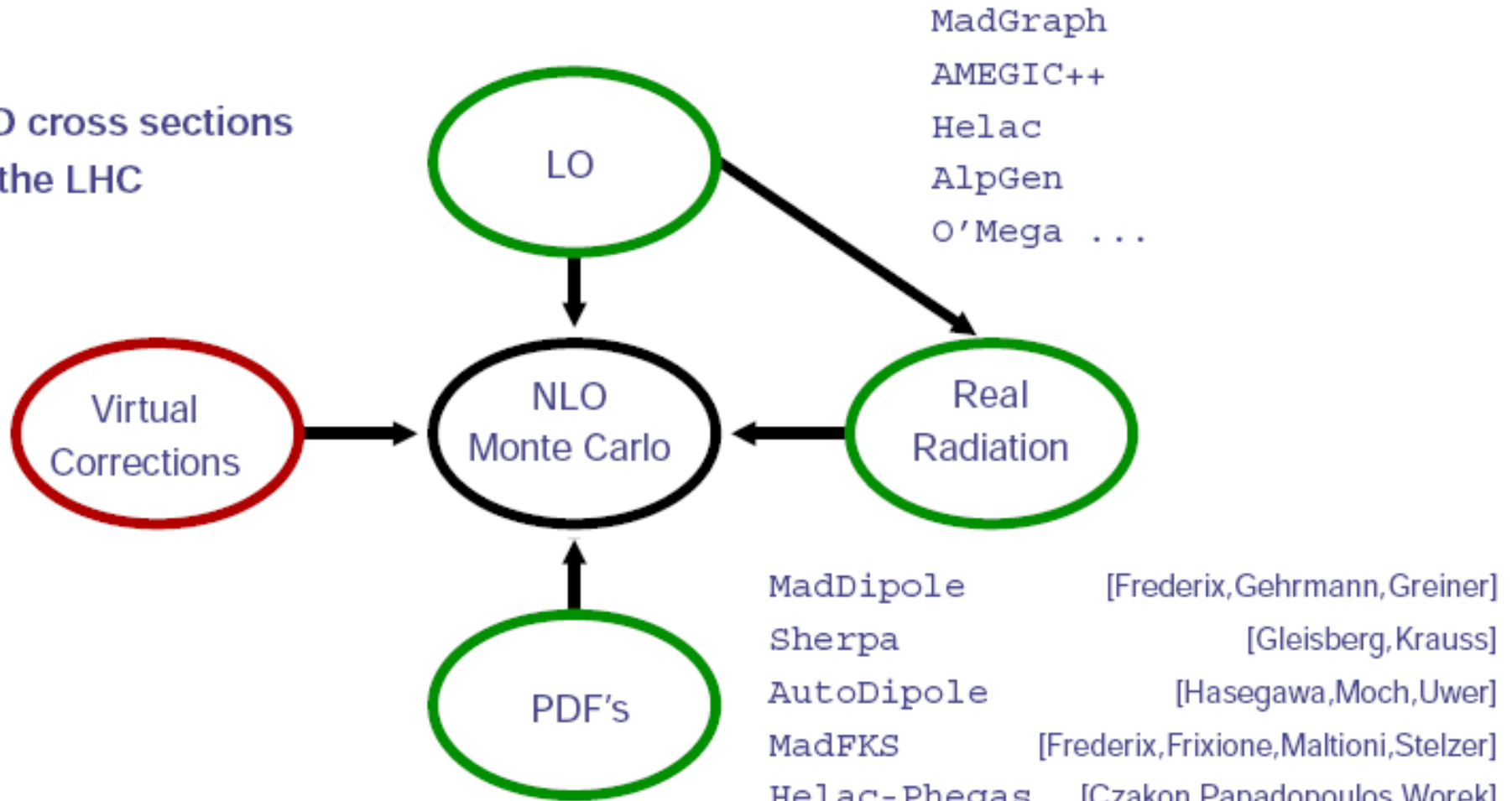
arXiv:1002.0274 [hep-ph]

MSTW-2008 pdf's at $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ and 10^4 GeV^2 . The width of the lines indicates the error bars.

Z konferencji Loops and Legs in QFT, w tej chwili LHC wymaga nowych obliczeń @NLO, NNLO
stan: rok 2010

QCD for the LHC

NLO cross sections
for the LHC



POWHEG [Nason et al]

MC@NLO [Frixione, Webber]