Struktura protonu

Elementy fizyki cząstek elementarnych

Wykład V

- równania ewolucji QCD
- spin protonu
- struktura fotonu

Funkcja struktury

Różniczkowy przekrój czynny na NC DIS elektron proton:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}(1-y+\frac{y^2}{2})\;F_2^p(x,Q^2)\;(1+\delta_L+\delta_Z+\delta_{rad})$$

Q^2 - wartość kwadratu przekazu czteropędu.

$F_2^p(x,Q^2)$ zdefiniowana jest w oparciu o gęstości prawdopodobieństwa $q(x,Q^2)$ znalezienia przez foton o wirtualności $-Q^2$ partonu q niosącego ułamek x pędu protonu:

$$F_2^p(x) \;=\; \sum_q e_q^2\, xq(x)$$

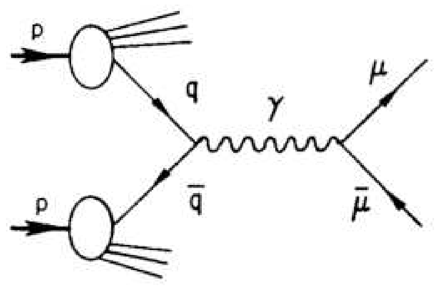
Znaczenie funkcji opisujących rozkłady partonów (PDF - Parton Density Functions) wynika z doświadczalnie potwierdzonej własności **faktoryzacji**.

Rozkłady partonów wyznaczone w procesie NC DIS mogą być wykorzystane do opisu wszystkich procesów, w których istotna jest struktura kwarkowa i przekazy czteropędu są odpowiednio duże.

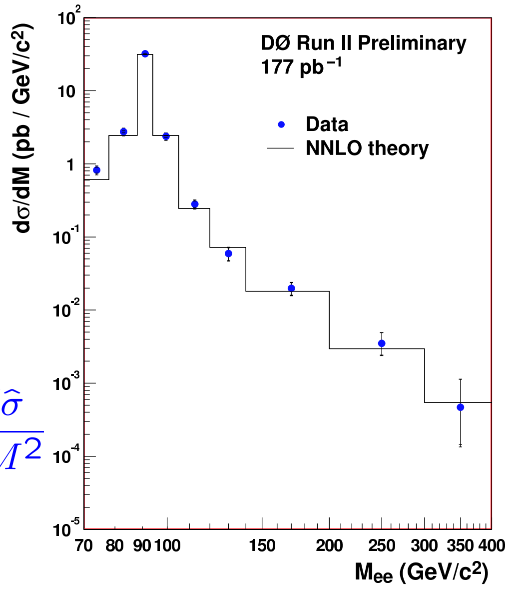
Faktoryzacja

Proces Drela-Yana

Produkcja par leptonów w zderzeniu $p\bar{p}$:



Wyniki eksperymentu D0:



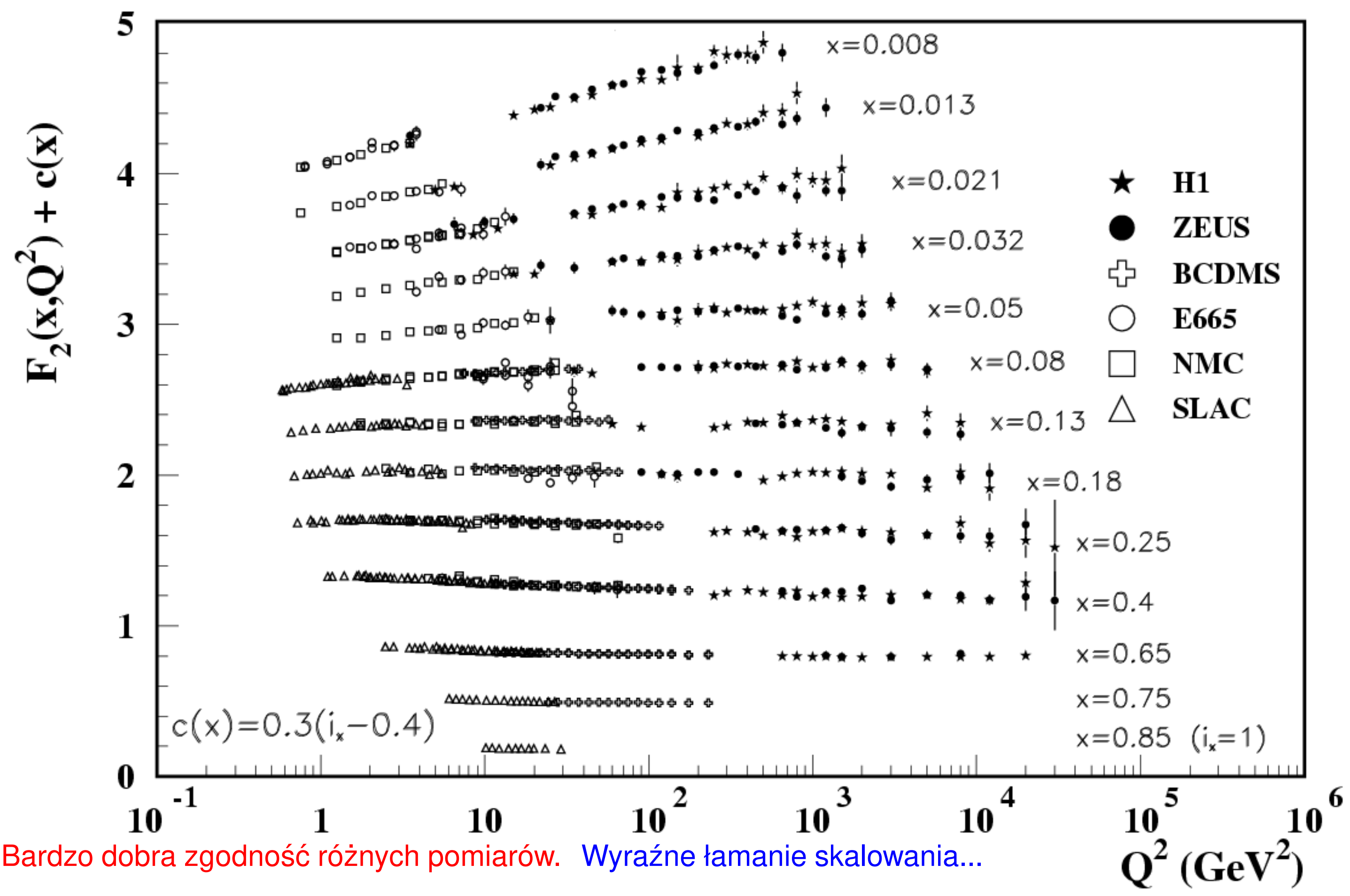
Przekrój czynny - iloczyn prawdopodobieństw:

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = \frac{1}{3}\sum_q \int dx_1 \int dx_2\, q(x_1, M^2)\cdot q(x_2, M^2)\cdot \frac{d\hat{\sigma}}{dM^2}$$

gdzie $\frac{d\hat{\sigma}}{dM}$ - partonowy przekrój czynny $q\bar{q} \to l^+l^-$

$$\frac{d\hat{\sigma}^{QED}}{dM^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2}\, e_q^2\, \delta(M^2 - x_1 x_2 s)$$

Widoczny wkład od produkcji bozonu Z°



Bardzo dobra zgodność różnych pomiarów. Wyraźne łamanie skalowania...

Ewolucja QCD

Łamanie skalowania

Im dokładniej przyglądamy się protonowi (wyższe Q^2) tym więcej partonów (kwarków i gluonów) widzimy

Klasyczne uzasadnienie – długość fali de Broglie'a:

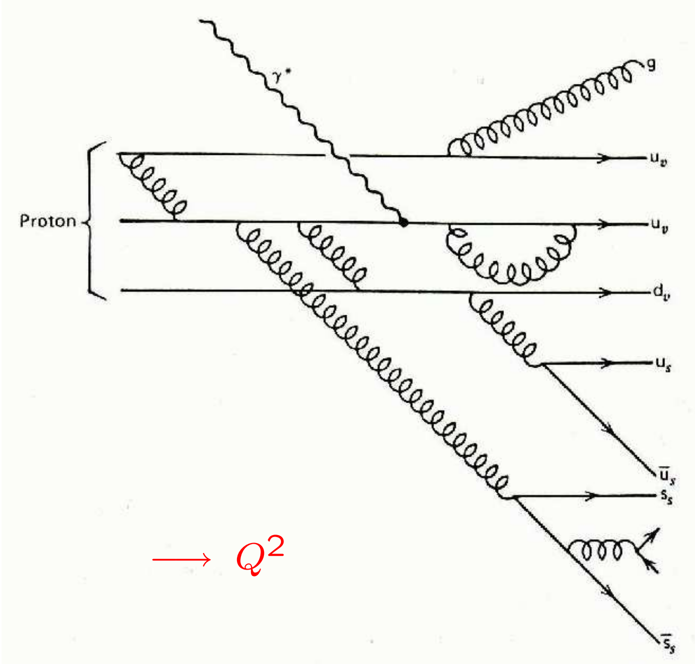
$$\lambda \cdot q \; = \; h$$

lub zasada nieoznaczoności:

$$\delta r \cdot q \; \sim \; \hbar$$

$\Rightarrow$ wyższe Q^2 to lepsza rozdzielczość

Czy można to opisać bardziej ilościowo ?...

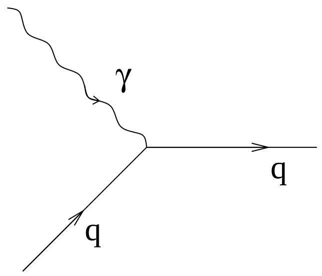


$\longrightarrow \; Q^2$

Ewolucja QCD

Emisja gluonów

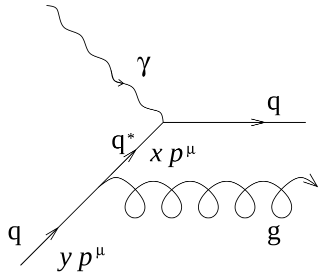
W QPM wirtualny foton oddziałuje z pojedyńczym kwarkiem:



Funkcja struktury:

$$F_2(x) \; = \; \sum_q e_q^2 \, xq(x)$$

Jednak kwark może bezpośrednio przed oddziaływaniem wyemitować gluon:



Ułamek pędu x widziany przez foton jest mniejszy niż ułamek y niesiony początkowo przez kwark w protonie.

Dodatkowy przyczynek do $q(x)$

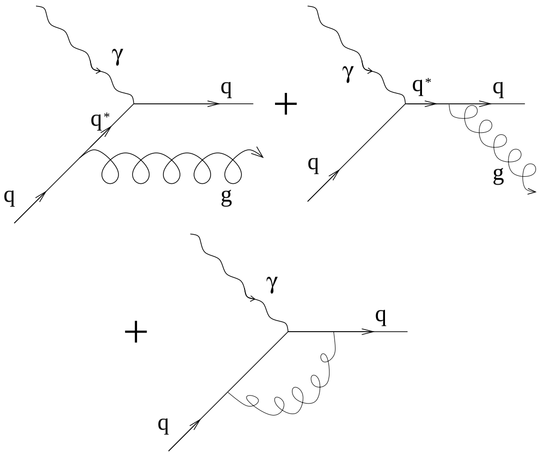
$$\Delta q(x) \; = \; \int_x^1 \frac{dy}{y} \, q(y) \, \mathcal{P}_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$$

gdzie $\mathcal{P}_{qq}$ określa prawdopodobieństwo emisji gluonu.

Ewolucja QCD

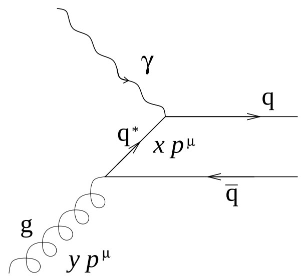
Emisja gluonów

Pełne rachunki muszą też uwzględniać emisję gluonu przez rozproszony kwark i wymianę wirtualnego gluonu



Kreacja par $q\bar{q}$

Rozpraszanie może też zajść na kwarku pozostałym w wyniku konwersji gluonu na parę $q\bar{q}$



Daje to kolejny przyczynek do $q(x)$

$$\Delta' q(x) \;=\; \int_x^1 \frac{dy}{y}\, g(y)\, \mathcal{P}_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$$

gdzie $\mathcal{P}_{qg}$ określa prawdopodobieństwo konwersji gluonu.

Ewolucja QCD

Równania ewolucji

Zależność F_2 od Q^2 (łamanie skalowania) nie wynika z samej obecności dodatkowych wkładów $\Delta q(x)$ i $\Delta' q(x)$.

Łamanie skalowania wynika z zależności $\mathcal{P}_{qq}$ i $\mathcal{P}_{qg}$ od Q^2:

$$\mathcal{P}_{qq/qg} \;\sim\; \log \frac{Q^2}{\mu^2}$$

Im wyższe Q^2 tym więcej emitowanych gluonów i par $q\bar{q}$.

Chromodynamika kwantowa nie pozwala wyliczyć rozkładów partonów w protonie, ale precyzyjnie przewiduje ich zależność od Q^2:

$$\frac{\partial}{\partial \log Q^2}\begin{pmatrix} q(x,Q^2) \\ g(x,Q^2) \end{pmatrix} =$$

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

Równanie Altarellego–Parisiego (DGLAP)

$P_{ij}\left(\frac{x}{y}\right)$ są tzw. “funkcjami podziału” (spliting functions) opisują rozkład partonu i w partonie j

Ewolucja QCD

Parametryzacje

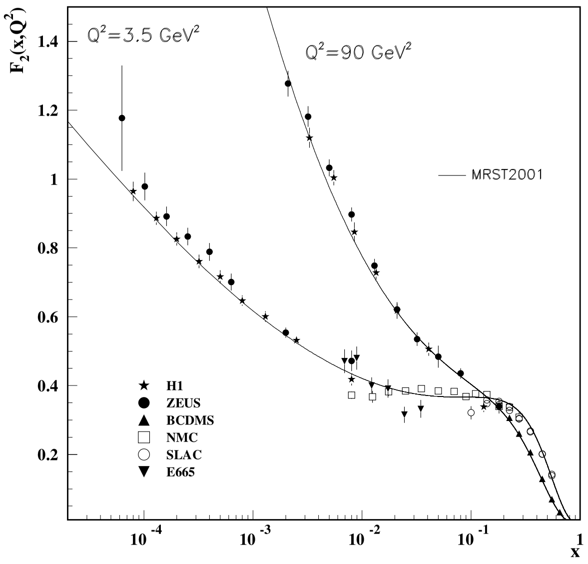
Gęstości partonów przy dowolnym Q^2 mogą być wyznaczone z ich rozkładu przy wybranym $Q^2 = Q^2_\circ$.

Zakładając określoną postać funkcyjną dla rozkładów partonów przy skali $Q^2_\circ$, np:

$$xq(x) \;=\; \alpha_q \, x^{\delta_q} \, (1-x)^{\eta_q} \, (1-\gamma_q x)$$

możemy dopasować ją do wszystkich danych doświadczalnych, przy wszystkich Q^2.

Wynik:

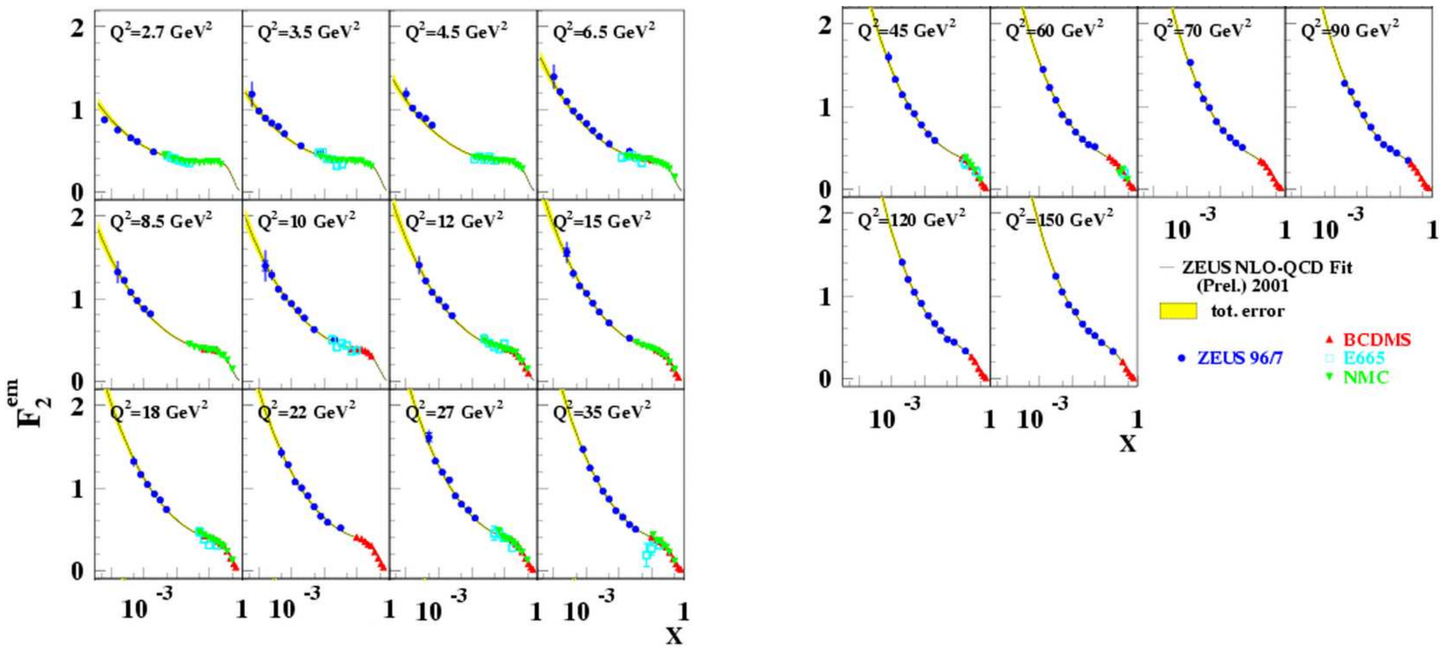


Równania DGLAP idealnie opisują ewolucję $F_2(x,Q^2)$!

$\Rightarrow$ ogromny sukces QCD

Ewolucja QCD

Parametryzacja danych przeprowadzona przez współpracę ZEUS:



Znakomita zgodność przez wiele rzędów wielkości w x i Q^2...

Analiza QCD

Globalna analiza QCD

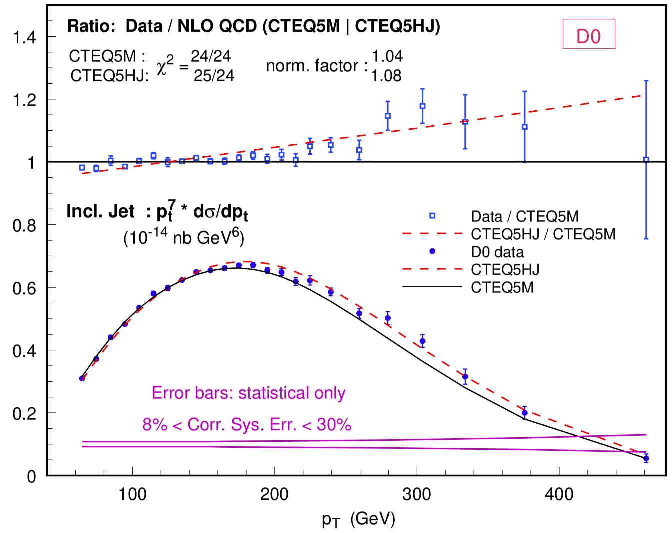
Informację o rozkładach kwarków i gluonów w protonie możemy także uzyskać z innych procesów, w szczególności z pomiaru zderzeń proton-antyproton $p\bar{p}$:

- produkcja jetów o dużym p_T
- produkcja par leptonów (proces Drella-Yana)
- produkcja $W^{\pm}$
- produkcja wysokoenergetycznych fotonów

Produkcja wysokoenergetycznych jetów

$$gg \to gg \quad q\bar{q} \to q\bar{q} \quad qg \to qg$$
$$gg \to q\bar{q} \quad q\bar{q} \to gg$$

$\Rightarrow$ duży udział gluonów !

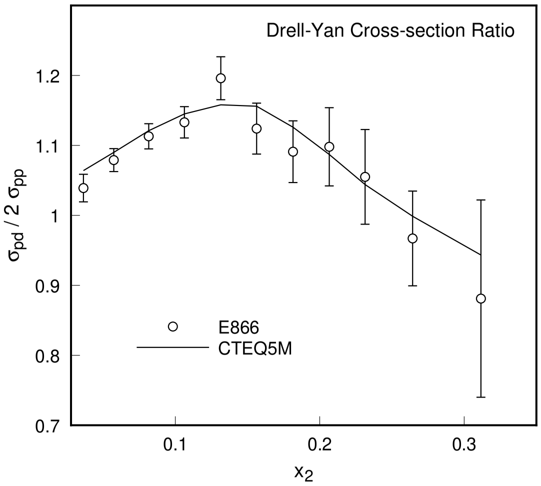


Analiza QCD

Proces Drella-Yana

$$q\bar{q} \to l^+l^-$$

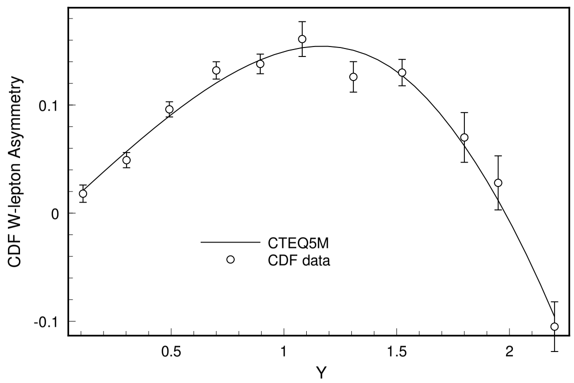
$\Rightarrow$ rozkłady kwarków dla dużych x



Produckcja bozonów $W^{\pm}$

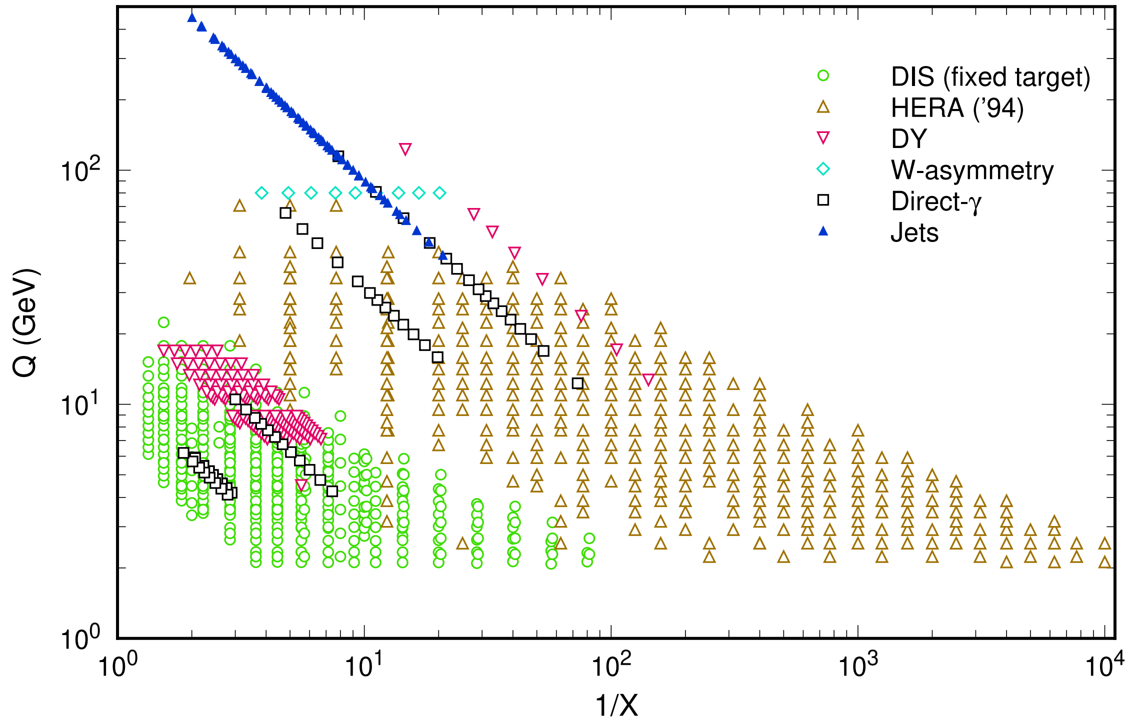
$$u\bar{d} \to W^+ \to l^+\nu$$
$$d\bar{u} \to W^- \to l^-\bar{\nu}$$

$\Rightarrow$ separacja rozkładów u i d



Analiza QCD

Dane użyte do analizy CTEQ



Analiza QCD

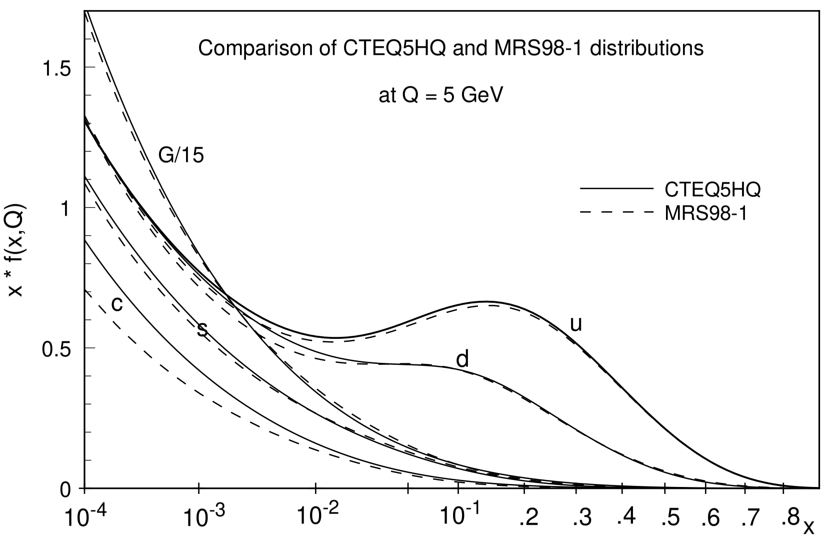
Wyniki dopasowania

Potrafimy bardzo dokładnie wyznaczyć gęstości poszczególnych partonów w protonie.

Informacje o gluonach: z ewolucji funkcji struktury i oddziaływań hadronowych.

Obecnie rozkłady gluonów znamy prawie tak dobrze jak rozkłady kwarków.

Gluony dominują przy małych x !!!

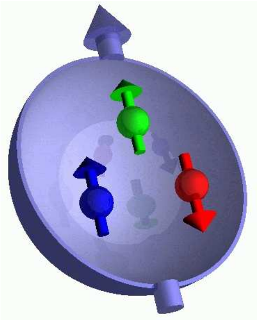


Ale nie mają bezpośredniego wkładu do $F_2(x)$!

Spin protonu

Model Kwarkowy

W modelu Gell-Mann'a i Zweig'a spin protonu był wynikiem złożenia spinów 3 tworzących go kwarków walencyjnych:

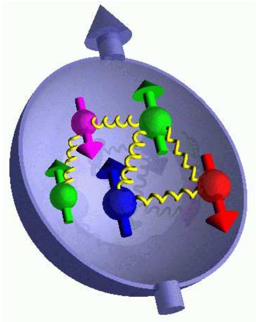


$$s = \frac{1}{2}(\Delta u_v + \Delta d_v)$$

Δu_v, Δd_v - polaryzacje kwarków

Model Partonowy

Wiemy już jednak, że w opisie protonu trzeba uwzględnić także kwarki morza i gluony:



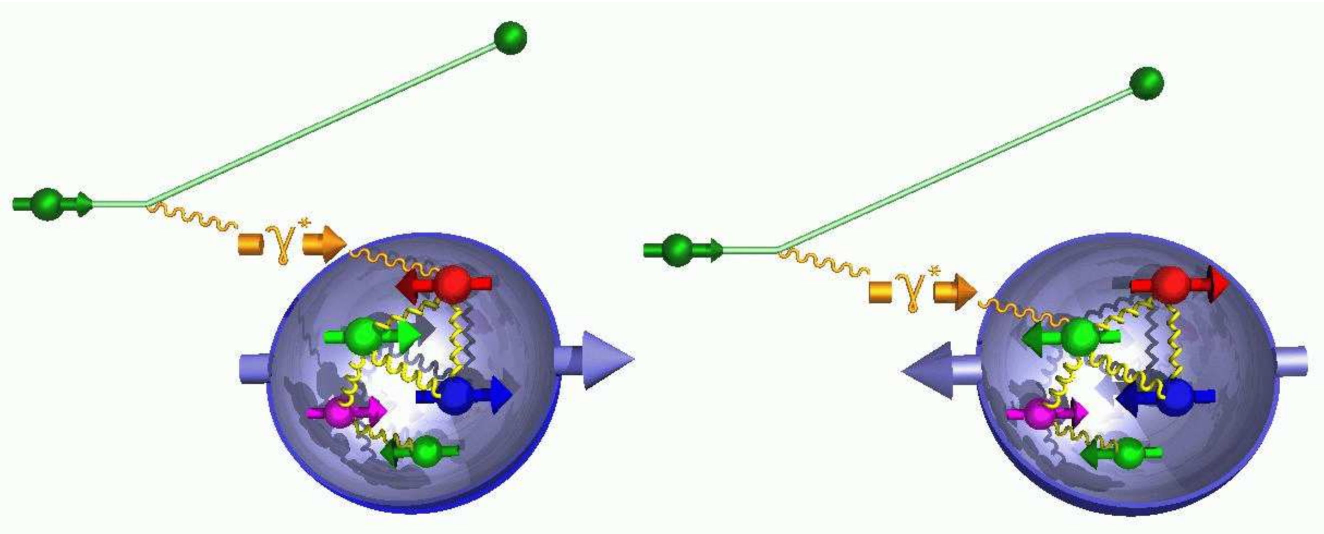
$$s = \frac{1}{2}(\Delta u_v + \Delta d_v + \Delta q_s) + \Delta G + L$$

L - wkład od orbitalnych momentów pędu

Spin protonu

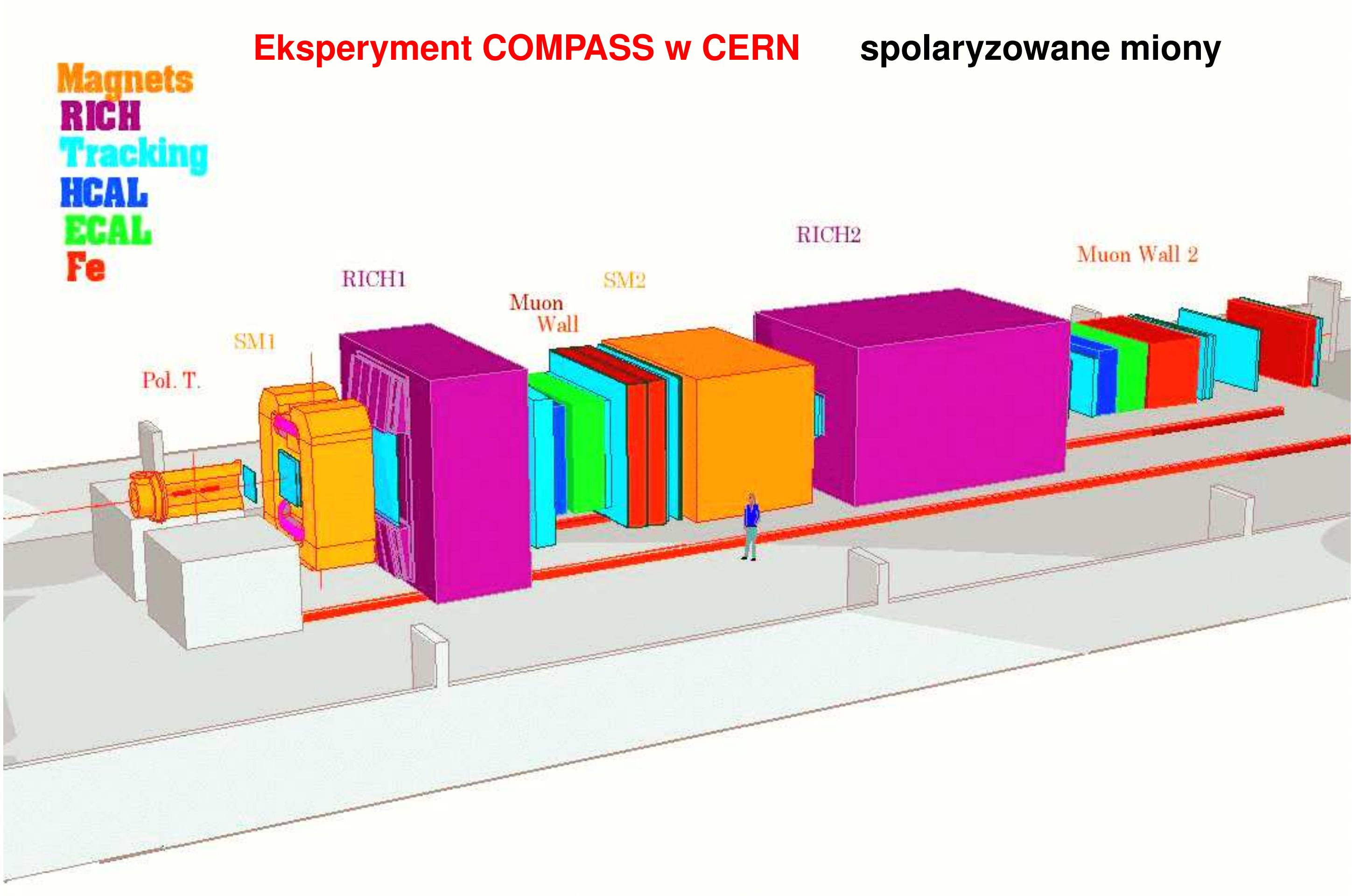
Pomiar

Informacje o spinowej strukturze protonu możemy uzyskać rozpraszając spolaryzowane leptony (źródło spolaryzowanych fotonów) na spolaryzowanej tarczy.

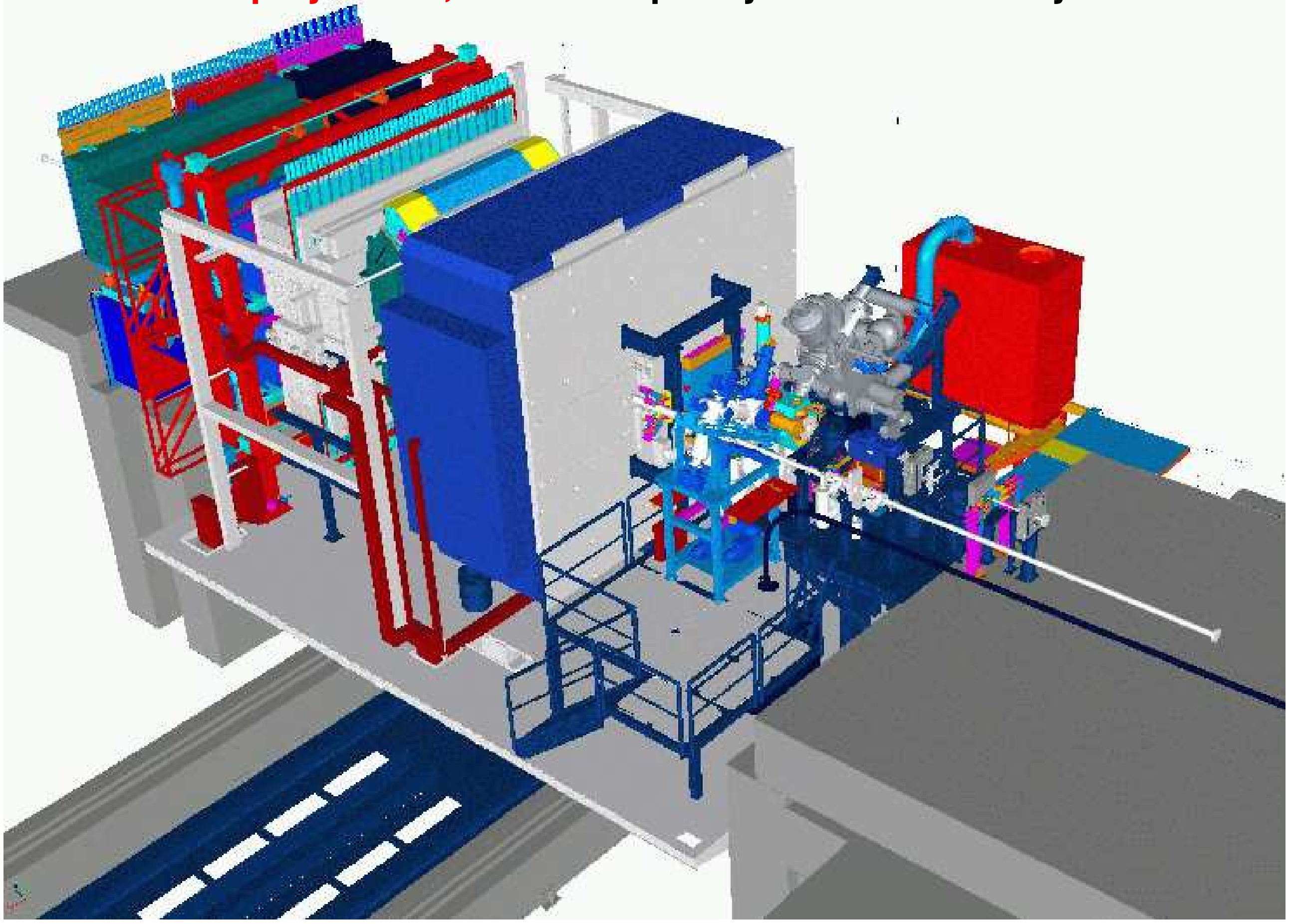


Spolaryzowany foton może być pochłonięty tylko przez kwark o przeciwnej polaryzacji

Eksperyment COMPASS w CERN   spolaryzowane miony

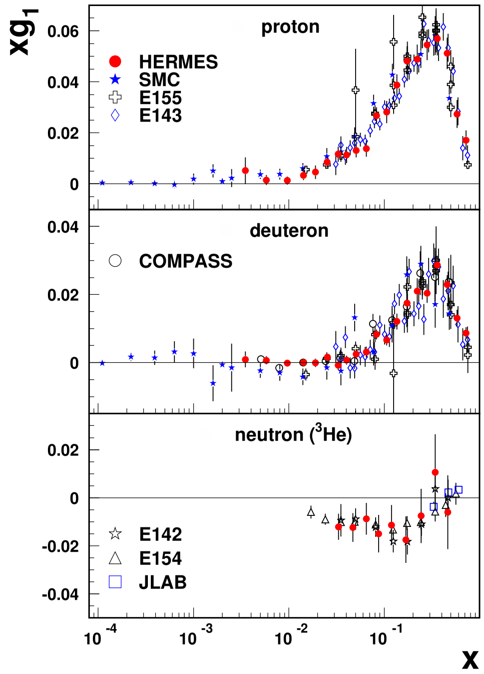


Eksperyment HERMES przy HERA, DESY   spolaryzowane elektrony



Spin protonu

Wyniki pomiarów



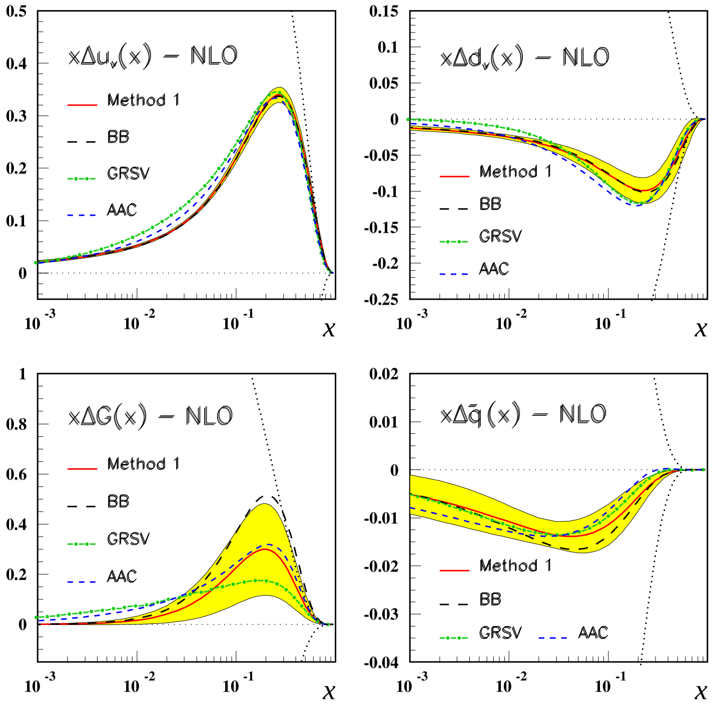
Pomiar spinowej funkcji struktury:

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \left(q^+(x) - q^-(x)\right)$$
$$= \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \, \Delta q(x)$$

$q^+(x)$ i $q^-(x)$ - rozkłady kwarków o spinie zgodnym i przeciwnym do spinu protonu

Spin protonu

Wyniki analizy QCD



Walencyjne kwarki u są spolaryzowane zgodnie ze spinem protonu.

Walcencyjne kwarki d - przeciwnie.

Mały wkład kwarków morza.

$\Rightarrow$ Łącznie polaryzacja kwarków daje $\sim \frac{1}{3}$ spinu protonu !

Duża polaryzacja gluonów.

Orbitalny moment pędu ?

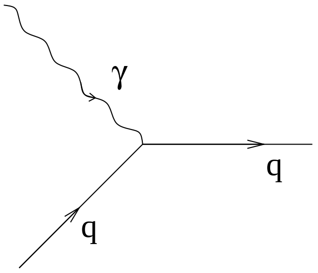
Struktura fotonu

Fotoprodukcja

Fotoprodukcja:
oddziaływanie rzeczywistych fotonów

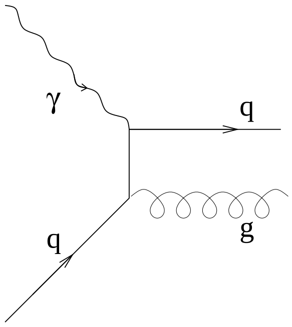
W granicy $Q^2 \to 0$ elektron emituje prawie rzeczywiste fotony.

Foton taki nie może być zaabsorbowany przez kwark w procesie typu NC DIS:



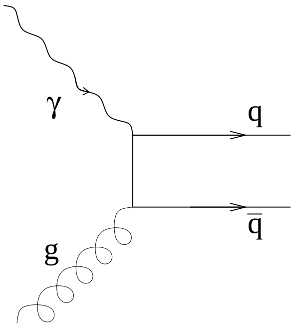
Obserwujemy natomiast procesy z emisją dwóch partonów (produkcją dwóch jetów):

QCD-Compton



$\gamma q \to q g$

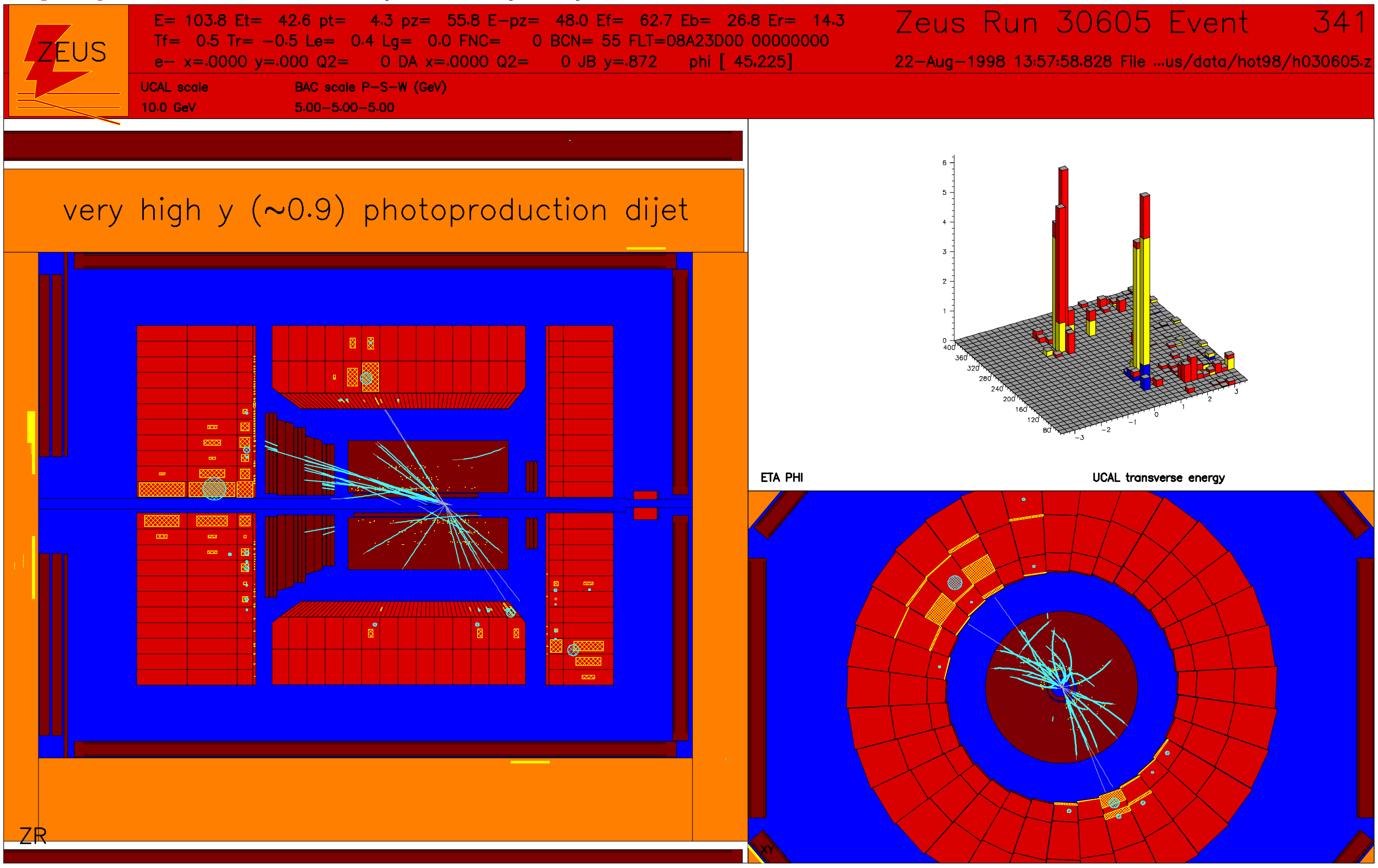
Fuzja foton-gluon (BGF)



$\gamma g \to q \bar{q}$

$\Rightarrow$ "Bezpośrednie" (direct) oddziaływanie fotonu

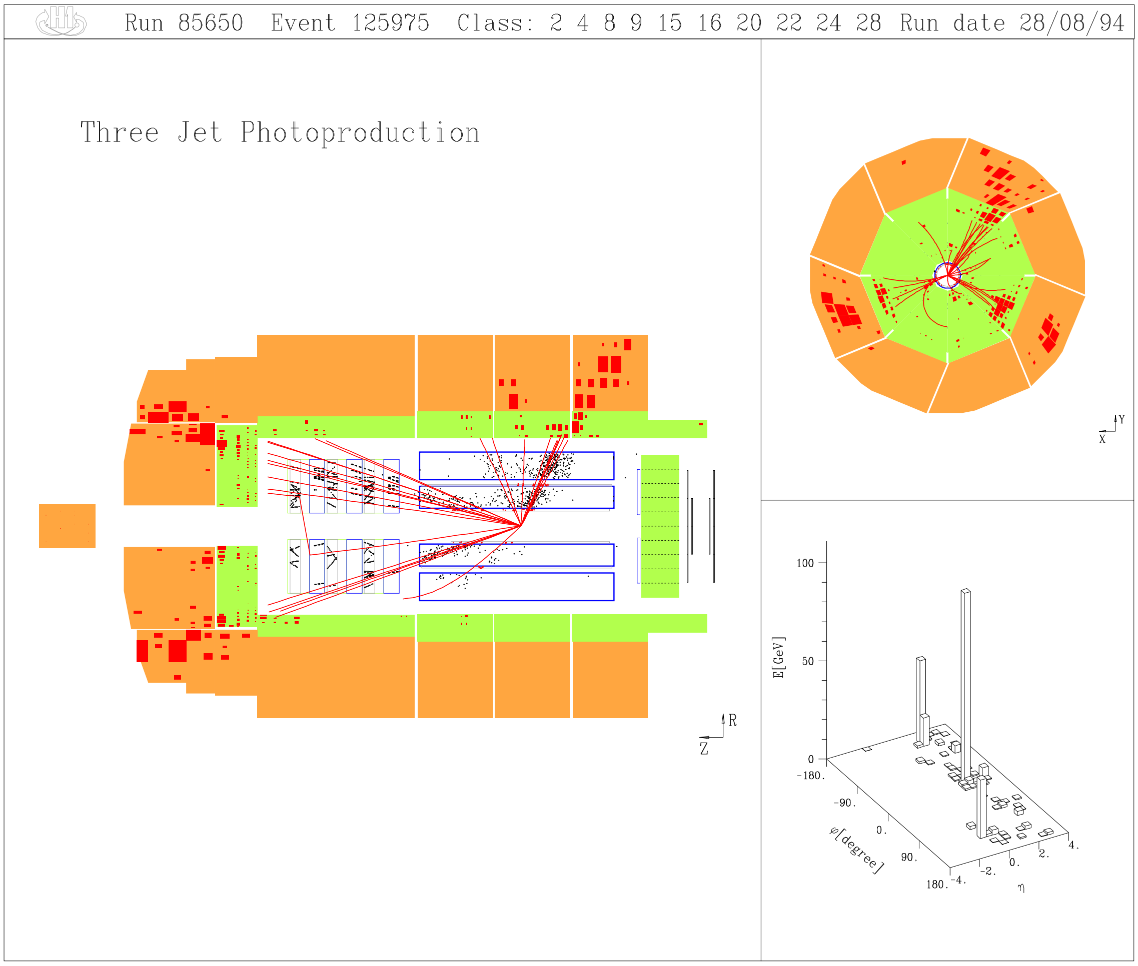
Experyment ZEUS Fotoprodukcja 2 jetów



Eksperyment H1

Fotoprodukcja

3 jetów



Struktura fotonu

Produkcja jetów

Spodziewamy się, że cała energia i pęd podłużny fotonu zostanie przekazany produkowanym partonom.

Rekonstruując dwa jety hadronowe oczekujemy:

$$\sum_{jet=1,2} (E - p_z)_{jet} = (E - p_z)_\gamma = 2E_\gamma$$

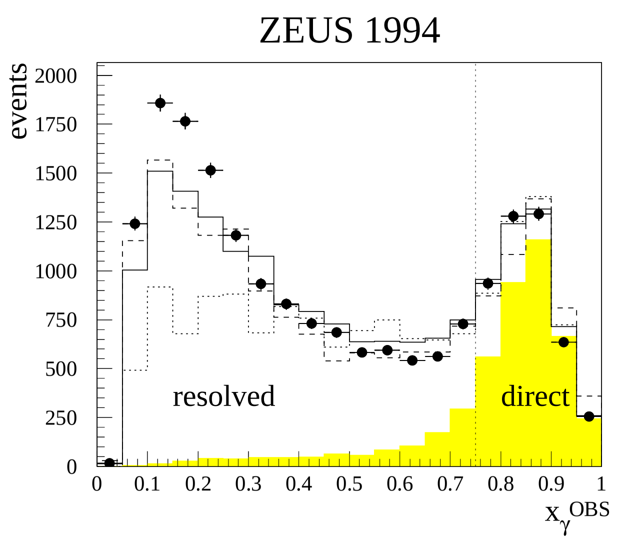
Energię fotonu znamy mierząc rozproszony elektron.

Możemy zdefiniować:

$$x_\gamma = \frac{\sum_{jet=1,2}(E - p_z)_{jet}}{2E_\gamma}$$

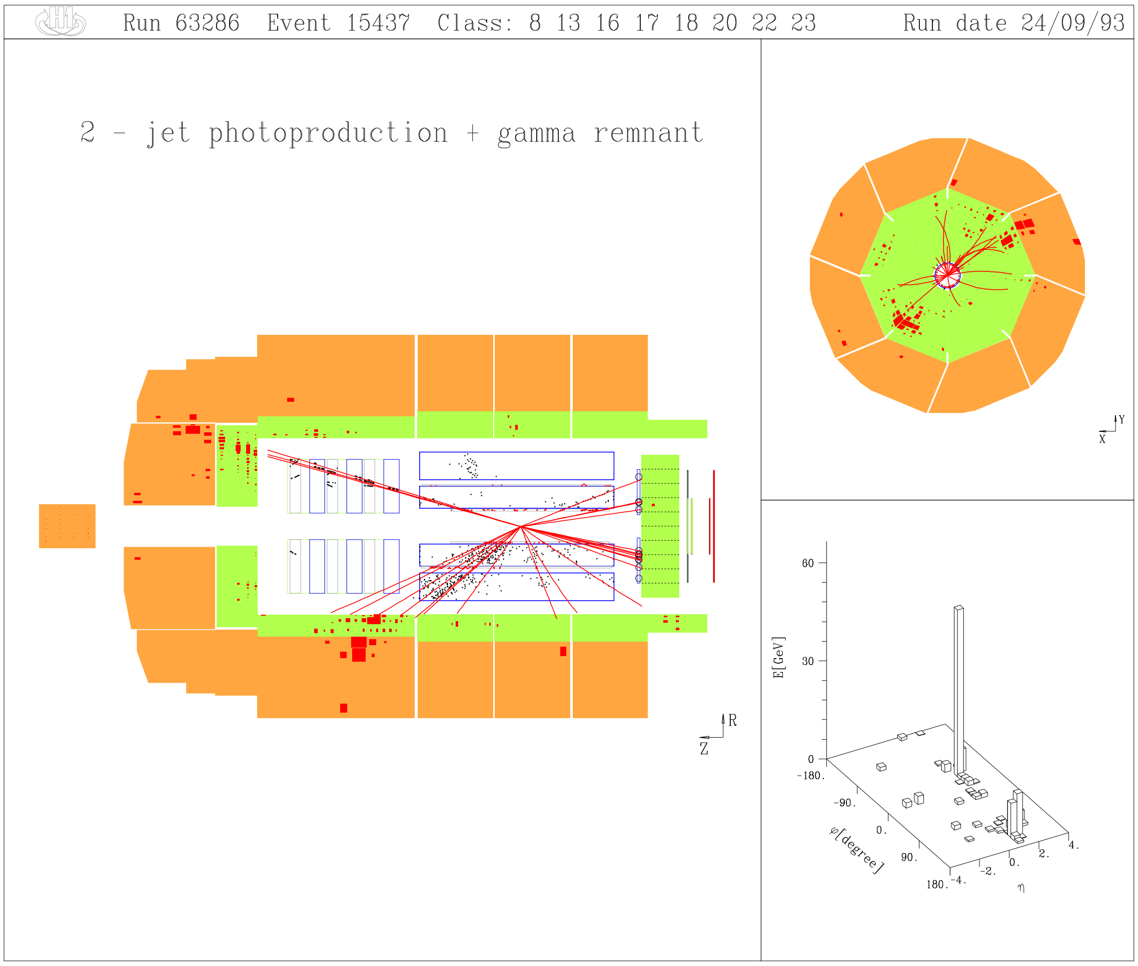
Dla "bezpośredniego" oddziaływania fotonów oczekujemy $x_\gamma \approx 1$

Wyniki pomiaru:



Eksperyment H1

2 jety + “resztki” (remnant) fotonu



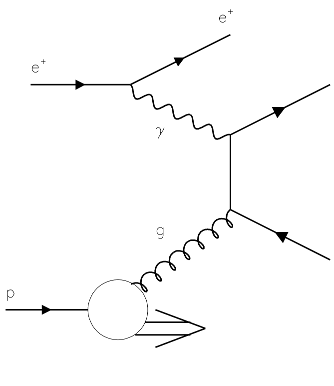
Struktura fotonu

Aby wytłumaczyć przypadki z $x_\gamma \ll 1$ musimy przyjąć, że foton ma wewnętrzną strukturę (partonową) i w oddziaływaniu uczestniczy tylko jeden ze składników fotonu.

$\Rightarrow$ fotoprodukcja “pośrednia” (resolved)

Direct

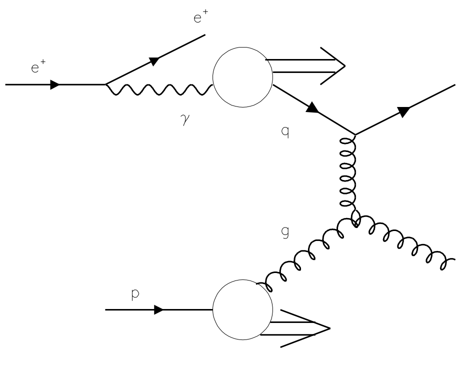
$x_\gamma \sim 1$



(a)

Resolved

$x_\gamma \ll 1$

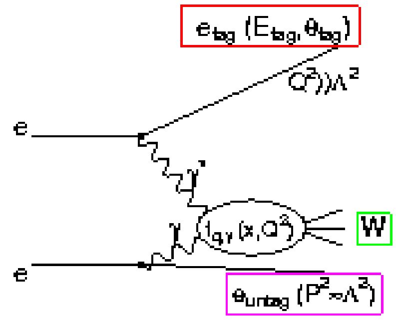


(b)

Opisując oddziaływania rzeczywistych fotonów możemy wprowadzić funkcję struktury fotonu $F_2^\gamma(x,Q^2)$. Ma ona taką samą interpretację jak F_2 protonu.

$F_2^\gamma(x,Q^2)$ można mierzyć np. w zderzeniach e^+e^-.

Struktura fotonu



LEP

Strukturę fotonu można było mierzyć także w eksperymentach przy akceleratorze LEP.

Elektron (lub pozyton) rozpraszał się na rzeczywistym fotonie emitowanym przez pozyton (lub elektron) przeciwbieżnej wiązki.

$$\frac{d^2\sigma_{e\gamma \to eX}}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x\,Q^4} \cdot \left[\left(1 + (1-y)^2\right) F_2^\gamma(x,Q^2) - \underbrace{y^2 F_L^\gamma(x,Q^2)}_{\to 0} \right]$$

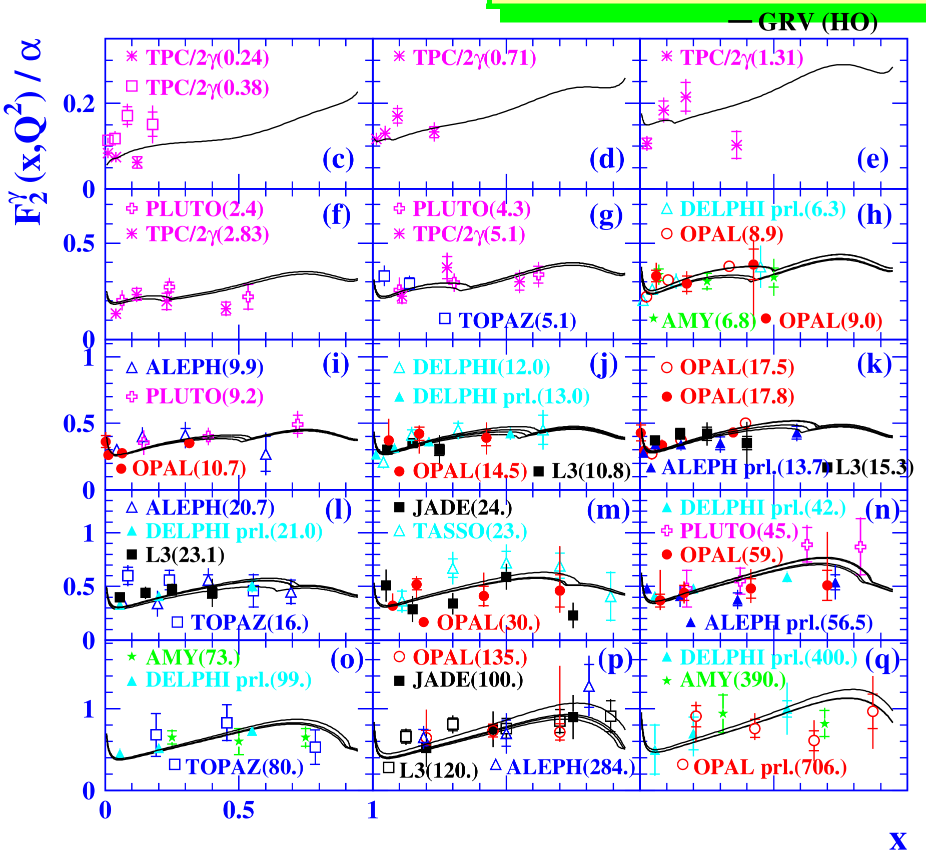
Kinematyke rozpraszania można było ustalić mierząc rozproszony elektron i pozyton.

$$Q^2 = 2\,E_b\,E_{tag}\,(1 - \cos\theta_{tag}) \gg P^2$$

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

$$y = 1 - \frac{E_{tag}}{E_b} \cos^2\left(\frac{\theta_{tag}}{2}\right) \ll 1$$

Struktura fotonu



Zebrane wyniki pomiarów funkcji struktury fotonu $F_2^\gamma(x, Q^2)$ w różnych eksperymentach.

Wyraźna zależność od Q^2 - ewolucja opisywana przez QCD

Struktura fotonu

W oddziaływaniach wysokiej energii foton zachowuje się jak hadron.

Model dominacji mezonów wektorowych (VMD):

$$|\gamma\rangle \approx |\gamma_\circ\rangle + \alpha_{em} \cdot \sum_{\rho,\omega,\phi\ldots} a_i |V_i\rangle$$

$\gamma_\circ$ - "goły" foton
(bez struktury)

$$\Rightarrow \quad \sigma_{\gamma p} \sim \alpha_{em} \cdot \sigma_{hp}$$
$$\sigma_{\gamma\gamma} \sim \alpha_{em}^2 \cdot \sigma_{hp}$$

Stała sprzężenia:

$$\alpha_{em} \approx 1/137$$

Porównanie przekrojów czynnych hp, γp i $\gamma\gamma$: