

# Struktura protonu

## Elementy fizyki cząstek elementarnych

### Wykład IV

- akcelerator HERA
- rekonstrukcja przypadków NC DIS
- wyznaczanie funkcji struktury
- równania ewolucji QCD
- struktura fotonu

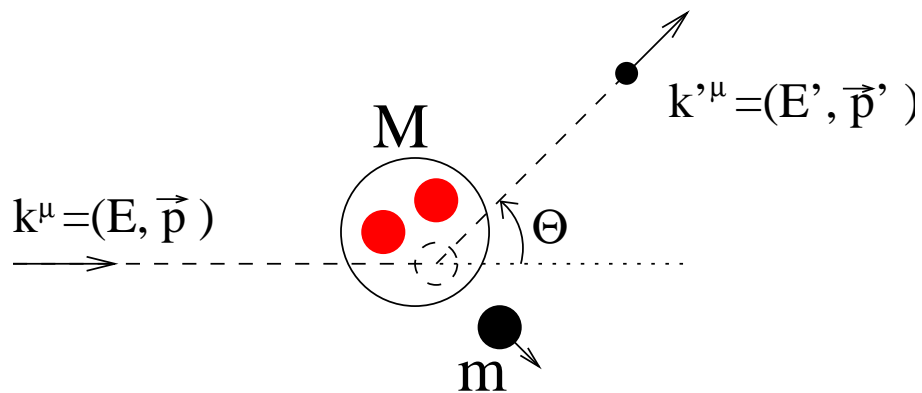
# NC DIS

Deep Inelastic Scattering (DIS): rozpraszanie głęboko nieelastyczne

Neutral Currents (NC): oddziaływanie z wymianą prądów neutralnych ( $\gamma$  lub  $Z^0$ )

## Kinematyka

Rozpraszanie **głęboko nieelastyczne** na “tarczy” (spoczywającym **nukleonie**):



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

Przekaz czteropędu:  $q^\mu = k^\mu - k'^\mu$

Opisujemy jako rozpraszanie **elastyczne** na quasi-swobodnym **partonie**  $\Rightarrow$

$$Q^2 \equiv -q^2 = 2m\nu = 2ME \cdot x \cdot y$$

gdzie  $x = \frac{m}{M} \leq 1$

$$y = \frac{\nu}{E} \leq 1$$

Mamy więc ograniczenie na  $Q^2$ :

$$Q^2 = 2ME \cdot x \cdot y = s \cdot x \cdot y \leq s$$

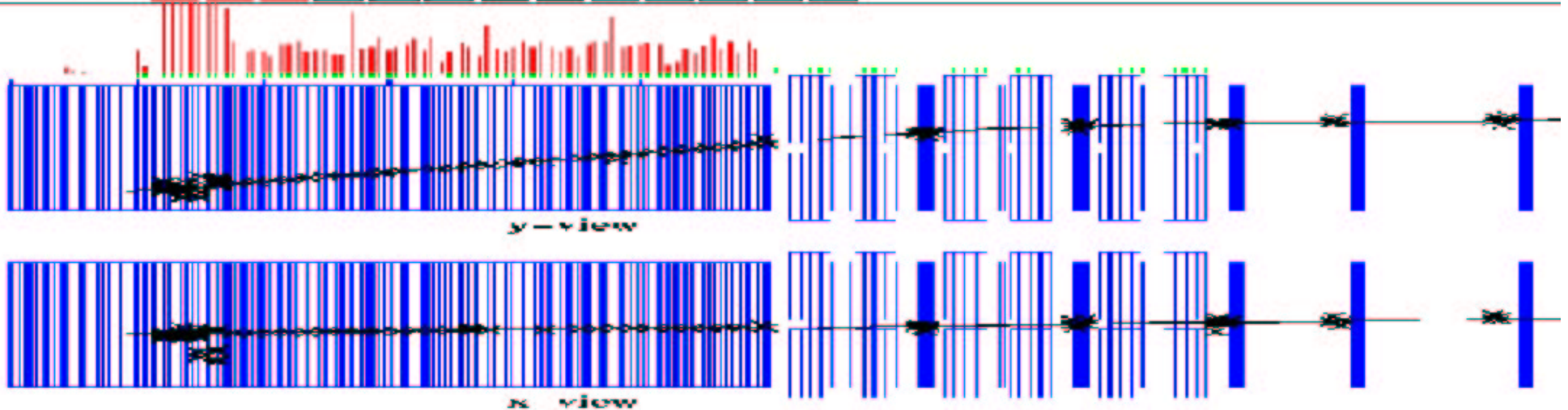
# Pomiary na tarczach

W większości eksperymentów mierzących strukturę protonu w doświadczeniach na tarczach rozpraszano  $\mu$  lub  $\nu_\mu$ .

Długi tor mionu w detektorze  $\Rightarrow$  dobra identyfikacja, dokładny pomiar

Przypadek z eksperymentu NuTeV:

Run: 6000 Event: 2673 Igate: 1 Date: Sat Apr 26 06:15:00 1997  
Triggers: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13



Produkty rozbitcia protonu mają naogół małe energie (duży błąd pomiaru)

$\Rightarrow$  analiza oparta na pomiarze rozproszonego leptonu

# HERA

## Pomiary na tarczach

Doświadczenia z rozpraszaniem wiązek elektronów, mionów i neutronów na tarczach pozwoliły na dokładny pomiar rozkładów kwarków w protonie w obszarze:

$$Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$$
$$x > 0.001$$

Dolne ograniczenie na  $x$  wynika z warunku  $Q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$ . Dla mniejszych wartości  $Q^2$  model partonowy **załamuje się**.

## Projekt HERA

Badanie **struktury protonu** w obszarze:

- bardzo dużych wartości  $Q^2$ :  $Q^2 \sim 10^4 \text{ GeV}^2$
- oraz bardzo małych wartości  $x$ :  $x \sim 10^{-4}$

**Wiązki przeciwbieżne** elektron(pozyton)–proton:

$$E_p \leq 920 \text{ GeV}$$

$$E_e \approx 27 \text{ GeV}$$

$$s = 4E_p E_e \approx 10^5 \text{ GeV}^2$$

$$\sqrt{s} \approx 318 \text{ GeV}$$

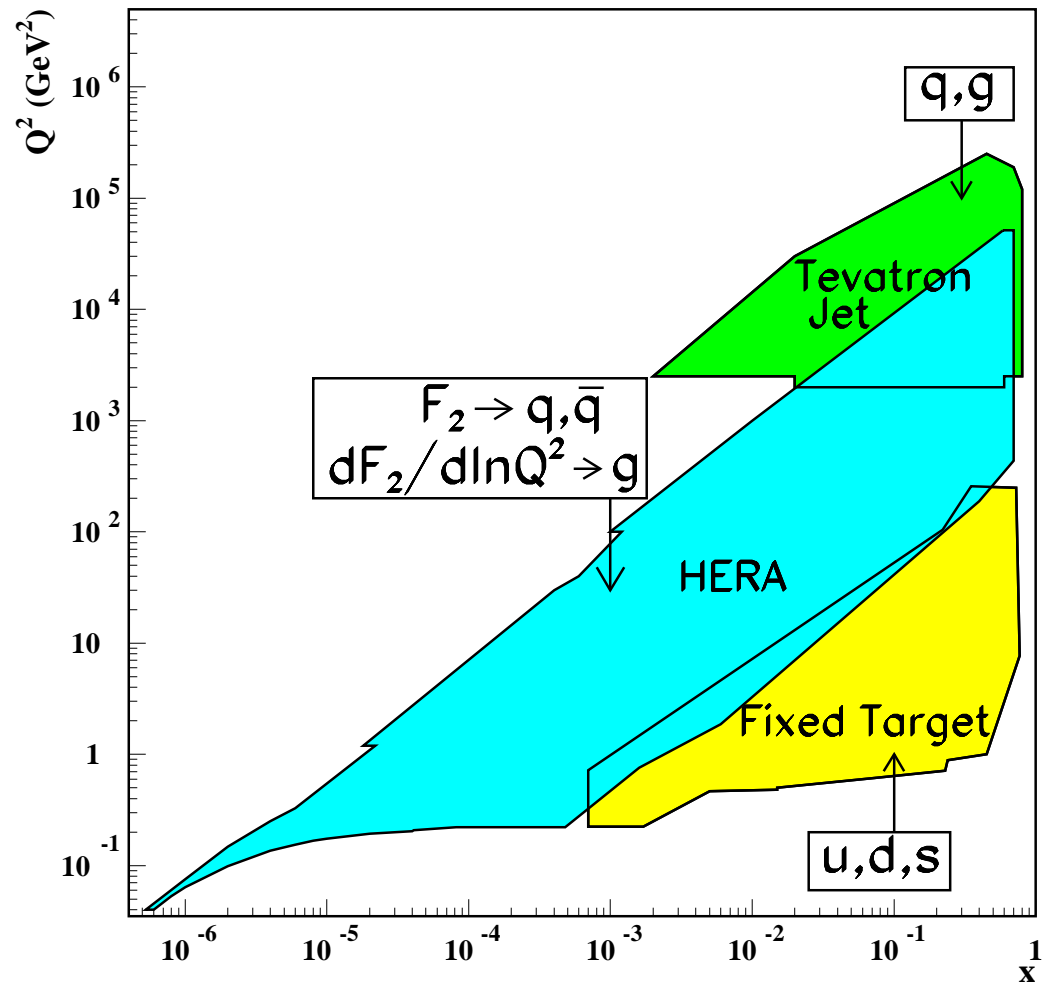
Dostępna energia o **rzęd wielkości** większa niż w doświadczeniach na tarczy...

# HERA

## Obszar badań

Projekt **HERA** umożliwił rozszerzenie dostępnego w pomiarach **NC DIS** obszaru kinematycznego o **dwa rzędy wielkości** w  $Q^2$  i  $x$ .

Bezpośredni pomiar rozkładów partonów w obszarze mierzonym w zderzeniach  $p\bar{p}$  (Tevatron).



skala logarytmiczna !

# HERA

## Kinematyka

Poprzednie definicje zmiennych  $x$  i  $y$  były słuszne tylko w układzie spoczywającego protonu.

W **HERA** zderzenia wiązek przeciwbieżnych

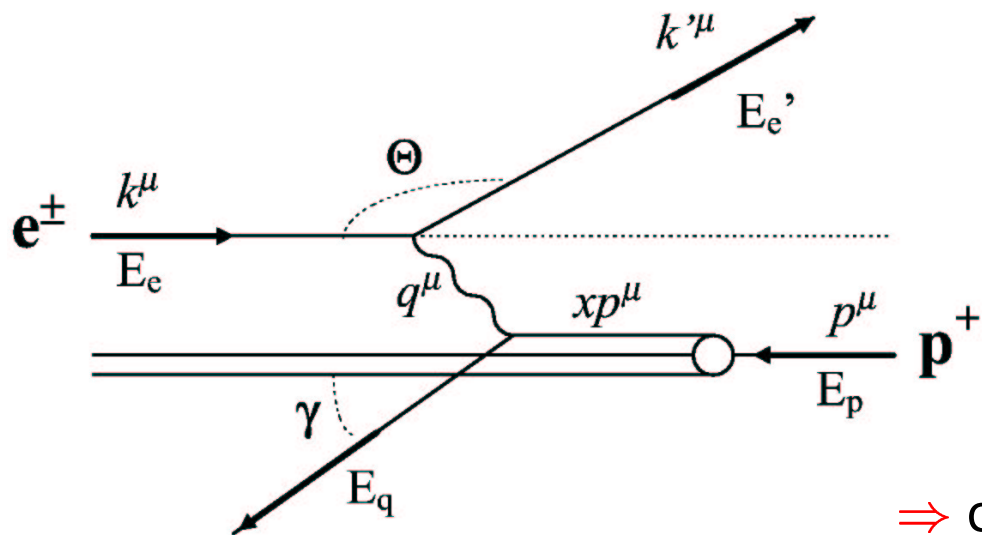
$x$  - ułamek czteropędu protonu niesiony przez parton

$$x = \frac{-q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2pq}$$

$$y = \frac{qp}{kp}$$

$$Q^2 = x y s$$

$$s \approx 2 k p$$



W układzie **spoczywającego protonu**:

$$p^\mu = (M, 0, 0, 0)$$

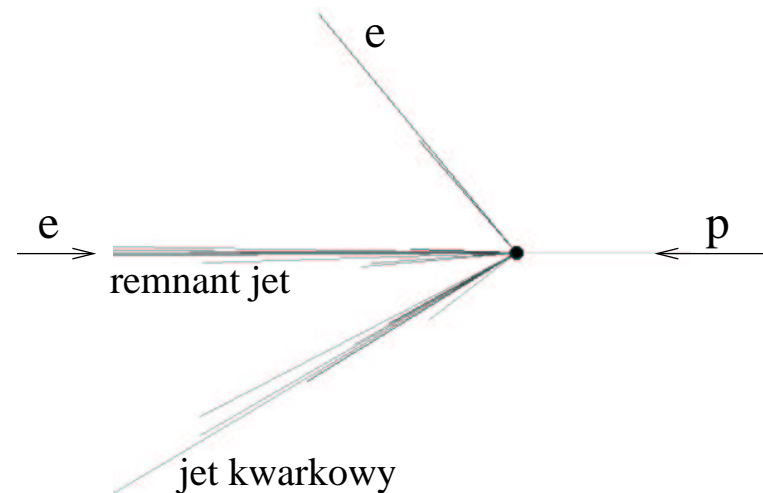
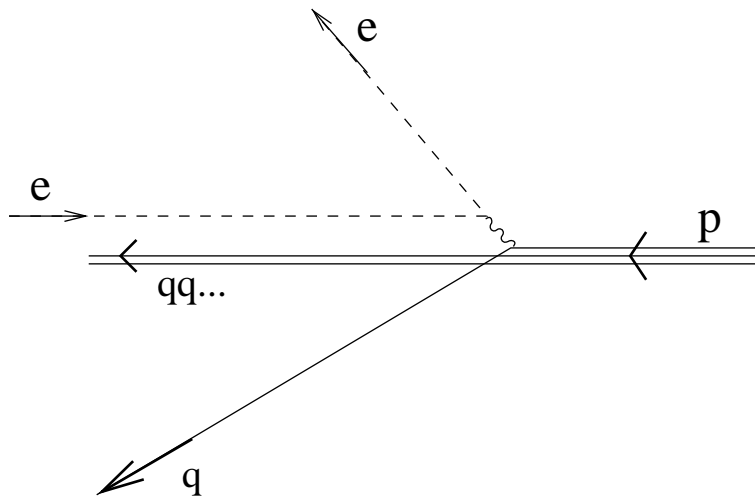
⇒ otrzymujemy te same wyrażenia co poprzednio

# HERA

## Hardonizacja

W modelu kwarkowo-partonowym (QPM) rozproszeniu ulega elektron i pojedynczy kwark. Reszta kwarków z protonu kontynuuje swój 'lot' jako tzw. "remnant" (pozostałości)




Pojedynczych kwarków nigdy nie obserwujemy. Oddziaływania silne prowadzą do tzw. hadronizacji: powstają wtórne pary  $q\bar{q}$  i kwark zamienia się w jet (strugę) cząstek (głównie hadronów):

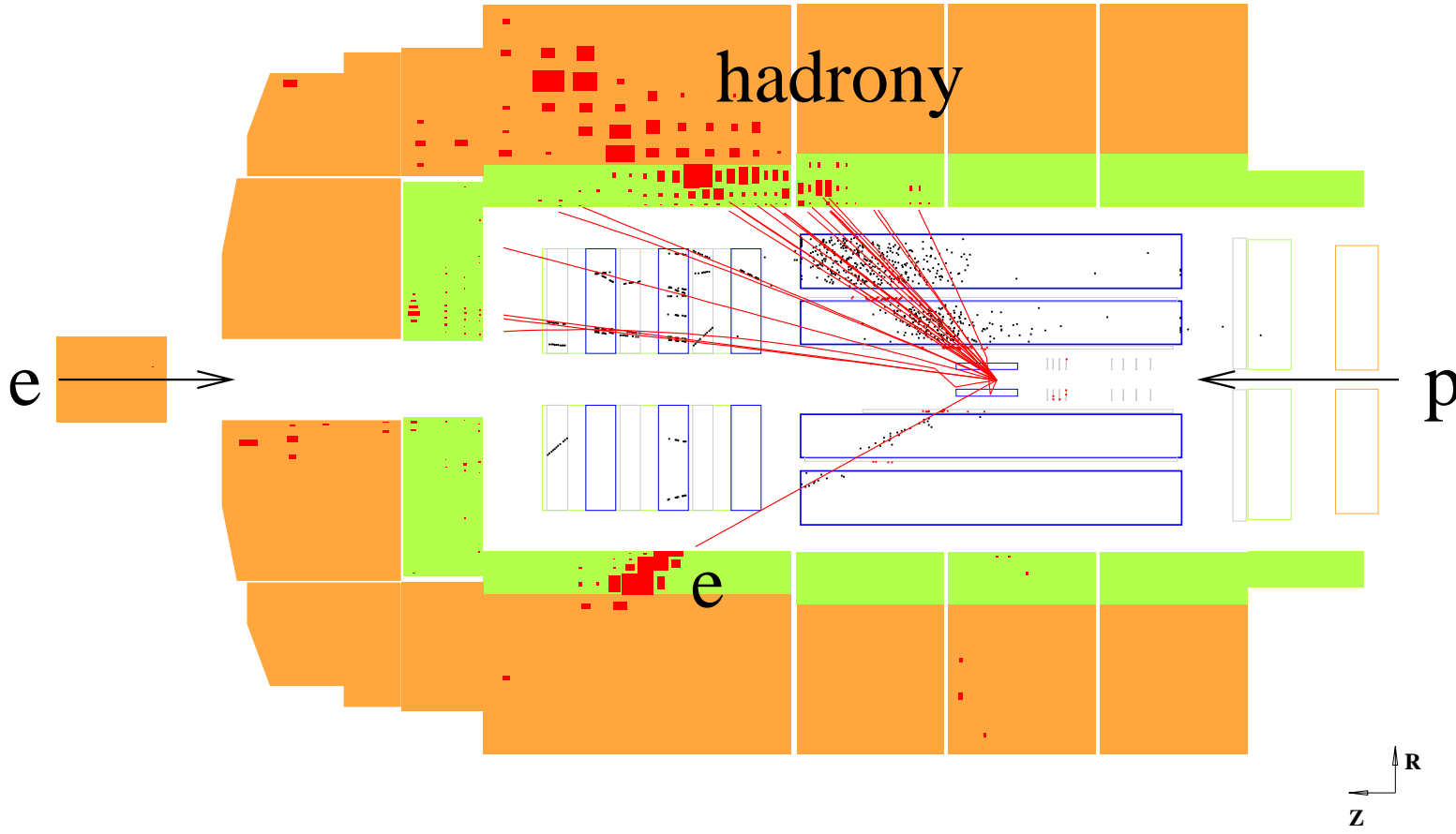


Przypadek symulowany programem PYTHIA

Przypadek NC DIS

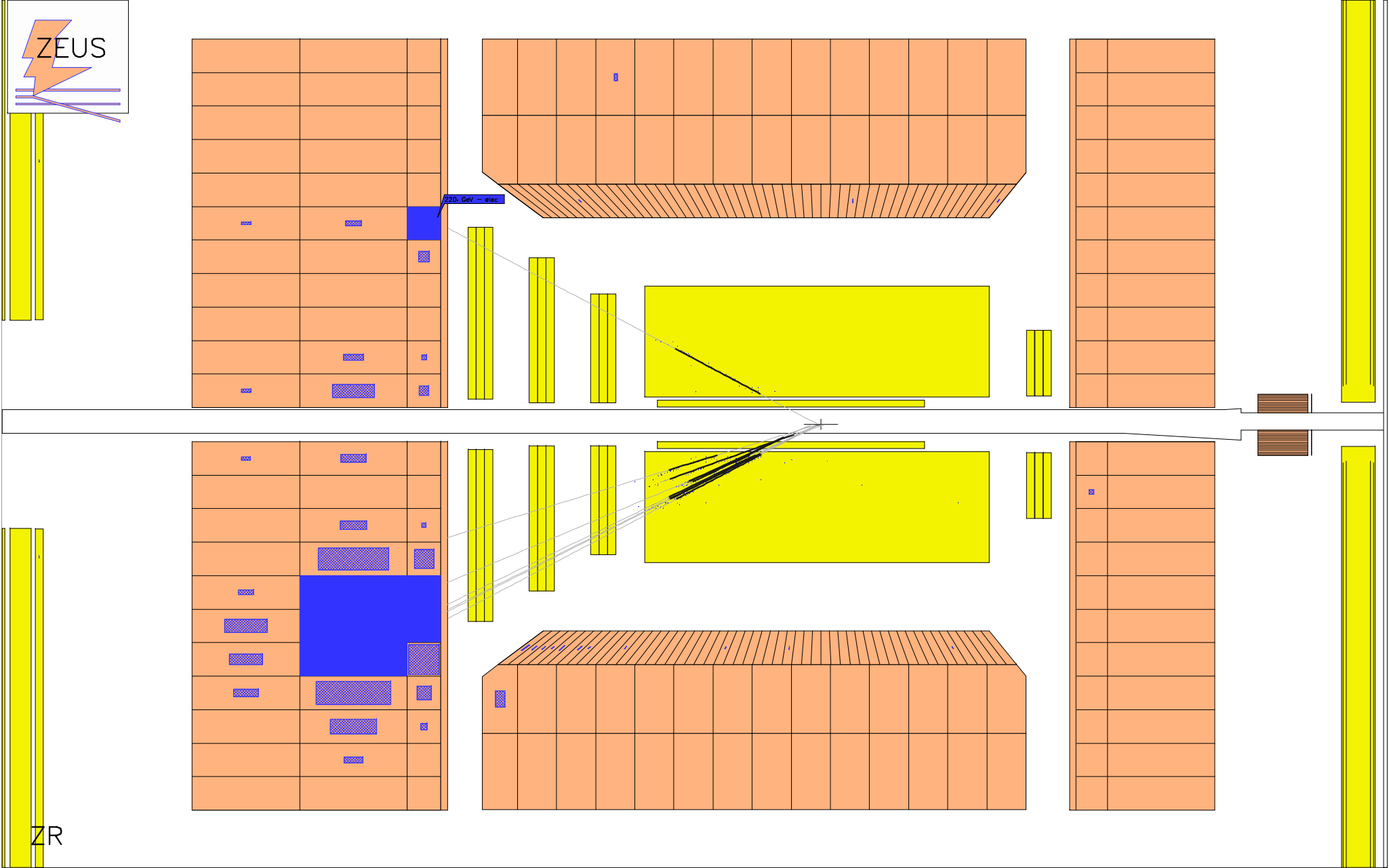
**Ekspertment H1**

-  det. śladowe
-  kal. elektromagnetyczny
-  kal. hadronowy





# Przypadek NC DIS **Ekspertment ZEUS**

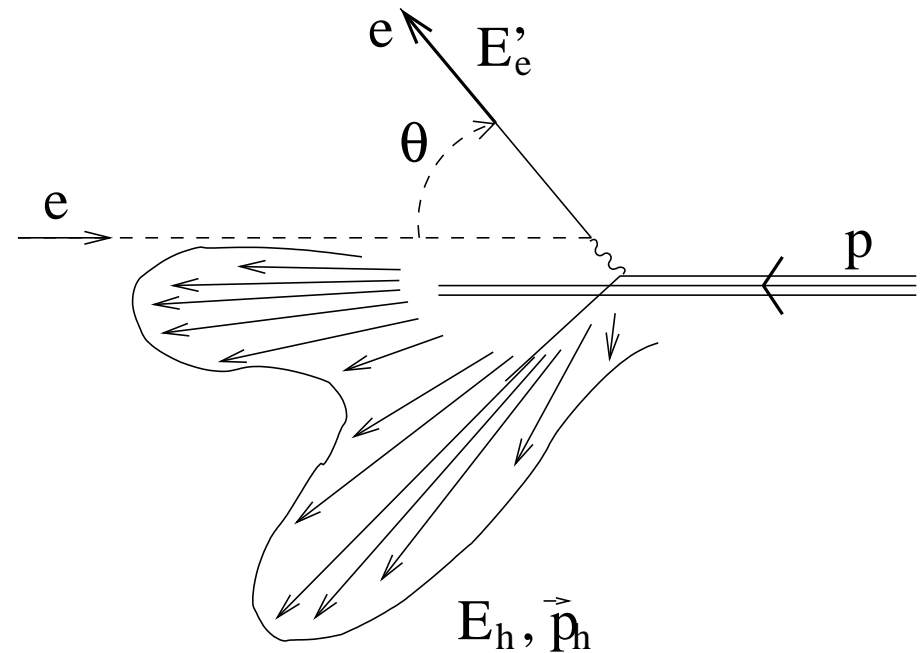


# Rekonstrukcja przypadków

## Pomiar w detektorze

W przypadkach **NC DIS** w detektorze mierzymy:

- **elektron** o energii  $E'_e$  rozproszony pod kątem  $\theta$  (kąt rozproszenia mierzymy od kierunku wiązki protonów !)
- stan **hadronowy** (na ogół nie jest to pojedynczy jet) o całkowitej energii  $E_h$  i pędzie  $\vec{p}_h = (p_x, p_y, p_z)_h$   
(oś Z zgodnie z kierunkiem wiązki protonów !)



Cząstki leżące w kierunku wiązki protonowej są tracone w rurze akceleratora

$\Rightarrow E_h$  i  $p_{z,h}$  nie są dobrze mierzone.

Tracone cząstki mają  $E \approx p_z$  (zaniedbujemy masę)

$\Rightarrow$  nieczuła na straty jest więc kombinacja  $\delta_h \equiv (E - p_z)_h$

# Rekonstrukcja przypadków

## Rekonstrukcja stanu hadronowego

Dobrze mierzonymi parametrami **stanu hadronowego** są

$$\delta_h \equiv (E - p_z)_h$$
$$\text{i } p_{t,h} = \sqrt{p_{x,h}^2 + p_{y,h}^2}$$

Na tej podstawie można wyznaczyć **efektywny kąt** rozproszenia  $\gamma$  i **energię**  $E_q$  jetu:

$$\cos \gamma = \frac{p_{t,h}^2 - \delta_h^2}{p_{t,h}^2 + \delta_h^2}$$
$$E_q = \frac{p_{t,h}}{\sin \gamma}$$

W QPM  $\Rightarrow$  kąt rozproszenia i energia partonu.

## Rekonstrukcja zmiennych

- Mamy **cztery** wielkości mierzone:  
 $E'_e, \theta, E_q$  i  $\gamma$

- Chcemy wyznaczyć **dwie** zmienne, np.  $x$  i  $Q^2$

(trzecią zmienną mamy z relacji:  $Q^2 = xys$ )

$\Rightarrow$  Mamy dużą swobodę wyboru metody

**Teoretycznie** (nieskończenie dokładny pomiar) wszystkie metody są **równoważne**.

**Efekty doświadczalne** (błędy pomiarowe) powodują jednak znaczne **różnice w dokładności** wyznaczenia  $x, y$  i  $Q^2$  różnymi metodami.

# Rekonstrukcja przypadków

## Metoda “elektronowa”

Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych wyłącznie w oparciu o pomiar rozproszonego elektronu:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}$$
$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}$$

Metoda ta jest wykorzystywana przez współpracę H1

(detektor H1 bardzo dobrze mierzy elektrony, gorzej hadrony)

## Metoda dwóch kątów

Rekonstrukcja zmiennych w oparciu o kąt rozproszenia elektronu  $\theta$  i wyznaczony kąt emisji jetu  $\gamma$ :

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)}$$
$$x = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\gamma + \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)}$$

Nie korzystamy (wprost) z pomiaru energii !!!

⇒ eliminujemy niepewności związane z kalibracją

Metoda wykorzystywana przez współpracę ZEUS

# Wyznaczanie funkcji struktury

## Przekrój czynny

Funkcję struktury  $F_2(x, Q^2)$  wyznaczamy bezpośrednio z pomiaru różniczkowego **przekroju czynnego** na **NC DIS**:

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

Wyznaczane **teoretycznie poprawki** pochodzą od:

- $\delta_L$  – tzw. podłużnej funkcji struktury  $F_L$   
( wkład gluonów powoduje, że  $F_L \equiv F_2 - 2xF_1 \neq 0$  )
- $\delta_Z$  – wymiany bozonu  $Z^0$   
( istotne tylko dla bardzo dużych  $Q^2$  )
- $\delta_{rad}$  – procesów radiacyjnych  
( poprawki radiacyjne; emisja  $\gamma$  przez elektron przed lub po zderzeniu )

# Wyznaczanie funkcji struktury

## Przekrój czynny

Różniczkowy przekrój czynny wyznaczamy mierząc liczbę przypadków zrekonstruowanych w przedziałach  $x$  i  $Q^2$ :

$$\Delta N(x \pm \frac{\Delta x}{2}, Q^2 \pm \frac{\Delta Q^2}{2}) = \frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} \cdot \Delta x \cdot \Delta Q^2 \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot \mathcal{E} \cdot \mathcal{A}$$

gdzie:

- $\mathcal{L}_{int}$  – scałkowana świetlność
- $\mathcal{E}$  – efektywność selekcji przypadków
- $\mathcal{A}$  – poprawka związana z niedokładnością pomiaru (“przesypywanie” przypadków pomiędzy przedziałami)

# Wyznaczanie funkcji struktury

Rozkład mierzonych przypadków **NC DIS** w zmiennych  $x, Q^2$ .

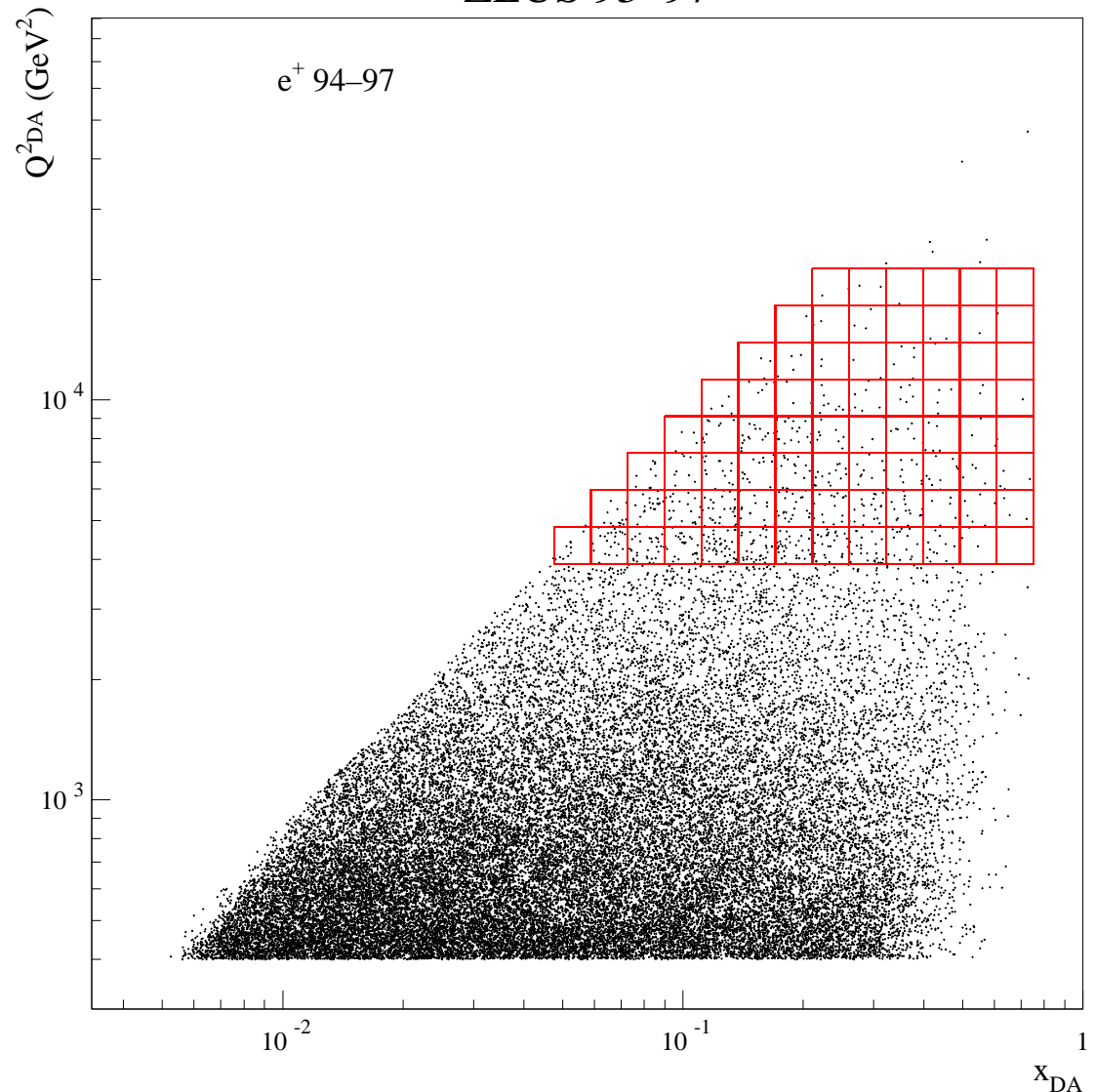
Dane współpracy **ZEUS**  $\Rightarrow$

Liczba przypadków w binach **maleje szybko z  $Q^2$**

$$\Delta N \sim \frac{1}{Q^4}$$

$\Rightarrow$  pomiar ograniczony do  $Q^2 \leq 2 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$

ZEUS 93–97



# Wyznaczanie funkcji struktury

Liczba mierzonych przypadków decyduje o błędzie statystycznym wyznaczonych wartości  $F_2(x, Q^2)$ :

$$\frac{\sigma_{F_2}^{stat}}{F_2} = \frac{1}{\sqrt{\Delta N}}$$

Błędy statystyczne dominują przy dużych  $Q^2$ , przy małych  $Q^2$  są zaniedbywalne.

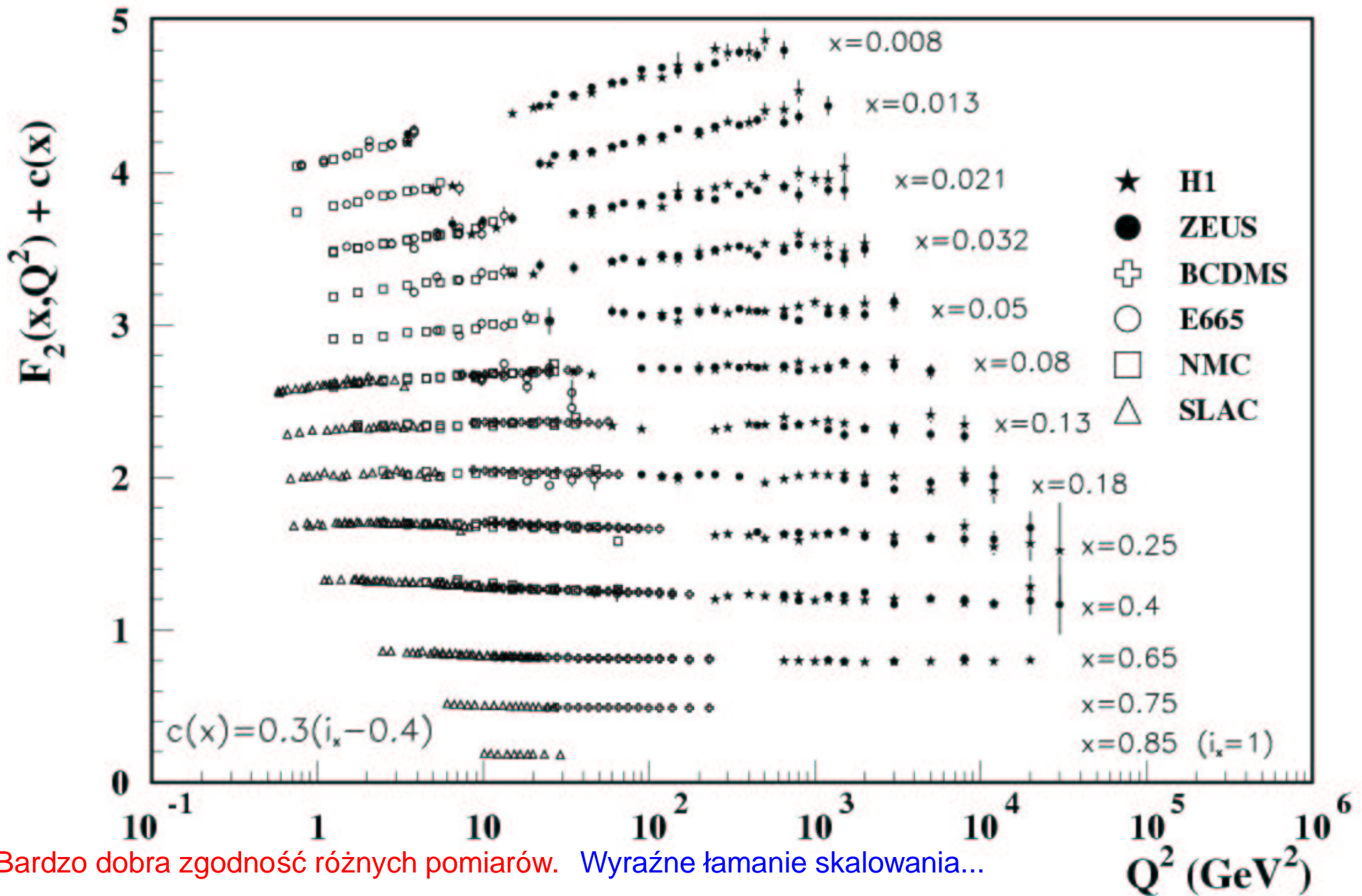
Błąd systematyczny pomiaru wynika z **niepewności**:

- poprawek teoretycznych  $\delta_L$ ,  $\delta_Z$  i  $\delta_{rad}$
- pomiaru świetności  $\mathcal{L}_{int}$
- wyznaczenia poprawek  $\mathcal{E}$  i  $\mathcal{A}$   
(niepewności związane z symulacją Monte Carlo badanego procesu i działania detektora)

Błędy systematyczne dominują przy małych  $Q^2$ .

Na ogół są na poziomie kilku % (obecne pomiary w HERA)





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**:

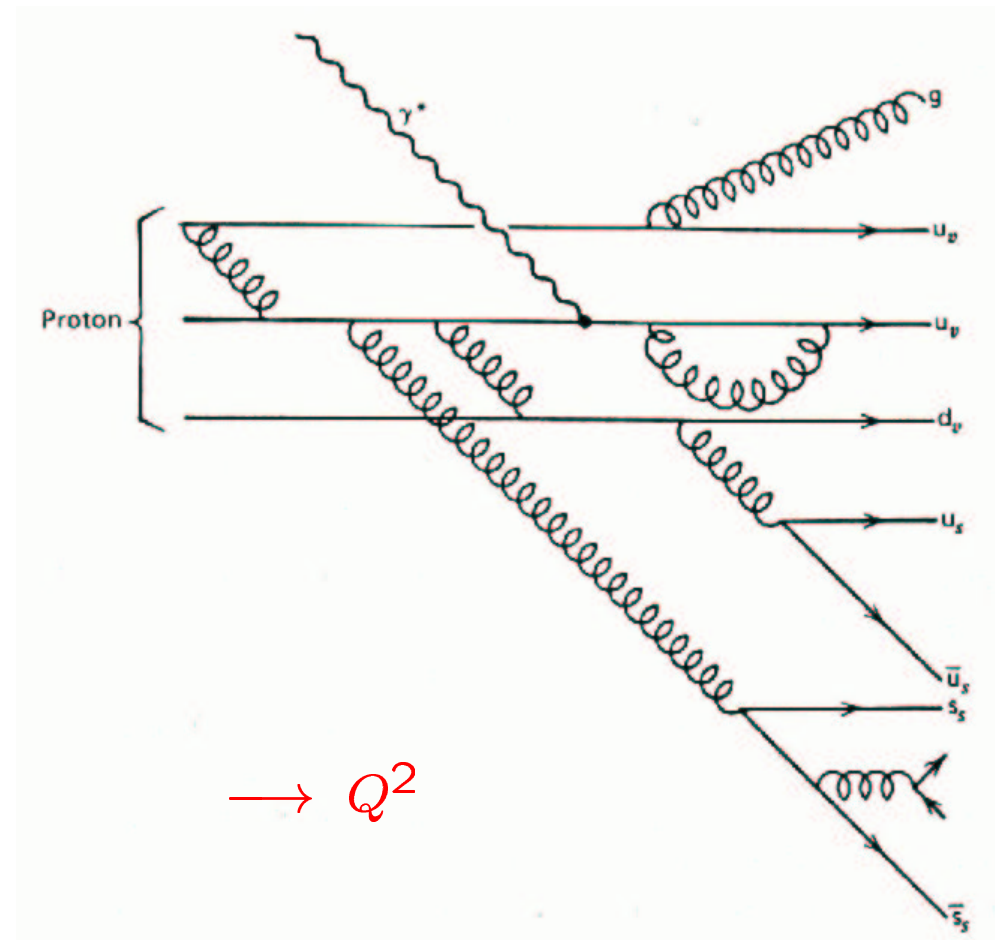
$$\lambda \cdot q = h$$

lub **zasada nieoznaczoności**:

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

⇒ **wyższe  $Q^2$**  to lepsza rozdzielczość

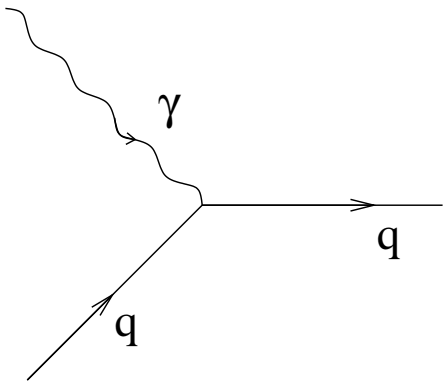
Czy można to opisać bardziej **ilościowo** ?...



# Ewolucja QCD

## Emisja gluonów

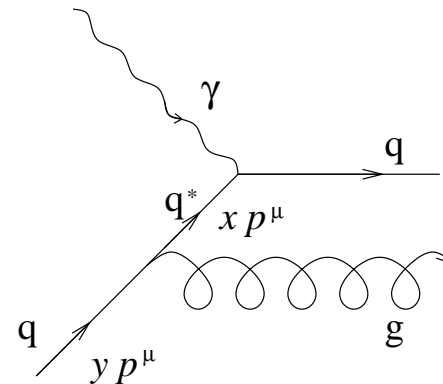
W QPM wirtualny foton oddziałuje z **pojedynczym kwarkiem**:



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  $q(x)$

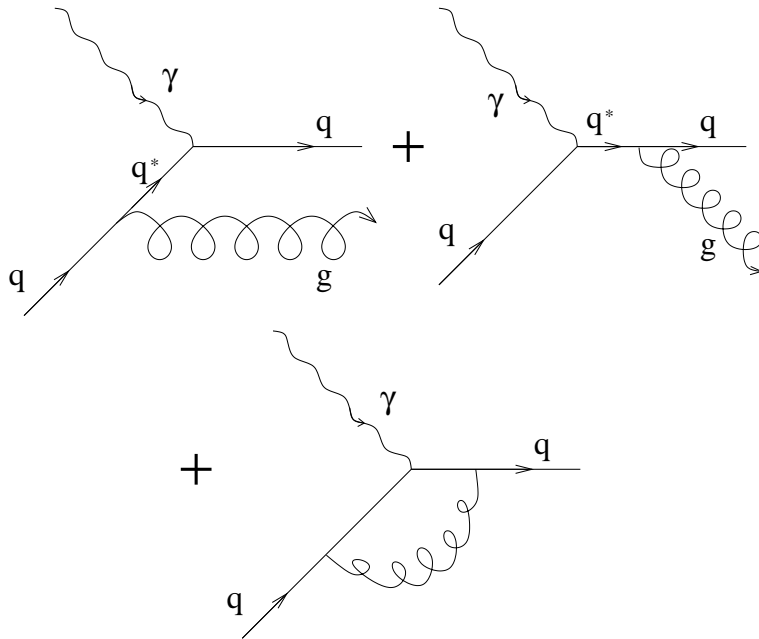
$$\Delta q(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \mathcal{P}_{qq} \left( \frac{x}{y} \right)$$

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

# Ewolucja QCD

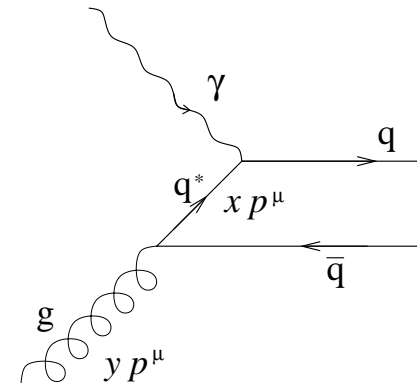
## Emisja gluonów

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 powstałym 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  $Q^2$** :

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

## Równanie Altarellego–Parisiego (DGLAP)

$P_{ij} \left( \frac{x}{y} \right)$  są tzw. “funkcjami podziału” (splitting 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  $Q^2 = Q_0^2$ .

Zakładając określoną postać funkcyjną dla rozkładów partonów przy skali  $Q_0^2$ , np:

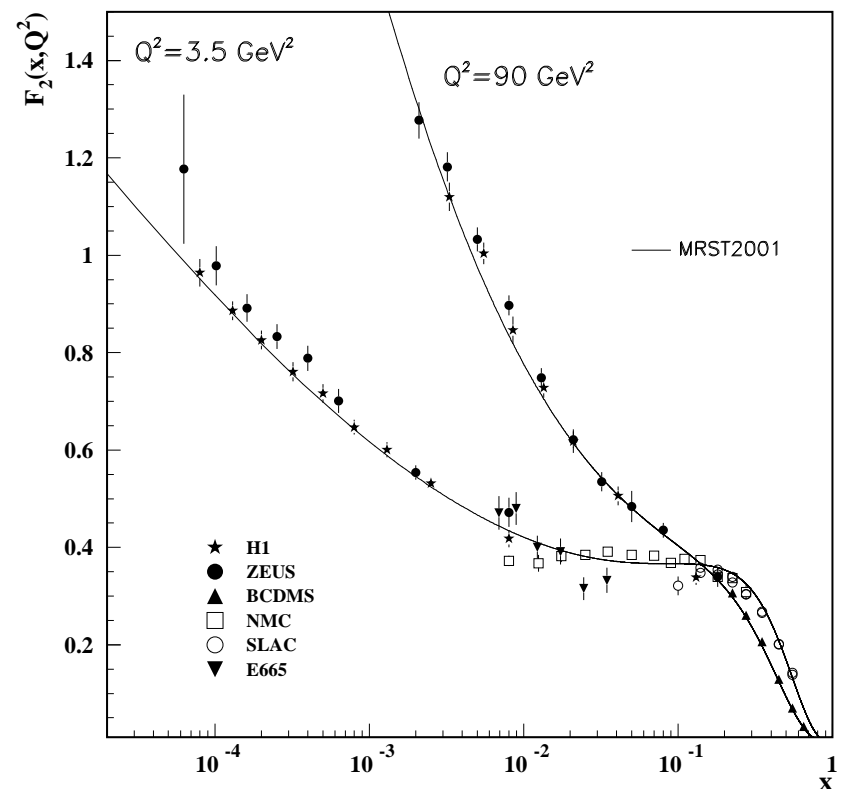
$$xq(x) = \alpha_q x^{\delta_q} (1-x)^{\eta_q} (1-\gamma_q x)$$

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

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

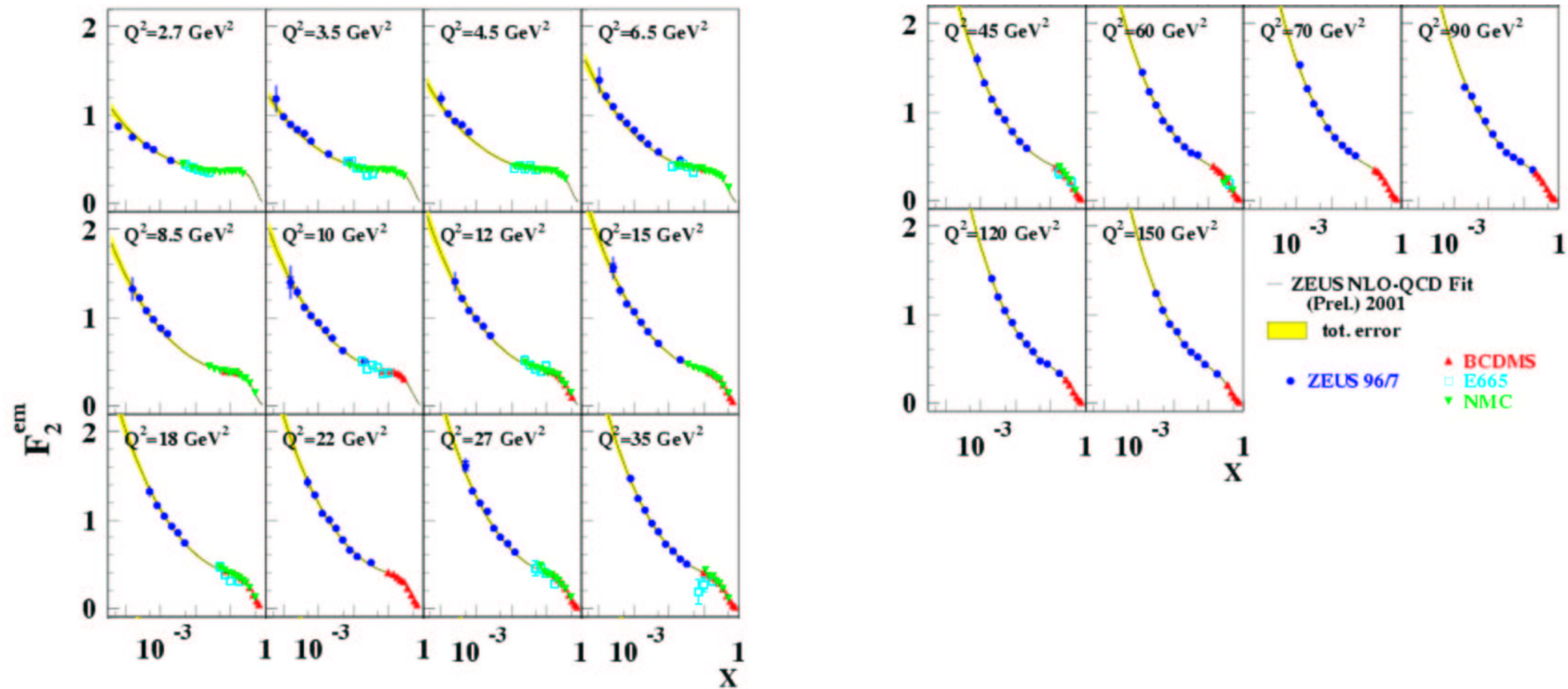
⇒ ogromny sukces QCD

Wynik:



# Ewolucja QCD

Parametryzacja danych przeprowadzona przez współpracę ZEUS:



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



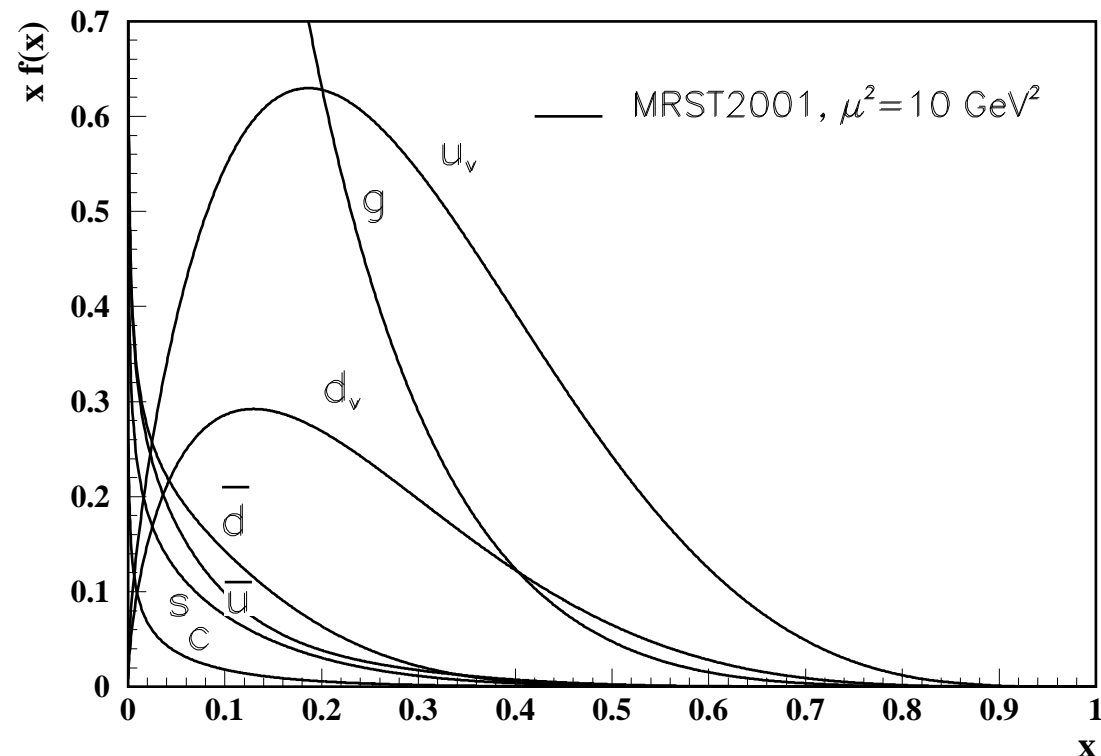
# Ewolucja QCD

## Wyniki dopasowania

Możemy **bardzo dokładnie** wyznaczyć gęstości poszczególnych **partonów** w protonie.

Choć foton nie oddziałuje bezpośrednio z **gluonami**, ewolucja funkcji struktury dostarcza nam **precyzyjnych informacji** o ich rozkładach.

Obecnie **rozkłady gluonów** znamy prawie tak **dobrze** jak rozkłady kwarków.



**Gluony** dominują przy **małych  $x$**  !!!

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



# Struktura fotonu

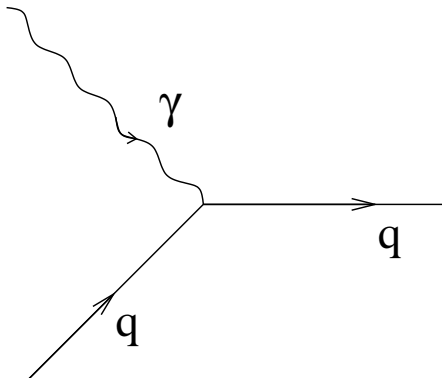
## Fotoprodukcja

### Fotoprodukcja:

oddziaływanie **rzeczywistych fotonów**

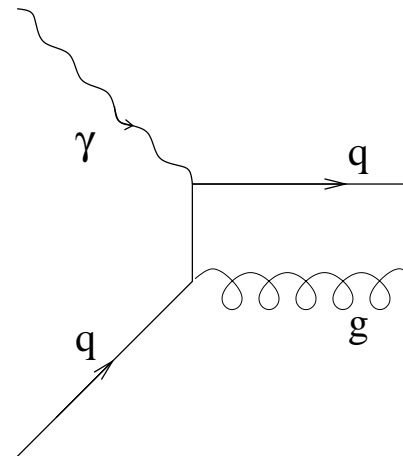
W granicy  $Q^2 \rightarrow 0$  elektron emituje prawie **rzeczywiste fotony**.

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



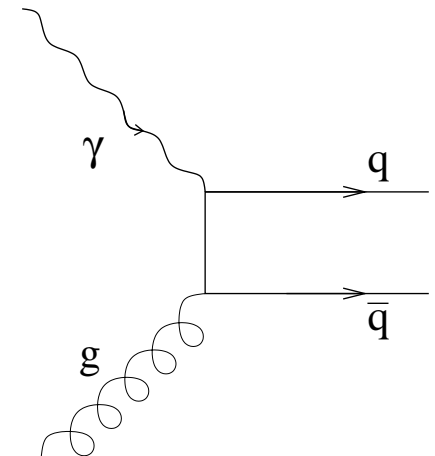
Obserwujemy natomiast procesy z emisją **dwóch partonów** (produkcją **dwóch jetów**):

### QCD-Compton



$$\gamma q \rightarrow qg$$

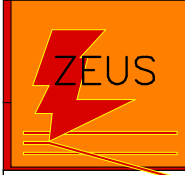
### Fuzja foton-gluon (BGF)



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

⇒ “Bezpośrednie” (direct) oddziaływanie fotonu

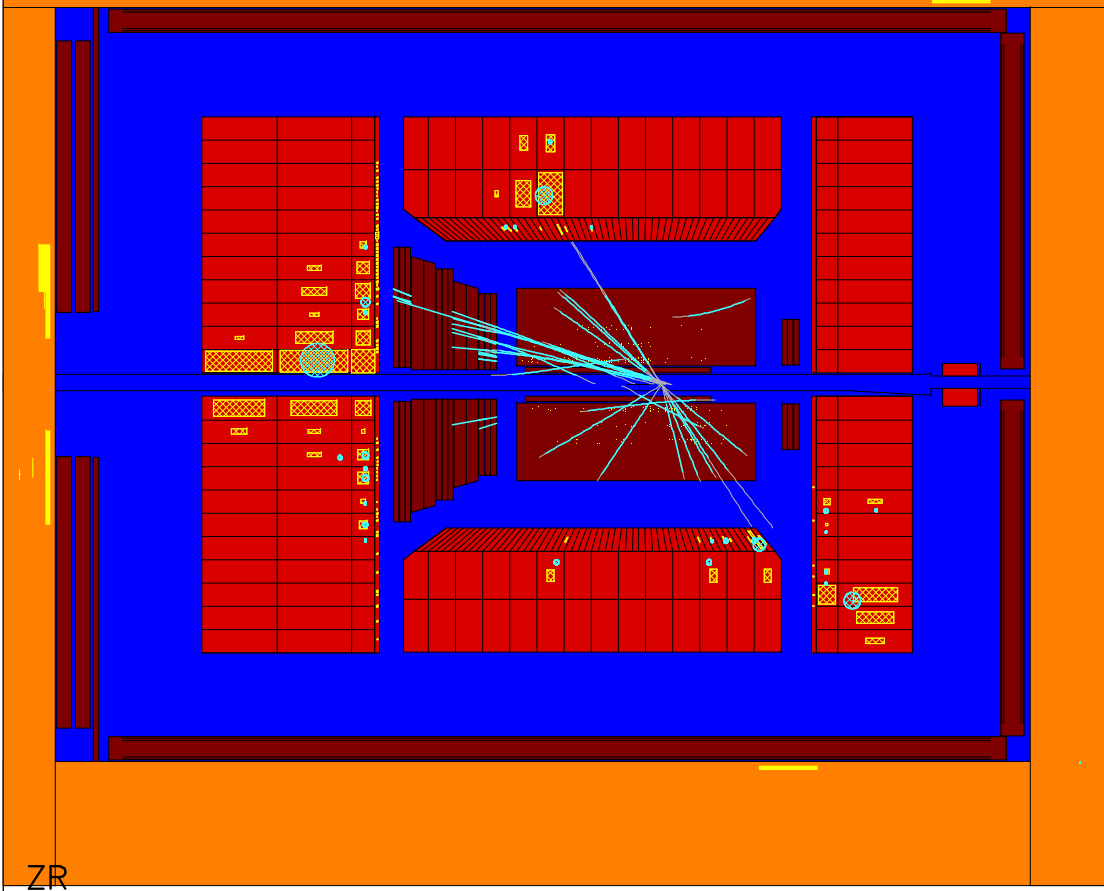
# Experiment ZEUS Fotoprodukcja 2 jetów



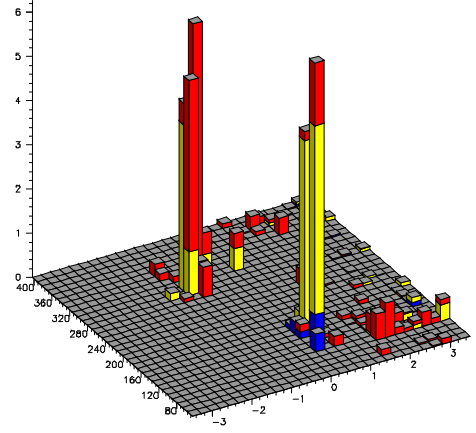
E= 103.8 Et= 42.6 pt= 4.3 pz= 55.8 E-pz= 48.0 Ef= 62.7 Eb= 26.8 Er= 14.3  
 Tf= 0.5 Tr= -0.5 Le= 0.4 Lg= 0.0 FNC= 0 BCN= 55 FLT=08A23D00 00000000  
 e- x=.0000 y=.000 Q2= 0 DA x=.0000 Q2= 0 JB y=.872 phi [ 45.225]  
 UCAL scale BAC scale P-S-W (GeV)  
 10.0 GeV 5.00-5.00-5.00

Zeus Run 30605 Event 341  
 22-Aug-1998 13:57:58.828 File ...us/data/hot98/h030605.z

very high  $y$  ( $\sim 0.9$ ) photoproduction dijet

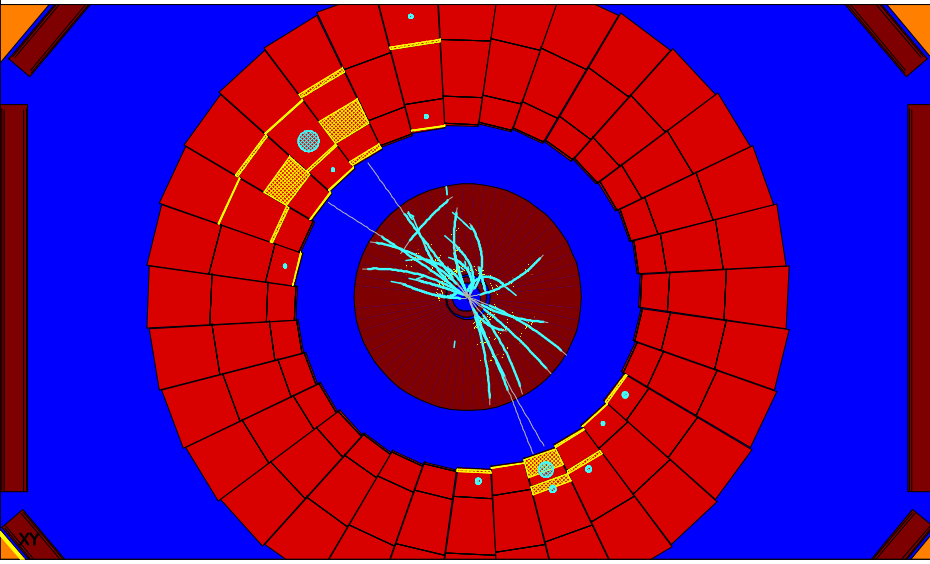


ZR



ETA PHI

UCAL transverse energy



# Eksperyment H1

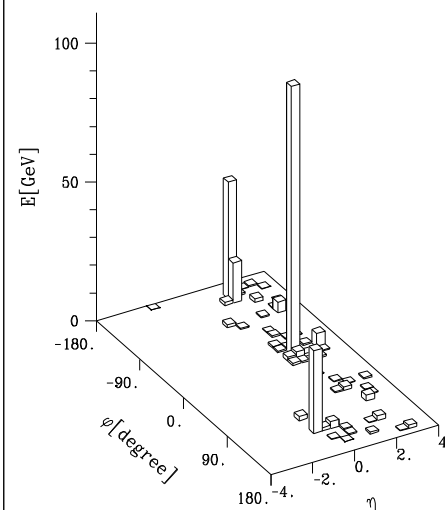
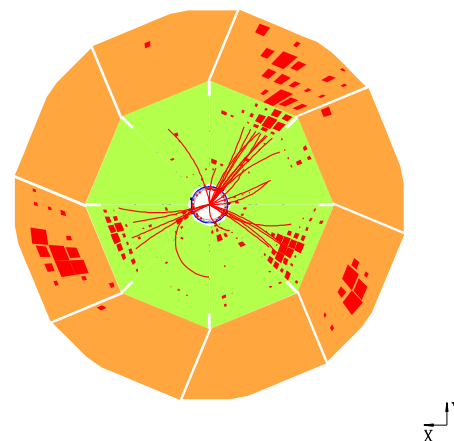
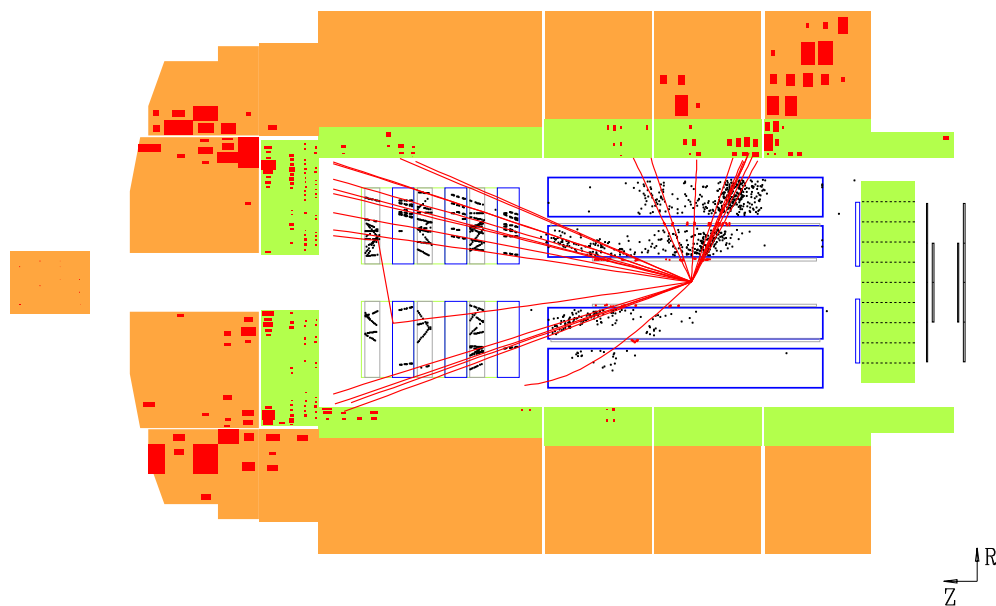
## Fotoprodukcja

### 3 jetów



Run 85650 Event 125975 Class: 2 4 8 9 15 16 20 22 24 28 Run date 28/08/94

### Three Jet Photoproduction



# Struktura fotonu

## Produkcja jetów

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

Rekonstruuując **dwa jety** hadronowe oczekujemy:

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

Energię fotonu znamy mierząc rozproszony elektron.

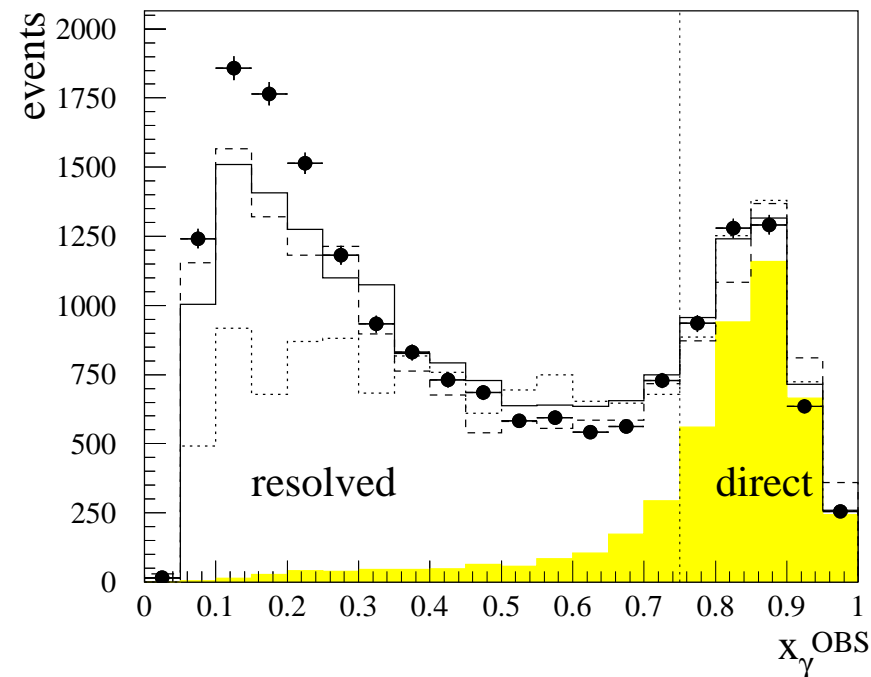
Możemy zdefiniować:

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

Dla “**bezpośredniego**” oddziaływania fotonów oczekujemy  $x_\gamma \approx 1$

Wyniki pomiaru:

ZEUS 1994

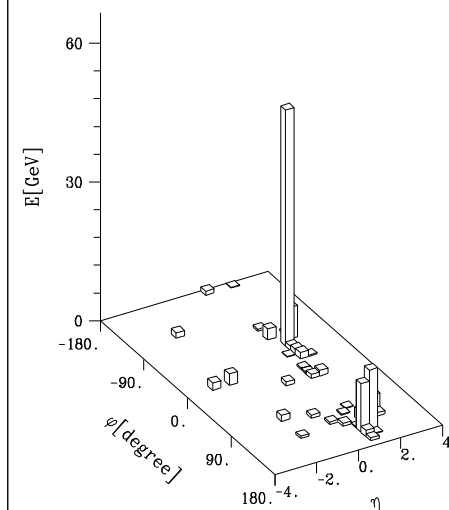
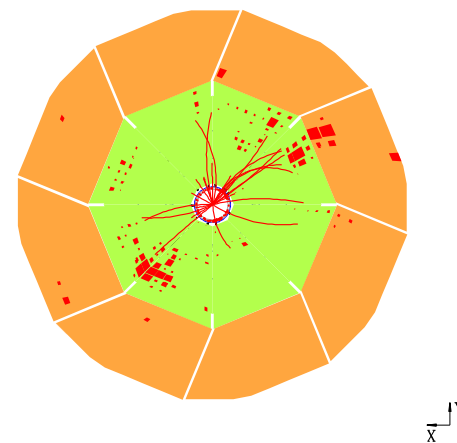
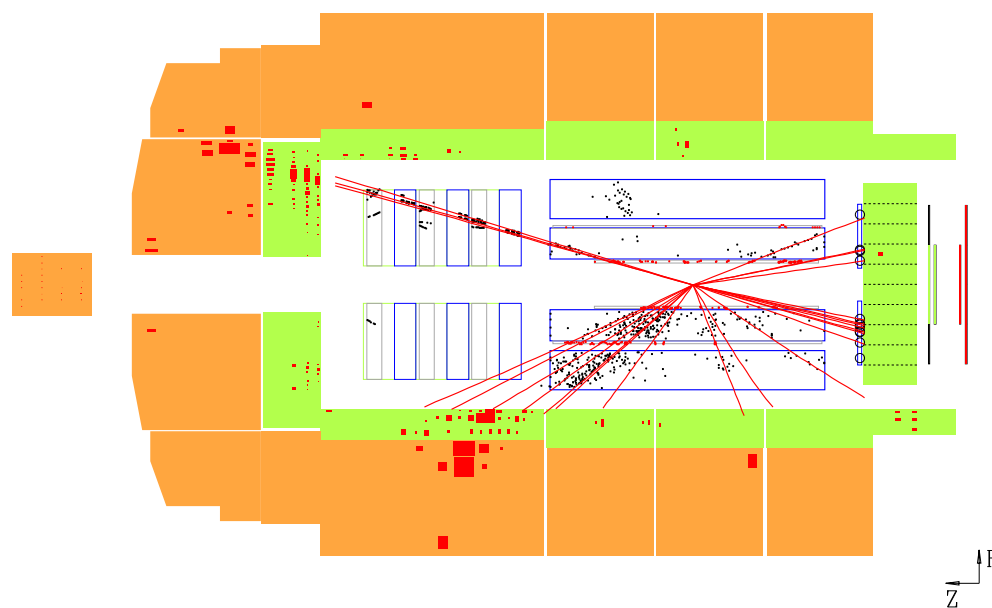




# Eksperyment H1

2 jety + “resztki”  
(remnant) fotonu

2 - jet photoproduction + gamma remnant



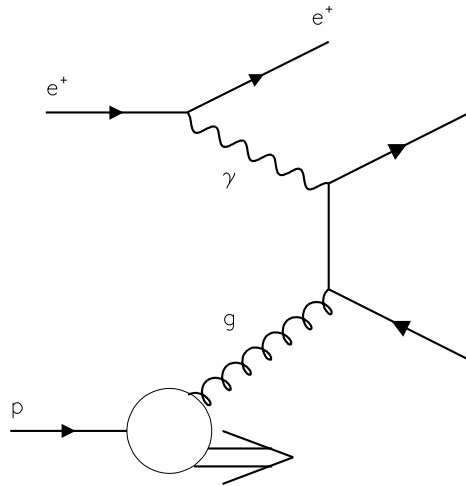
# Struktura fotonu

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.

⇒ fotoprodukcja “pośrednia” (resolved)

Direct

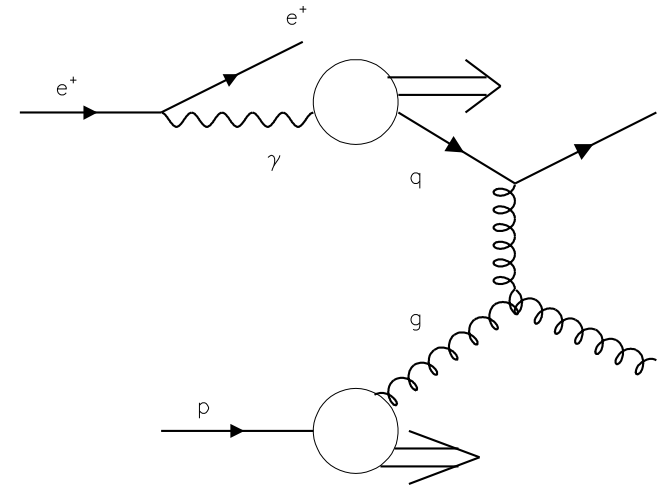
$x_\gamma \sim 1$



(a)

Resolved

$x_\gamma \ll 1$

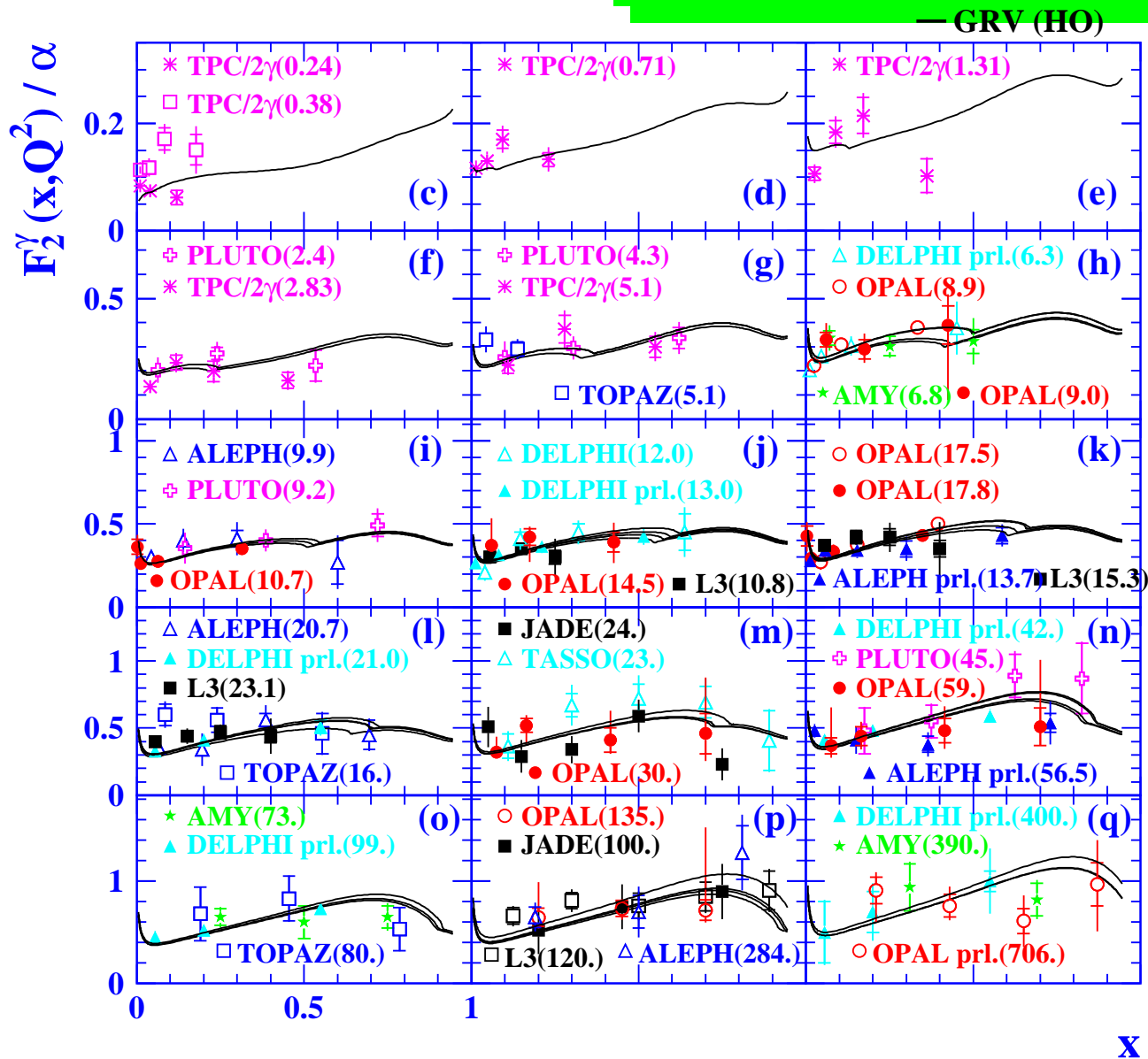


(b)

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



Zbrane 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):

$$|\gamma\rangle \approx |\gamma_0\rangle + \alpha_{em} \cdot \sum_{\rho, \omega, \phi \dots} a_i |V_i\rangle$$

$\gamma_0$  - "goły" foton  
(bez struktury)

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

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

Stała sprzężenia:

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

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

