



# CZĄSTKI ELEMENTARNE I ODDZIAŁYWANIA

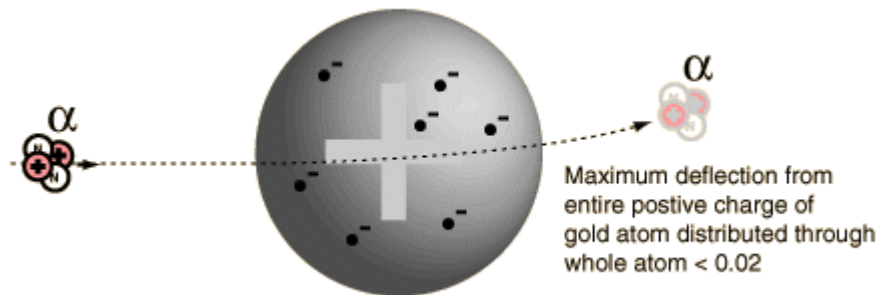
## V ROZPRASZANIE ELEKTRONÓW NA PROTONACH

Agnieszka Obłąkowska-Mucha

<http://home.agh.edu.pl/~amucha/>  
Katedra Oddziaływań i Detekcji Cząstek  
D11 p. 111

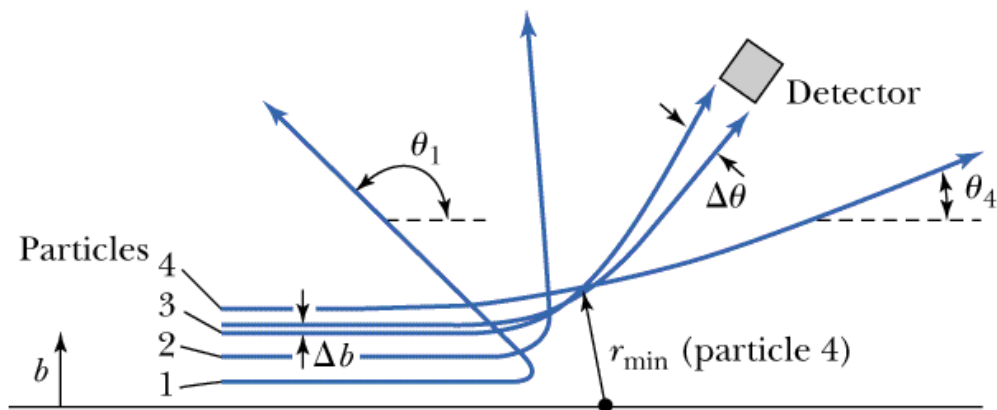
# Struktura atomu

- Model atomu Thomsona (1897)- dodatnio naładowana kula w ujemnymi elektronami (pudding ze śliwkami). Ładunek rozmieszczony równomiernie w całej objętości.
- Przy bombardowaniu cząstkami  $\alpha$ - zas. zach energii i pędu dla zderz. sprężystych, gdy pocisk jest cięższy niż tarcza – kąt rozproszenia  $\theta_{\max} < 90^\circ$ . Rozproszenie pocisku na dużo cięższej tarczy –  $1/8 m$



- W eksperymencie Rutherforda (Geiger i Marsden 1910) – 1 na 8000 cząstka  $\alpha$  rozproszyła się o kąt  $> 90^\circ$ , co oznacza, że zderzyła się z cięższym obiektem.
- Eksperyment pokazał, że dodatnio naładowana część atomu jest skoncentrowana w środku, na bardzo małym obszarze. Przechodząca cząstka zawsze czuje cały ładunek dodatni.

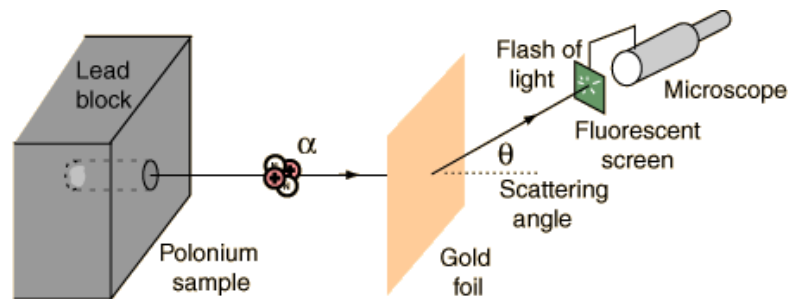
## Symulacja:



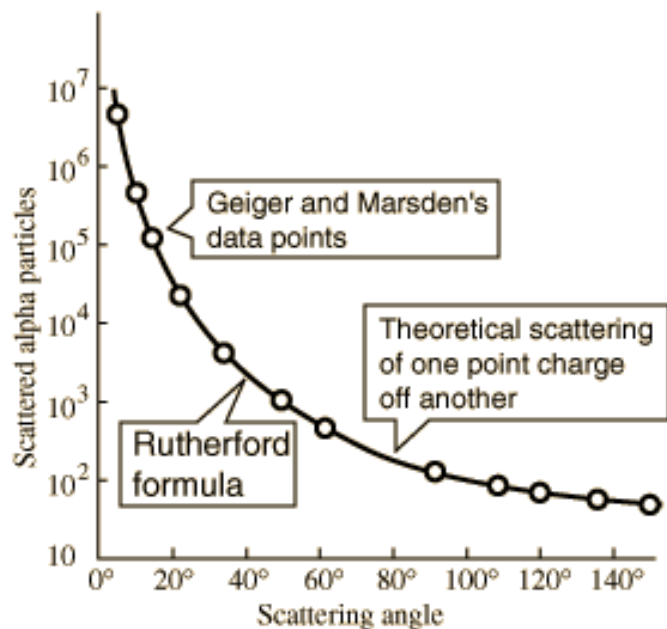
Od czego zależy parametr zderzenia  $b$  i kiedy prawd-two większego kąta jest większe?

## Rozpraszanie Rutherforda

Istota badań FWE oparta jest na doświadczeniu Rutherforda (1910): bombardowanie cienkiej folii ( $10^{-5}$  cm) cząstkami  $\alpha$ . Cząstki rejestrowane były na ekranie fluorescencyjnym.



Obserwowano dużą liczbę przypadków odbicia „wstecz” ( $\theta > 140^\circ$ ), co było równie prawdopodobne „jak odbicie pocisku od chusteczki”



Wzór Rutherforda:

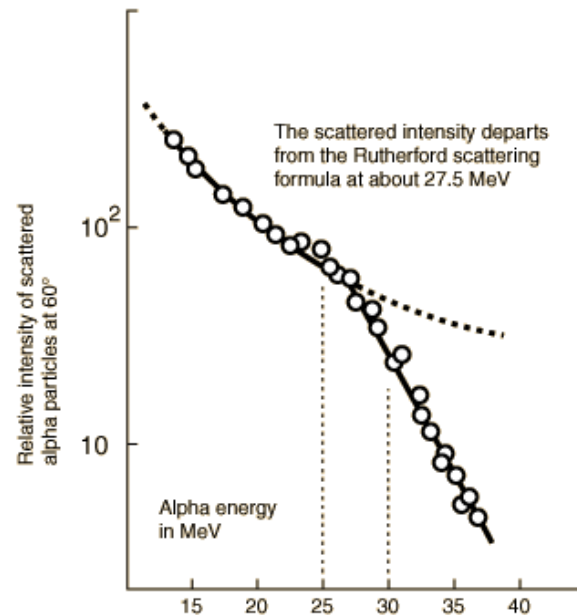
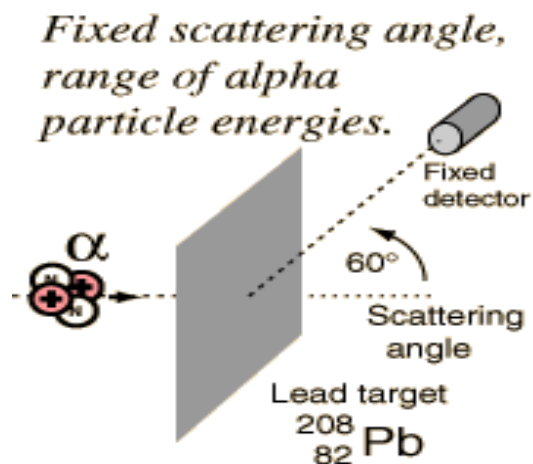
$$N(\theta) \propto \frac{Z^2 e^4}{E_\alpha \sin^4(\theta/2)} \quad \text{dla } \theta = \pi \quad N(\theta)$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{Z^2 \alpha^2}{E_\alpha^2 (1 - \cos\theta)^2}$$

Dla jądra złota:  $Z=79$ ,  $A=197$ , promień  $r=7$  fermi,  
 $E_\alpha = 6$  MeV,  $\theta_{\max} = 140^\circ$ ,  $\sigma = 1.54$  barn,  
 $\theta = 90^\circ$ ,  $\sigma = 11.3$  barn,

## Rozpraszanie Rutherforda

Można również zmieniać energię cząstek  $\alpha$  – najpierw dominuje oddziaływanie kulombowskie, a ze wzrostem energii cząstka  $\alpha$  przebiega tak blisko nukleonu, że „czuje” oddziaływanie silne (odstępstwo od reguły Rutherforda):



- Porównując energię kinetyczną pocisku z potencjalną jądra, obliczyć można rozmiar jądra. Dokładniejsze pomiary – elastyczne rozpraszanie elektronów. Doświadczenie Rutherforda jest aktualne we współczesnej FWE – zwiększając energię wiązki cząstek, odkrywamy odstępstwa od obowiązującej teorii i poprawiamy ją.

## Rozpraszanie elastyczne na punktowym protonie

Kinematyka rozproszenia elastycznego:

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

przekaz czteropędu:  $q \equiv P - P'$

Definiujemy niezmiennik:  $Q^2 \equiv -q^2 = 2M\nu$

Energia rozproszonego pocisku i przekaz czteropędu:

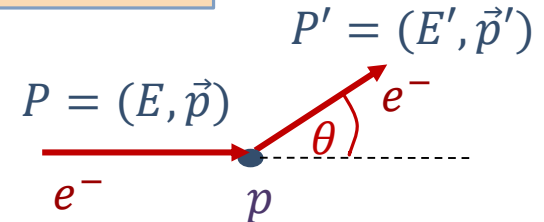
$$E' = \frac{E}{1 - \frac{E}{M}(1 - \cos \theta)} \leq E$$

czyli:  $N(\theta) \sim \frac{1}{Q^4}$

a Rutherford:

$$N(\theta) \sim \frac{Z^2 e^4}{E_\alpha \sin^4 \theta / 2}$$

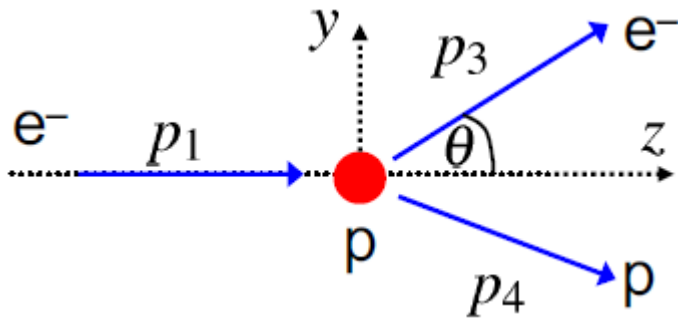
$$e^- + p \rightarrow e^- + p$$



Ten sam wynik uzyskany ze wzoru Rutherforda i rozpraszania nierelatywistycznej cząstki na potencjale wytworzonym przez proton (żadnych założeń co do spinu i mom. mag) świadczy, że przy niskich energiach rozpraszanie zależy tylko od ładunków elektrycznych, rozpraszanie przebiega jak dla bezspinowych punktowych obiektów.

W przypadku relatywistycznych elektronów – rozpraszanie Motta (dodatkowy czynnik  $\cos^2 \theta / 2$  w przekroju)

## Rozpraszanie elastyczne ep



$$q^2 = (p_1 - p_3)^2 = -4E_1E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} < 0$$

Energia przekazana do protonu:

$$E_1 - E_3 = -\frac{q^2}{2M} > 0$$

Różniczkowy przekrój czynny:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^4 \theta/2} \frac{E_3}{E_1} \left( \cos^2 \theta/2 - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \theta/2 \right)$$

zależy jedynie od kąta  $\theta$ .

## Rozpraszanie na ładunkach w protonie - formfaktory

- Rozważamy następnie rozpraszanie elektronu na potencjale wytworzonym przez ładunek rozciągnięty z pewną sferyczną gęstością, która:  $\int \rho(r) dr^3 = 1$ .
- W zależności od położenia centrum rozpraszania – fazy rozproszonych fal interferują (wygaszanie)
- Element macierzowy  $M_{fi}$  wyrażany jest poprzez element dla rozpraszania punktowego  $M_{fi}^{point}$  przemnożony przez pewną funkcję opisującą rozkład ładunku (form faktor – czynnik postaci):  $M_{fi} = M_{fi}^{point} F(q^2)$
- Transformata Fouriera gęstości przestrzennego ładunku do przestrzeni pędu:

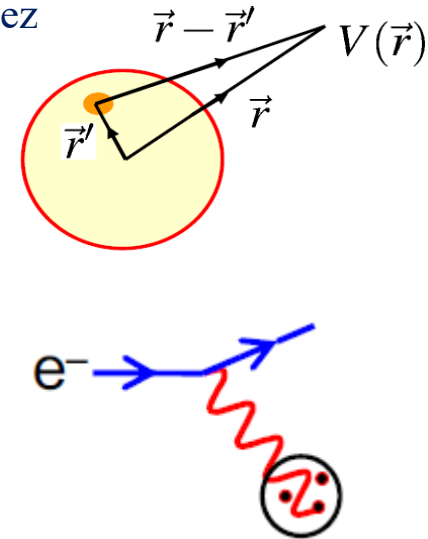
$$F(\vec{q})^2 = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3\vec{r}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{point} F(\vec{q})^2$$

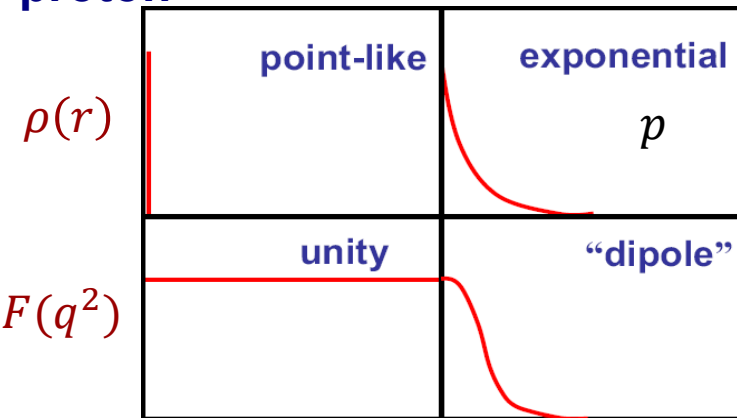
poprawiamy punktowy przekrój czynny o funkcję zależną od przekazu pędu

Gdy długość fali wirtualnego fotonu jest duża w porównaniu do rozkładu ładunku, to  $\vec{q} \cdot \vec{r} = 0$ : rozpraszanie na ładunku punktowym  $F(q^2) = 1$

Gdy  $\lambda$  jest bardzo małe- fazy fotonów pochodzących z różnych regionów zmieniają się i wygaszają fale  $F(q^2 \rightarrow \infty) = 0$

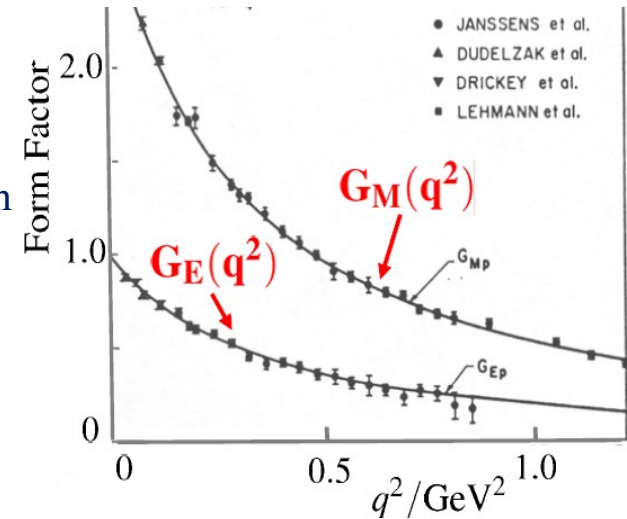
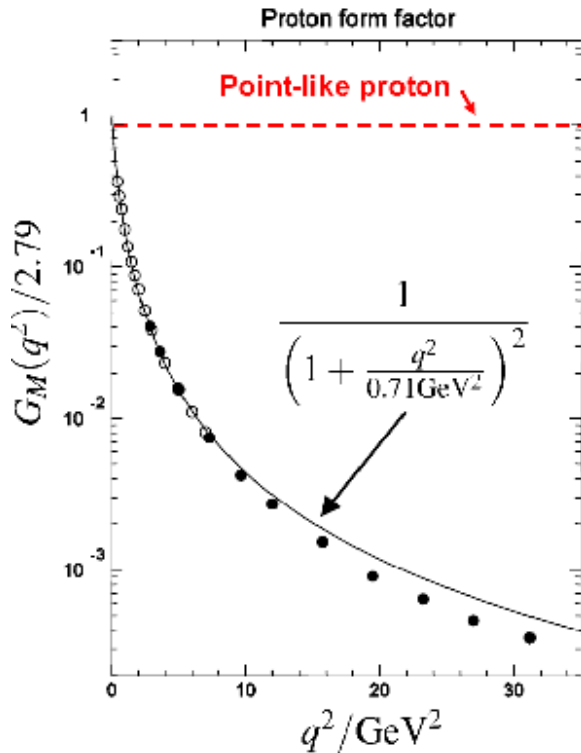


proton



# Struktura elektromagnetyczna protonu

- Szczegółowe rachunki prowadzą do przekroju czynnego wyrażonego przez dwie funkcje – jedna opisuje rozkład ładunku elektrycznego, druga – moment magnetyczny protonu.
- Eksperymentalnie zauważono, że elektryczny i magnetyczny form faktor mają ten sam rozkład – jest to szybko malejąca funkcja  $q^2$ .

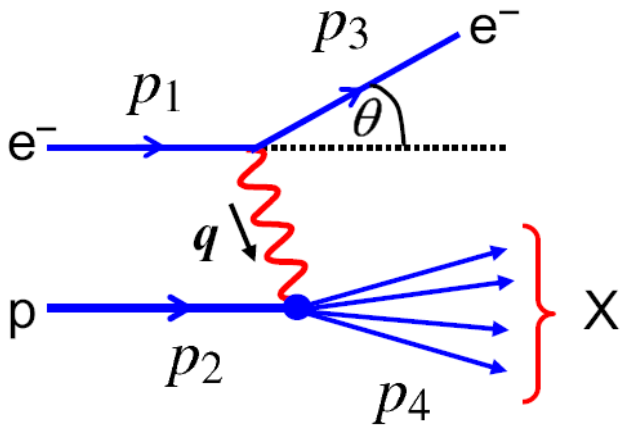


- Przy coraz większych osiągalnych przekazach pędu  $q^2$  :
  - widać, że proton nie jest punktowy,
  - zmierzono magnetyczny form faktor,
  - wyznaczono rozkład ładunku w protonie:  $\rho(r) \approx \rho_0 e^{-r/a}$   
oraz rozmiar protonu:  $r \approx 0.8 \text{ fm}$ .



## Struktura protonu

- Zauważono jednak odstępstwo od modelu rozpraszania elastycznego: przekrój czynny dla większych  $Q^2$  wyraźnie różni się od elastycznego, dla większych mas stanów końcowych  $W$  jest prawie niezależny od  $Q^2$ ,
- Oznaczać to może, że coraz bardziej prawdopodobne jest oddziaływanie **nieelastyczne**, gdzie proton zostaje rozbity.



$$e^- + p \rightarrow e^- + X$$

- Feynmann 1969: elektron rozproszył się na punktowym, twardym, obiekcie (partonie)

$$e^- + p \rightarrow e^- + q$$

## Kinematyka rozpraszania nieelastycznego

- W przypadku rozpraszania nieelastycznego masa stanu końcowego jest zawsze większa od masy protonu - stan końcowy musi zawierać przynajmniej jeden barion.

- Definiujemy nowe zmienne:

$$x \text{ Bjorkena: } x = \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} = \frac{Q^2}{2M(E_1 - E_3)}; \quad x \in [0,1]$$

- jest to ułamek pędu protonu niesiony przez uderzony parton;

$$\text{masa stanu końcowego: } W^2 = (p_2 + q)^2 = Q^2 \left( \frac{1}{x} - 1 \right) + m_p^2; \quad W^2 \in [m_p^2, s]; \quad s = (p_1 + p_2)^2$$

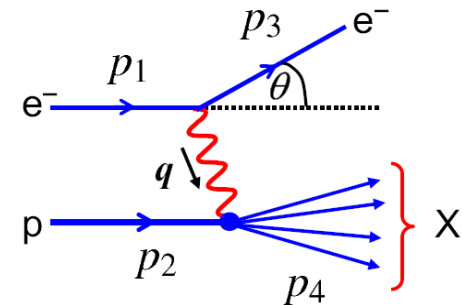
- jest to kwadrat energii w układzie ŚM protonu i wymienianego bozonu

energia stracona przez electron:  $\nu \equiv E_1 - E_3$ ;

$$y \text{ Bjorkena: } y = \frac{E_1 - E_3}{E_1}; \quad y \in [0,1]$$

- ułamek energii jaką zyskał proton (a stracił elektron)

- Wszystkie te zmienne wyrażone są przez **kąąt rozproszenia elektronu  $\theta$** .
- Im większa masa stanu końcowego – tym proces „bardziej nieelastyczny”.



# Rozpraszanie głęboko nieelastyczne

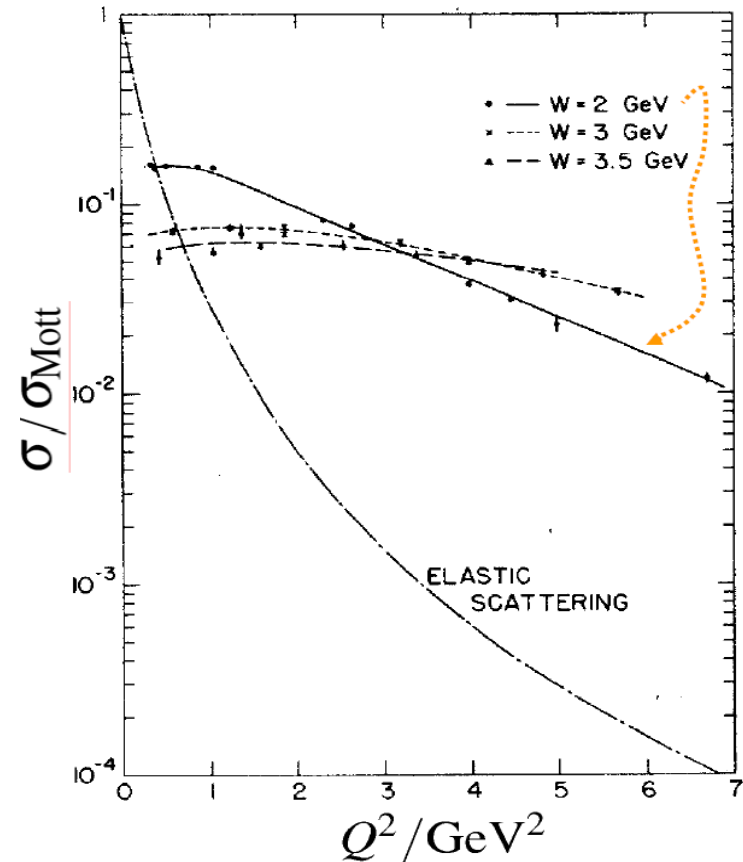
- Okazuje się, że przy większych  $q^2$  przekrój czynny jest prawie **niezależny od zmiennej  $q^2$** .
- Proces, przy którym transfer energii i pędu jest o wiele większy od masy spoczynkowej protonu określamy jako:

**rozpraszanie głęboko nieelastyczne (DIS)**

Jeżeli form faktor  $F_2(q^2)$  jest stały (p.slajd 6), mamy do czynienia z:

**rozpraszaniem  
na punktowych obiektach  
wewnątrz protonu!**

W stanie końcowym rejestrujemy strumień (pęk, dżet) hadronów-  
proces przebiega w dwóch niezależnych etapach



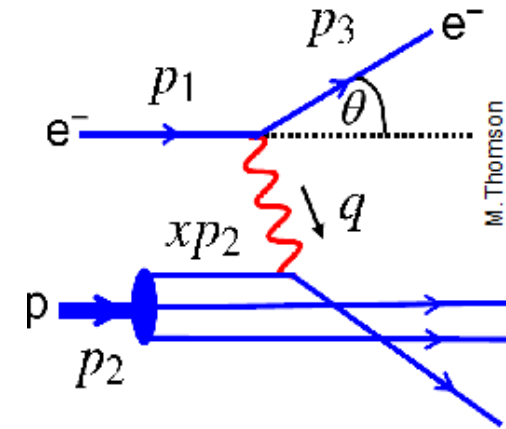
## Model partonowy

- Zanim pomysł kwarków został zaakceptowany, Feynman (1969) zaproponował, że proton ma strukturę złożoną z punktowych obiektów o połówkowym spinie – **PARTONÓW**.

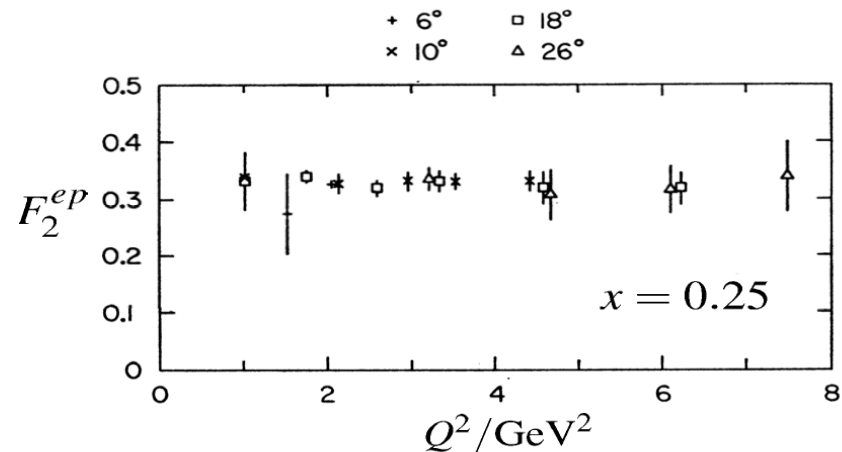
Partony są **SWOBODNE** (point-like constituents).

**DIS** jest zatem rozpraszaniem pojedynczego wirtualnego fotonu na jednym z partonów.

**MODEL PARTONOWY** określa podstawowe oddziaływanie jako elastyczne rozpraszanie na swobodnym partonie (kwarki są traktowane jako cząstki swobodne!).



Zamiast czynników postaci mamy – funkcje struktury:  $F_1(x, Q^2)$  i  $F_2(x, Q^2)$ ,  
które wyznaczamy doświadczalnie dla różnych ustalonych  $x$ -ów:



## Partony?

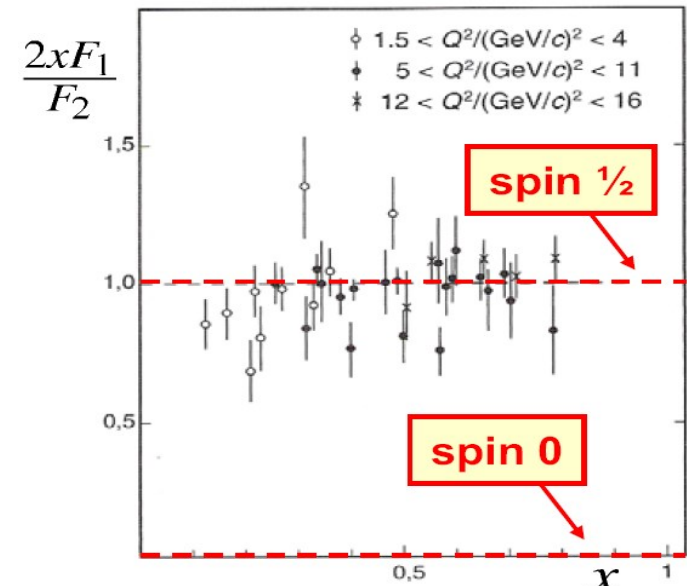
• i zauważamy, że prawie nie zależą od  $Q^2$  (skalowanie Bjorkena),

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x)$$

co oznacza, że dla tych samych  $x$ -ów, zmierzone  $F_2$  jest takie samo, niezależnie od wartości  $Q^2$ , a zatem centra rozpraszania są twardymi i punktowymi obiektami.

a w dodatku:  $F_2(x) = 2xF_1(x)$

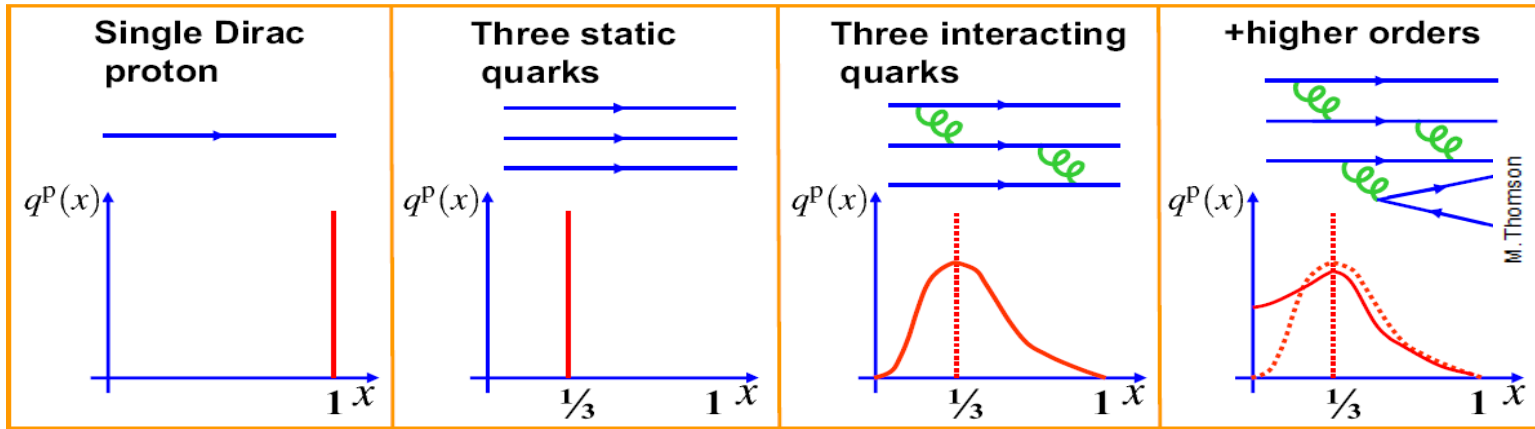
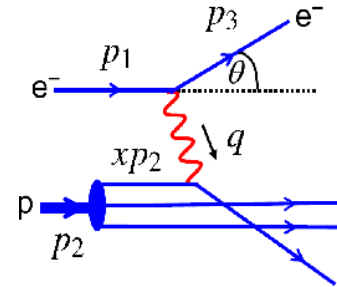
co oznacza, że mamy do czynienia z rozpraszaniem obiektów o połówkowym spinie



# Particle Density Function

Kwarki oddziałują ze sobą wymieniając gluony - wprowadza się partonową funkcję rozkładu (PDF) pędu kwarka w protonie, która opisuje liczbę partonów w protonie, które niosą pęd  $x$ , np.  $u^p(x)dx$  (liczba kwarków „u” o ułamku pędu pomiędzy  $x$  a  $x + dx$ )

PDFy dla każdego kwarka są nieznane, wyznaczamy je z doświadczenia i porównujemy z modelami.



Model Partonowy wyjaśnił skalowanie Bjorkena – mamy do czynienia z procesem elastycznego rozpraszania na punktowych obiektach o połówkowym spinie

## Model partonowy

- Pomiar funkcji struktury  $F_2(x)$  pozwala na wyznaczenie funkcji rozkładu partonów.

Okazuje się, że oprócz kwarków u i d uwzględnić należy również antykwarki. Obliczenia prowadzą do (dla protonu):

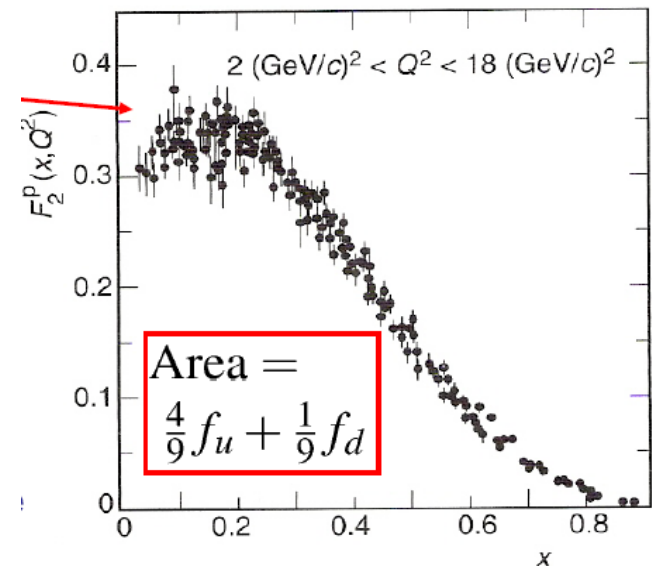
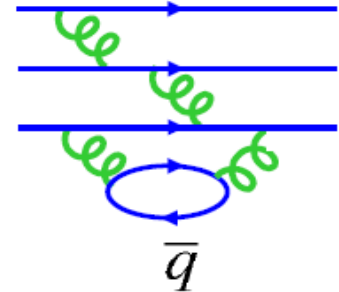
$$F_2(x) = x \sum_q e_q^2 q^p(x) = x \left[ \frac{4}{9} u(x) + \frac{1}{9} d(x) + \frac{4}{9} \bar{u}(x) + \frac{1}{9} \bar{d}(x) \right]$$

wysumowaną funkcję po x zapisujemy jako sumę funkcji opisujących ułamek pędu protonu, który przypada na kwark u (i anty u) oraz d:

$$\int F_2(x) dx = \frac{4}{9} f_u + \frac{1}{9} f_d$$

a doświadczalnie mamy:  $f_u \approx 0.36$ , a  $f_d \approx 0.18$

kwarki u niosą dwa razy więcej pędu niż d,  
ale w sumie u i d niosą zaledwie 50% pędu protonu  
Reszta jest w gluonach, które nie oddziałują  
elektromagnetycznie



## Morze i Walencja

Widoczne jest, że struktura protonu jest bardziej skomplikowana (niż powszechnie znane trzy kwarki!):

- funkcja partonowa zawiera składową od zwykłych kwarków (zwanych **walencyjnymi**)
- i kwarków wirtualnych (określane jako **morze**).

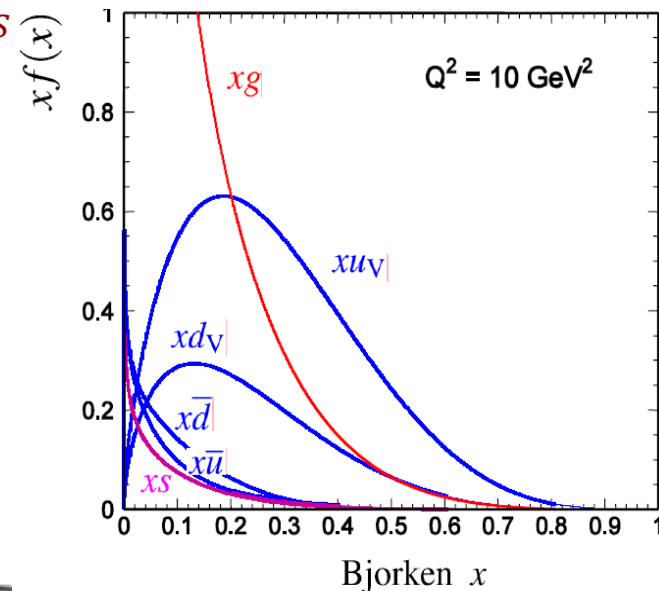
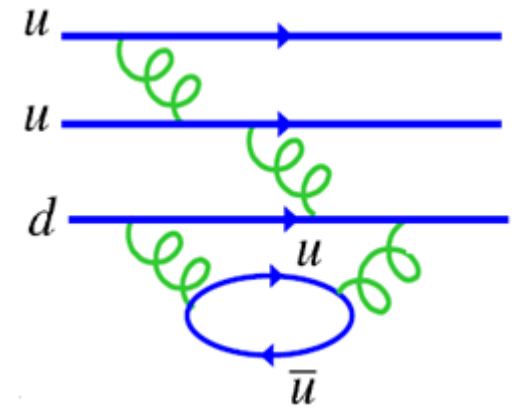
$$u(x) = u_V(x) + u_S(x) \quad \bar{u}(x) = \bar{u}_S$$

$$d(x) = d_V(x) + d_S(x) \quad \bar{d}(x) = \bar{d}_S$$

Funkcję rozkładu partonów i gluonów otrzymuje się z dopasowania do wszystkich danych doświadczalnych, również hadron-hadron (LHC).

Interesujące wnioski:

- $u_V(x) \approx 2d_V(x)$
- dla małych  $x$  – dominują kwarki morza i gluony
- niezrozumiałe, że  $\bar{d}(x) > \bar{u}(x)$
- mało  $s(x)$



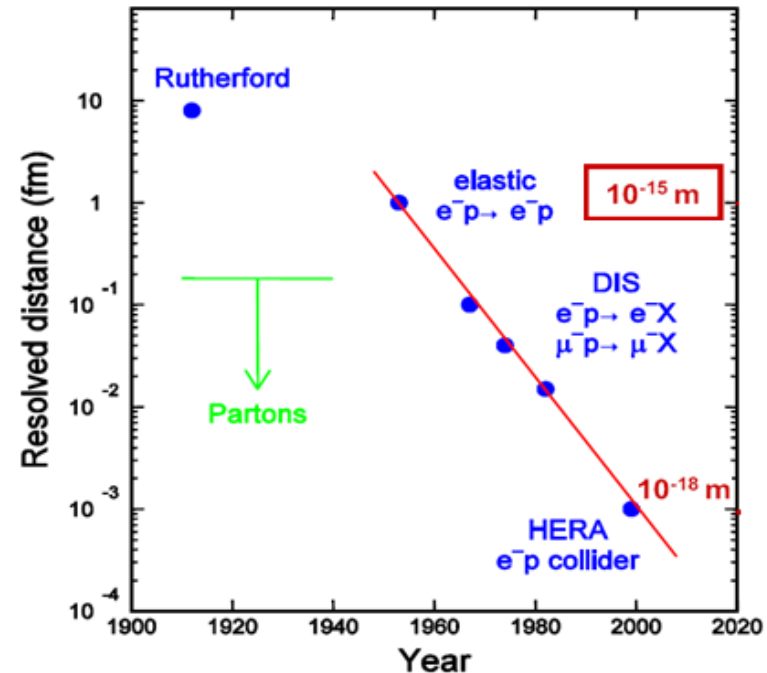
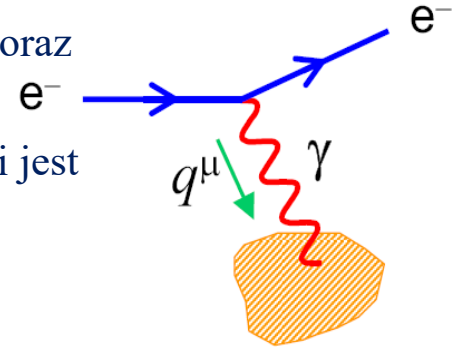


## Co dalej?

- W ciągu ostatnich 40 lat próbkowano proton wirtualnym fotonem z coraz większą energią.
- Jakakolwiek wewnętrzna struktura byłaby widoczna, gdy długość fali jest porównywalna z badanymi rozmiarami:

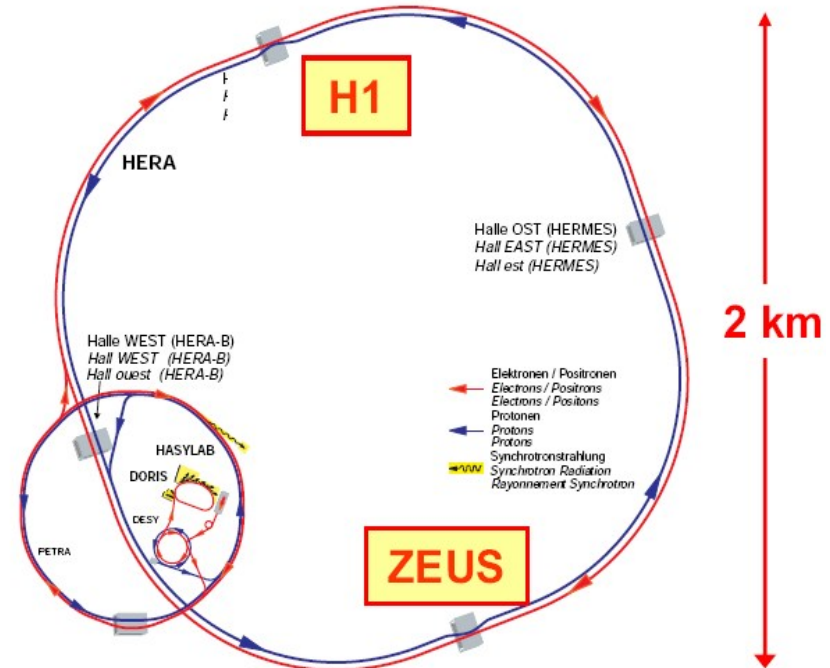
$$\lambda_\gamma = \frac{1}{q} \sim \frac{1 \text{ [GeV fm]}}{q \text{ [GeV]}}$$

- Przy rozpraszaniu na punktowej strukturze powinno się pojawić skalowane Bjorkena (brak zależności przekroju czynnego od  $q^2$ ).
- Przy odstępstwie od punktowej struktury kwarków, gdy przekazy pędu są bardzo duże, powinien pojawić się efekt spadku przekroju czynnego z  $q^2$ .
- Poszukiwania struktury kwarków wymagają coraz większych  $q^2$ .



# HERA 1991-2007

## Zderzacz elektron (pozyton) – proton w Hamburgu.

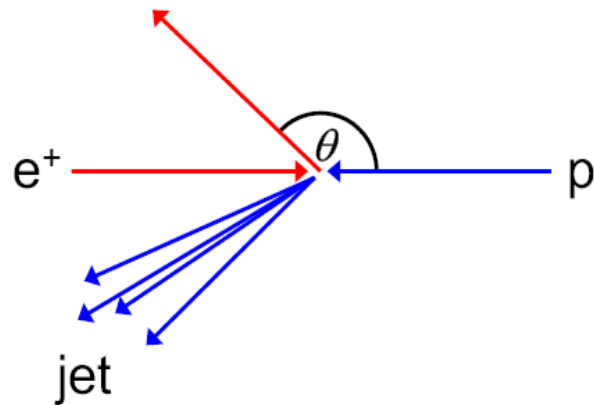


Dwa główne eksperymenty: ZEUS i H1.

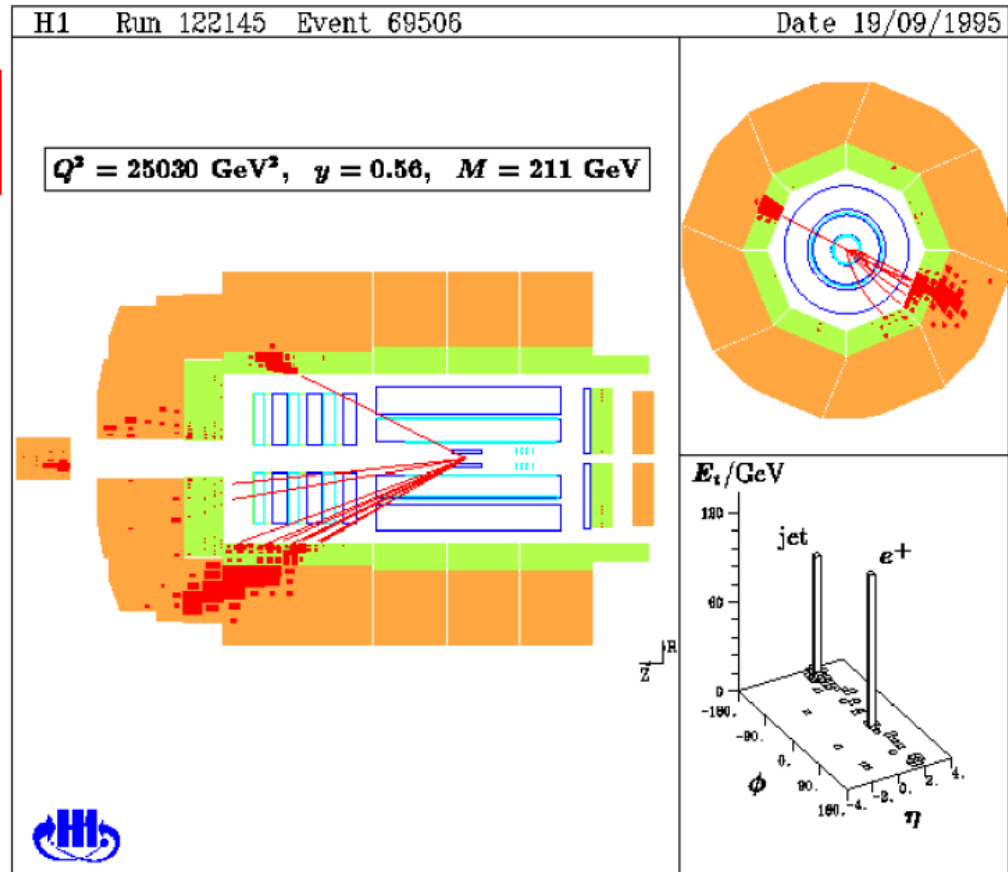
Głównym zadaniem było zbadanie struktury protonu przy bardzo wysokich  $Q^2$  i małych  $x$ -ach

# Przypadek DIS w zderzeniu elektron-proton

★ Event kinematics determined from electron angle and energy



★ Also measure hadronic system (although not as precisely) – gives some redundancy



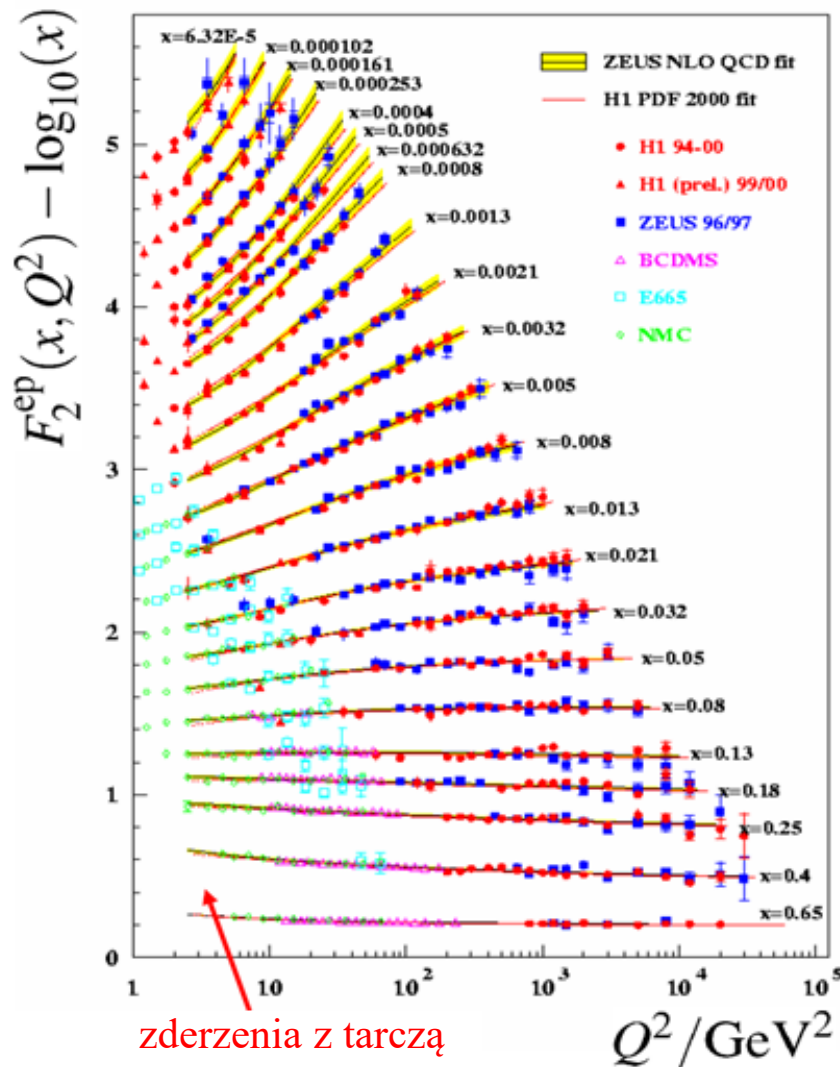
# Funkcja struktury protonu

- Dla  $x \in (0.01, 0.5)$  - słaba zależność od  $Q^2$  - kwarki są punktowe do  $Q^2 = 2 \times 10^4 \text{ GeV}^2$ , co pozwala wyznaczyć rozmiar kwarków:

$$R(q) < 10^{-18} \text{ m.}$$

- Dla  $x > 0.05$  słaba zależność  $F_2$  od  $Q^2$ ,
- Brak spadku przekroju czynnego przy najwyższych  $Q^2$ !
- Widoczne (słabe) łamanie skalowania, szczególnie dla małych  $x$ -ów:

$$F_1(x, Q^2) \neq F_1(x)$$



zderzenia z tarczą

## Funkcja struktury protonu

---

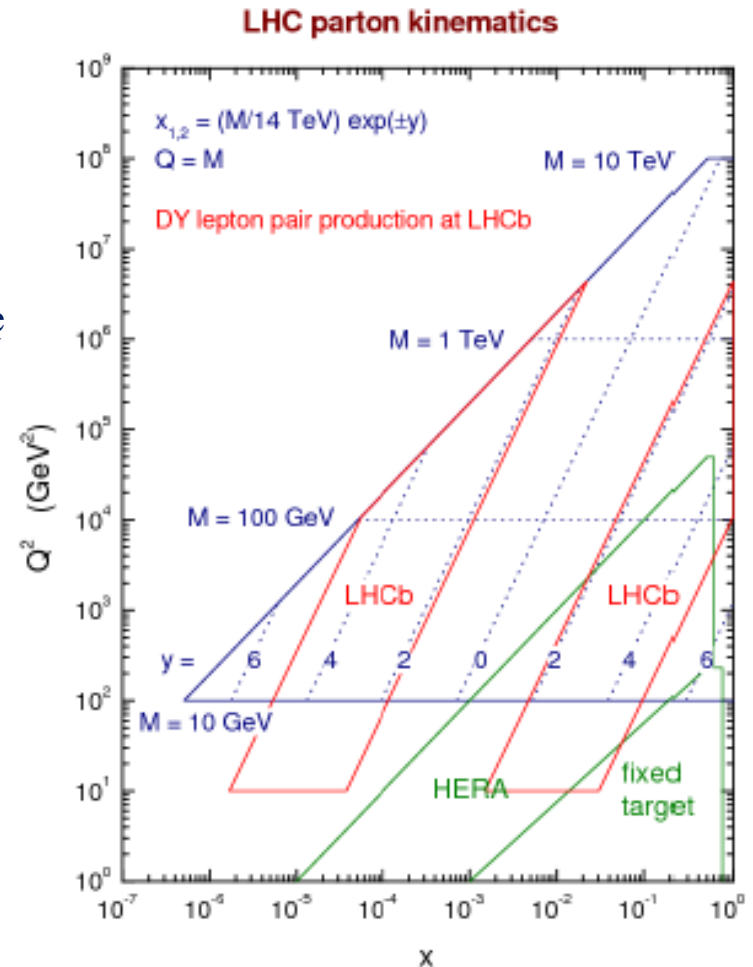
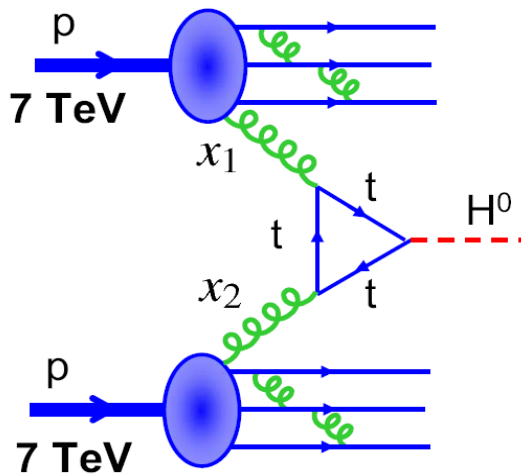
- Widoczne (słabe) łamanie skalowania, szczególnie dla małych  $x$ -ów:

$$F_2(x, Q^2) \neq F_2(x)$$

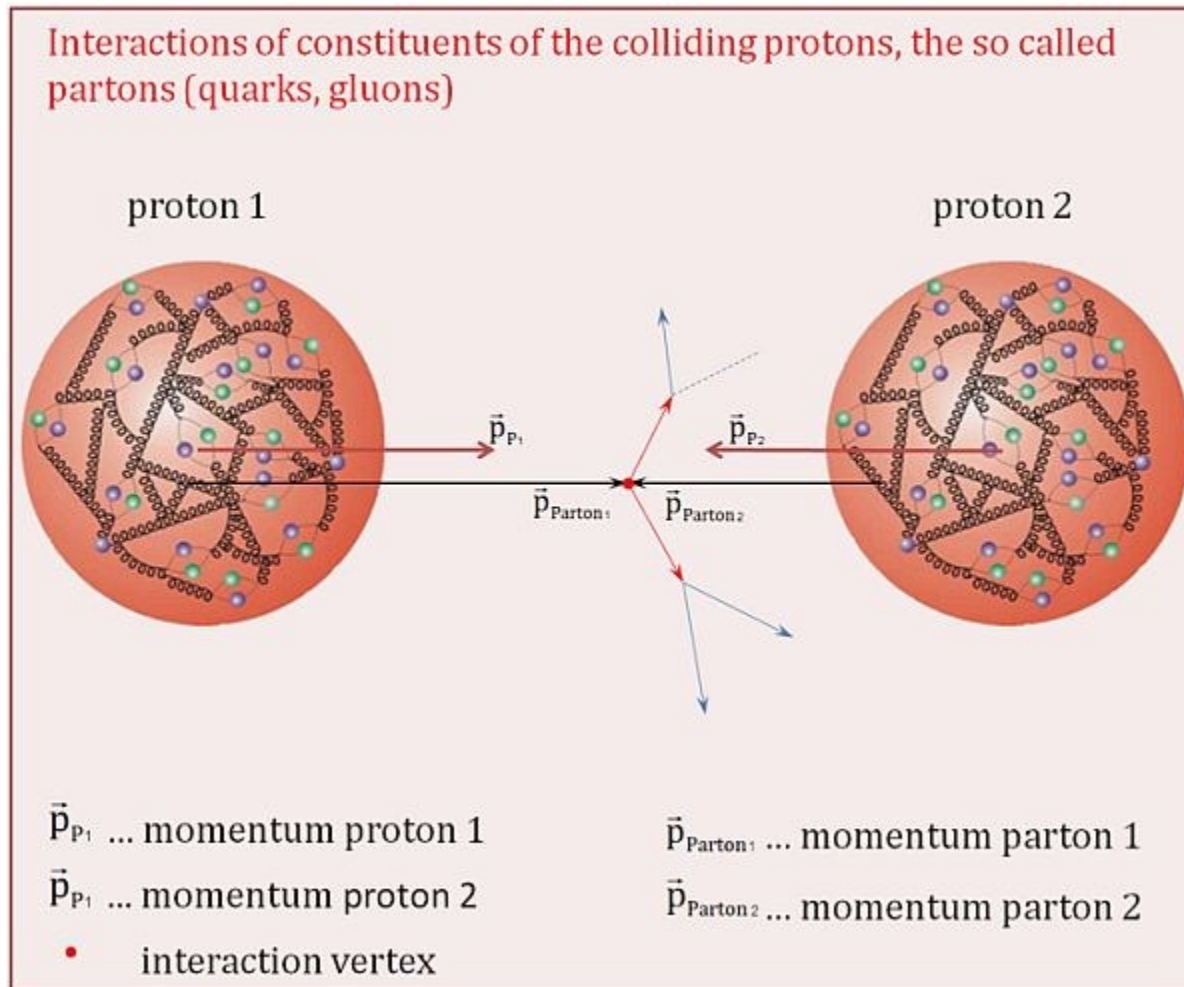
- gdy kwark emituje gluon, zmienia nieznacznie energię
  - przy mniejszych  $Q^2$  kwark i gluon stanowią jeden obiekt,
  - większe  $Q^2$  oznacza większą zdolność rozdzielczą i możliwe próbkowanie kwarku (z mniejszą energią) i gluonu osobno.
  - czyli dla małych  $x$ -ów mamy zależność funkcji struktury od  $Q^2$ . - modele i fity b. dobrze pasują do danych.
- QCD (teoria oddz. silnych) przewiduje zależność  $F_2$  od  $Q^2$ .

## Zderzenia proton-proton na LHC

- Zderzenia pomiędzy protonami zachodzą w istocie pomiędzy partonami.
- Rozkład partonów jest niezbędny do policzenia przekroju czynnego przy bardzo dużych energiach (wiązki po 7 TeV).
- Produkcja cząstki Higgsa zajdzie głównie przez „fuzję gluonową”, a przekrój czynny zależy od funkcji rozkładu gluonu (PDF)

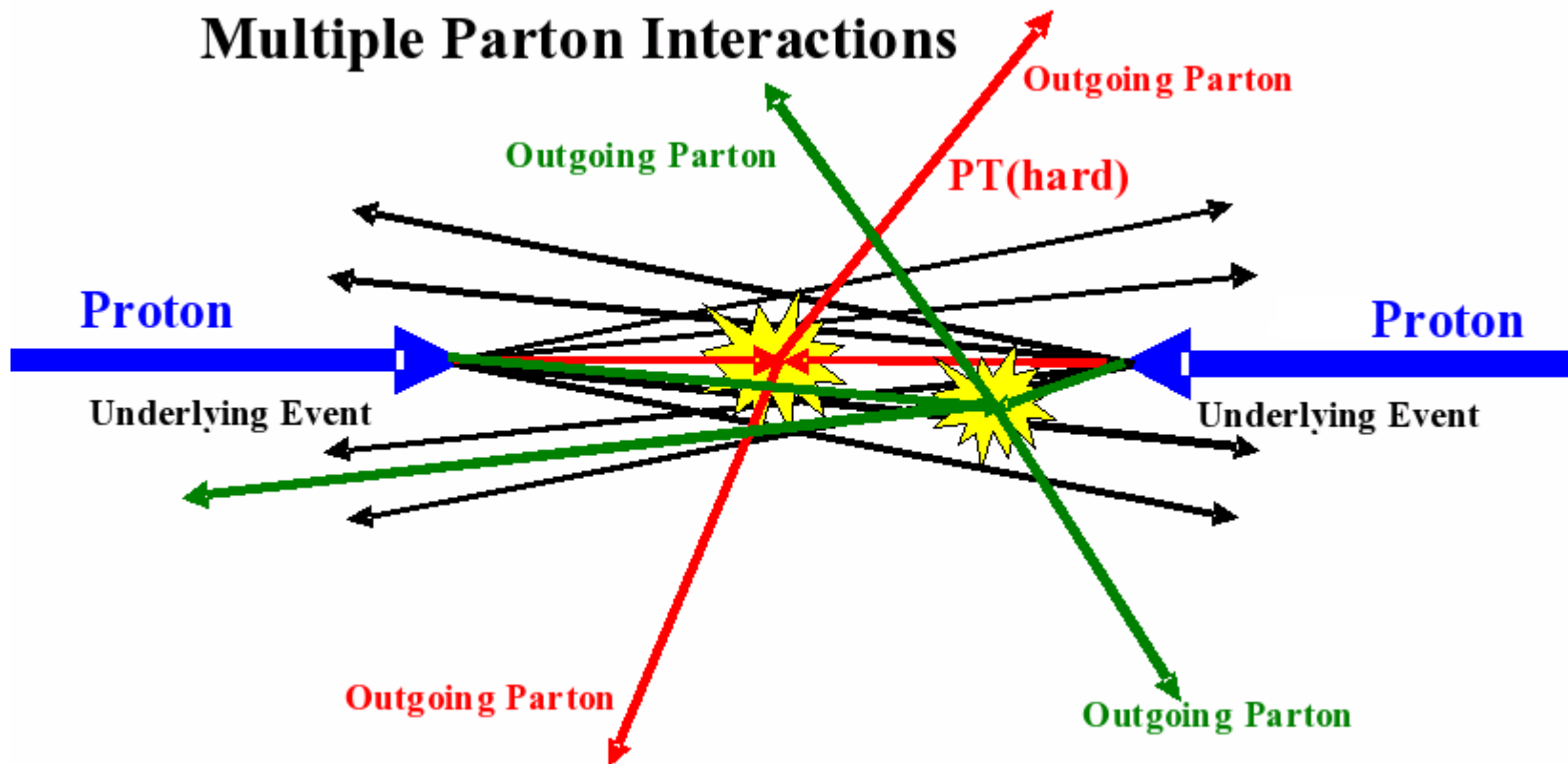


# Zderzenia proton-proton na LHC



# Zderzenia proton-proton na LHC

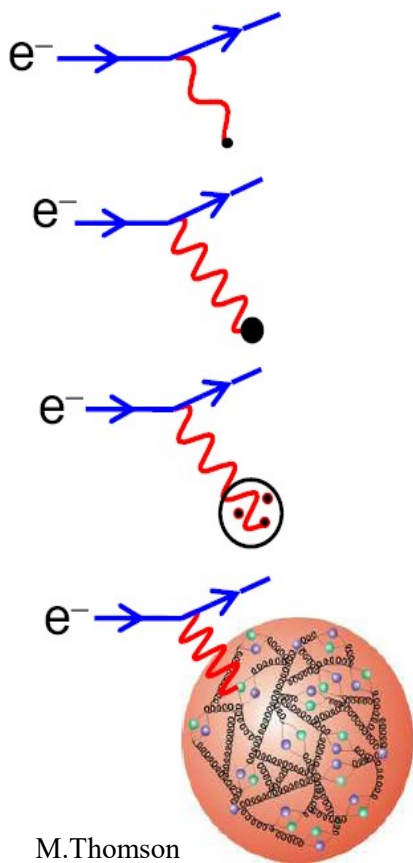
## Multiple Parton Interactions





## Podsumowanie

- Struktura protonu jest badana w procesie rozproszenia elektronów na protonie z wykorzystaniem wirtualnego fotonu.  
Im krótsza długość fali fotonu (większe  $q^2$ , tym głębszą strukturę można obserwować.



M.Thomson

- Przy bardzo niskich energiach elektronu  $\lambda \gg r_p$  mamy do czynienia z rozpraszaniem na punktowych, bezspinowych obiektach, czyli na statycznym potencjale.
- Przy niskich energiach  $\lambda \sim r_p$  rozpraszanie na ładunku rozmieszczonym w protonie
- Przy wysokich energiach elektronu – długość fali wystarczająca do zobaczenia substruktury  $\lambda < r_p$
- DIS – elastyczne rozpraszanie elektronu na punktowych obiektach (którymi mają być SWOBODNE kwarki), a proton zostaje rozbity
- Przy bardzo dużych energiach  $\lambda \leq r_p$  w protonie widać morze kwarków i gluonów.
- Funkcje rozkładu partonów – kwarki niosą tylko 50% pędu protonu, reszta jest przypisana do gluonów.

**Model partonowy opisuje DYNAMIKĘ kwarków.**