

Struktura protonu

Elementy fizyki cząstek elementarnych

Wykład III

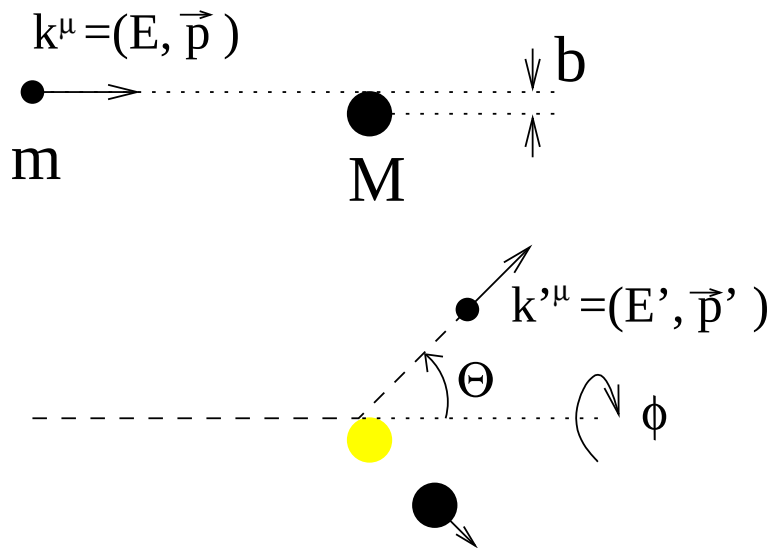
- kinematyka rozpraszania
- doświadczenie Rutherforda
- rozpraszanie nieelastyczne
- partony i kwarki
- struktura protonu

Kinematyka

Rozpraszanie elastyczne

“Klasyczne” zderzenie sprężyste:

“sonda” (“**pocisk**”) o masie m
i energii E rozprasza się na
“**tarczy**” o masie M :



Zagadnienie to możemy rozwiązać w oparciu o zasady zachowania energii i pędu.

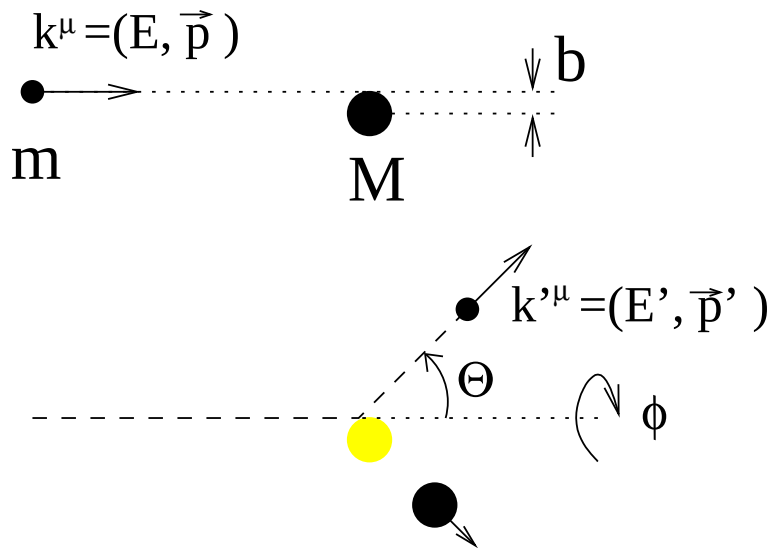
Jednak znajomość energii cząstki padającej **nie wystarcza** do wyznaczenia energii i pędów stanu końcowego.

Musimy wprowadzić jeden **dodatkowy parametr**, np. parametr zderzenia **b**

W przypadku zderzeń cząstek nie jesteśmy w stanie kontrolować **b** $\Rightarrow$ wygodniej użyć jako parametru **kąta rozproszenia θ**

Kinematyka

Rozpraszanie elastyczne



Wprowadzamy nowe zmienne:

- przekaz energii: $\nu = E - E'$
- przekaz czteropędu: $q^\mu = k^\mu - k'^\mu$

Z zasad zachowanie energii i pędu $\Rightarrow$

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

(niezmiennik transformacji Lorentza)

Energia rozproszonego pocisku i przekaz czteropędu wyrażają się przez kąt rozproszenia θ .

W granicy $E \gg m$:

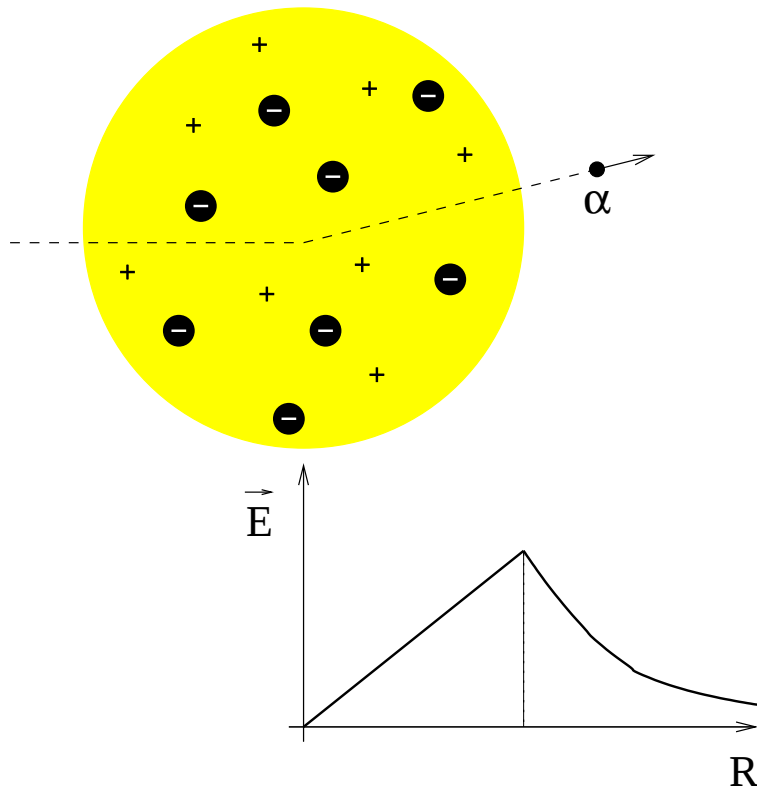
$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{M}(1 - \cos \theta)} \leq E$$

$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta) = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Doświadczenie Rutherforda

Model Thomson

Po odkryciu elektronu (1897), J.J.Thomson zaproponował model atomu w postaci “ciastka z rodzynekami”.



Cała **objętość** atomu była jednorodnie **naładowana dodatnio** (“ciastko”), a wewnątrz “pływały” **elektrony** (“rodzynki”).

Ponieważ ładunek był rozłożony **równomiernie** w dużej objętości, nie powinien silnie zakłócać ruchu przechodzących cząstek α .

⇒ **oczekujemy jedynie niewielkich odchyłeń toru...**

Wpływ elektronów można zaniedbać ze względu na małą masę.

Doświadczenie Rutherforda

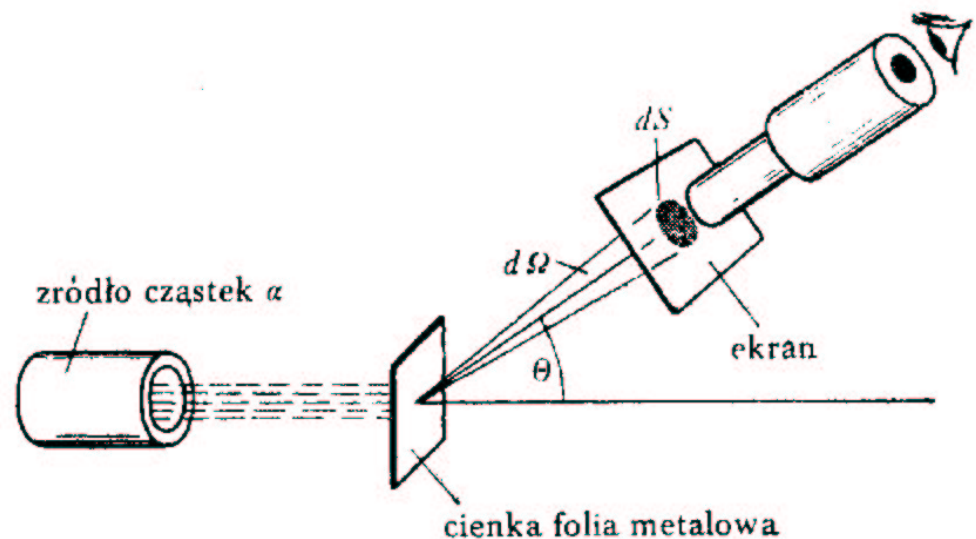
W modelu Thomsona można było oszacować **maksymalny kąt** rozproszenia cząstki α i był on mały $\theta^{max} \ll \pi$.

Odpowiada to sytuacji rozproszenia “pocisku” na dużo **lżejszej “tarczy”**.

Masa przypadająca na jednostkę “rozmytego” ładunku atomu wynosiła ok. $\frac{1}{8}$ masy cząstki α .

Doświadczenie Rutherforda

Rozpraszanie cząstek α na cienkiej złotej folii



Obserwowano błyski wywoływane przez padające cząstki na ekranie scyntylacyjnym

Doświadczenie Rutherforda

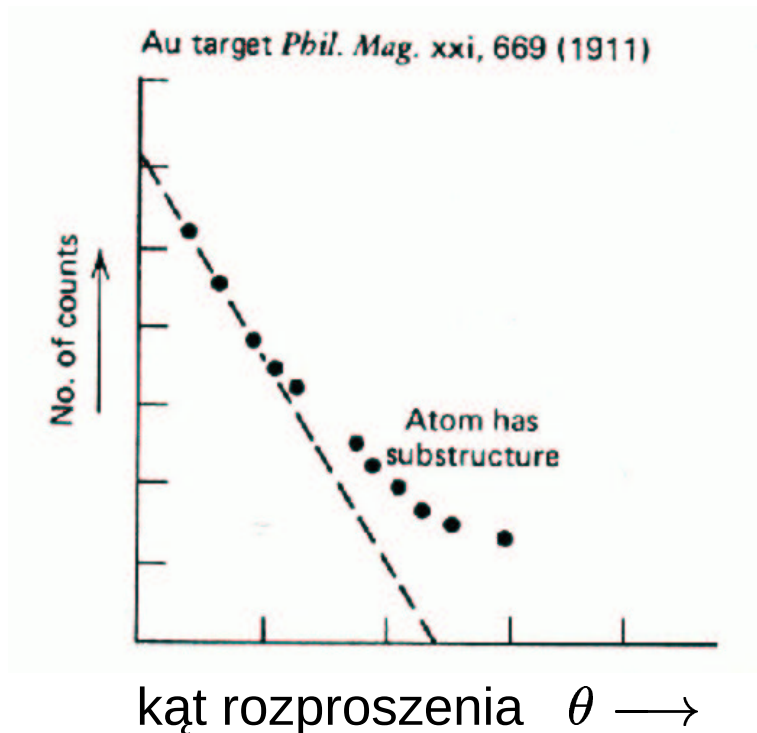
Wyniki pomiarów

Przeprowadzonych przez
H.Geigera i E.Marsdena:

Zaobserwowano rozproszenia cząstek α pod bardzo dużymi kątami, $\theta \gg \theta_{Th}^{max}$, czego nie można było wyjaśnić w modelu Thomsona

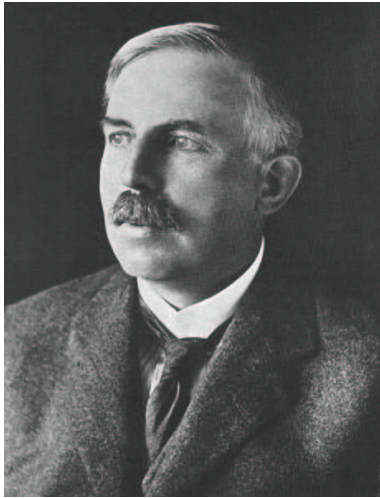
*“To było tak jakbyście wystrzelili
piętnastocalowy pocisk w kierunku kawałka
bibułki, a on odbił się i was uderzył.”*

E. Rutherford



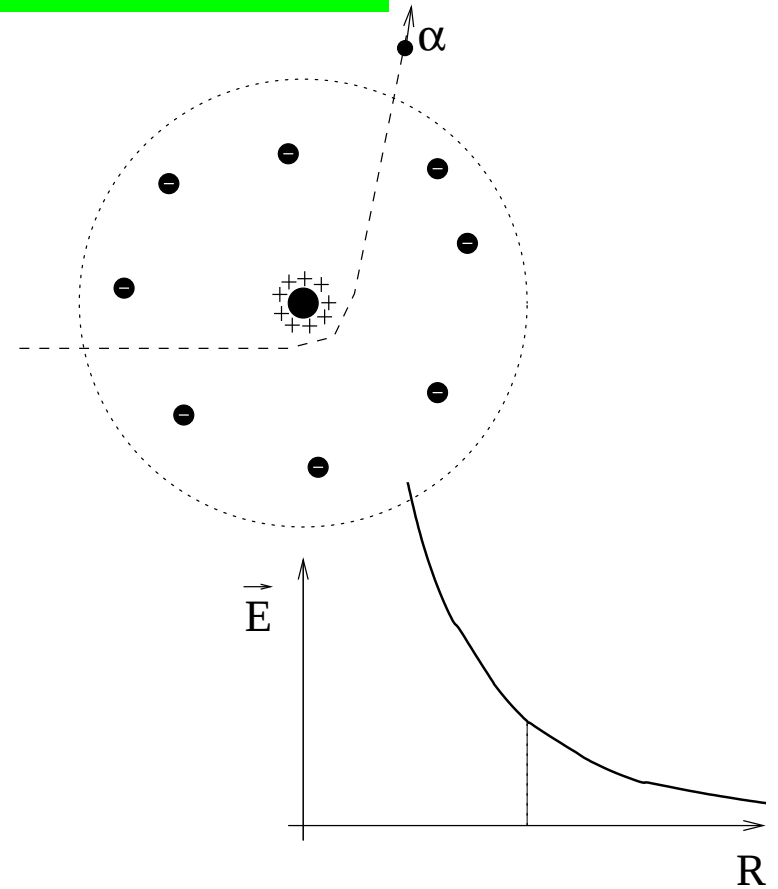
Doświadczenie Rutherforda

Model Rutherforda



Rutherford zaproponował
jądrowy model atomu.

Cały dodatni ładunek atomu (10^{-10} m)
skupiony jest w praktycznie **punktowym**
(10^{-14} m) **jądrze**



Przechodząca cząstka zawsze czuje cały
ładunek dodatni $\Rightarrow$ kąty rozproszenia są
dużo większe.

Doświadczenie Rutherforda

Przekrój czynny

Obserwowany rozkład kątowy rozproszonych cząstek α proporcjonalny jest do tzw. **różniczkowego przekroju czynnego** na rozpraszanie cząstki o ładunku e w potencjale kulombowskim ładunku Ze :

$$N(\theta) \sim \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Wzór Rutherforda

(zaniedbujemy odrzut jądra i efekty spinowe)

Skończone prawdopodobieństwo rozproszenia $\theta = \pi$!

Kąt bryłowy możemy wyrazić przez przekaz czteropędu Q^2

$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta)$$

$$dQ^2 = 2EE' \sin \theta d\theta$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{\pi}{EE'} dQ^2$$

Otrzymujemy wzór na rozpraszanie Rutherforda w postaci:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 Z^2}{Q^4} \cdot \frac{E'}{E}$$

(czynniki $\frac{E'}{E}$ uwzględnia odrzut jądra)

$$\text{Oddziaływanie } \frac{1}{r^2} \Rightarrow \frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{Q^4}$$

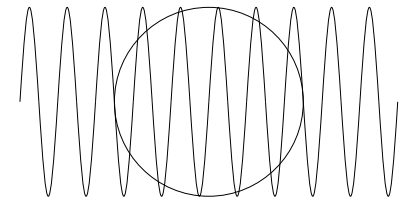
Rozpraszanie elastyczne

Rozdzielczość

Ze wzrostem przekazu czteropędu Q^2
maleje długość fali wymienianego fotonu.

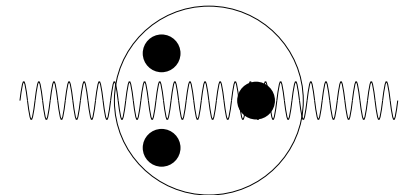
Model Rutherforda - rozpraszanie na jądrze

“miękki” foton
małe Q^2



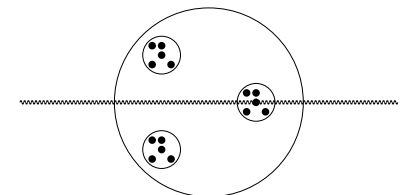
Model Rutherforda załamuje się
⇒ stajemy się czuli na wewnętrzną
budowę jądra...

pośrednie Q^2



a potem nukleonów...

twardy foton
duże Q^2



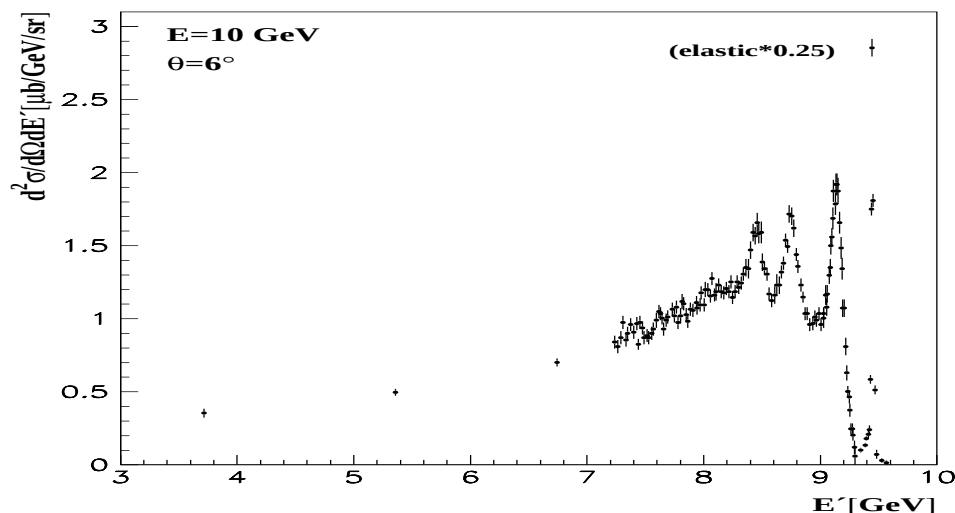
Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

Do tej pory rozważaliśmy tylko rozpraszanie **elastyczne**, czyli takie dla których “tarcza” (jak i cząstka padająca - “**pocisk**”) pozostawała **niezmieniona**.

W rozpraszaniu elastycznym **energia** rozproszonego pocisku jest **jednoznacznie określona przez kąt** rozproszenia:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{M}(1 - \cos \theta)} \Rightarrow M = \frac{EE'(1 - \cos \theta)}{E - E'} = \frac{Q^2}{2\nu} = \text{const}$$

Rozkład E' w rozpraszaniu **elektronów** na **protonach**: ($E=100$ GeV, $\theta = 6^\circ$)



Maksimum $\Rightarrow$ rozpraszanie elastyczne.

Kolejne $\Rightarrow$ produkcja **stanów wzbudzonych** protonu o masach pomiędzy 1 i 2 GeV.

Dalej **ciągłe widmo** w obszarze $E' < 8$ GeV $\Rightarrow$ rozpraszanie **głęboko-nieelastyczne** produkcja stanu końcowego o $W \gg M$

Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

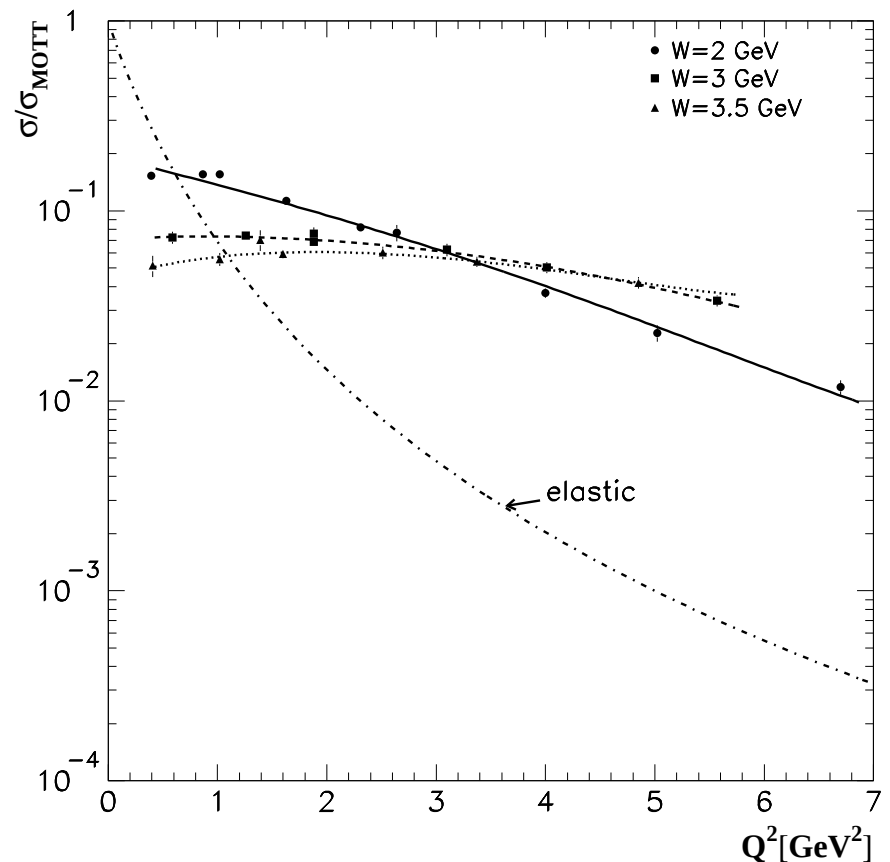
Przekrój czynny ep

Stosunek przekroju czynnego na rozpraszanie **nieelastyczne** przy ustalonym W do przekroju czynnego na rozpraszanie **elastyczne** na ładunku punktowym (σ_{Mott})



Ta sama zależność od Q^2 !!!

⇒ **elastyczne** rozpraszanie na punktowych **partonach**



Model zaproponowany przez **Feynman'a** w 1969 roku

Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

Model partonowy

Rozpraszanie elektronu **na partonie** o ładunku e_q :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} \cdot \left(\frac{E'}{E}\right) \cdot \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \dots\right]$$

Człon $\cos^2 \frac{\theta}{2}$ pochodzi od spinu elektronu.

Spin partonu na razie pomijamy (...)

Z kinematyki możemy wyznaczyć efektywną **masę partonu**:

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

Przekrój czynny na rozpraszanie **na protonie** złożonym z partonów:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left(\frac{E'}{E}\right) \cdot \left[F_2(x) \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} + \dots\right]$$

gdzie $F_2(x)$ - **funkcja struktury**

$F_2(x)$ zdefiniowana jest w oparciu o **gęstości prawdopodobieństwa** $q(x)$ znalezienia partonu q o masie $m = xM$:

$$F_2(x) = \sum_{\text{partony } q} e_q^2 x q(x)$$

Przypadek
głęboko-
–nieelastycznego
rozpraszania
elektron-proton

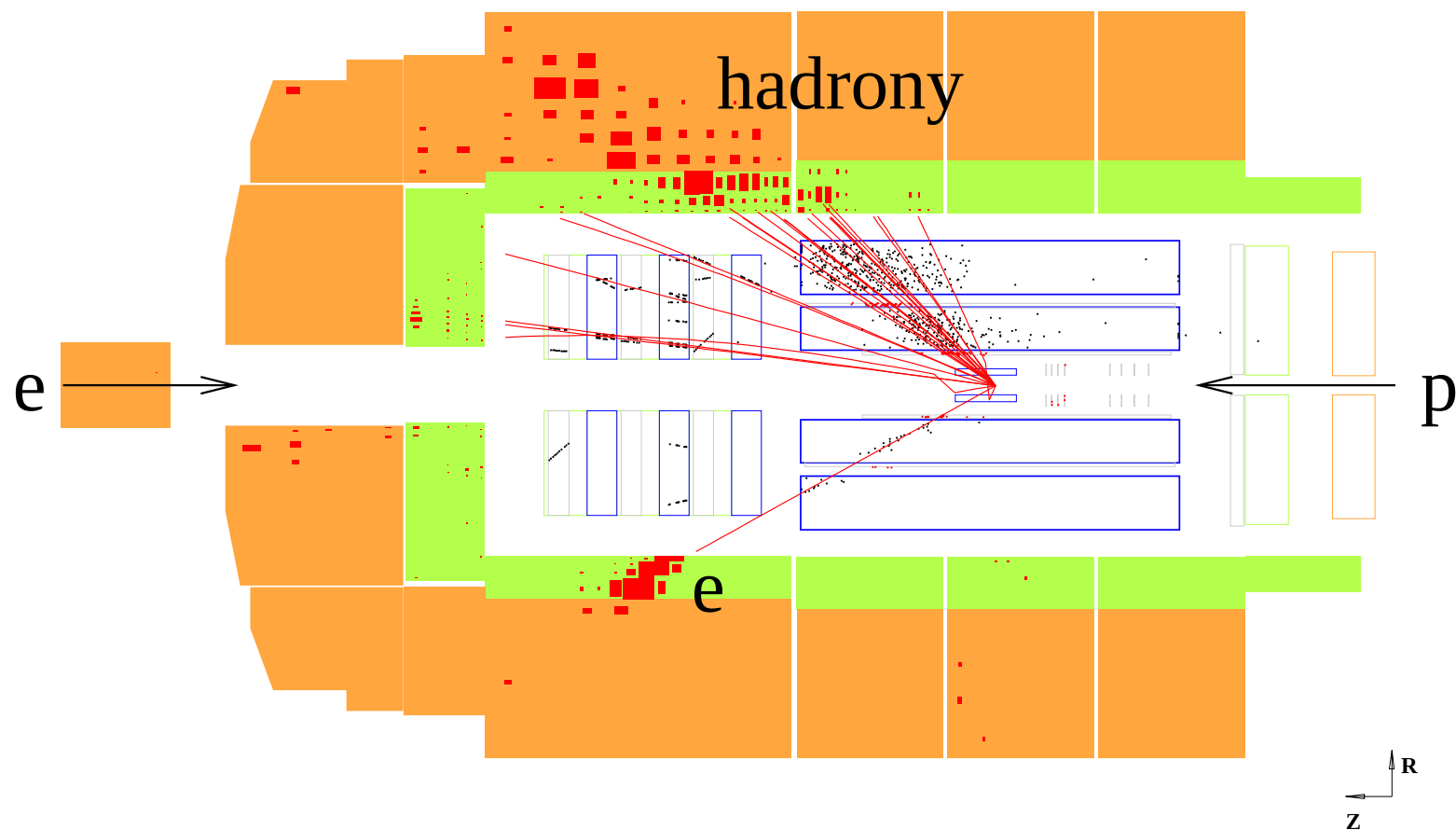
Ekspertment H1

mierzymy **energię**
i **kąt** rozproszenia
elektronu

$$\Rightarrow x, Q^2$$

można też mierzyć
stan hadronowy...

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



Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

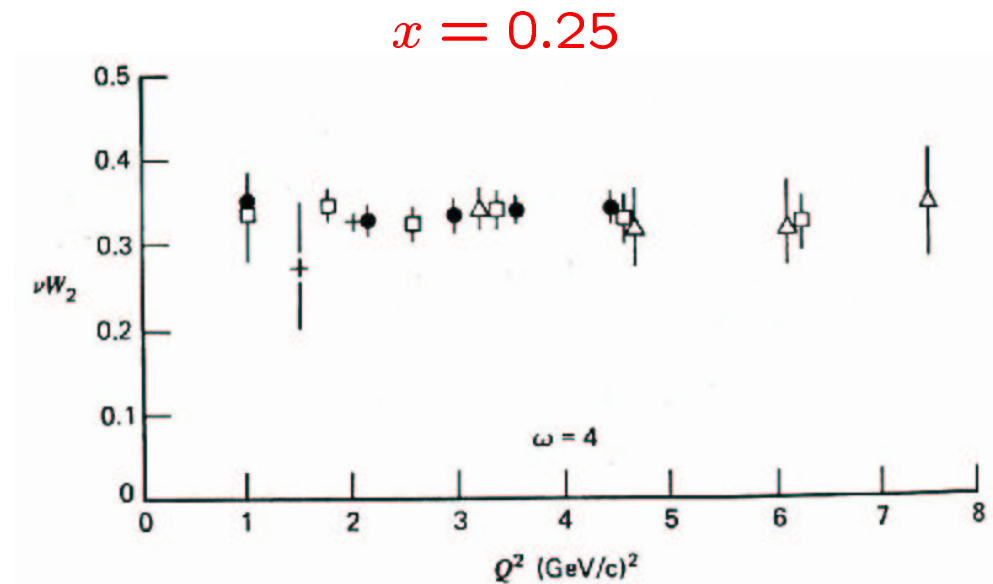
Skalowanie Bjorkena

Funkcję struktury $F_2(x, Q^2)$ można zdefiniować **niezależnie od modelu** (!).

Sukcesem modelu partonowego była obserwacja **skalowania** $F_2(x, Q^2)$, czyli braku zależności od Q^2 (wynikającego z elastycznego rozpraszania na partonach)

Jest to tzw. **skalowanie Bjorkena**, zaproponowane przez Bjorkena w 1968 roku.

Zmienna x często nazywana jest zmienną bjorkenowską

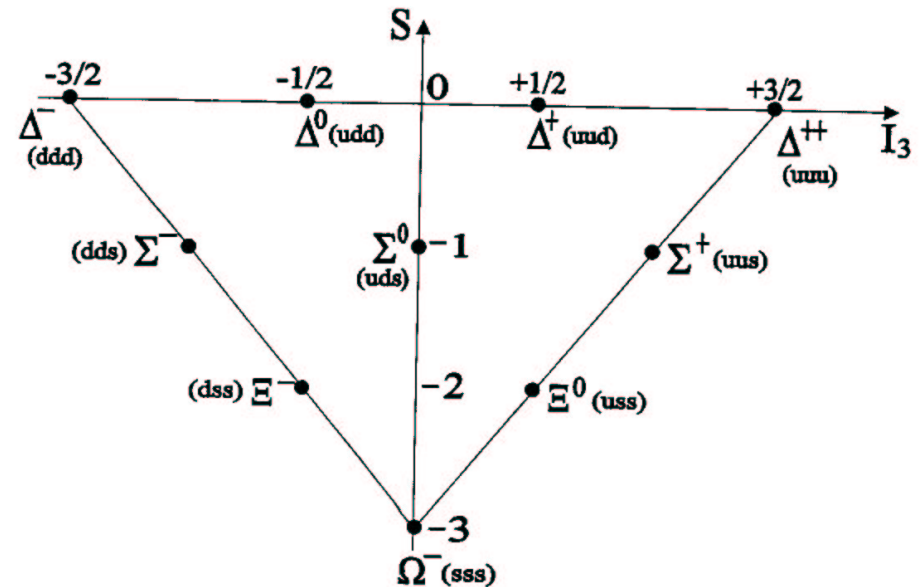
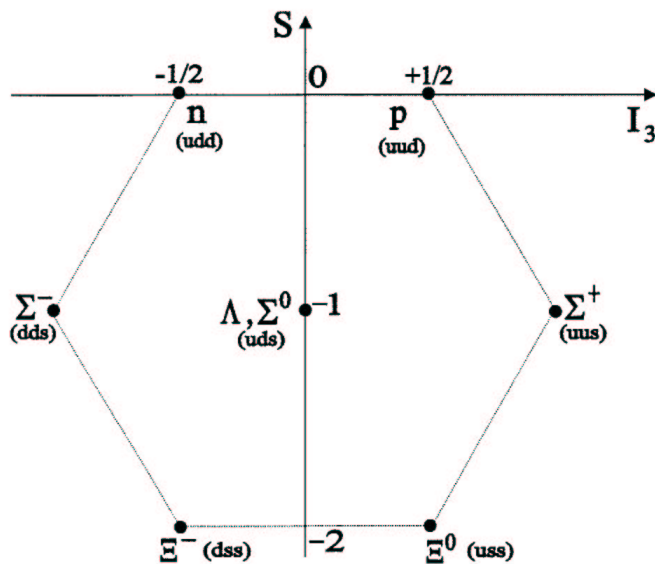


Kwarki

Model Gell-Mann'a i Zweig'a

W połowie lat 60 obserwowana **symetria** w świecie znanych **cząstek** elementarnych doprowadziła Gell-Mann'a i Zweig'a do hipotezy istnienia **kwarków**

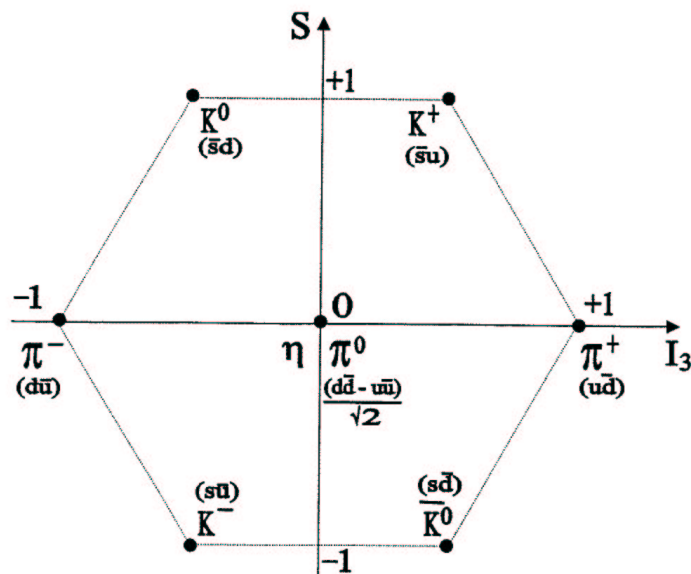
Trzy kwarki tworzyłyby bariony:



Kwarki

Model Gell-Mann'a i Zweig'a

Para kwark-antykwarek tworzyłaby mezony



Zakładając istnienie tylko **trzech kwarków** (u , d , s) można było wytłumaczyć spektrum wszystkich znanych cząstek.

Gell-Mann i Zweig zakładali, że kwarki są:

- bardzo masywne
- silnie związane

Z drugiej strony model partony w modelu partonowym:

- lekkie
- quasi-swobodne

Czy partony to kwarki ?

To wcale nie było takie oczywiste...

Kwarki a partony

Spin partonów

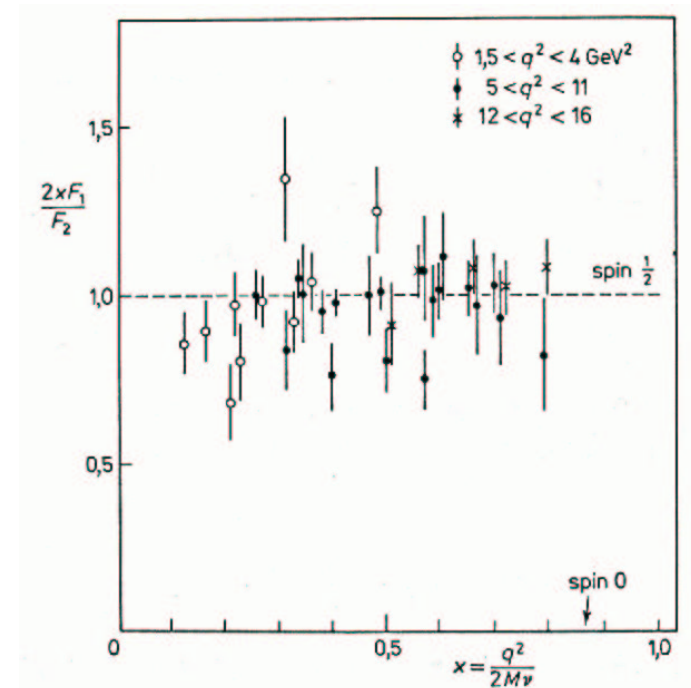
Pełne wyrażenie na przekrój czynny:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left(\frac{E'}{E} \right) \cdot \left[F_2(x) \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2xF_1(x) \cdot \frac{Q^2}{2M^2x^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

gdzie w zależności od spinu s partonów:

$$\begin{aligned} F_1(x) &= 0 & \text{dla } s &= 0 \\ 2xF_1(x) &= F_2(x) & \text{dla } s &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Wyniki pomiaru $2xF_1/F_2$:



⇒ Partony mają spin $\frac{1}{2}$ (jak kwarki)

Kwarki a partony

Ładunki kwarków

W oddziaływaniach neutrin mierzymy:

$$F_2^{eN}(x) = \sum_q e_q^2 xq(x)$$

$$F_2^{\nu N}(x) = \sum_q xq(x)$$

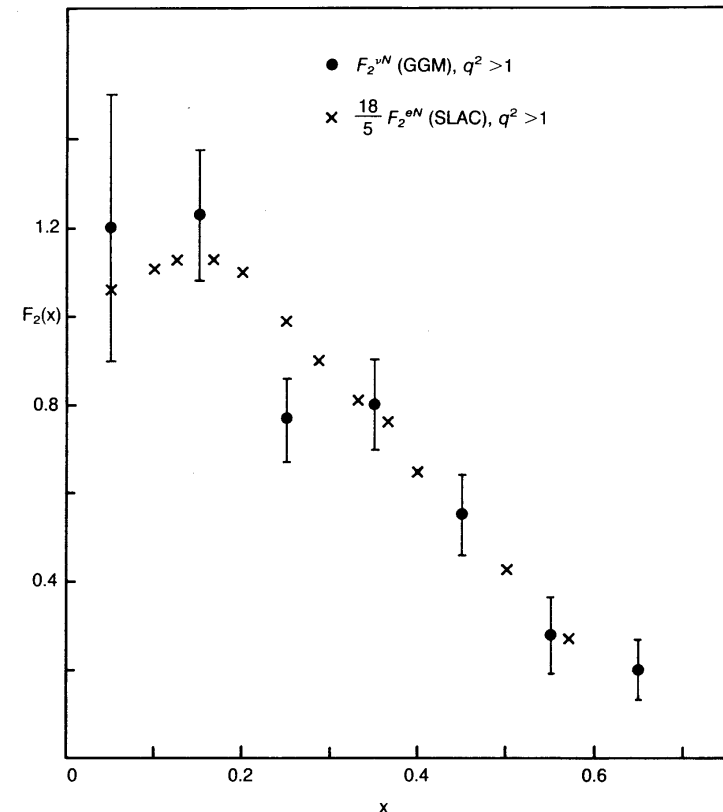
$$\Rightarrow F_2^{eN}(x) = \langle e_q^2 \rangle F_2^{\nu N}(x)$$

gdzie $\langle e_q^2 \rangle$ jest średnim kwadratem ładunku partonu.

W modelu kwarków mamy (dla $A = 2Z$)

$$\langle e_q^2 \rangle = \frac{5}{18}$$

Porównanie pomiarów $F_2^{\nu N}(x)$ i $\frac{18}{5}F_2^{eN}(x)$ (1972):



$\Rightarrow$ Partony mają ładunki takie jak kwarki...

Kwarki a partony

Ładunki kwarków

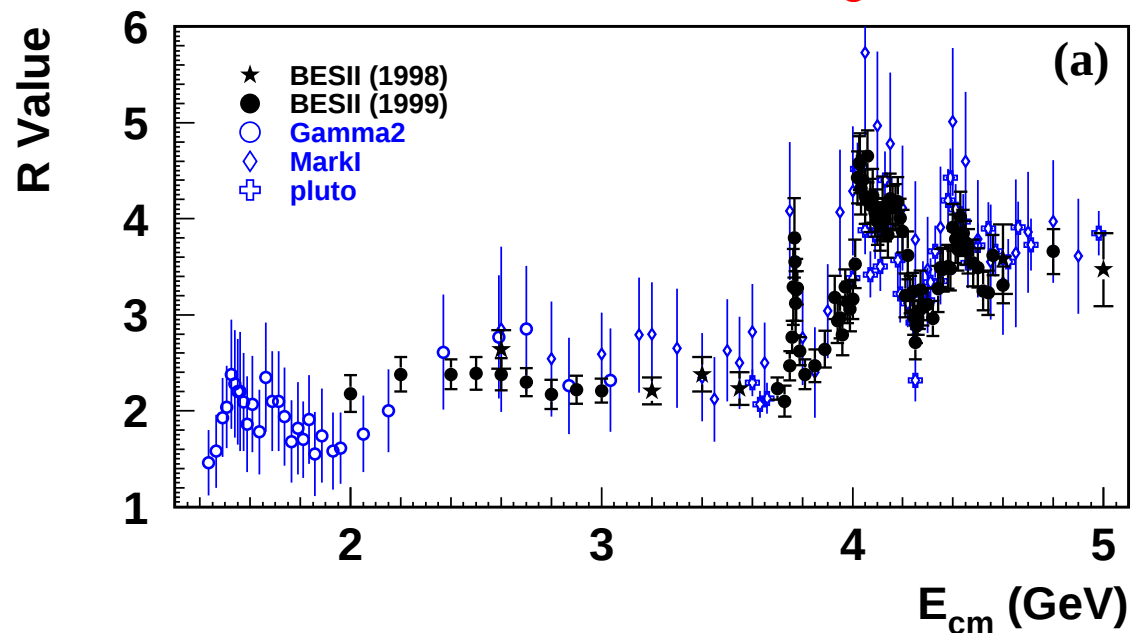
Ładunki partonów można też sprawdzić w pomiarze:

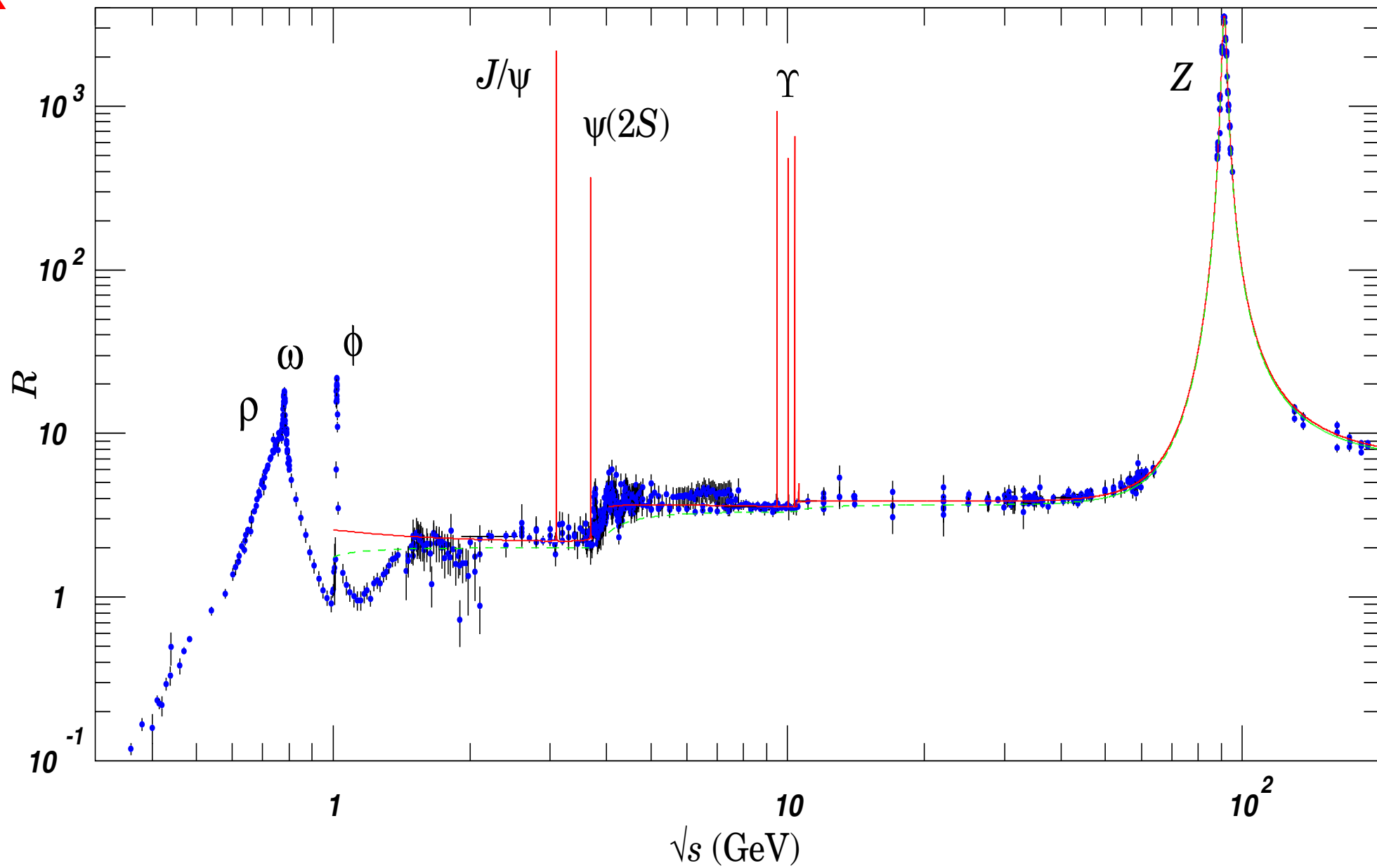
$$R^{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma^{th}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx 3 \cdot \sum_q e_q^2$$

Dla 3 kwarków (u,d,s) oczekujemy $R \approx 2$, dla $E_{CM} > 4 \text{ GeV} \Rightarrow R \approx \frac{10}{3}$ (u,d,s,c)

Po uwzględnieniu poprawek wyższych rzędów wyniki doświadczalne bardzo dobrze to potwierdzają.

Zgodność zawdzięczamy czynnikowi 3 we wzorze na $R \Rightarrow$ liczba "kolorów" w jakich występują kwarki/partony



R

Struktura protonu

Funkcja struktury F_2

W modelu partonowym

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2 x q(x)$$

Największy wkład do $F_2(x)$ **protonu**

⇒ **kwark u**

- największa gęstość

$$u(x) \approx 2d(x) \gg s(x) \dots$$

- ładunek

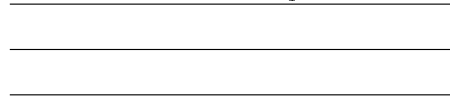
$$|e_u^2| = 4|e_d^2|$$

If the Proton is:

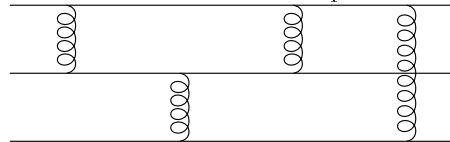
A quark



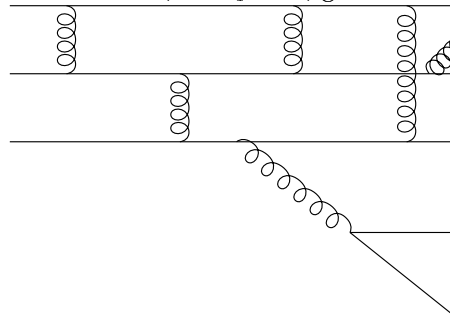
Three valence quarks



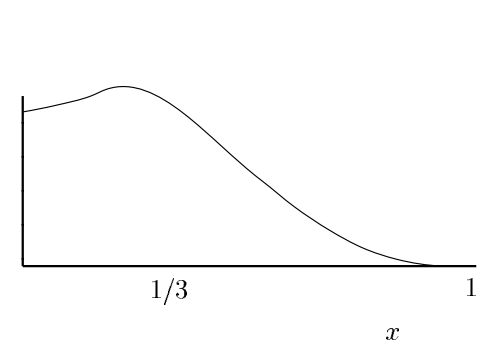
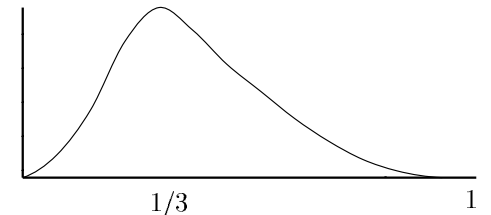
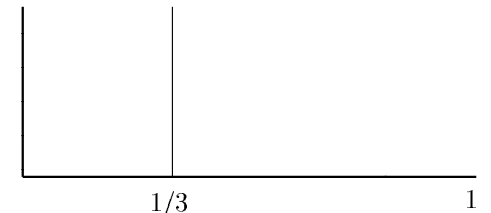
Three bound valence quarks



Valence, Sea quarks, gluons



then $F_2^{ep}(x)$ is:



Struktura protonu

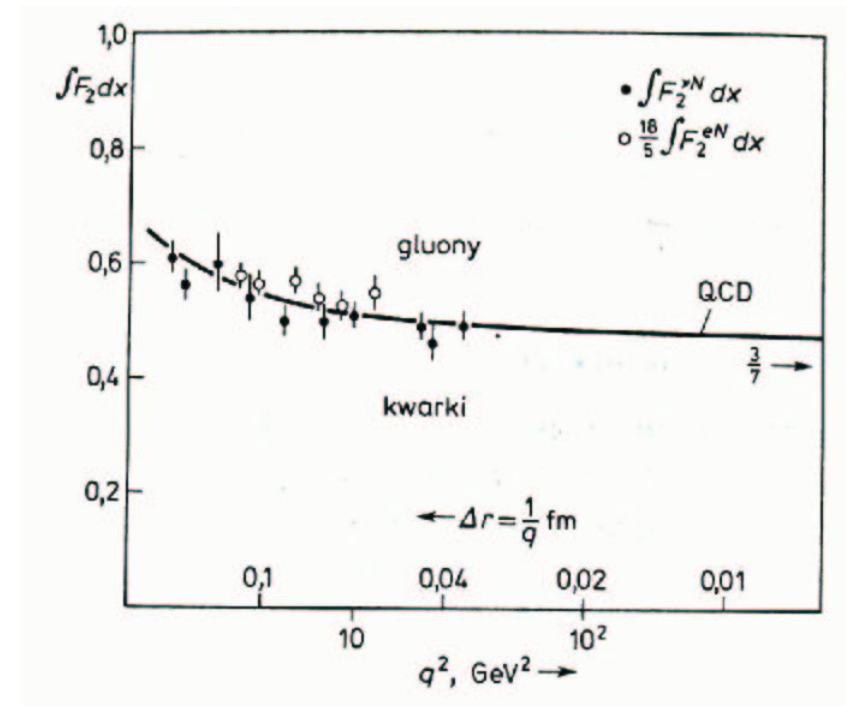
Gluony

Jak dużą rolę odgrywają gluony ?

Możemy to sprawdzić licząc całkę po x z $F_2(x)$.
Gdyby cały pęd protonu niesiony był przez kwarki

$$\int dx F_2^{\nu N}(x) = \frac{18}{5} \int dx F_2^{eN}(x) = 1$$

Wyniki pomiarów:



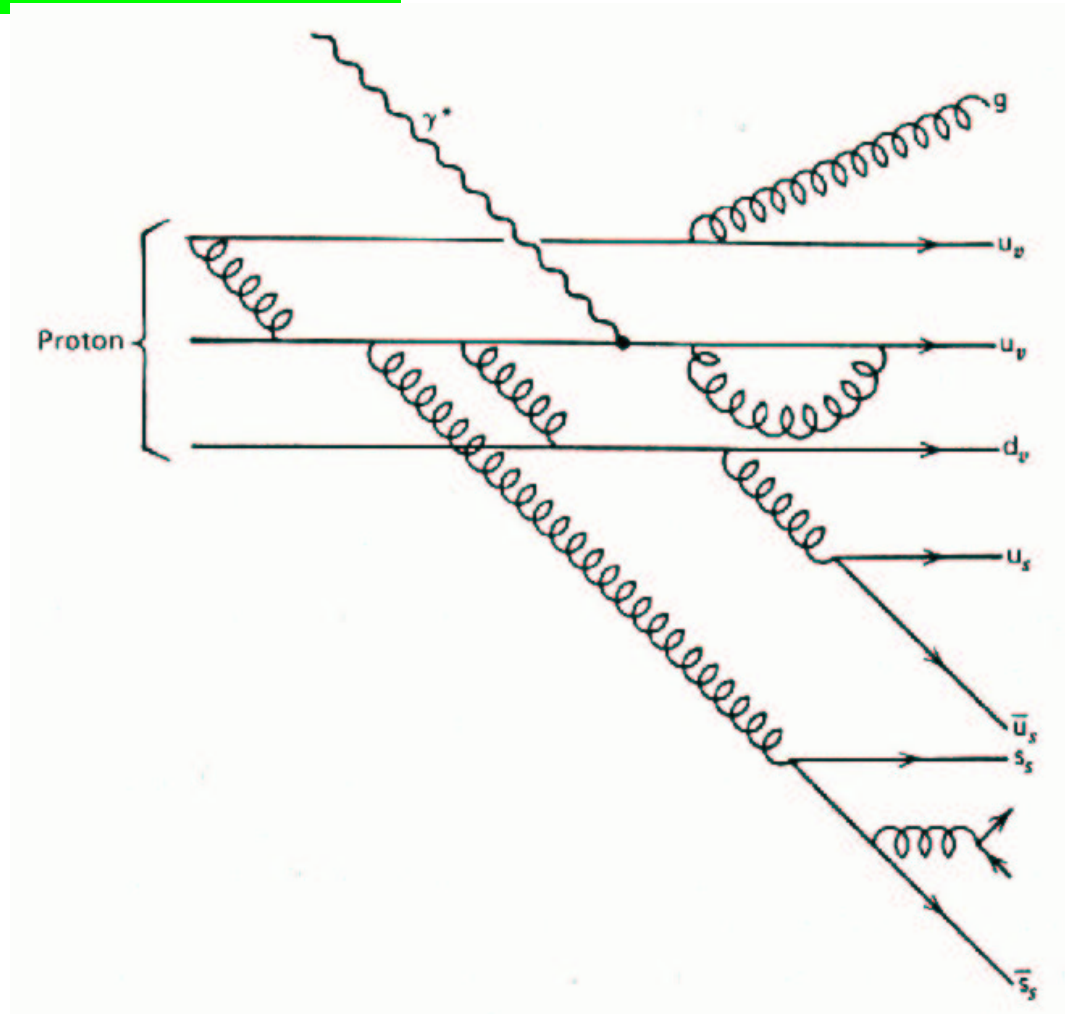
Kwarki niosą jedynie około połowy pędu nukleonów $\Rightarrow$ **gluony są bardzo ważne !...**

Struktura protonu

Ewolucja QCD

Gluony **przenoszą** oddziaływania między kwarkami, ale mogą także **kreować** dodatkowe **pary kwark-antykwarek** (tzw. **kwarki morza**).

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



Struktura protonu

Łamanie skalowania

Chromodynamika kwantowa (QCD) przewiduje, że rozkłady kwarków (a więc i funkcje struktury) powinny **zależać od Q^2**

Dla małych wartości x :

$F_2(x, Q^2)$ rośnie z Q^2 .

Dla dużych wartości x :

$F_2(x, Q^2)$ maleje z Q^2 .

⇒ skalowanie było szczęśliwym zbiegiem okoliczności !...

