

# Oddziaływania silne

( chromodynamika kwantowa, dżety, gluony ...)

---

- Uwięzienie koloru
- Potencjał QCD na małych i dużych odległościach
- Dżety
  - fenomenologiczny mechanizma powstawania dżetów
  - przypadki dwudżetowe w anihilacji  $e^+e^-$
  - dżety gluonowe w anihilacji  $e^+e^-$
- Eksperymentalne dowody na istnienie koloru
- Pomiary  $\alpha_s$

# Uwięzienie koloru

- Kwarki i gluony nie występują jako cząstki swobodne i są zawsze uwięzione w hadronach
- **Uwięzienie koloru jest wynikiem samoodziaływania gluonów**

Samoodziaływanie gluonów mających ładunek kolorowy powoduje, że linie sił pola kolorowego zbliżają się do siebie tworząc strunę.

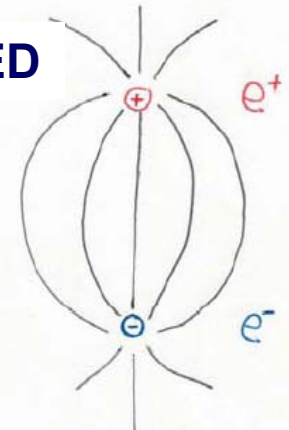
Struna posiada pewne napięcie/naprężenie (tension) i przy oddalaniu się od siebie kwarka i antykwarka magazynowana jest w niej energia potencjalna.

QCD



Linie pola kolorowego m-dzy kwarkami

QED



Linie pola elektrycznego 2 ładunków o przeciwnych znakach

Energia magazynowana na jednostkę długości struny jest w przybliżeniu stała



Energia potencjalna oddziaływania 2 kwarków rośnie liniowo z odległością

$$V(r) \propto r$$

- separacja 2 kwarków wymaga nieskończonej energii → **uwięzienie kwarków** w neutralnych kolorowo hadronach

Fenomen uwięzienia koloru (kwarków i gluonów) nie został ściśle udowodniony

# Potencjał QCD na małych i dużych odległościach

Energia potencjalna oddziaływania kwark - kwark ma dwa człony :

(odzwierciedlające zachowanie  $\alpha_s$  dla procesów silnych zachodzących na małych i dużych odległościach)

- człon typu kulombowskiego  $a / r$   $r$  – odległość m-dzy kwarkami
- człon liniowy  $k r$   $a, k$  stałe

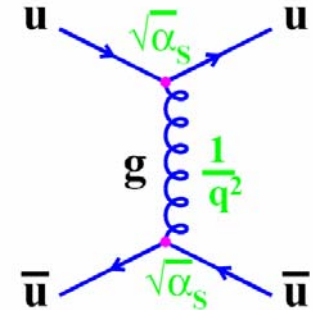
$$V(r) = a / r + k r = - 4/3 \alpha_s / r + k r$$

Człon typu kulombowskiego,  $- 4/3 \alpha_s / r$ , dominuje na małych odległościach i wynika z wymiany jedno gluonowej

Jest podobny do potencjału kulombowskiego dla ładunków punktowych

$V_{em} = - \alpha_{em} / r$ . Czynniki  $- 4 / 3$  wynika z wkładów od 8 gluonów,

uśrednionych po 3 kolorach kwarków i podzieleniu przez 2 (ze względów historycznych).



Człon liniowy w  $r$ ,  $k r$ , dominuje na dużych odległościach i jest związany z uwięzieniem kwarków i gluonów w hadronach

W modelu strunowym liniowa zależność  $V_{QCD}$  od  $r$  jest uzasadniona obserwowaną dla rezonansów barionowych i mezonowych zależnością m-dzy spinami cząstek i kwadratami ich mas ( zob. Perkins).

Gęstość energii na jednostkę długości struny oszacowana z rozmiarów i mas hadronów:

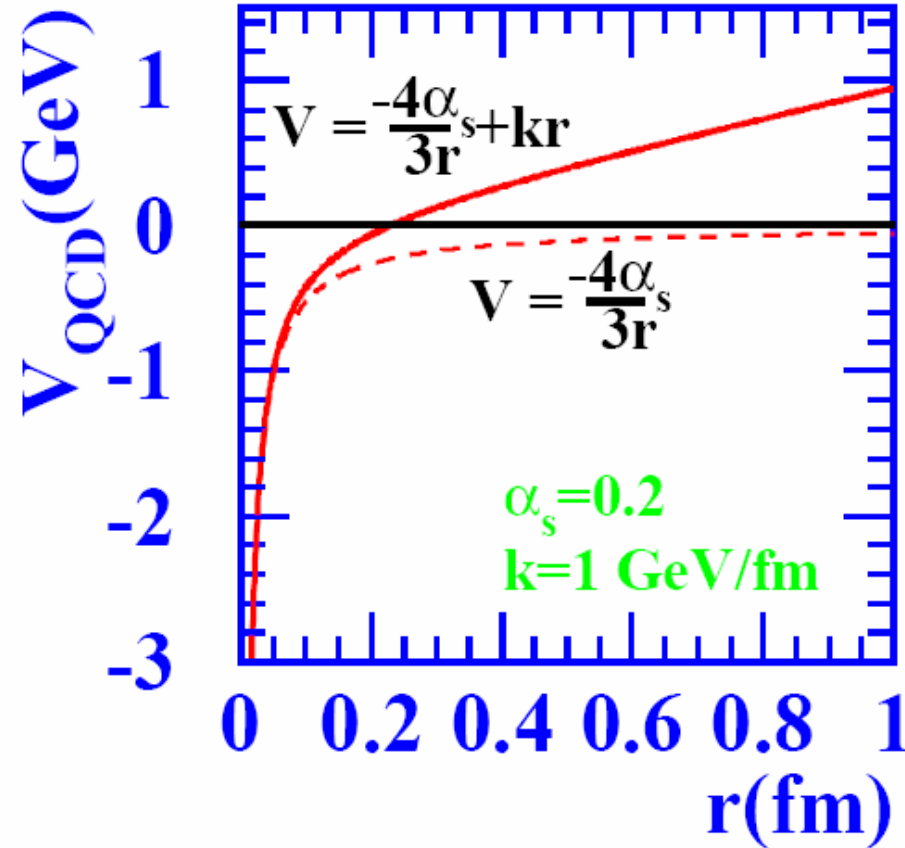
$$M_p \sim 1 \text{ GeV}, \text{ promień protonu } r_p \sim 1 \text{ fm} \rightarrow k \sim 1 \text{ GeV / fm}$$

$$V_{\text{QCD}} = -\frac{4}{3} \alpha_s / r + kr$$

Taki potencjał uwzględnia dość dobrze efekt uwięzienia kwarków w hadronach



Poprawny opis widma mas wzbudzonych stanów hadronów, mezonów i barionów ;  
w szczególności poziomów energetycznych czarmonium ( $c\bar{c}$ ) i bottomonium ( $b\bar{b}$ ), stanów związanych ciężkich kwarków.



Pomiar poziomów energetycznych dla rodzin mezonów  $\Psi$  i  $Y$  pozwala na testowanie potencjału oddziaływania kwarków.

Dla ciężkich kwarków uzasadnione jest przybliżenie posługujące się **nierelatywistycznym równaniem Schrödingera z potencjałem  $V_{\text{QCD}} = a/r + kr$** .

**Chromodynamika kwantowa na sieciach**

Lattice QCD

( przybliżenie przestrzeni dyskretnej )



nadzieja na widmo mas i własności hadronów z QCD ?

# Dżety

**zderzenia cząstek wysokich energii**



**produkcja dżetów**  
skolimowanych przestrzennie  
strumieni cząstek o dużej energii

**Dżety są "śladami" kwarków i gluonów**

produkowanych w twardych procesach zachodzących na b. małych odległościach  
( opis procesu przez perturbacyjną QCD )



**Wyprodukowane partony inicjują końcową kaskadę kwarkowo – gluonową**  
( perturbacyjna faza rozwoju kaskady QCD )

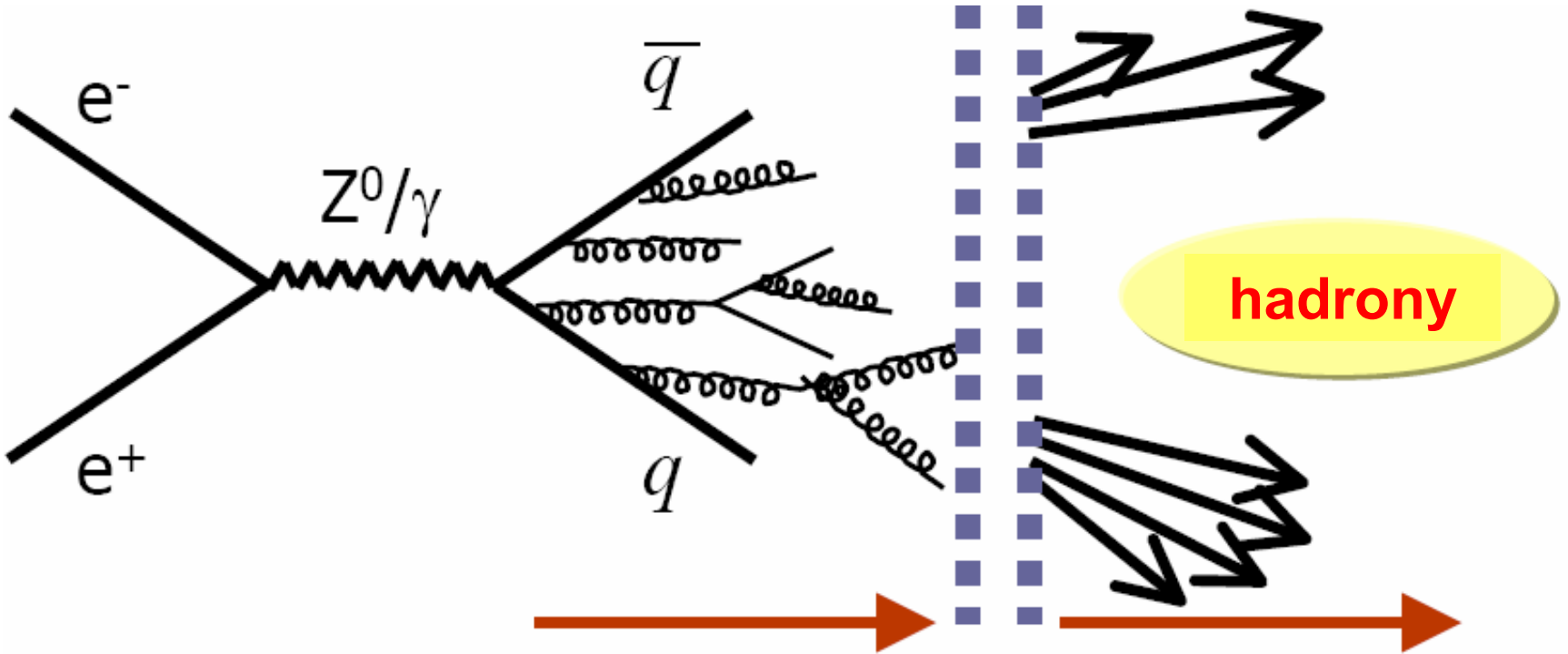


**Hadronizacja**

partonowy stan końcowy materializuje się w postaci obserwowanych hadronów  
( procesy nieperturbacyjne zachodzące przy małym przekazie pędu,  
związane z uwięzieniem partonów w polu sił kolorowych )

Opis przy pomocy modeli fenomenologicznych

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



$\alpha_s < 1$  , faza perturbacyjna

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

+

Rzów kaskady kwarkowo-gluonowej

Poziom partonowy

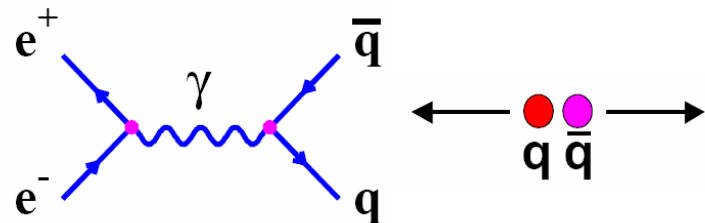
$\alpha_s \geq 1$

Faza niepurbacyjna

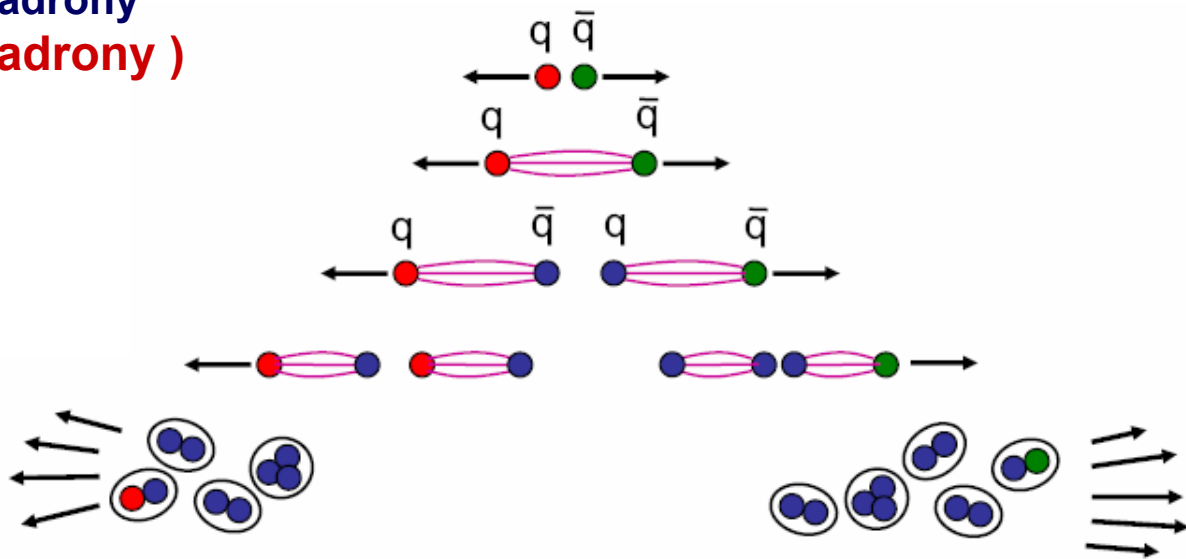
Hadronizacja partonów

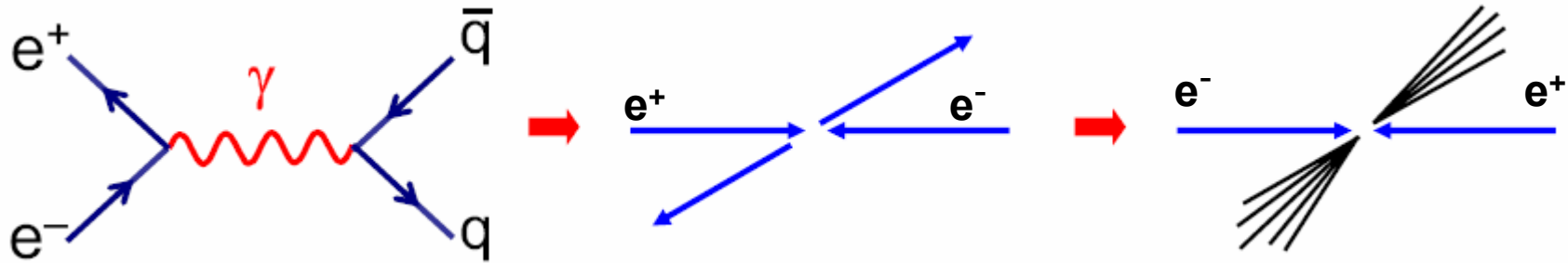
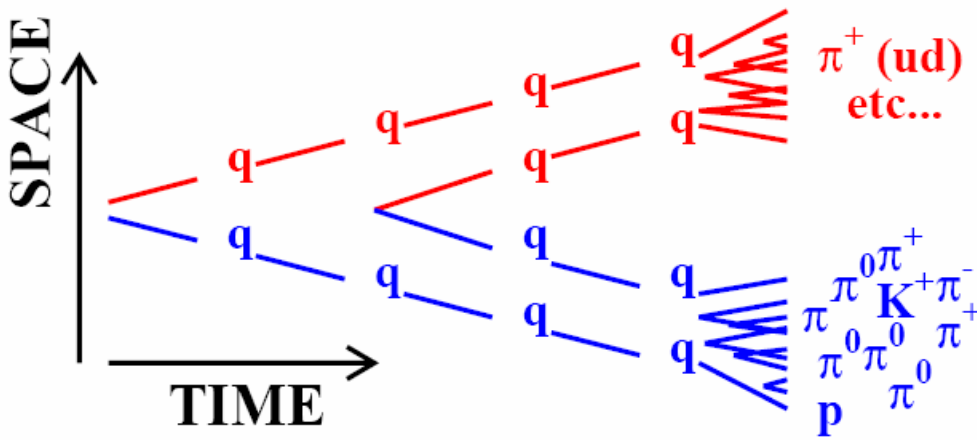
## Jak powstają dżety ??

**W wysokoenergetycznym procesie anihilacji  $e^+e^-$  powstaje para kwark – antykwark, połączona liniami sił pola kolorowego (struna)**



- Wraz z oddalaniem się kwarków od siebie, **energia pola kolorowego zmagazynowana w strunie rośnie liniowo z odległością m-dzy kwarkami.**
- Kiedy energia zmagazynowana w strunie  $> 2 m_q$ , korzystna energetycznie jest emisja gluonu przez kwark i kreacja dodatkowej pary kwark-antykwark (**pęknięcie struny i powstanie pary kwark - antykwark**)
- Emisja gluonów przez kwarki i kreacja par  $q\bar{q}$  z energii potencjalnej pola kolorowego ( $E = mc^2$ ) powtarza się tak długo, aż powstanie wiele kwarków z małymi względnymi pędami, które utworzą "białe" hadrony (**fragmentacja partonów w hadrony**)

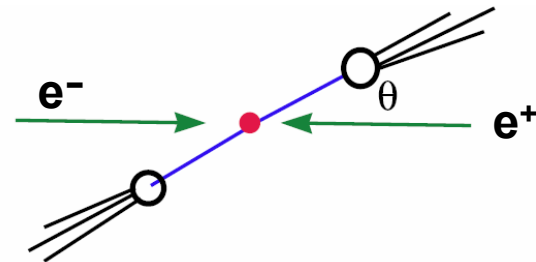
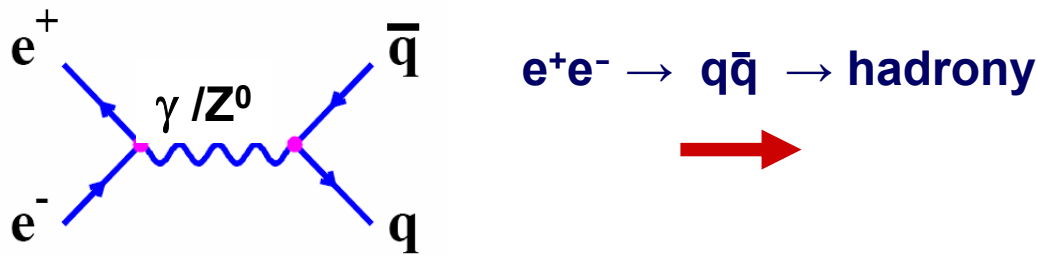




- Pary kwark-antykwarq wykreowane z energii potencjalnej struny mają duże pędy podłużne oraz małe pędy poprzeczne w kierunku pierwotnej pary  $q\bar{q}$
- Pędy poprzeczne hadronów z fragmentacji ( hadronizacji ) kwarków i gluonów są również ograniczone

**Hadrony są skolimowane przestrzennie wokół kierunku pierwotnej pary  $q\bar{q}$   
 → na zderzacz obserwujemy dwa dżety o przeciwnych kierunkach  
 ( "back – to – back" )**

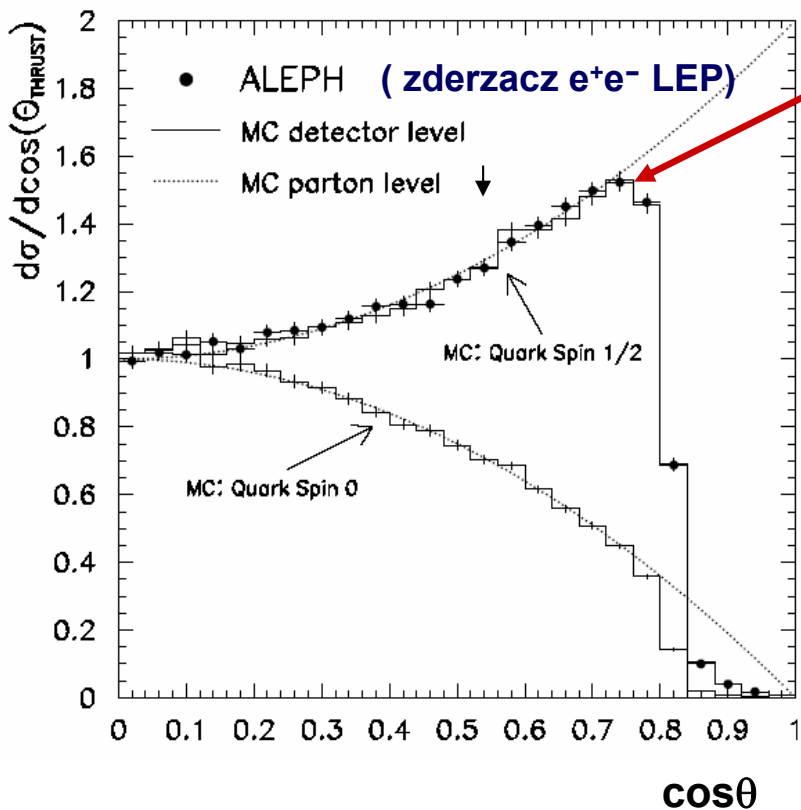




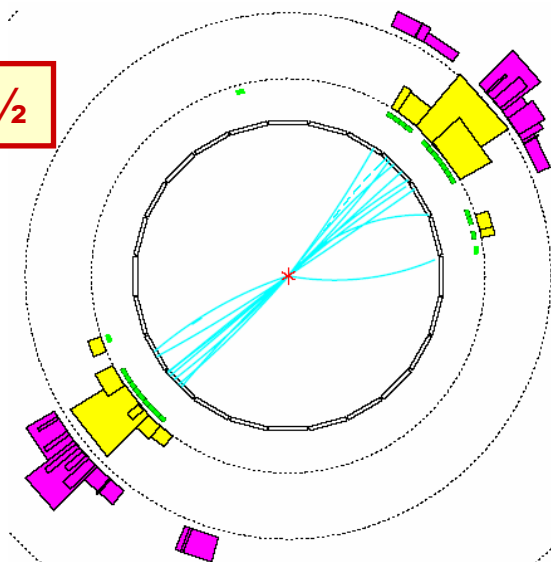
Rozkład kątowny dżetów odp. rozkładowi kątownemu pary  $q\bar{q}$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{\alpha_{em}^2}{E_e^2} (1 + \cos\theta)$$

człon  $(1 + \cos\theta)$  wynika ze sprzężenia  $\gamma / Z^0$  do pary punktowych cząstek o spinie 1/2



**Kwarki mają spin 1/2**



Przypadek z 2 dżetami zarejestrowany w detektorze na zderzaczu  $e^+e^-$  LEP

♣ b. czysta sygnatura eksperymentalna

## Eksperymentalne dowody na istnienie koloru :

- istnienie barionu  $\Omega^-$  ( sss )
- pomiar  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$
- pomiar  $\Gamma (\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$
- + wiele innych ...

### Istnienie barionu $\Omega^-$ ( sss )

- ▶  $\Omega^-$  ( **sss** ) jest barionem o spinie  $3/2$  (  $L=0$  ) składającym się z 3 kwarków dziwnych o jednakowym ustawieniu spinów (  $s\uparrow s\uparrow s\uparrow$  )
- ▶  $\psi(s\uparrow s\uparrow s\uparrow) = \psi(x) \psi(\text{spin}) \psi(\text{zapach})$  – przy zamianie dwóch dowolnych kwarków przestrzenne, spinowe i zapachowe części funkcji falowej są symetryczne
- ▶ Całkowita funkcja falowa  $\psi(\Omega^-)$  powinna być asymetryczna ( układ 3 kwarków – fermionów )  $\rightarrow$  dotądowy stopień swobody dla kwarków , kolor

$$\psi(\Omega^-) = \psi(s\uparrow s\uparrow s\uparrow) \psi(\text{kolor})$$

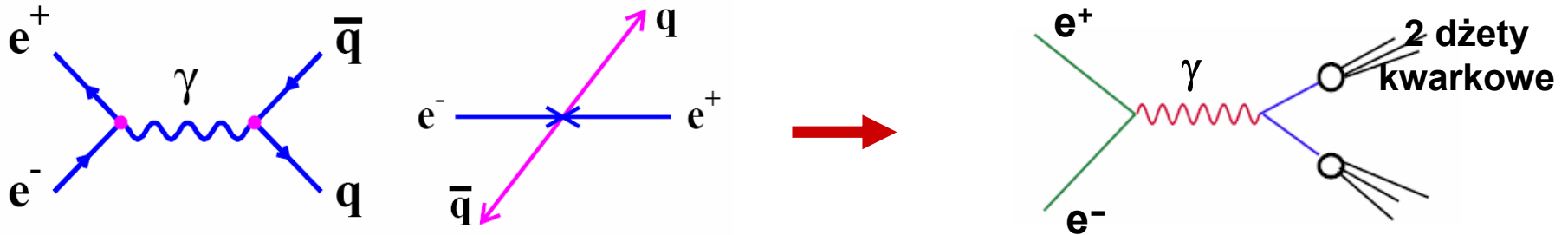
kolorowa część funkcji falowej jest antysymetryczna w kolorach kwarków

$$\Psi_{\text{barion}}(\text{kolor}) = 1/\sqrt{6} ( \mathbf{rgb} + \mathbf{gbr} + \mathbf{brg} - \mathbf{grb} - \mathbf{rbg} - \mathbf{bgr} )$$

$$\text{Pomiar } R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

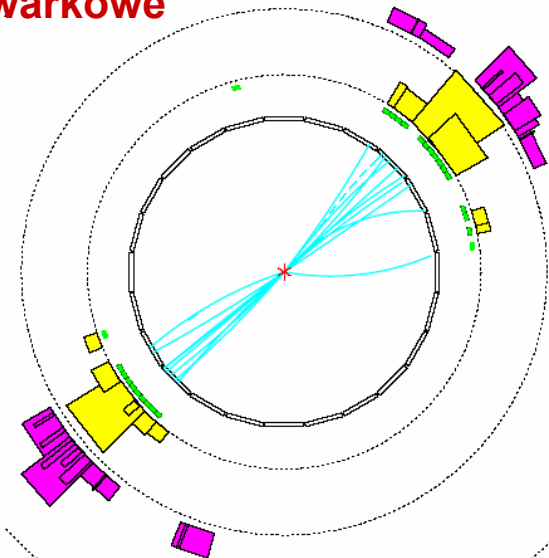
**Model kwarkowo - partonowy:** przy wysokich energiach proces  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$  przebiega w 2 etapach :

- produkcja pary kwark - antykwark :  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$



- "fragmentacja" pary kwark - antykwark na hadrony  $\rightarrow$  2 dżety kwarkowe

$$q\bar{q} \rightarrow 2 \text{ dżety kwarkowe}$$



Hadrony w dżecie (anty)kwarkowym są skolimowane w kierunku pierwotnego (anty)kwarka  $\rightarrow$

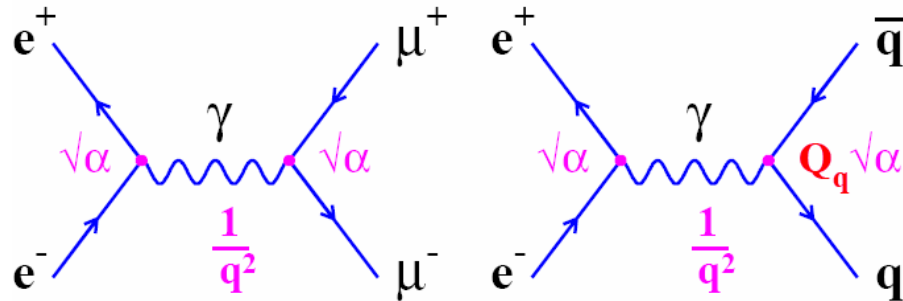
w procesie anihilacji  $e^+e^-$  obserwujemy więc 2 przeciwnie skierowane dżety ("back-to-back")

Typowy przypadek  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$  z 2 dżetami w stanie końcowym zarejestrowany w detektorze na zderzacz  $e^+e^-$  LEP

$$\text{Pomiar } R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

Porównanie przekrojów czynnych na 2 procesy elektromagnetyczne :

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  i  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( w stanie początkowym i końcowym cząstki punktowe)



Stany końcowe  $\mu^+\mu^-$  i  $q\bar{q}$  różnią się masami i ładunkami, ponadto **każdy kwark może występować w 3 kolorach** ( $\alpha \equiv \alpha_{em}$ )

Założenie: masy cząstek w stanie końcowym (mionów i kwarków) są zaniedbywalne  
 → tylko różnica w ładunkach elektrycznych (  $|Q_\mu| = 1$ ,  $|Q_q| = 1/3$  lub  $2/3$  )

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{czynnik wynikający} \\ \text{z koloru kwarków}}}{3} \sum_i Q_i^2 [1 + \Delta]$$

$Q_i$  – ładunek kwarka (w jednostkach ładunku elektronu)  
 $[1+\Delta]$  – poprawki QCD uwzględniające (wirtualne) emisje gluonów

**czynnik wynikający z koloru kwarków**

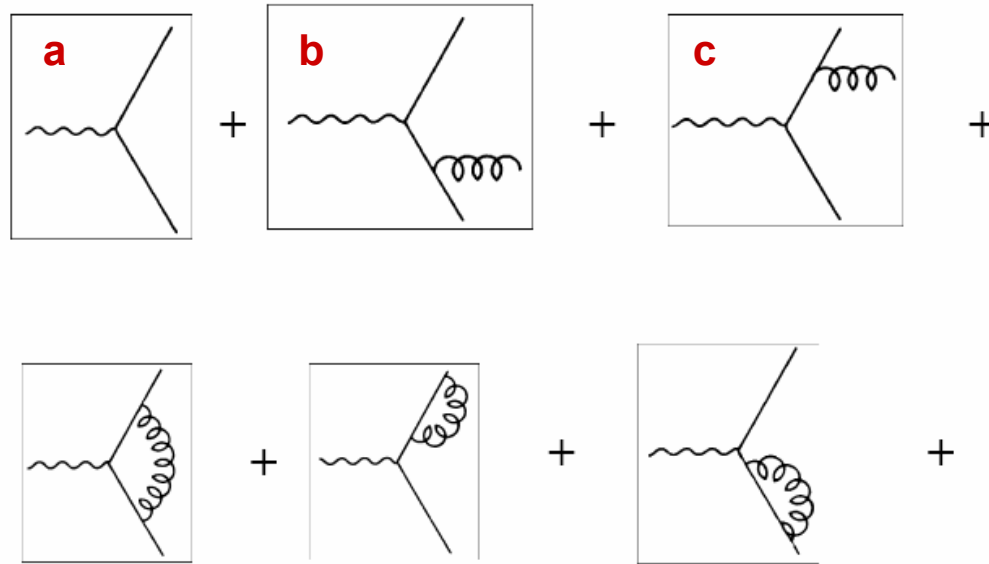
Suma rozciąga się na wszystkie zapachy kwarków, takie że energia w układzie środka masy zderzacza  $\sqrt{s} = E(e^+e^-) < 2m_q$

**Amplitudy dla różnych kolorów kwarków dodają się niekoherentnie**

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i Q_i^2 [1 + \Delta]$$

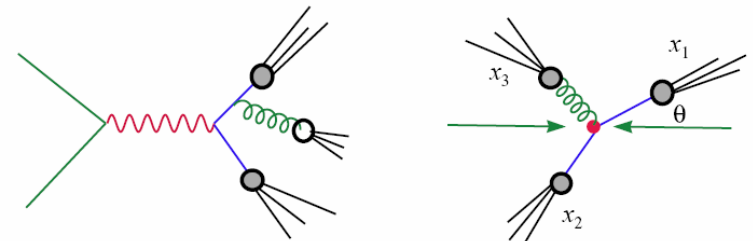
$$[1+\Delta] = (1 + \alpha_s(Q^2) / \pi + \dots)$$

poprawki QCD uwzględniające ( wirtualne ) emisje gluonów



Poprawki wirtualne

Diagramy b i c odpowiadają produkcji 3 dżetów w stanie końcowym



Energia w układzie środka masy zderzacza :  $S = (p_{e^+} + p_{e^-})^2$

$p_e$  – czteropęd leptonu

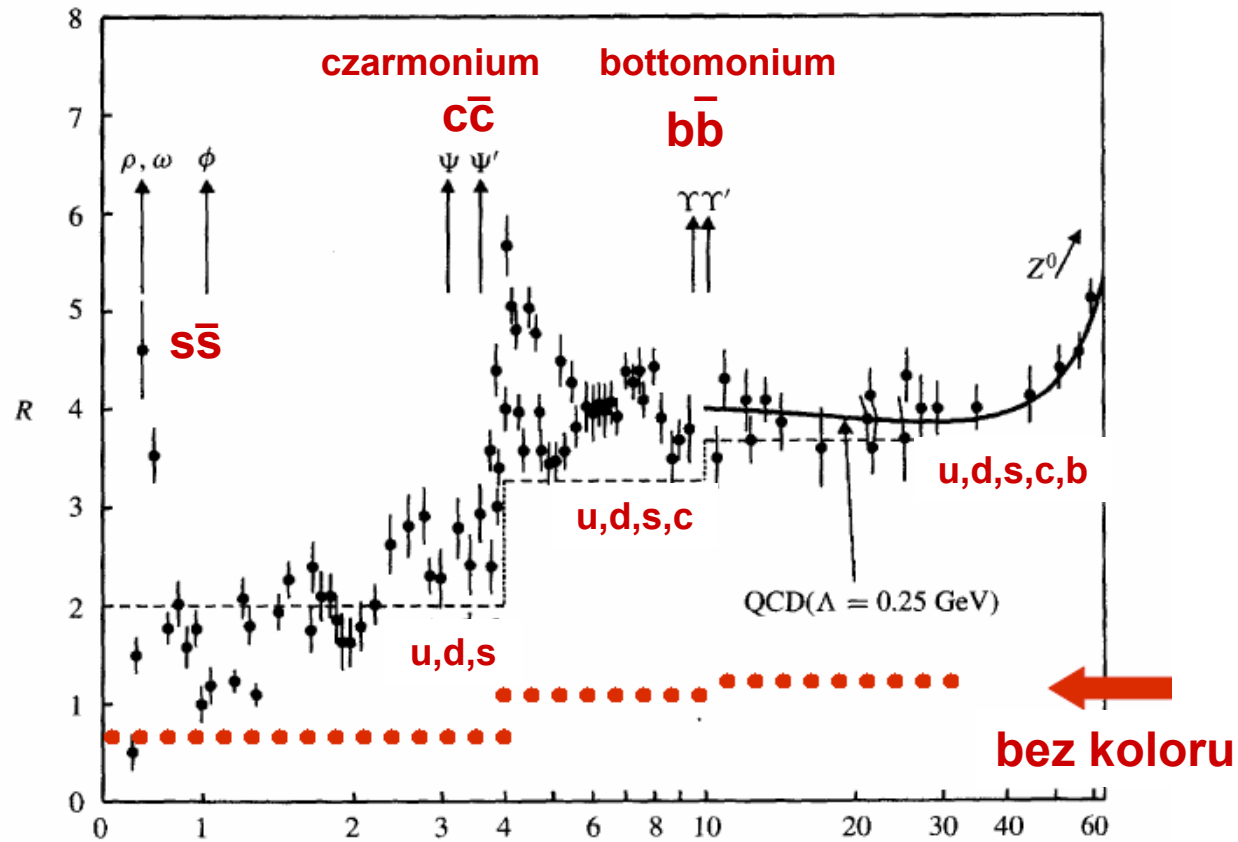
Energia	Stosunek R
$\sqrt{s} > 2m_s \sim 1 \text{ GeV}$	$3\left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9}\right) = 2$ u,d,s
$\sqrt{s} > 2m_c \sim 4 \text{ GeV}$	$3\left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} + \frac{4}{9}\right) = 3\frac{1}{3}$ u,d,s,c
$\sqrt{s} > 2m_b \sim 10 \text{ GeV}$	$3\left(\dots + \frac{1}{9}\right) = 3\frac{2}{3}$ u,d,s,c,b
$\sqrt{s} > 2m_t \sim 350 \text{ GeV}$	$3\left(\dots + \frac{4}{9}\right) = 5$ u,d,s,c,b,t

## Pomiar R w obszarze $\sqrt{s} = 0 - 60$ GeV

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

W obszarze  $\sqrt{s} = Mc^2$  odp. produkcji rezonansów wektorowych ( $J^P = 1^-$ ) przekrój czynny  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})$  wykazuje zachowanie rezonansowe opisane krzywą Breit-Wignera:

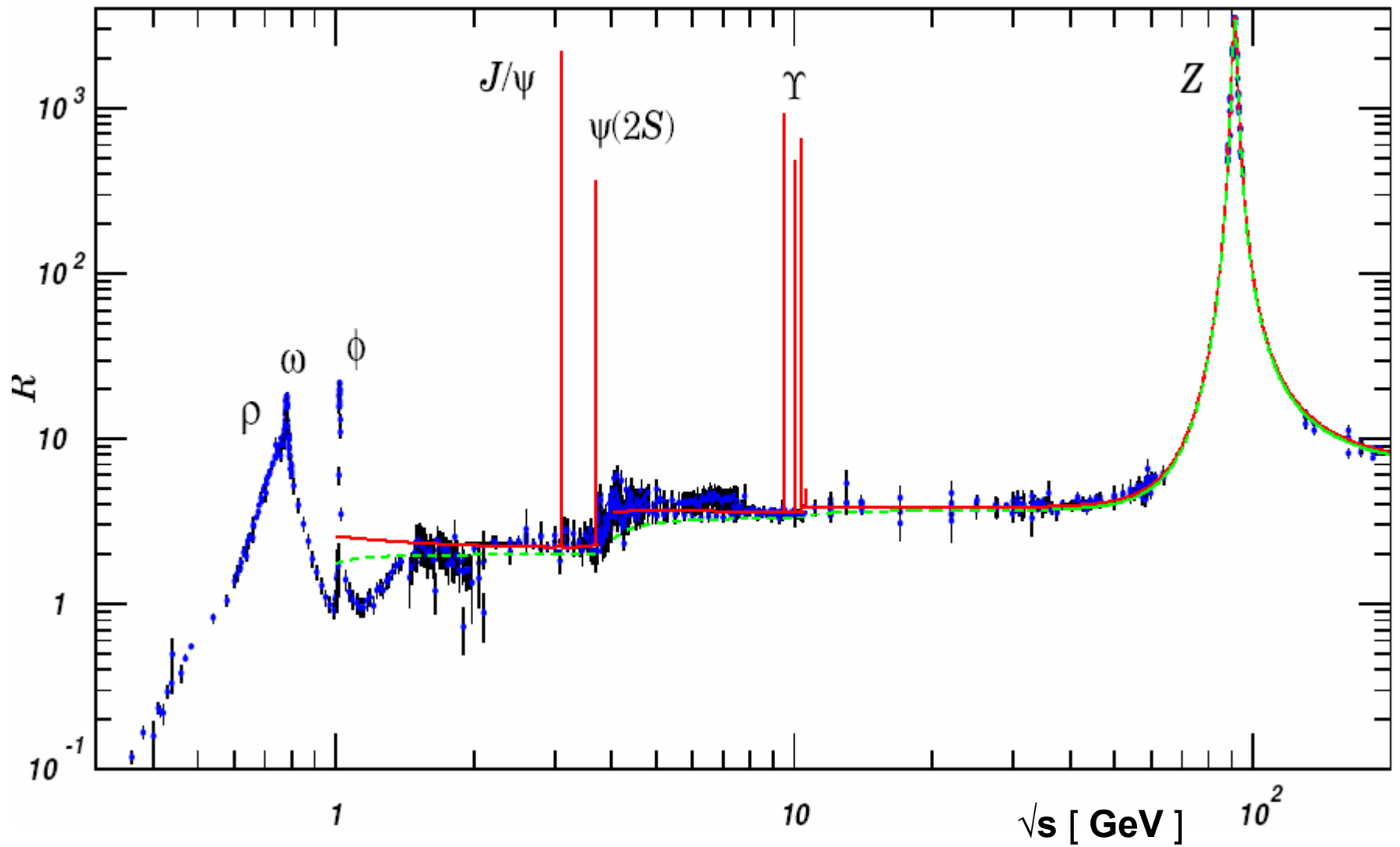
- $\sqrt{s} \leq 1$  GeV    formacja  $\rho, \omega, \phi$
- $\sqrt{s} \geq 3$  GeV    formacja  $J/\psi, \eta_c$
- $\sqrt{s} \sim 10$  GeV    formacja  $\Upsilon$



- R rośnie skokowo wraz z  $\sqrt{s}$  – pomiary zgodne z przewidywaniami, przy założeniu, że kwarki mają ułamkowy ładunek i są obdarzone kolorem
- opis obszaru  $\sqrt{s} \leq 11$  GeV skomplikowany ze względu na formację stanów czarmonium i bottomonium

**Pomiar R - silna ewidencja na istnienie koloru**

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$





## Eksperymentalne dowody na istnienie koloru :

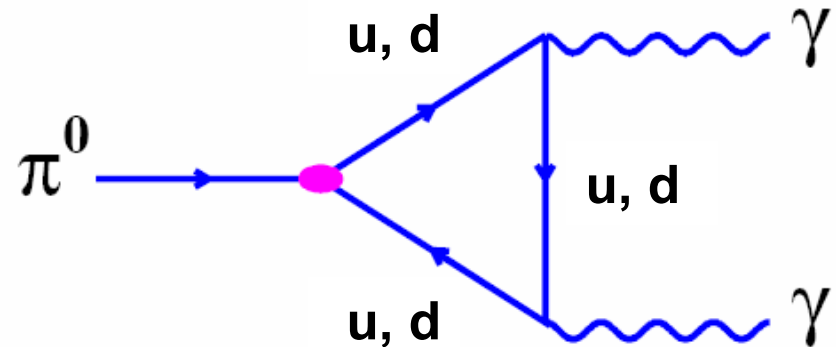
### Pomiar szerokości rozpadu $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

- W latach 1949-1973 teoretyczne problemy z obliczeniem poprawnej szybkości rozpadu dominującego kanału rozpadu  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
- 1973-74 Gell-Mann i Fritzsch ( wraz z innymi ) obliczyli poprawnie szerokość rozpadu  $\pi^0$  - rachunki QCD, **3 kolory**

### Diagram trójkątny

Kolory kwarków nierozróżnialne

→ koherentne dodawanie amplitud



**Teoria :**  $\Gamma (\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 7.73 (N_c/3)^2 \text{ eV}$ ,  $N_c$  - liczba kolorów, jakie może mieć kwark

**Eksperyment :**  $\Gamma (\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 7.7 \pm 0.6 \text{ eV} \rightarrow N_c = 2.99 \pm 0.12$

**Poprawny opis obserwowanej szerokości rozpadu dla 3 kolorów kwarków**

# Dżety gluonowe w anihilacji $e^+e^-$

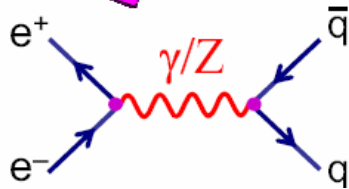
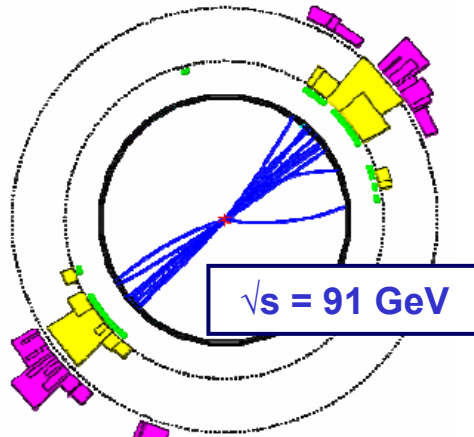
Przy bardzo wysokich energiach w procesie anihilacji  $e^+ + e^- \rightarrow$  hadrony obserwujemy

podstawowy proces  
 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2$  dżety

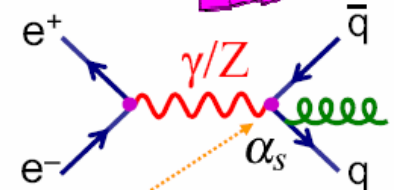
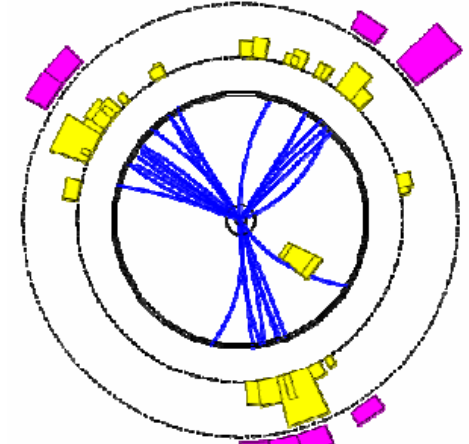
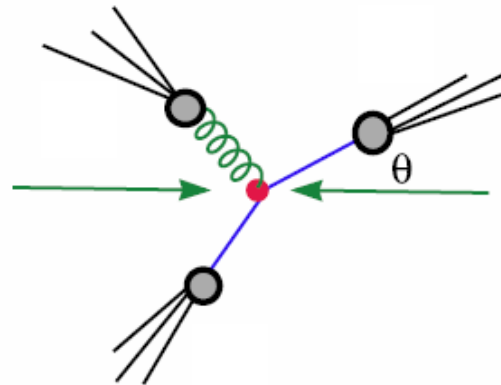
**zdarzenia wielodżetowe**

emisja "twardego"  
 gluonu przez kwark  
 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow 3$  dżety

OPAL at LEP (1989-2000)



Częstość przypadków trójdżetowych jest określona przez  $\alpha_s$   
 (  $\rightarrow$  pomiar  $\alpha_s$  )

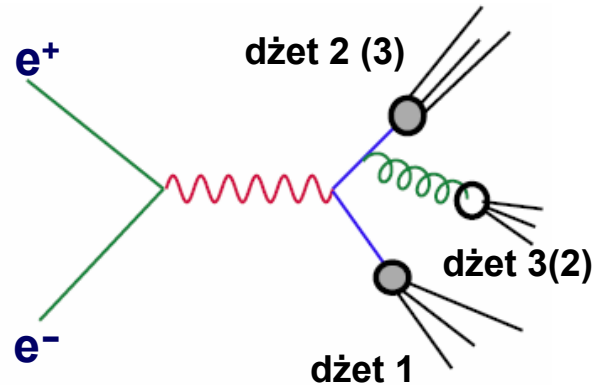


**Analiza rozkładów kątowych produkowanych dżetów – czuła na spiny partonów**

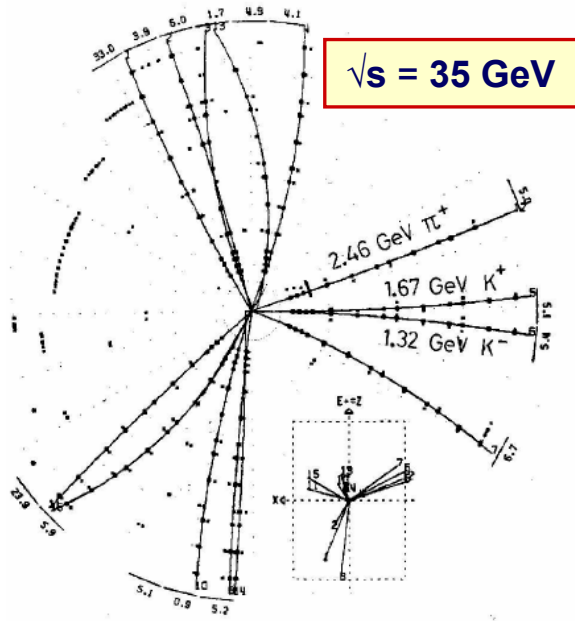
# Odkrycie gluonów w DESY

1979 – eksperymenty przy akceleratorze PETRA w DESY potwierdziły przewidywania QCD

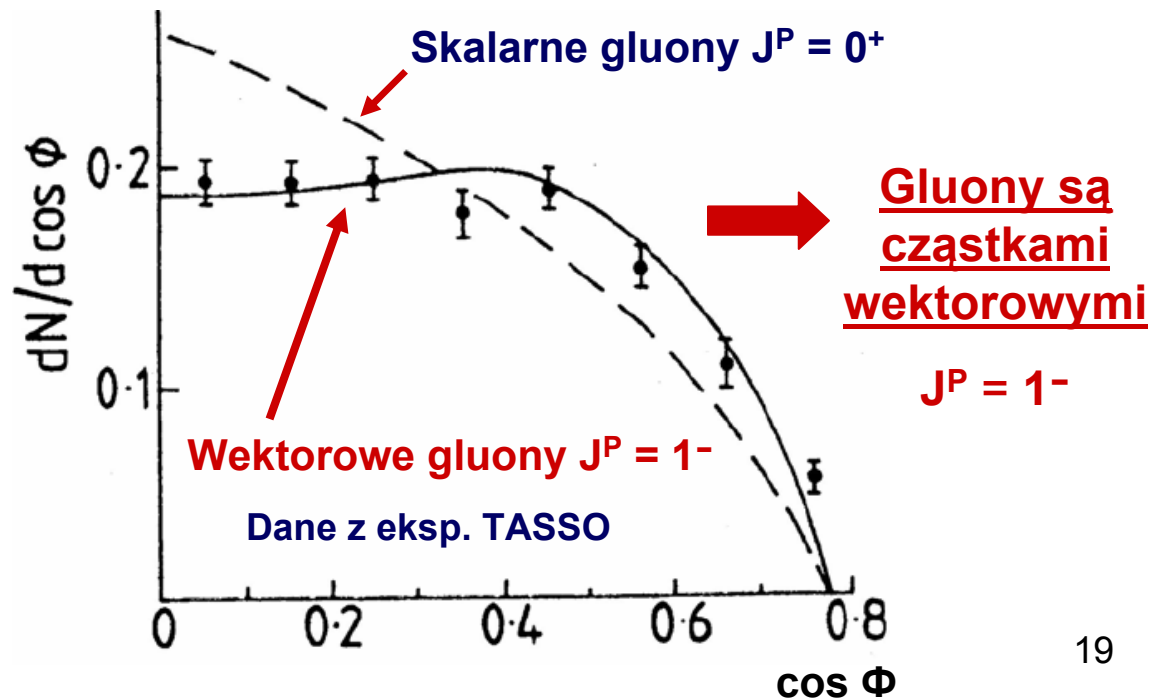
- uporządkowanie dżetów względem energii  $E_1 > E_2 > E_3$
- transformacja do układu środka masy ( CM ) dżetów 2 i 3 (  $p_2^* + p_3^* = 0$ ,  $p_i$  – pęd dżetu )
- układ CM - obliczenie kąta  $\Phi$  dżetu 1 względem linii dżetów 2 i 3 ( zakładamy, że dżet 1 o max. energii odp. (anty)kwarkowi, który nie wyemitował gluonu; linia dżetów 2-3 jest w przybliżeniu linią lotu gluonu )



## Eksperyment JADE



$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow 3 \text{ dżety}$



Stałą sprzężenia oddziaływań silnych,  $\alpha_s$ , mierzymy w wielu pomiarach fizyki cząstek elementarnych

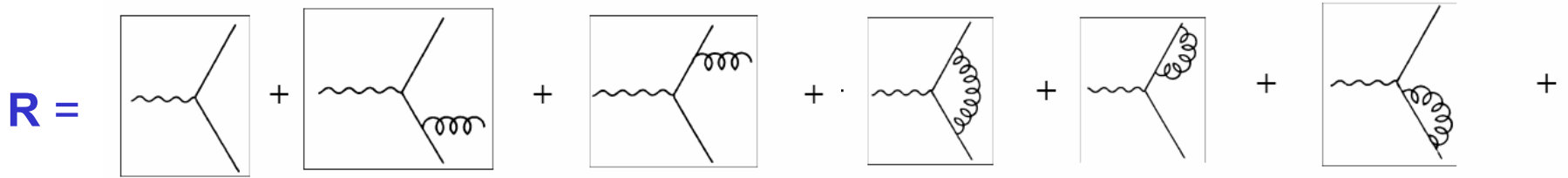
- produkcja dżetów w anihilacji  $e^+e^-$ , pomiar R
- precyzyjny pomiar szerokości rozpadu  $Z^0$  na hadrony,  $Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony}$ ,  $\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrony})$  - uwzględnienie poprawek QCD
- głęboko nieelastyczne rozpraszanie lepton – nukleon  
piękne wyniki ze zderzacza e-p HERA : łamanie skalowania, produkcja dżetów ...
- szerokości mezonów wektorowych z rodziny  $J/\psi$  i upsilon,  
stanów związanych ciężkich kwarków  $c\bar{c}$  i  $b\bar{b}$  (ciężkie kwarkonia)
- pomiary w zderzeniach hadron – hadron  
inkluzywna produkcja fotonów (prompt photons)  $pp, p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$   
produkcja dżetów –  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{dżety})$
- hadronowe rozpady ciężkiego leptonu  $\tau$ ;  $\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{hadrony})$

# Pomiary $\alpha_s$ :

## Pomiar R w anihilacji $e^+e^-$

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i Q_i^2 (1 + \alpha_s(Q^2) / \pi + \dots)$$

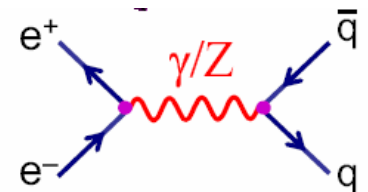
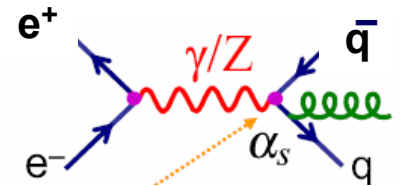
poprawki QCD uwzględniające  
(wirtualne) emisje gluonów



## Produkcja dżetów w anihilacji $e^+e^-$

Pomiar stosunku zdarzeń wielodżetowych np.

$$R_{32} = \sigma(3 \text{ dżety}) / \sigma(2 \text{ dżety}) = \sigma(q\bar{q}g) / \sigma(q\bar{q}) \sim \alpha_s$$

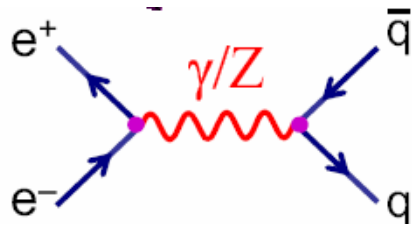


Pomiar  $R_{32}$  jest miarą prawdopodobieństwa emisji gluonu,  
proporcjonalną do  $\alpha_s$

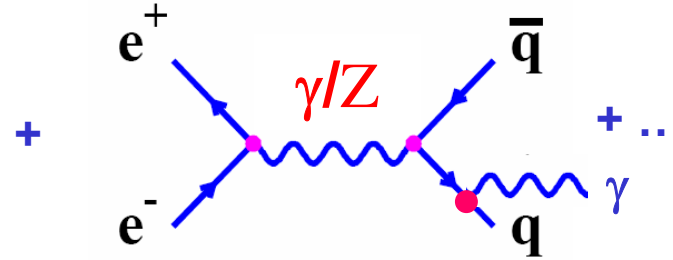
Pomiary  $\alpha_s$  :

**Szerokość rozpadu  $Z^0$  na hadrony  $\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony})$**

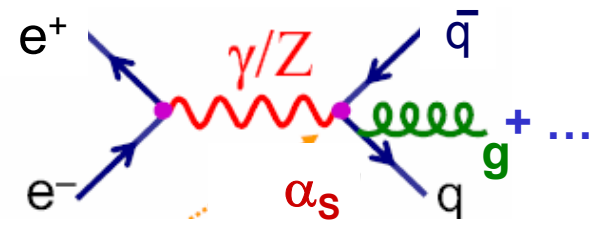
para kwark – antykwark :  $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b}$



interferencja  $\gamma/Z^0$



poprawki QED  
(emisje fotonów)



poprawki QCD  
(emisje gluonów)

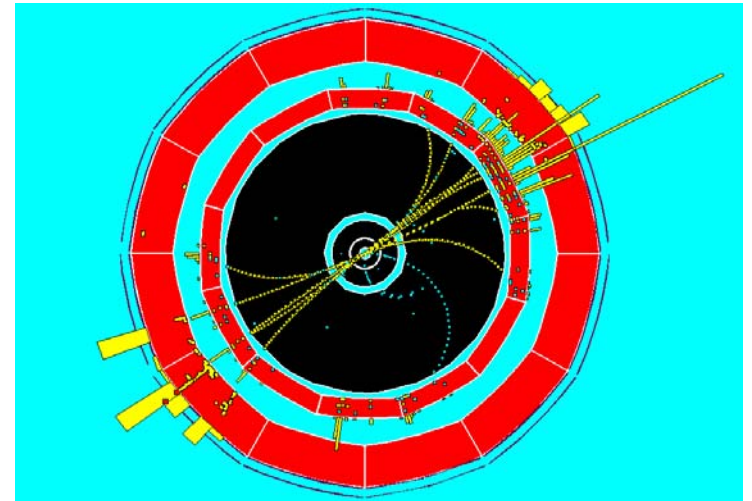
$$\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}) \propto \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (c_A^2 + c_V^2) + \Delta_{EW/QCD}$$

$G_F$  – stała Fermiego

Sprzężenia aksjalne i wektorowe

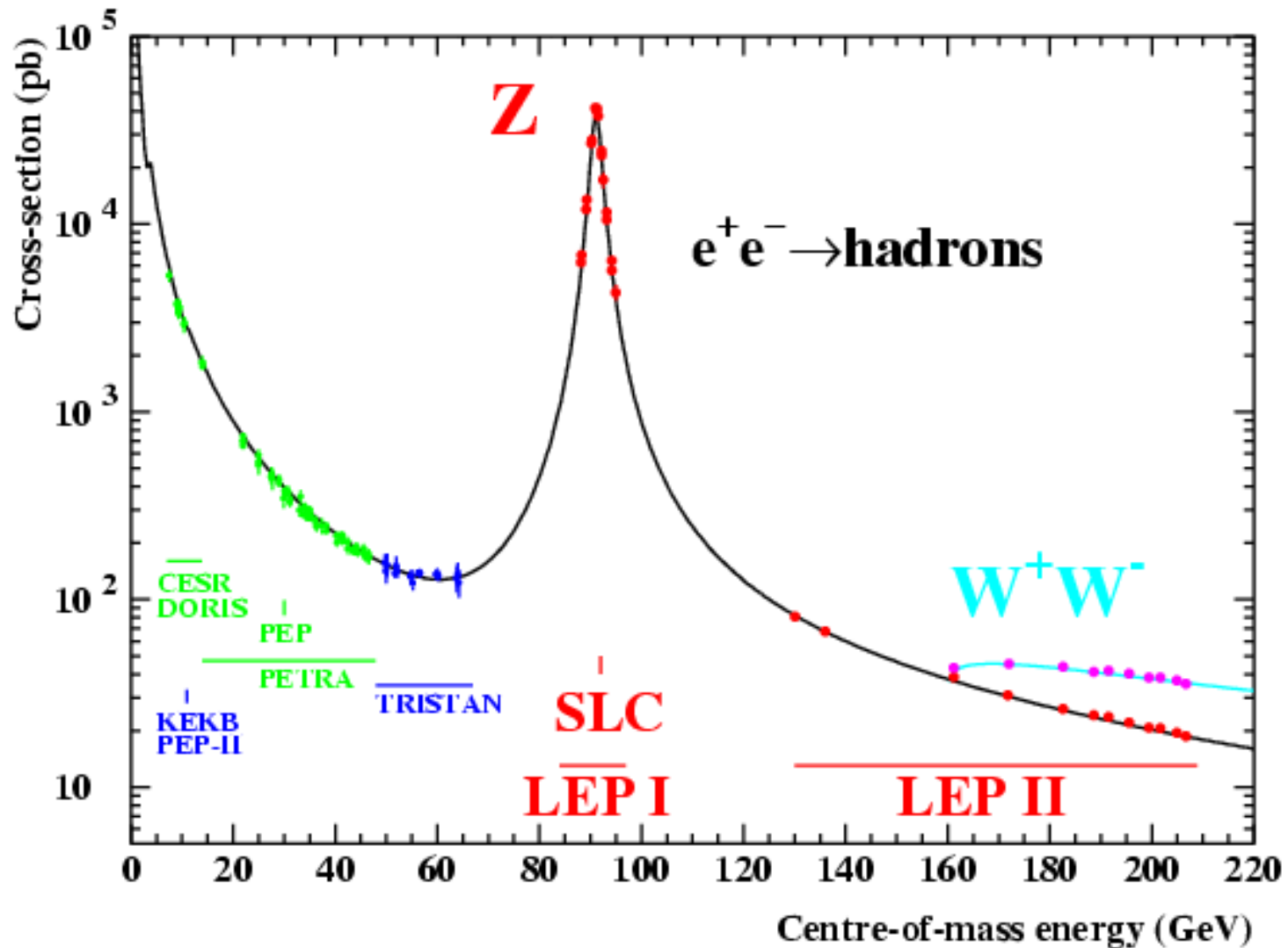
**Poprawka QCD  $\Delta_{QCD} = 3(1 + \alpha_s / \pi + \dots)$**

Eksp. ALEPH na zderzaczu  $e^+e^-$  LEP



Rozpad bozonu  $Z^0 \rightarrow$  hadrony  
(dwa dzęty kwarkowe)

# Przekrój czynny na formację bozonu pośredniczącego $Z^0$ w funkcji energii w układzie środka masy w anihilacji $e^+e^-$



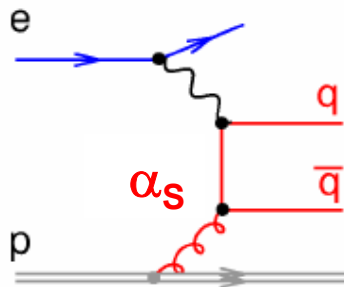
# Pomiary $\alpha_s$ :

## Głęboko nieelastyczne rozpraszanie lepton – nukleon

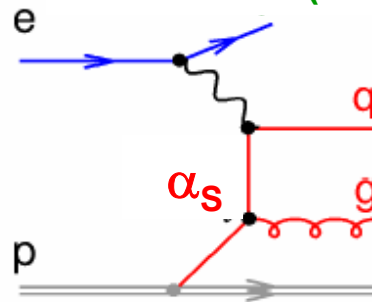
łamanie skalowania, produkcja dżetów ...

Łamanie skalowania w DIS, określające odchylenie funkcji struktury protonu od naiwnego modelu QPM ze swobodnymi partonami → **pierwsze pomiary  $\alpha_s$**

fuzja bozonowo-gluonowa  
( BGF )



Rozpraszanie QCD Comptona  
( QCDC )



Procesy w rzędzie  $O(\alpha_s)$ , fuzja bozonowa-gluonowa i rozpraszanie QCD Comptona, przyczyniają się do łamania skalowania funkcji struktury protonu i produkcji 2 twardej dżetów w hadronowym stanie końcowym

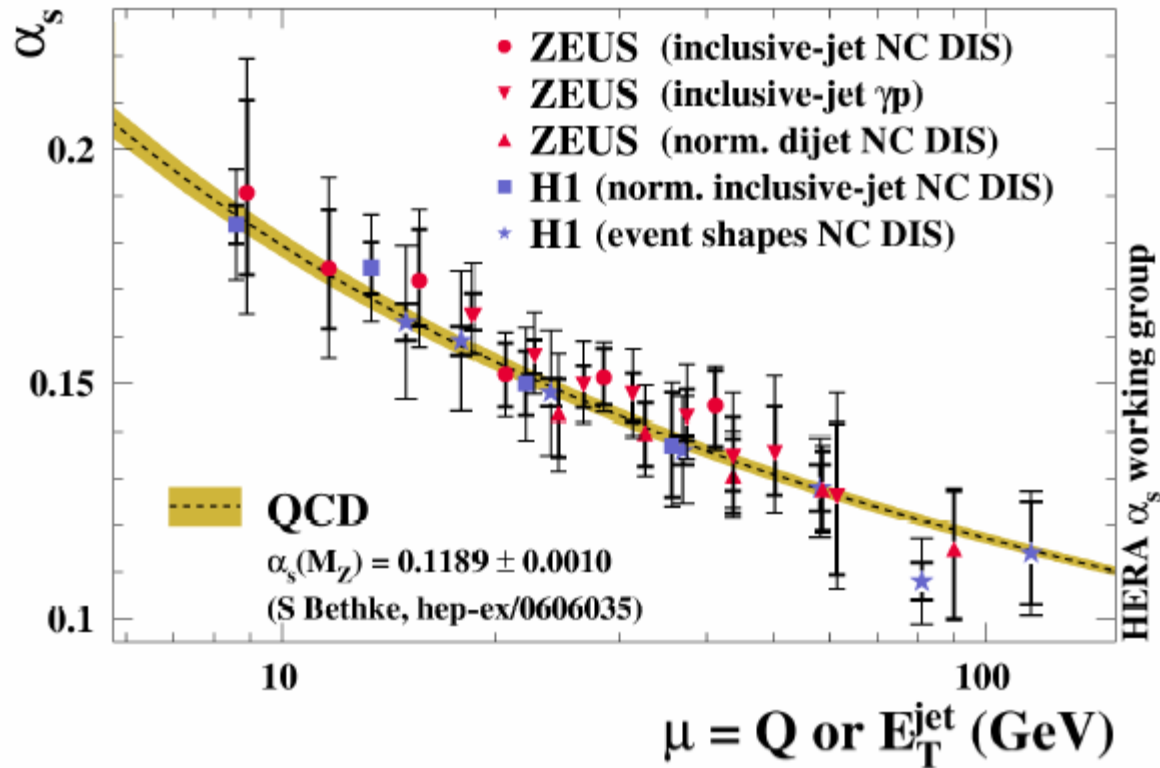


**Zależność od  $\alpha_s$**

( i gęstości kwarków i gluonów protonie )



# Pomiary $\alpha_s$ w procesach DIS z produkcją dżetów na zderzaczach e-p HERA



- zależność  $\alpha_s$  od skali energii (przekazu czteropędu / energii poprzecznej dżetu)  
→ **biegnąca stała sprzężenia** (zmierzona w jednym eksperymencie; H1 lub ZEUS)
- zależność  $\alpha_s$  od skali energii zgodna z przewidywaniami QCD



# Pomiary $\alpha_s$ w procesach DIS na zderzaczu e-p HERA

Wartość  $\alpha_s$   
ekstrapolowana do skali  $M_Z$

Uśredniona światowa wartość  $\alpha_s(M_Z)$   
( current world average )

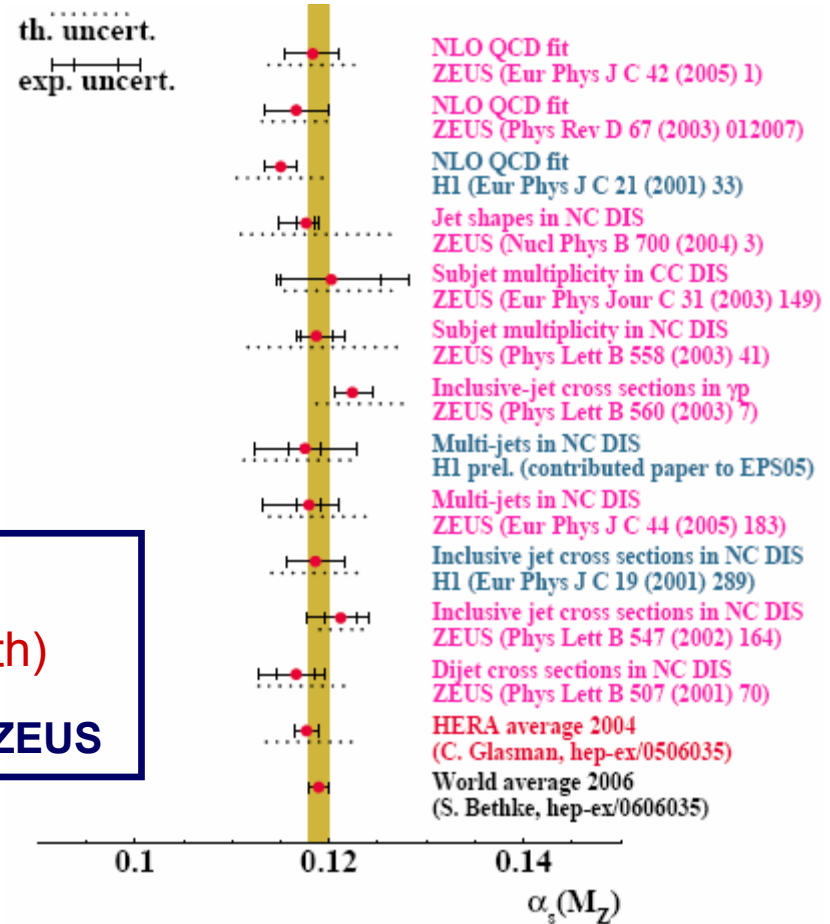
**$0.1189 \pm 0.0010$**

S. Bethke, hep-ex/0606035

**HERA ( 2007 )**

**$\alpha_s(M_Z) = 0.1198 \pm 0.0019$  (exp)  $\pm 0.0026$  (th)**

Uśredniona wartość  $\alpha_s$  z pomiarów eksp. H1 i ZEUS



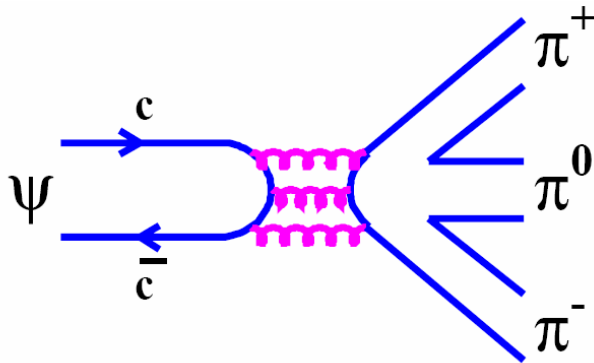
Pomiary  $\alpha_s$  ze zderzacza HERA z obserwacji związanych z dżetami są tak samo precyzyjne jak z bardziej inkluzywnych pomiarów ( pomiar  $\alpha_s$  z łamania skalownia funkcji struktury protonu – punkty "NLO QCD fit" ) i zgodne ze średnią światową

# Pomiary $\alpha_s$ :

z szerokości mezonów wektorowych  $\psi$ ,  $\psi'$  ( stany związane  $c\bar{c}$  ) i  $Y$ ,  $Y'$  (  $b\bar{b}$  )

$$\Gamma( \Psi \rightarrow 3g \rightarrow \text{hadrony} ) \sim 1/M_{cc} \cdot \alpha_s^6 \cdot | \chi(0) |^2$$

$\chi(0)$  - funkcja falowa układu  $q\bar{q}$  dla  $r = 0$



$$\psi(3100) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Mezony  $\psi$  i  $\psi'$  są poniżej progu na rozpady na cząstki z jawnym powabem

$$\psi, \psi' \not\rightarrow \bar{D}D$$

Rozpad na hadrony jest tłumiony przez regułę Okubo-Zweiga-Izuki

Sprzężenie  $\psi$  do przynajmniej 3 gluonów

$$\Gamma_h \sim \alpha_s^6$$

rozpad tłumiony

$$\Gamma_h \sim 60 \text{ keV}$$



$$\alpha_s ( m_{J/\psi} ) \approx 0.2$$

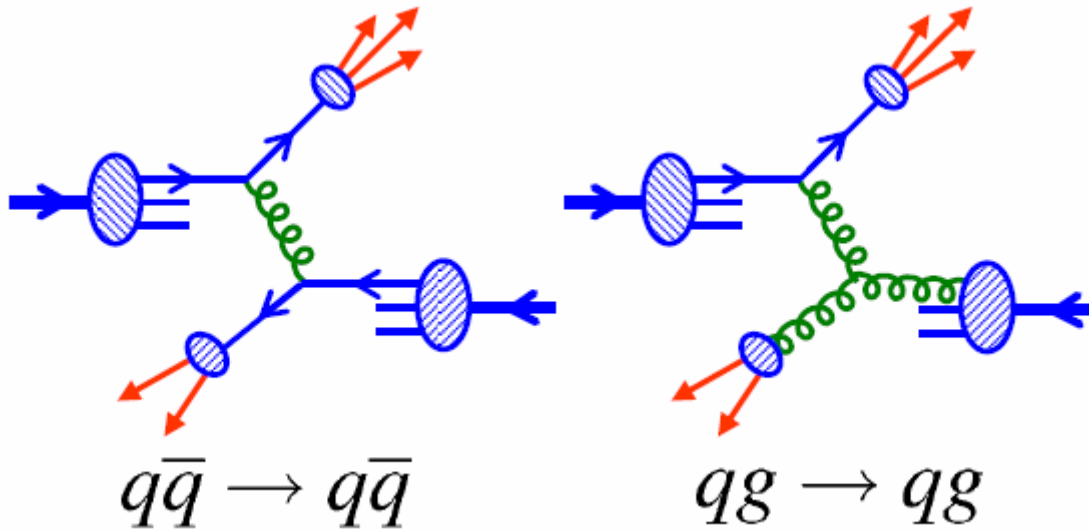
Podobnie można wyznaczyć  $\alpha_s$  z pomiarów szerokości  $Y(9460)$ , którego masa jest poniżej progu na rozpady  $B\bar{B}$

$$\alpha_s ( m_Y ) \approx 0.17$$

# Pomiary $\alpha_s$ :

## Produkcja dżetów w zderzeniach $p\bar{p}$

diagramy odp. produkcji 2 dżetów w zderzeniach proton-antyproton

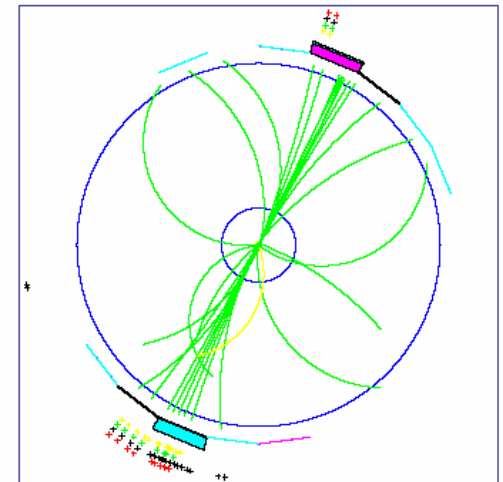


+ ...

**Zderzacz  $p\bar{p}$  Tevatron**  
w Fermi National Laboratory  
 $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$

**Przekrój czynny na produkcję dżetów**

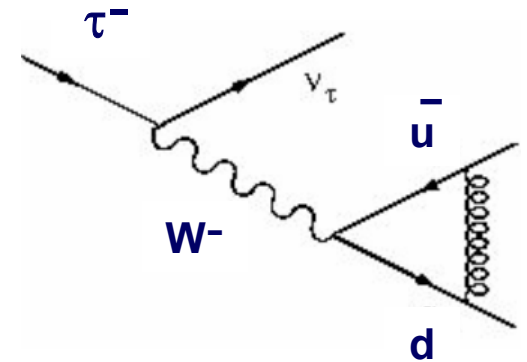
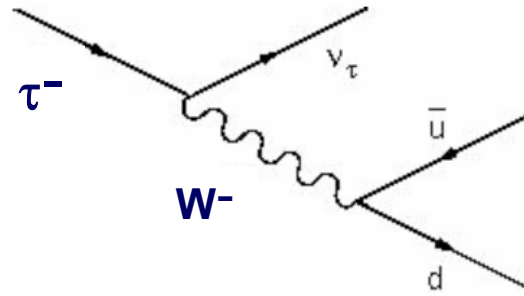
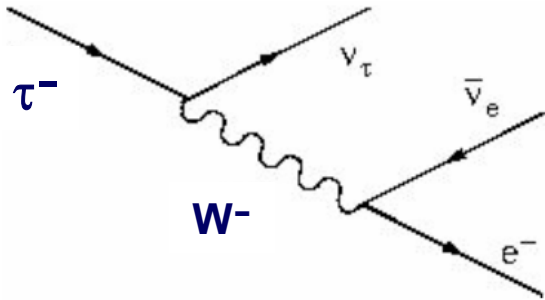
$\sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{dżety})$  jest czuły na gęstości kwarków, antykwarków i gluonów w protonie / antyprotonie oraz **zależy od  $\alpha_s$**



# Pomiary $\alpha_s$ :

hadronowe rozpady ciężkiego leptonu  $\tau$

$$M_\tau = 1776.84 \pm 0.17 \text{ MeV}$$



leptonowy rozpad  $\tau$  na  $e$  lub  $\mu$   
i odp. (anty)neutrino

hadronowe rozpady  $\tau$

$\delta_{EW}$  - poprawka  
elektrosłaba

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \text{ hadrony})}{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e)}$$

$$R_\tau = 3.058 \left[ 1 + \delta_{EW} + \frac{\alpha_s(m_\tau)}{\pi} + 5.2 \left( \frac{\alpha_s(m_\tau)}{\pi} \right)^2 + 26.4 \left( \frac{\alpha_s(m_\tau)}{\pi} \right)^3 + \dots \right]$$

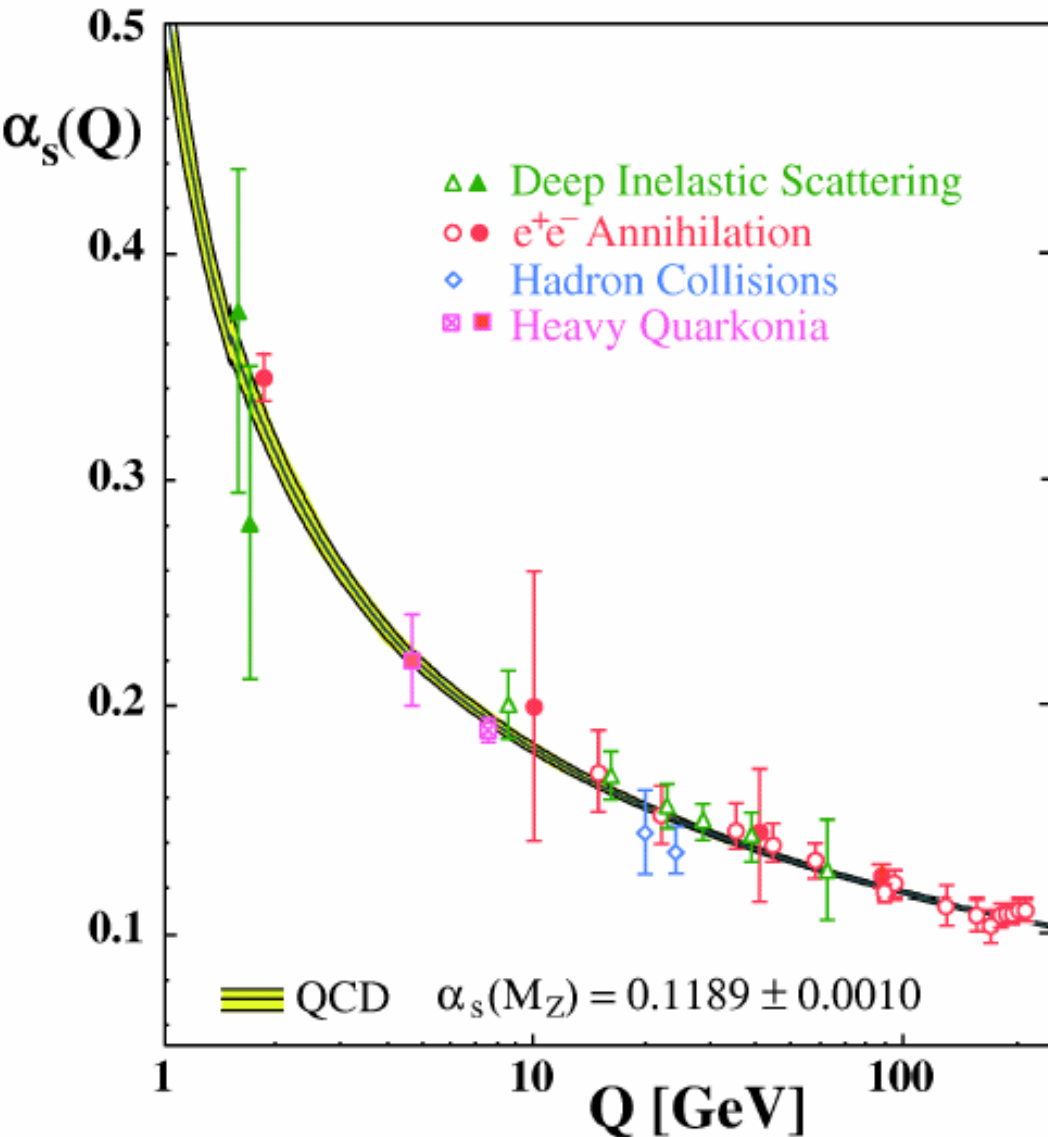


$$\alpha_s(m_\tau) = 0.34 \pm 0.03 \rightarrow \alpha_s(M_Z) = 0.120 \pm 0.003$$

eksp. ALEPH  
na zderzaczach  $e^+e^-$  LEP

$\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e)$  – bezpośredni pomiar lub oszacowanie z  $\tau_\tau$ ,  $m_\mu$  i  $\tau_\mu$ ,  
przy założeniu uniwersalności leptonów

# Biegająca stała sprzężenia $\alpha_s$



Zależność  $\alpha_s$  od skali energii, otrzymana z pomiarów w różnych eksperymentach, jest zgodna z przewidywaniami QCD

STAŁA BIEGNĄCA



# Biegająca stała sprzężenia $\alpha_s$

Wartość  $\alpha_s$  ekstrapolowana do skali  $M_Z$  - zgodność wyników otrzymanych z bardzo różnorodnych pomiarów

