Upptäckten av J/ψ (1974)

ψ: Laboratorium = SLAC (Stanford, Kalifornien)

Accelerator = SPEAR ($\sqrt{s} = 2-7$ GeV)

Experiment = MARK I (e^+e^- kollisions experiment)

Processer =
$$\begin{cases} e^+ + e^- \rightarrow \psi \rightarrow \text{Hadroner} \\ e^+ + e^- \rightarrow \psi \rightarrow e^+ + e^- \\ e^+ + e^- \rightarrow \psi \rightarrow \mu^+ + \mu^- \end{cases}$$

Nobelpristagare = Richter

J: Laboratorium = BNL (Brookhaven, New York)

Accelerator = AGS ($\sqrt{s} = 7$ GeV)

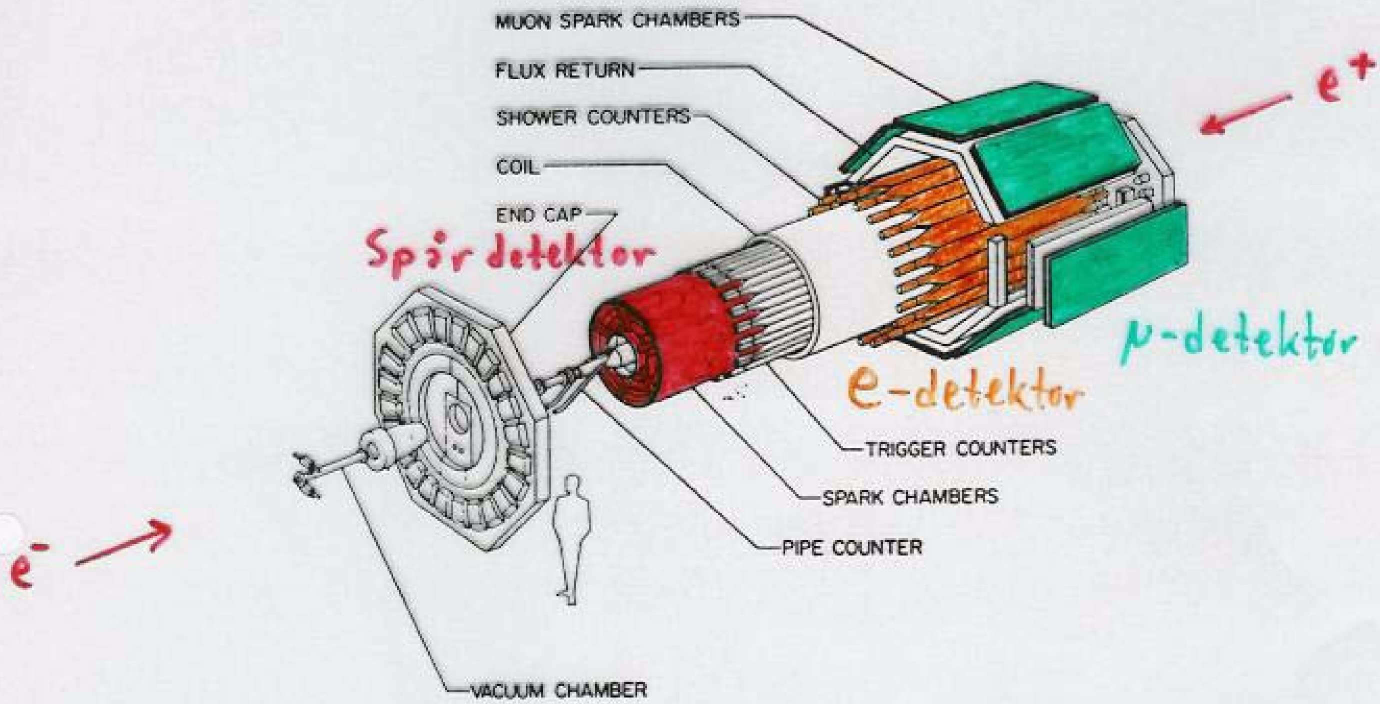
Experiment = "fixed target" experiment

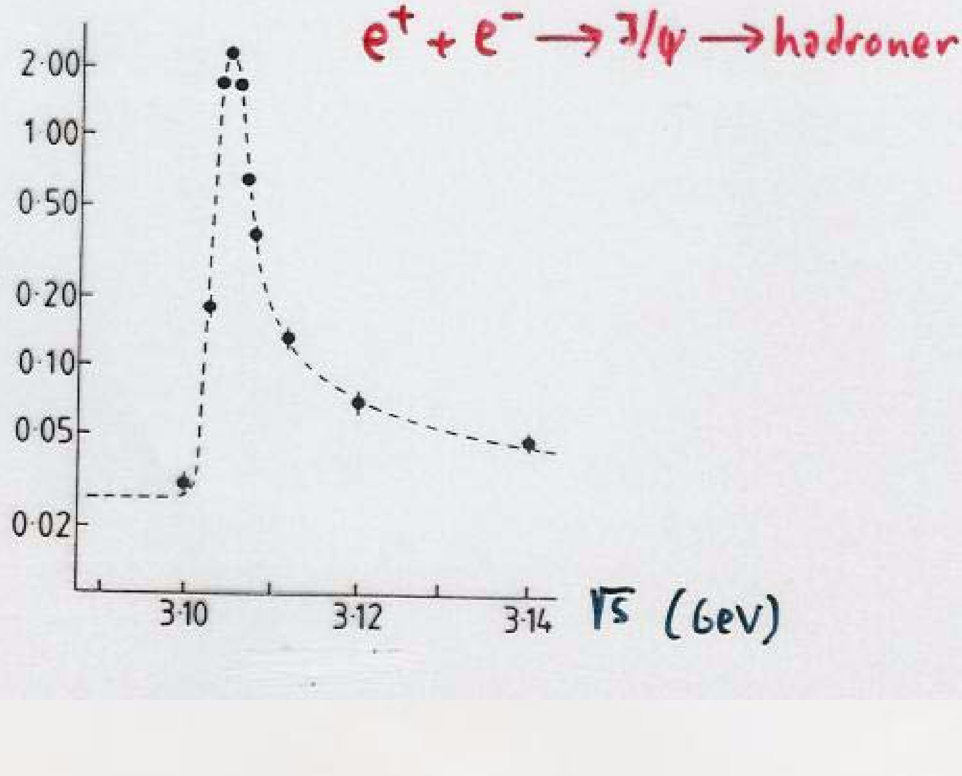
Processer = $p + Be \longrightarrow J + X$, $J \rightarrow e^+ + e^-$

Nobelpristagare = Ting

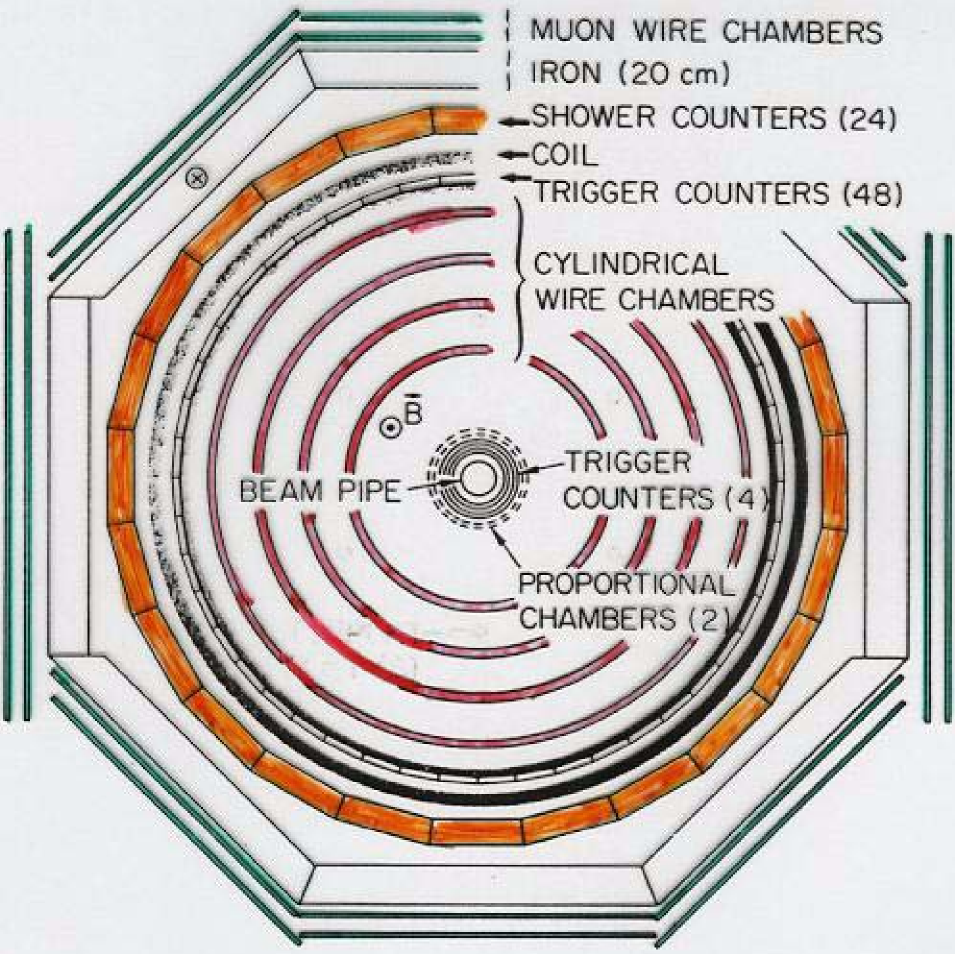
SPEAR

Mark I experimentet

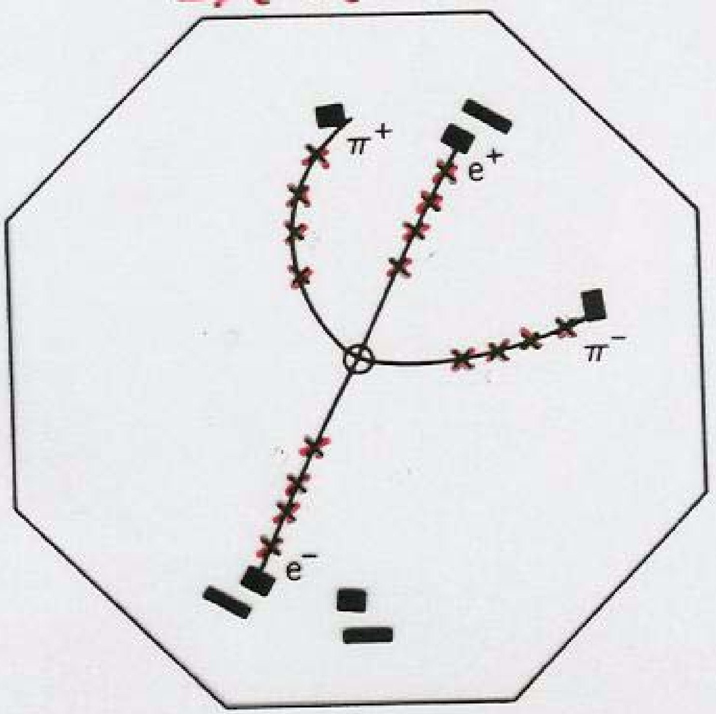




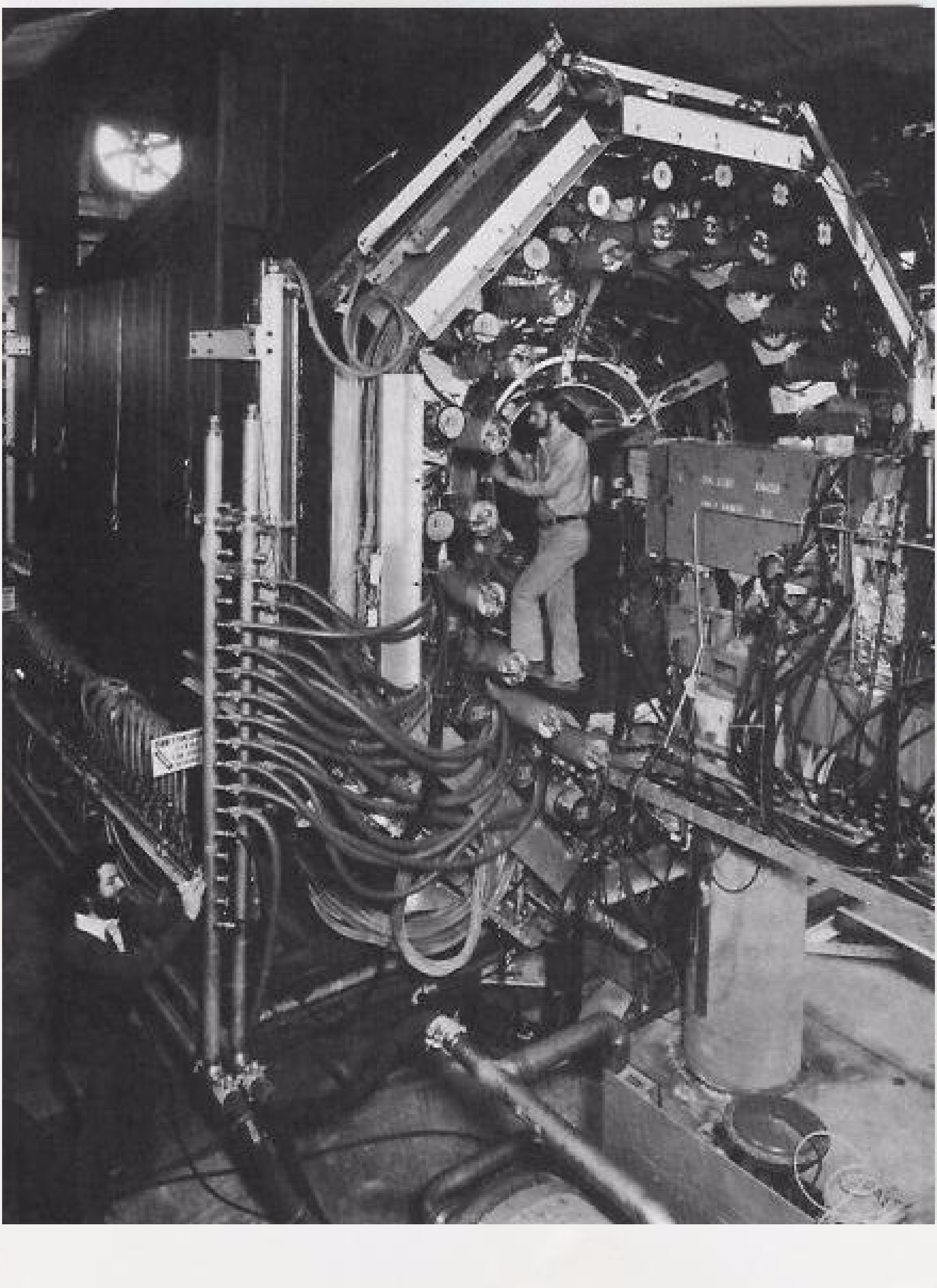
Mark I



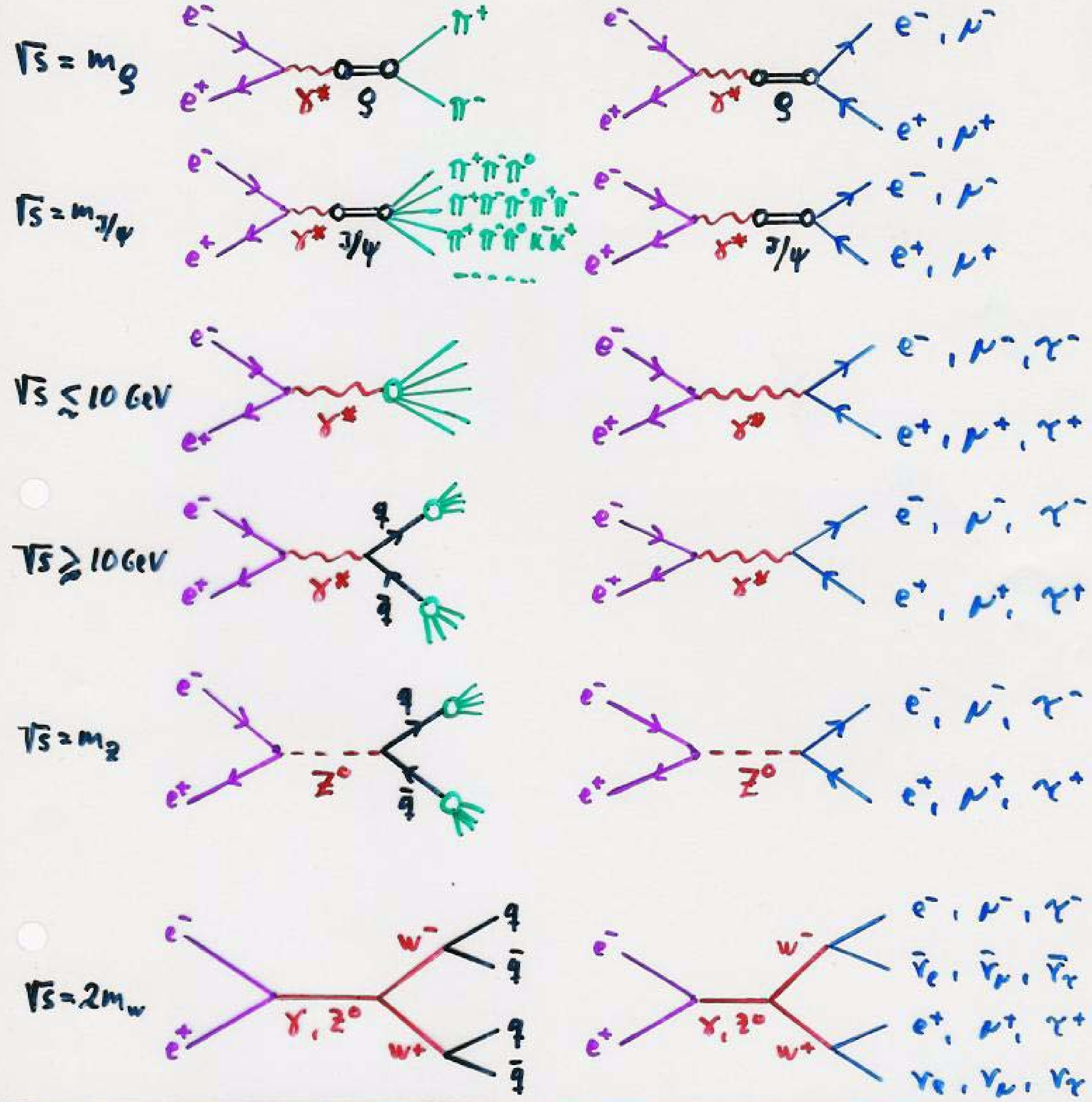
$$e^+e^- \longrightarrow \psi' \longrightarrow J/\psi + \pi^+ + \pi^-$$
$$\hookrightarrow e^+ + e^-$$



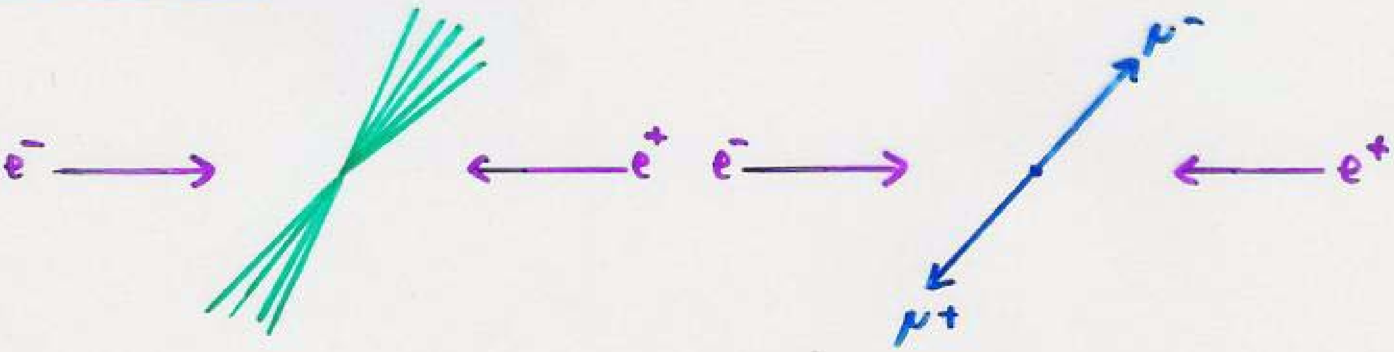
MARK I



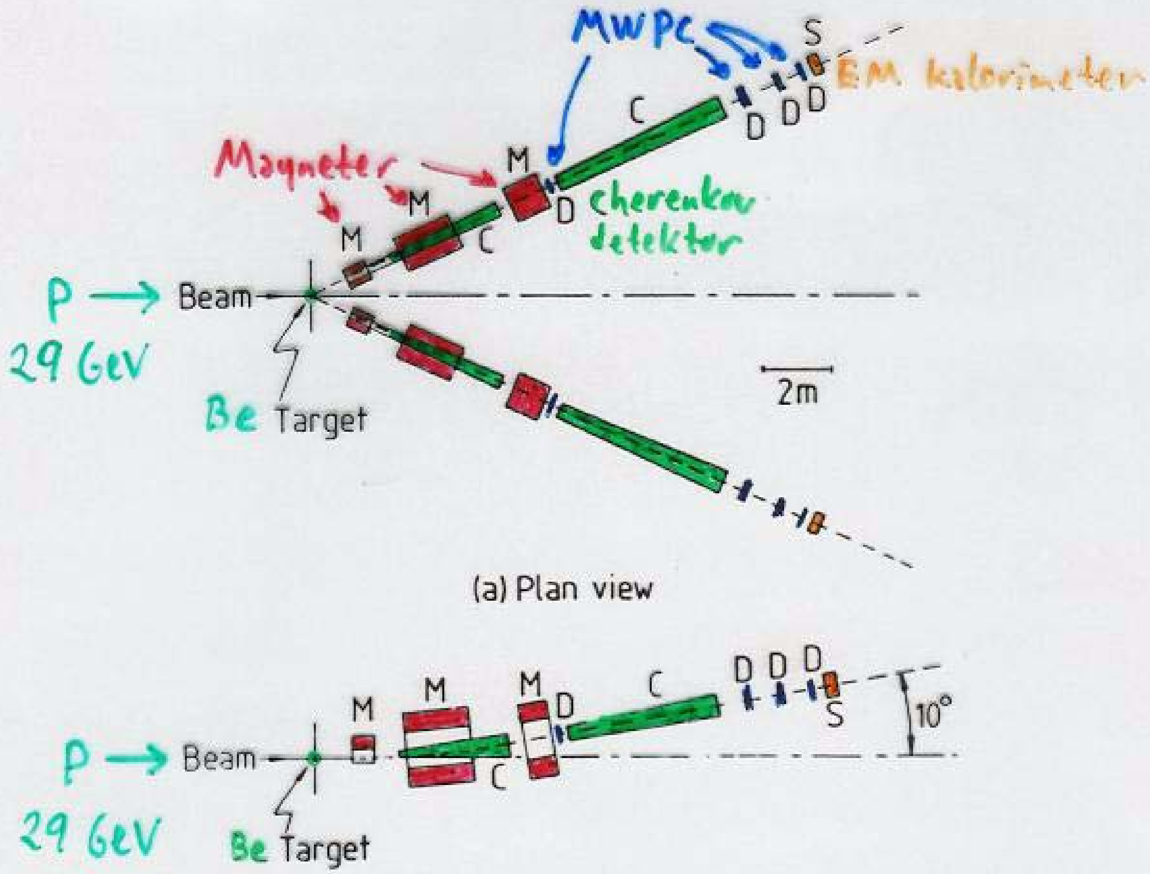
Elektron - Positron kollisioner

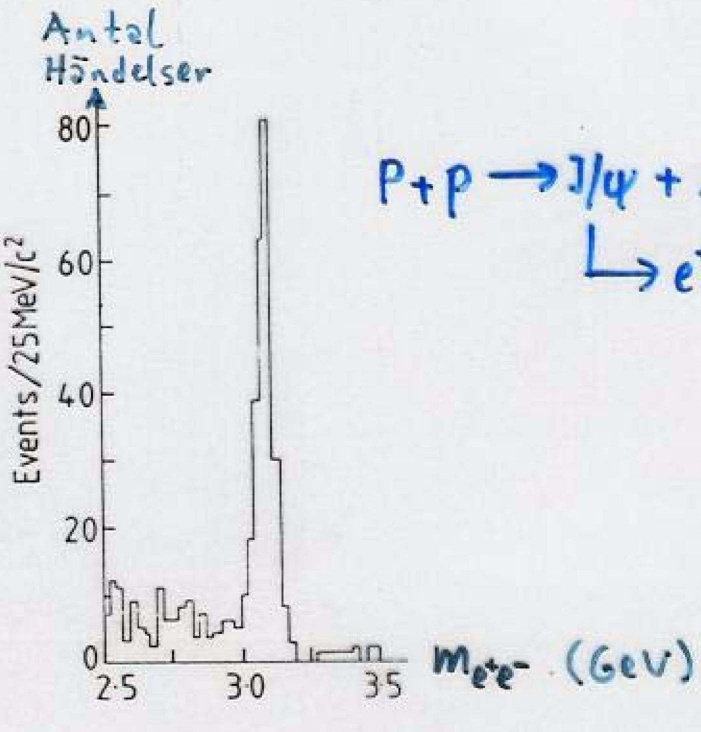


I experimentet



Brookhaven experimentet

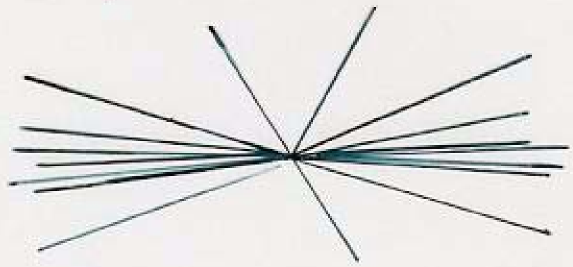




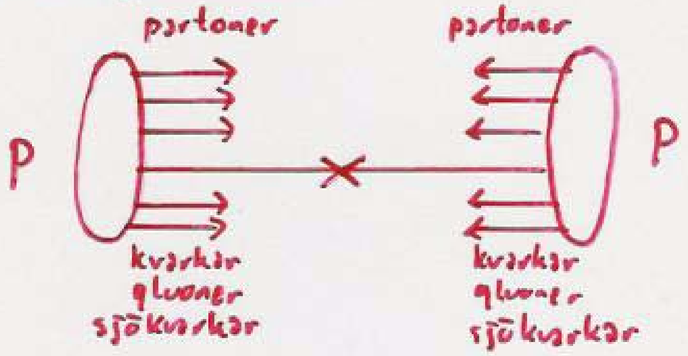
$$P + p \rightarrow J/\psi + X$$
$$\hookrightarrow e^+e^-$$

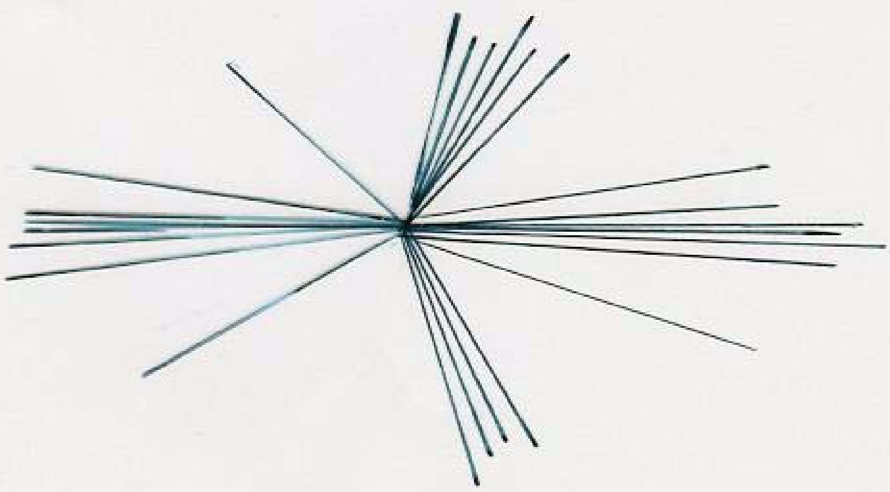
pp - kollisioner

"Minimum bias events"

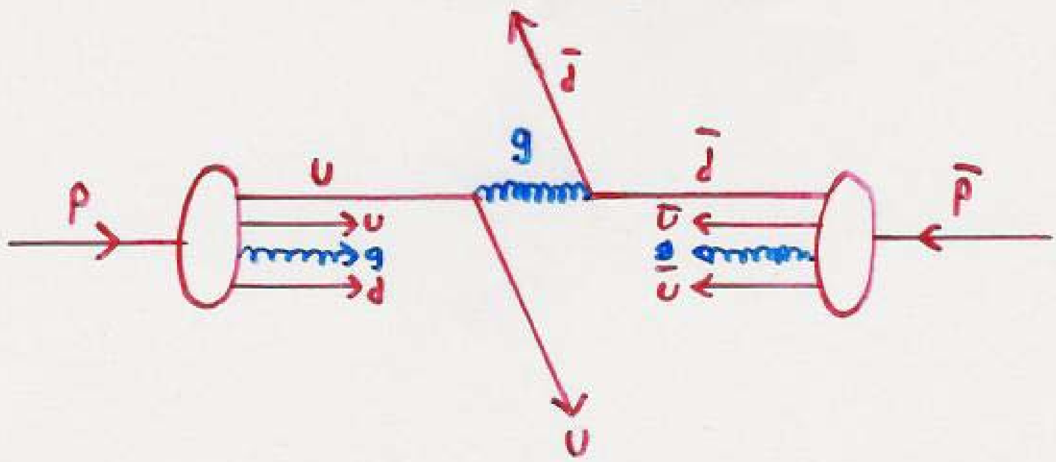


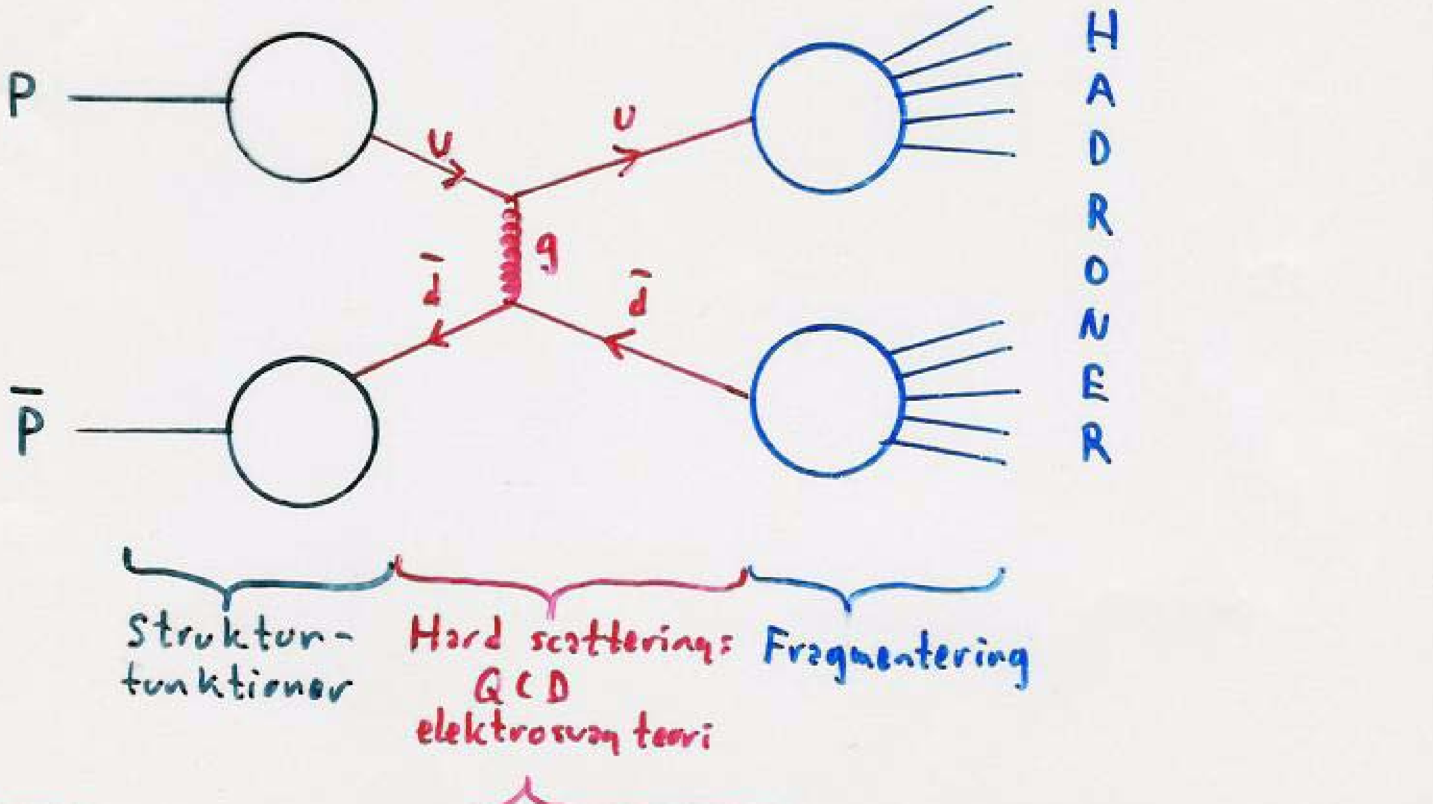
"Hard scattering events"



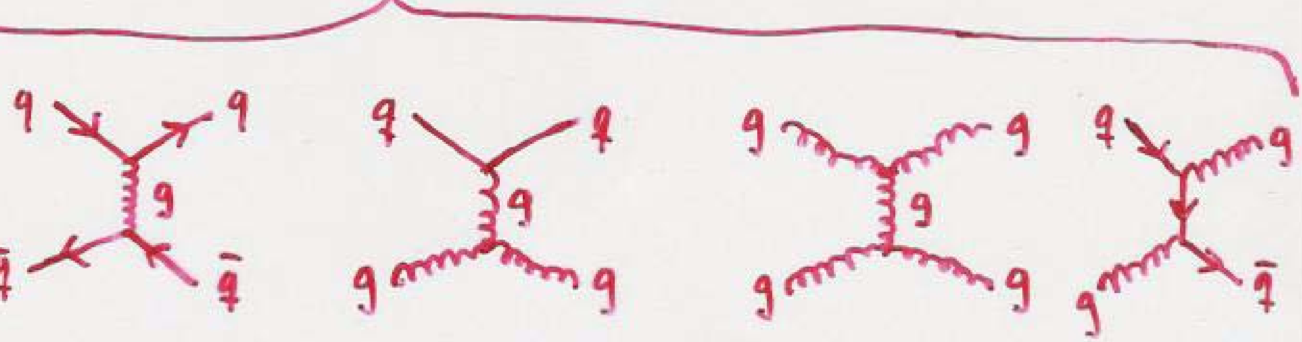


"Hard scattering"

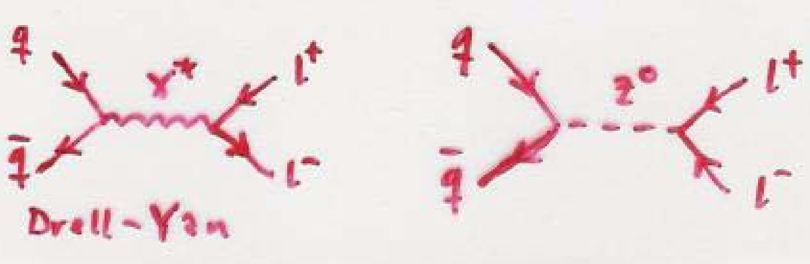




Stark växelverkan:



Elektromag växelverkan:



Upptäckten av gluonen (1979)

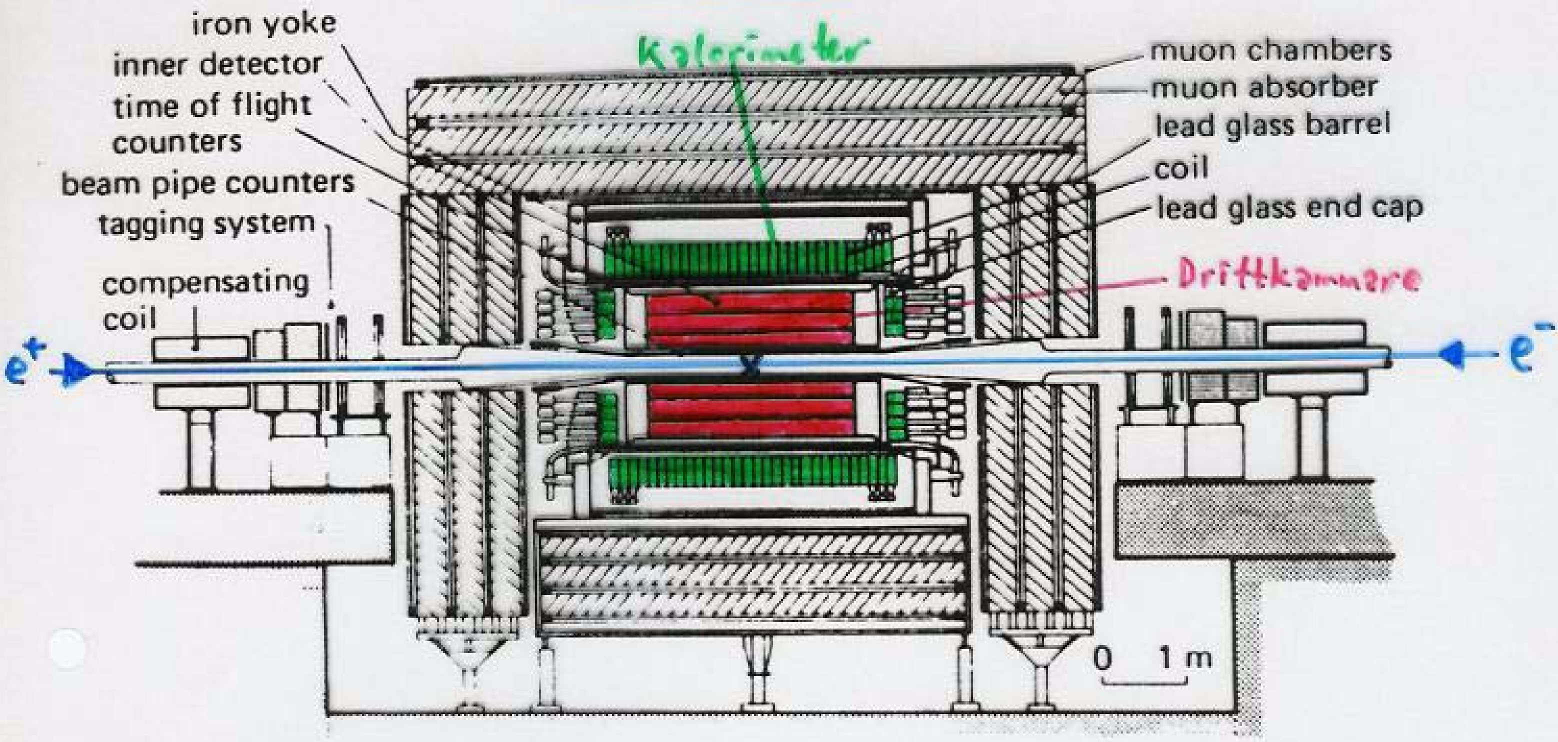
Laboratorium = DESY (Hamburg)

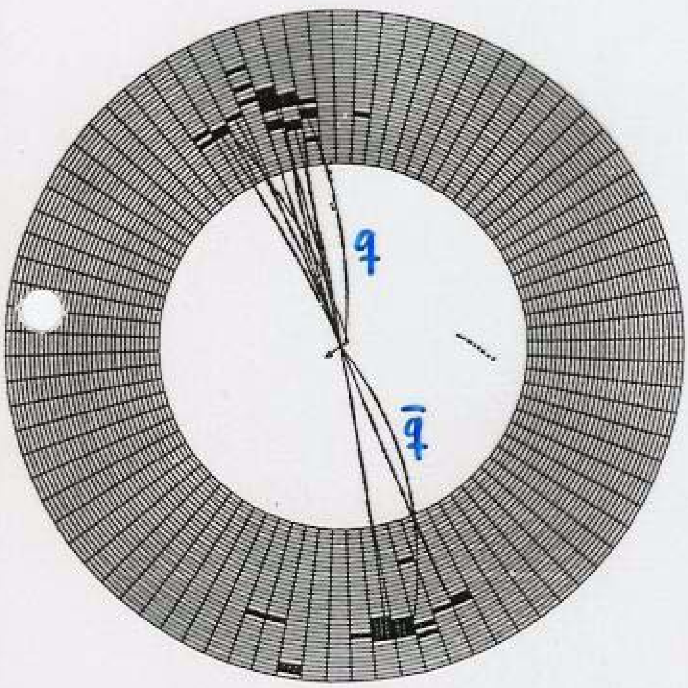
Accelerator = PETRA ($\sqrt{s} = 14-45$ GeV)

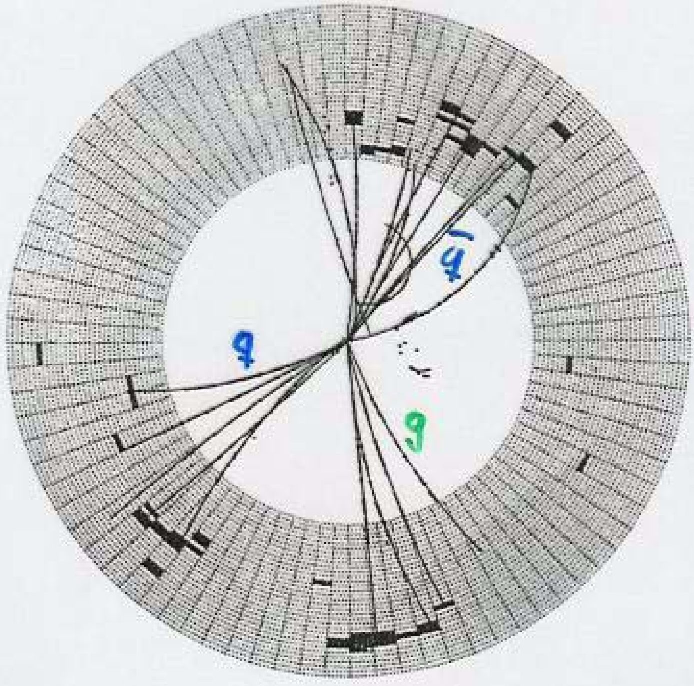
Experiment = TASSO + JADE (e^+e^- kollisions experiment)
PLUTO + MARK J

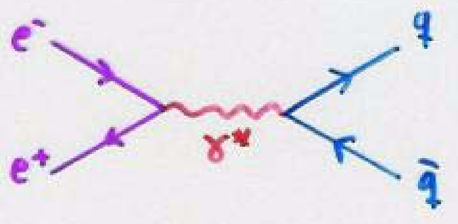
Process = $e^+ + e^- \longrightarrow q + \bar{q} + g \longrightarrow \text{jet}(q) + \text{jet}(\bar{q}) + \text{jet}(g)$

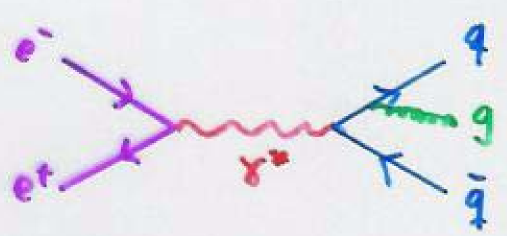
JADE


iron yoke
inner detector
time of flight
counters
beam pipe counters
tagging system
compensating
coil
Kalorimeter
muon chambers
muon absorber
lead glass barrel
coil
lead glass end cap
Driftkammere
e+
e-
0 1m

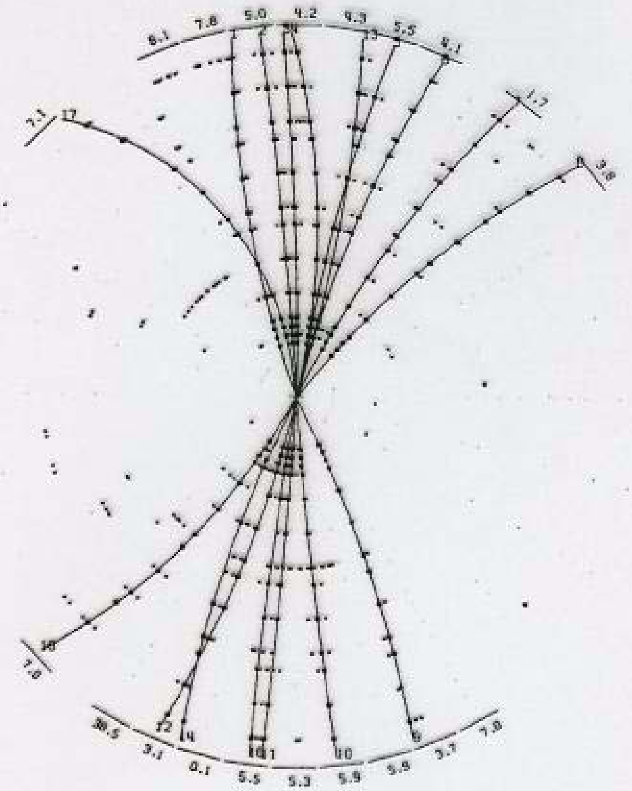

q
q̄

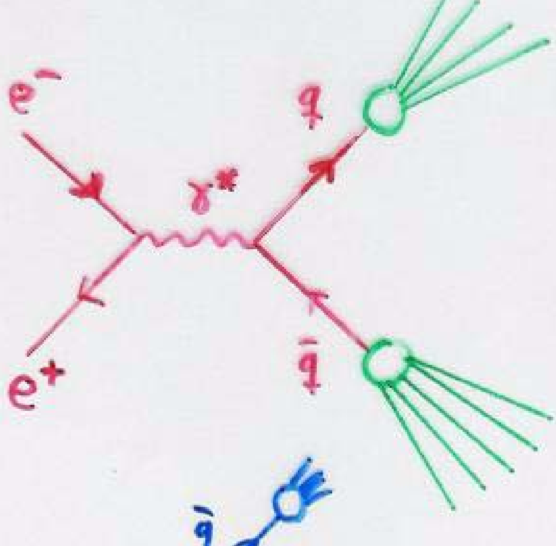

q̄
q
g


e-
e+
γ*
q
q̄

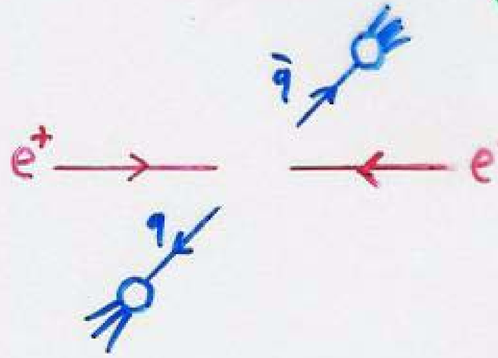

e-
e+
γ*
q
g
q̄

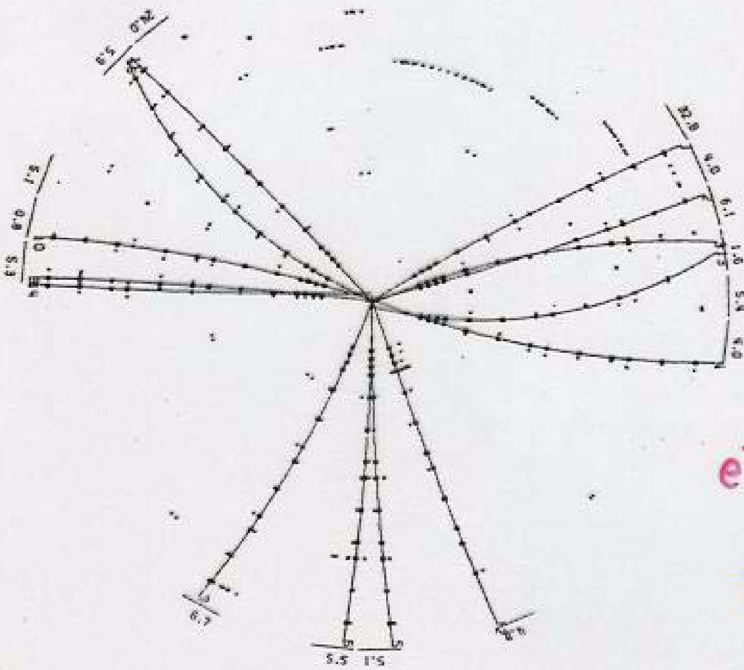
TASSO

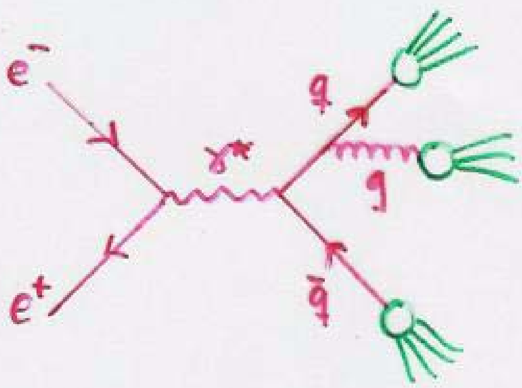


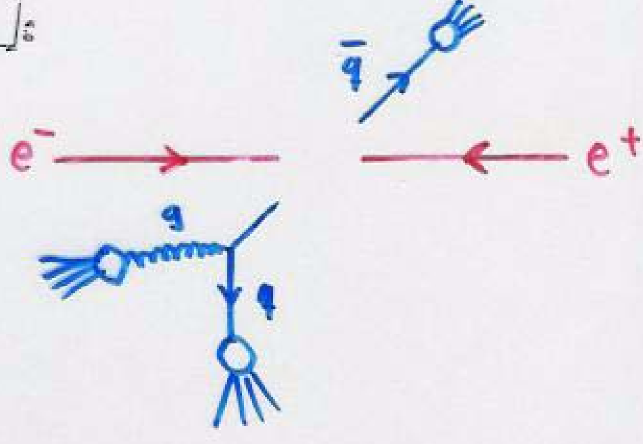


PARTIKLAR









Vad är kärnkrafter ?

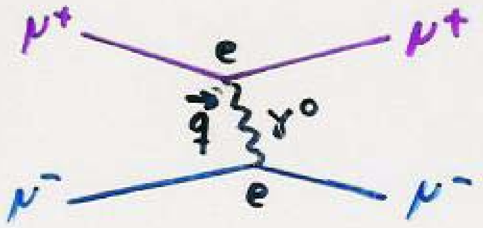
Krafterna mellan atomerna undersöktes först av den holländske fysikern Johannes Dietrich van der Waal under förra århundradet och benämns van der Waals-krafter efter honom. Vad har nu dessa krafter med kärnkrafterna att göra? Vi föreställer oss att kärnkrafterna inte är något annat än van der Waalskrafterna inom kromodynamiken. Hadronerna är färgsingletter. Därför verkar de superstarka färgkrafterna inte på hadronerna utan bara på kvarkarna och gluonerna. Färgkrafterna mellan kvarkarna skapar emellertid också krafter mellan färgsingletter, om nämligen hadronens färgade konstituenter är fördelade inuti hadronen och inte koncentrerade i en punkt. Precis som för de vanliga van der Waalskrafterna väntar man sig att kromodynamikens van der Waalskrafter mycket snabbt skall klinga av om man ökar avståndet mellan hadronerna. Man kommer bara att märka dessa krafter på relativt små avstånd, och de kommer hastigt att försvinna om hadronerna skiljs åt av mer än 10^{-15} meter. Detta är precis vad man iakttagit experimentellt. Kärnkrafterna är mycket starka på små avstånd, men försvinner så fort avståndet mellan de bägge kärnpartiklarna blir större än 10^{-15} meter.

I kromodynamiken får man en bild av kärnkrafterna som ingen tidigare hade väntat sig. Till för några år sedan var de flesta fysiker av åsikten att kärnkrafterna representerade något fundamentalt. I dag har denna situation fullständigt ändrats. Kärnkrafterna själva är inga elementära krafter, utan bara konsekvenser av kromodynamikens superstarka krafter. De är lika litet fundamentala som atomfysikens van der Waalskrafter. Detta är anmärkningsvärt. För några årtionden sedan började elementarpartikelfysikens utveckling, eftersom man ville förstå krafterna inuti atomkärnan. Med tiden har man funnit en helt ny värld av partiklar och krafter – kvarkarnas, gluonernas och de kromodynamiska krafternas värld. De senare är de krafter som ytterst håller samman vår värld.

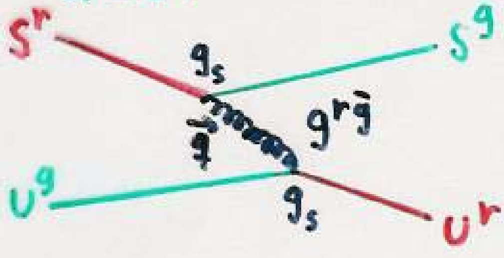
Citat ur boken "Kvarkar" av Harald Fritzsch

α_s

QED:



QCD:



där $g^{r\bar{g}}$ betyder att gluonen har $\psi_{colour} = |110\rangle = r\bar{g}$

$M \sim \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$

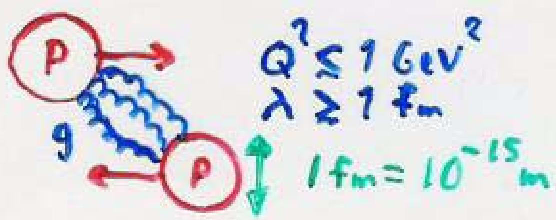
$\sigma \sim |M|^2 \sim \alpha^2$

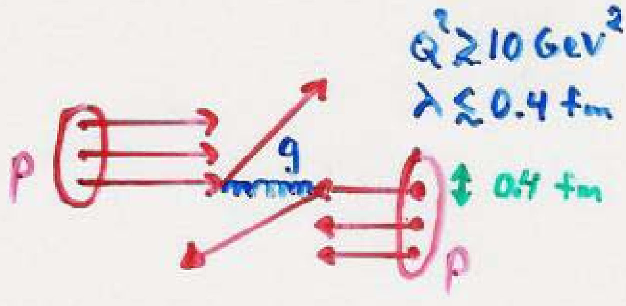
$M \sim \alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$

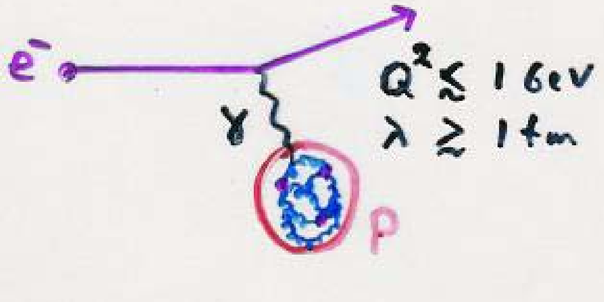
$\sigma \sim |M|^2 \sim \alpha_s^2$

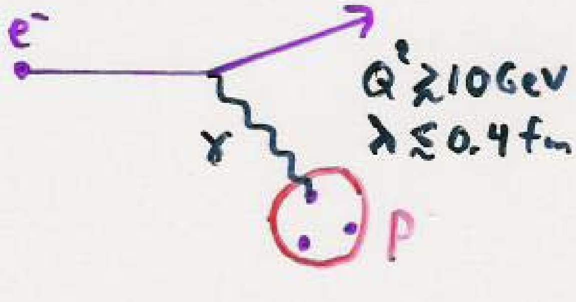
Asymptotisk frihet

Om man studerar den starka växelverkans beroende på "gauge" bosonernas våglängd (λ) eller Q^2 (där $Q^2 = -\vec{q}\cdot\vec{q}$ dvs $Q^2 = -m^{*2}$) får man









$\alpha_s \sim 1$

$\alpha_s \sim 0.1 - 0.3$

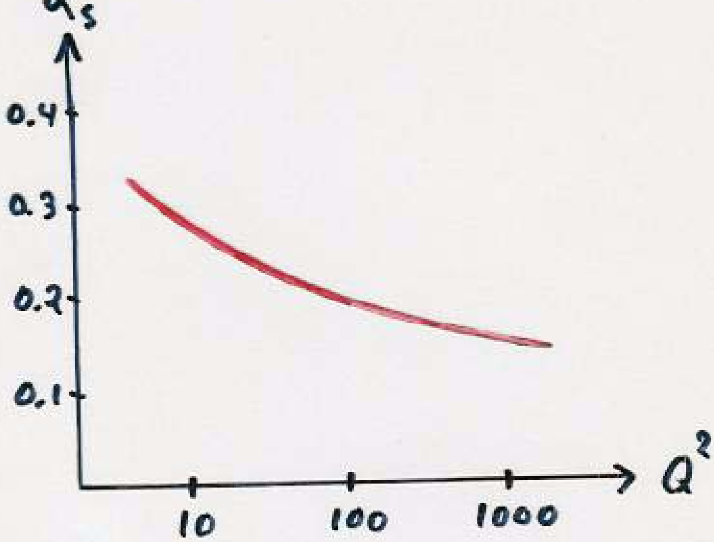
Sambandet mellan λ och Q är $\lambda = \frac{h}{Q}$ dvs

$$\lambda(m) = \frac{1.24 \cdot 10^{-15}}{Q(GeV)}$$

Asymptotisk frihet:

Styrkan på den starka växelverkan dvs α_s beror på Q^2. För små Q^2 är $\alpha_s \sim 1$ och kvarkarna i nukleonen kan anses som mycket starkt bundna. För stora Q^2 är $\alpha_s < 0.3$ och kvarkarna kan betraktas som nästan fria partiklar. Fenomenet att $\alpha_s \to 0$ när $Q^2 \to \infty$ kallas asymptotisk frihet.

QCD:



QCD kan man visa att

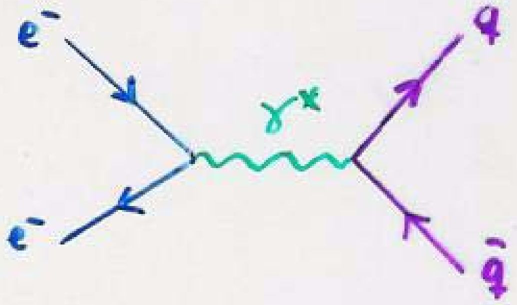
$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33-2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}$$

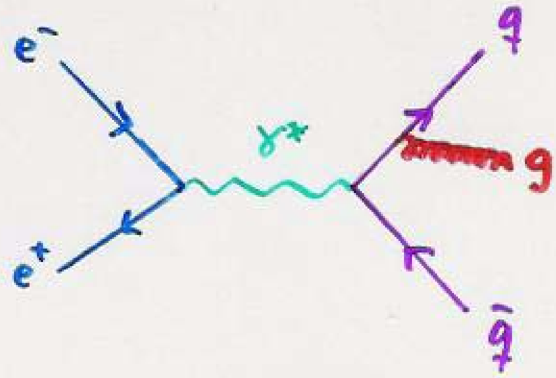
där

N_f: är antalet kvark "flavours" u, d, s .. med massan $m_q^2 < \frac{1}{4} Q^2$

$\Lambda \approx 0.2$ GeV: är en konstant som måste bestämmas experimentellt.

Mätning av α_s:





$\sigma \sim \alpha^2$ $\qquad\qquad$ $\sigma \sim \alpha^2 \cdot \alpha_s$

$$\frac{\text{Antalet 3-jet händelser}}{\text{Antalet 2-jet händelser}} = \alpha_s$$

$$\boxed{R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \text{Hadroner})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}}$$

$\sqrt{s} = 2-3$ GeV

$$R_{teori} = \begin{cases} \sum_f e_f^2 & \text{utan QCD} \\ N_c \sum_f e_f^2 & \text{med QCD} \end{cases}$$

där e_f = kvarkladdningen
$f = u, d, s$
N_c = Antal färger i QCD

$$R_{teori} = N_c \Big[\underbrace{\left(\tfrac{2}{3}\right)^2}_{u} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{d} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{s} \Big] = N_c \frac{2}{3} \quad (= 2 \text{ om } N_c = 3)$$

$\sqrt{s} = 5-7$ GeV

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to q\bar{q} \to \text{Hadroner}) + \sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \text{Hadroner})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$$

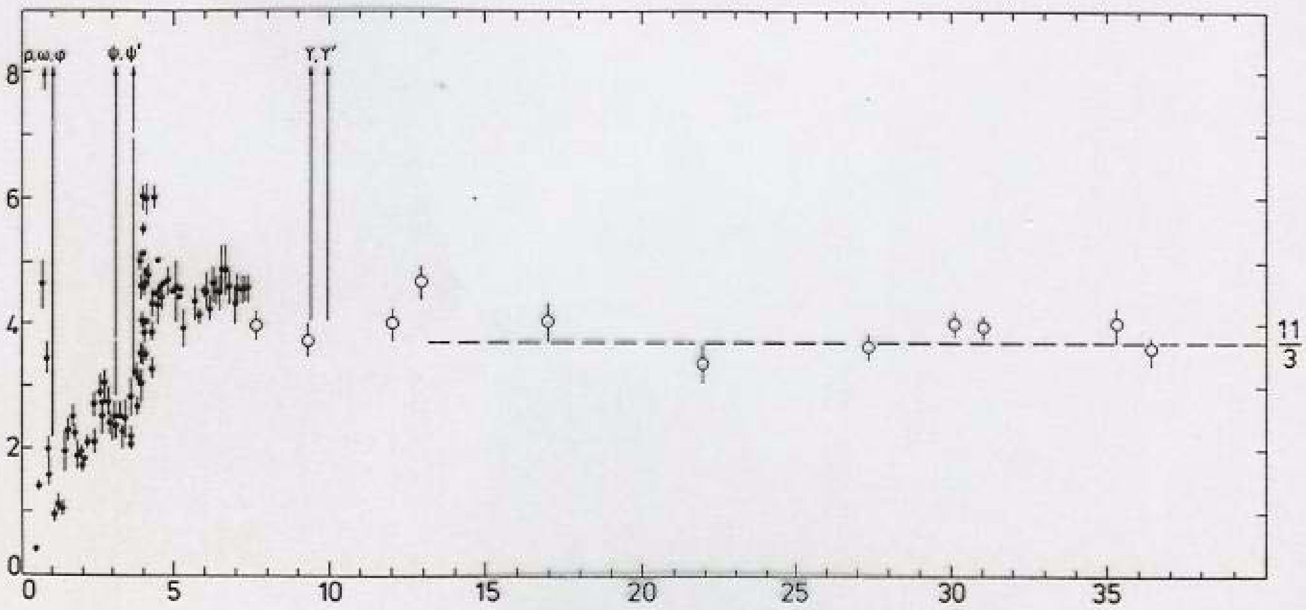
$$R_{teori} = N_c \Big[\underbrace{\left(\tfrac{2}{3}\right)^2}_{u} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{d} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{s} + \underbrace{\left(\tfrac{2}{3}\right)^2}_{c} \Big] + 1 = N_c \frac{10}{9} + 1 \quad \left(= \frac{14}{3} \quad N_c = 3\right)$$

$\sqrt{s} = 10-40$ GeV

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to q\bar{q} \to \text{Hadroner})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$$

$$R_{teori} = N_c \Big[\underbrace{\left(\tfrac{2}{3}\right)^2}_{u} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{d} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{s} + \underbrace{\left(\tfrac{2}{3}\right)^2}_{c} + \underbrace{\left(\tfrac{1}{3}\right)^2}_{b} \Big] = N_c \frac{11}{9} \quad \left(= \frac{11}{3} \text{ om } N_c = 3\right)$$

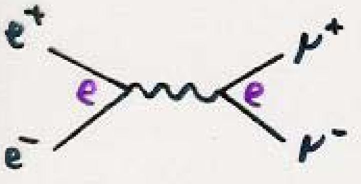
R_{exp}



$\sqrt{s}$ (GeV)

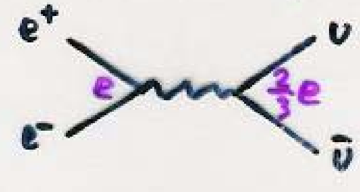
R for $2m_s < \sqrt{s} < 2m_c$

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$

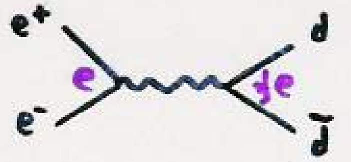


$\sigma_{\mu\mu} \sim e^4$

$e^+e^- \to$ Hadroner (Utan QCD)



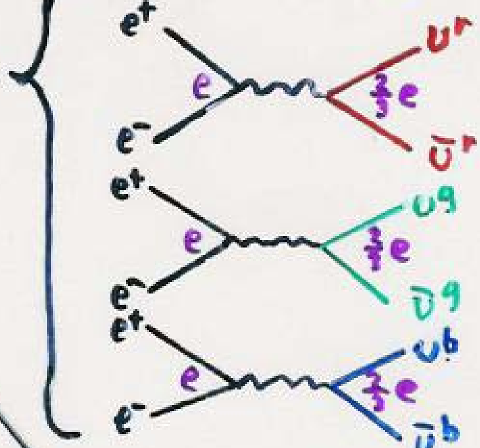
$\sigma_{u\bar{u}} \sim e^4\left(\frac{2}{3}\right)^2$



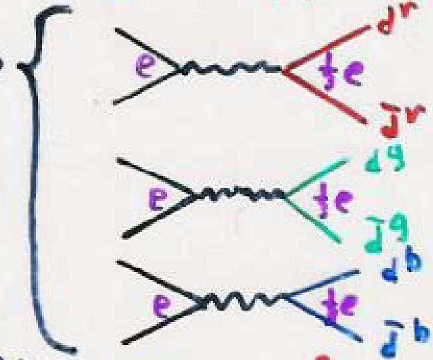
$\sigma_{d\bar{d}} \sim e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2$

$\sigma_{s\bar{s}} \sim e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2$

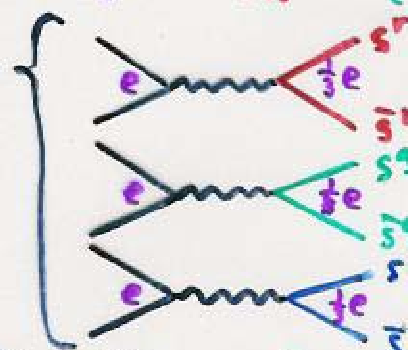
$e^+e^- \to$ Hadroner (Med QCD)



$\sigma_{u\bar{u}}^{QCD} \sim e^4\left(\frac{2}{3}\right)^2 + e^4\left(\frac{2}{3}\right)^2 + e^4\left(\frac{2}{3}\right)^2$



$\sigma_{d\bar{d}}^{QCD} \sim e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2 + e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2 + e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2$



$\sigma_{s\bar{s}}^{QCD} \sim e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2 + e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2 + e^4\left(\frac{1}{3}\right)^2$

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \text{Hadroner})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)} = \begin{cases} \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 & \text{Utan QCD} \\ 3\left(\frac{2}{3}\right)^2 + 3\left(\frac{1}{3}\right)^2 + 3\left(\frac{1}{3}\right)^2 & \text{Med QCD} \end{cases}$$