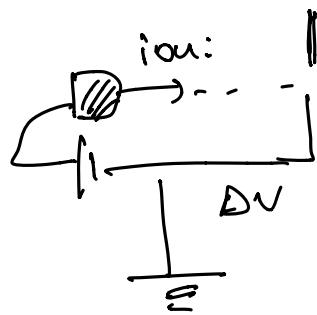


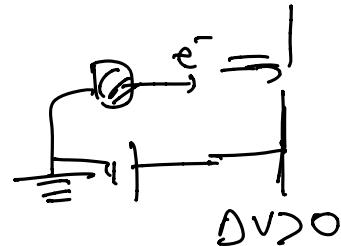
## Acceleratori partecelle

filo catodico come primo esempio di acceleratore.



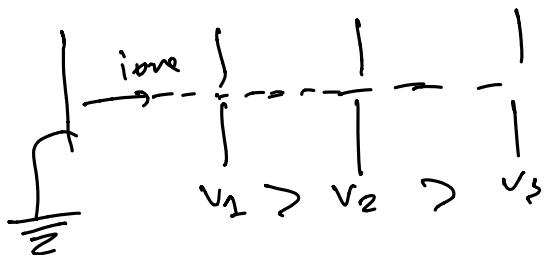
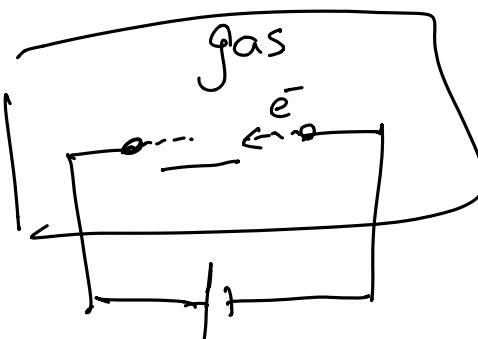
$DV$  cresce

$$qE = m \cdot a.$$

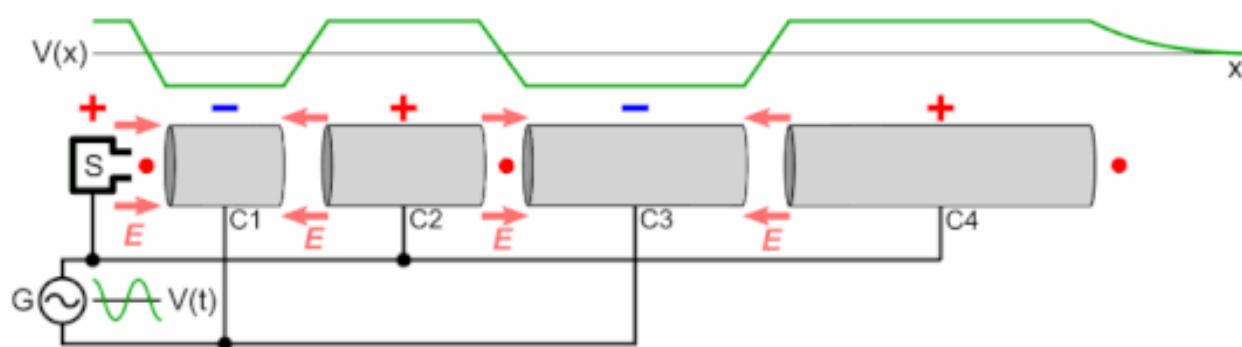


$DV \approx 1000 \text{ V}$

nell'aria S. non le scariche



Tutte accelerazioni.  
con  $DV$  non elevate  
ma in serie.

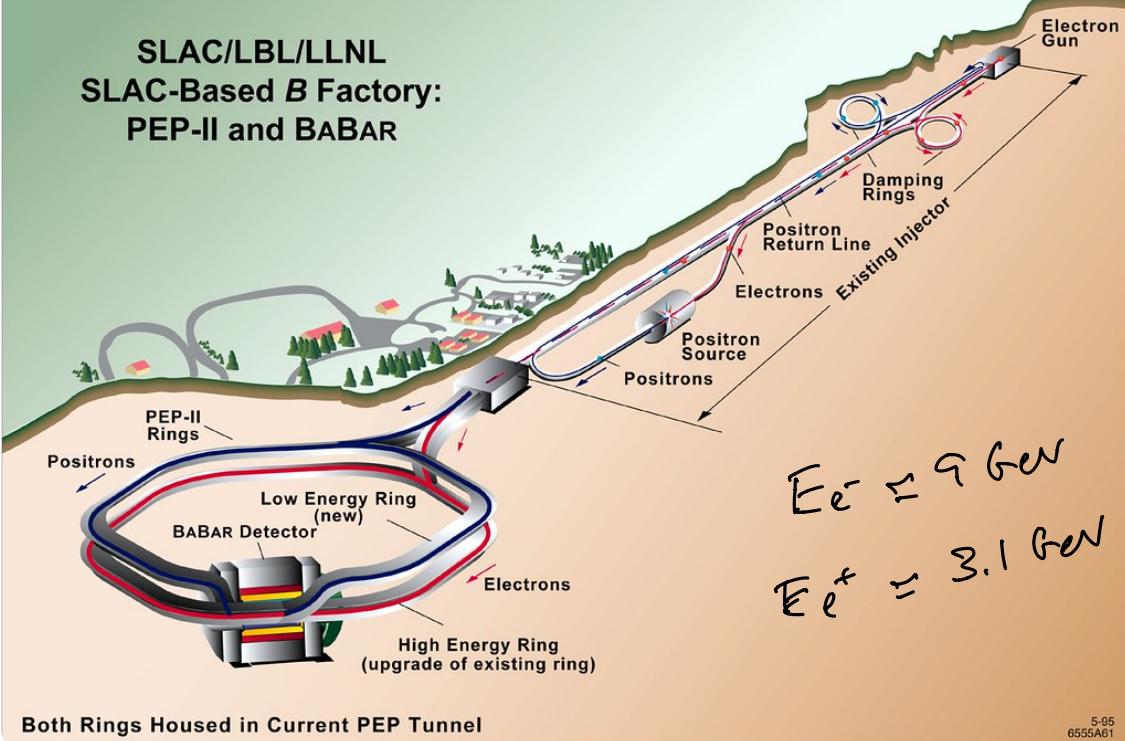


filtri di Faraday per avere moto libero  
dentro tetti coperti.

$DV$  sempre le stesse ma alterno.

Acceleratore lineare.

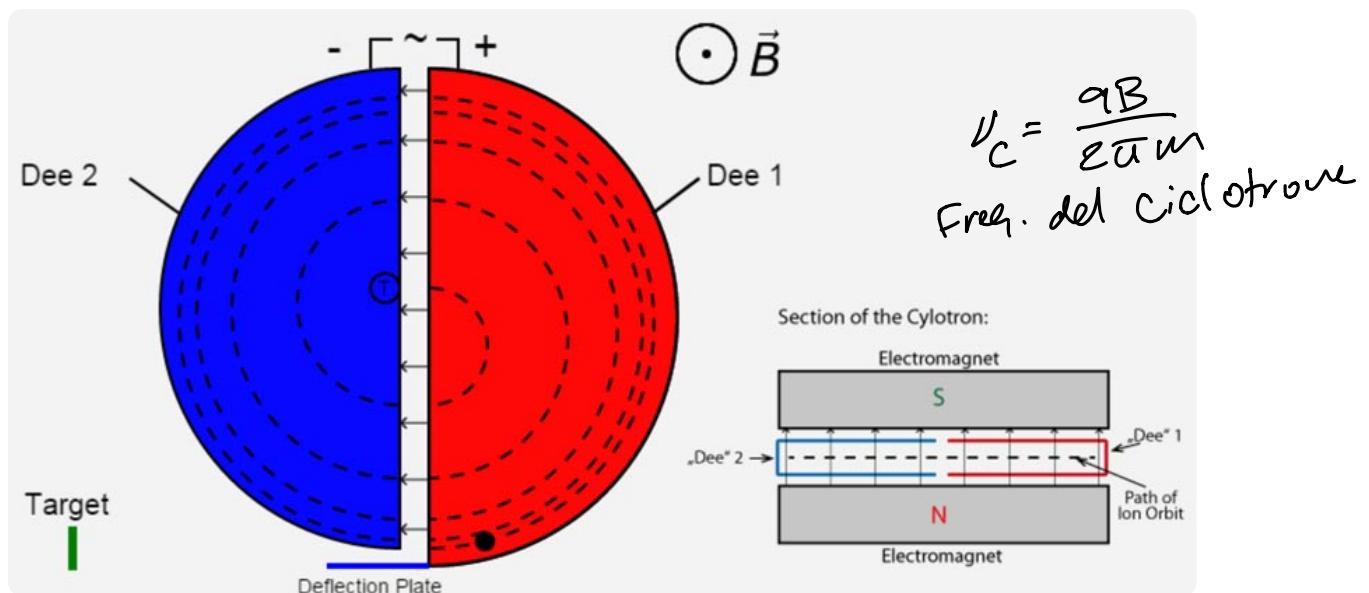
**SLAC/LBL/LLNL**  
**SLAC-Based  $B$  Factory:**  
**PEP-II and BABAR**



We neggligiamo  $E_{cm} = 90 \text{ GeV}$

### Ciclotrone

Idea di Lawrence nel 1959



ioni: eure si vicinali centro.

Campo alternato tra le due "Dee"

moto accelerato da DV nell'intermezzo.

moto circolare uniforme nella "Dee".

$$F = ma = m \frac{V^2}{r} = qVB \Rightarrow \frac{V}{r} = \frac{q}{m} B$$

$$\Delta T = \frac{2\pi r}{V} = 2\pi \frac{m}{q} \frac{1}{B}$$

non dipende dalla  
velocità

$\Delta T$  fisso da  $B$ .

$$\boxed{\nu_c = \frac{1}{\Delta T} = \frac{qB}{2\pi m}}$$

Freq. del ciclotrone.

ma non è relativistica

$$\Delta t = \gamma \Delta T$$

nel caso relativistico.

$$\nu_c = \frac{1}{\gamma} \frac{qB}{2\pi m} \quad \gamma = \frac{E}{m}$$

Se le particelle relativistiche  $\nu_c$  non è costante.

$\nu_c$  dipende da  $B$

Elettroni ultrarelativistici subito  $\Rightarrow$  non adatti  
al ciclotrone.

ioni: funzione bene

$$T_{max} = \frac{1}{2} m V_{max}^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2$$

all'uscita avete  $r=R$  raggio del ciclotrone.

$$T_{max} = \frac{(qBR)^2}{8m}$$

## Caso Relativistico

$$V_C = \frac{1}{\gamma} \frac{qB}{2\pi m} = \frac{qB}{2\pi m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Per avere relazione valida.

1)  $\gamma$  aumente  $\frac{1}{\gamma}$  diminuisce.

$\Rightarrow$  diminuisce  $V_C$  per tenere la relazione valida  
a  $B$  costante.

## Sincro - Ciclotrone

variazione delle freq. del campo  $E$   
a getto.

2) Variare  $B$  con  $V_C$  costante.

Oppure Variare  $B$  e ridurre anche  $V_C$   
per compensare  $\frac{1}{\gamma}$   
 $\Rightarrow$  Sinocrotone

nel limite relativistico  $P \approx Rm\gamma \approx Rmc$

$$qBR \approx Rmc = P$$

$$\Rightarrow P = 0.3 \times B(T) \times R(m)$$

$\hookrightarrow$  GeV

## Sincro - Ciclotrone:

con  $R = 10\text{m}$ .  $B = 1\text{T}$ .

Volume de. poli  $\approx \pi R^2 \times \text{spessore}$ .

spessore  $1\text{m} \Rightarrow$  Volume poli  $\approx 300 \text{ m}^3$

Densità ferro  $\approx 8 \text{ g/cm}^3$ .

$\Rightarrow$  vi servono  $6 \times 10^7 \text{ kg}$  ferro.

dunque rapidamente.

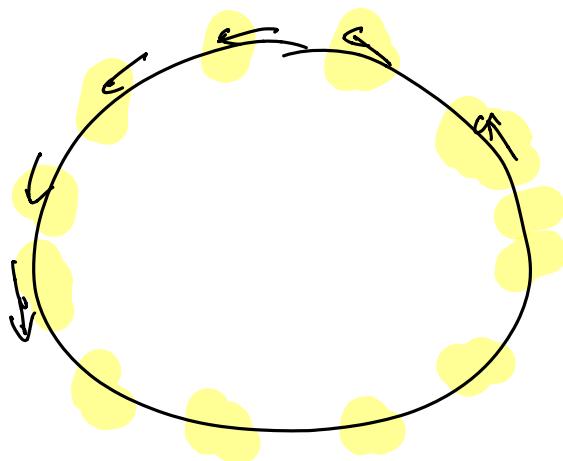
S: usc per accelerazione fino a 10-100 GeV  
relativamente piccole accelerazioni.

### Sincrotrone

$$r_c = \frac{1}{\gamma} \frac{qB}{2\pi m} . \quad P = 0.3 \times B \times R$$

Fisso  $R \Rightarrow$  traiettoria circolare.

Vario  $B$  per comprensione  $\gamma$



non ho bisogno di grandi poli

non serve campo  $B$  uniforme in tutto il volume

Tutti i dipoli lungo la traiettoria.

Il limite principale è la radiazione di Sincrotrone.

Formula di Larmor:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^3} \gamma^4 a^2 \quad \text{S.I.}$$

Potenza  
di irraggiamento

$$\gamma = \frac{E}{m} \quad a = \frac{\gamma^2}{R}$$

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} C \frac{1}{R^2} \frac{E^4}{m^4}$$

tempo di un giro  $T = \frac{2\pi R}{C}$

$$\frac{\Delta E \text{ (energia persc)}}{\text{per giro}} = P \cdot T = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R} \frac{E^4}{m^4} (2\pi)$$

$$\Delta E_{\text{persc}} \propto \frac{1}{R} \frac{E^4}{m^4}$$

Proto sincrotrone:  $\Delta E$  piccolo, fasci curvati.

LHC: anello d. 27 km.  $R \approx 4.3$  km.

Per  $m = m_e = 0.5$  MeV.

$$\frac{\Delta E(\text{giro})}{\text{KeV}} = 88.5 \frac{E(\text{GeV})^4}{R(\text{m})}$$

Per elettroni alte energie, tutte energie fornite  
serve a compensare perdite  
per la rad. di sincrotrone.

LEP @ CERN: 1989 → iniz. 2000.

$E_{\text{CM}} = 90$  GeV  $\Rightarrow$  singola foscia di 45 GeV.

lo stesso tunnel di LHC:  $R = 4.3$  km.

$$\Delta E(\text{KeV}) = 84 \text{ MeV/giro.}$$

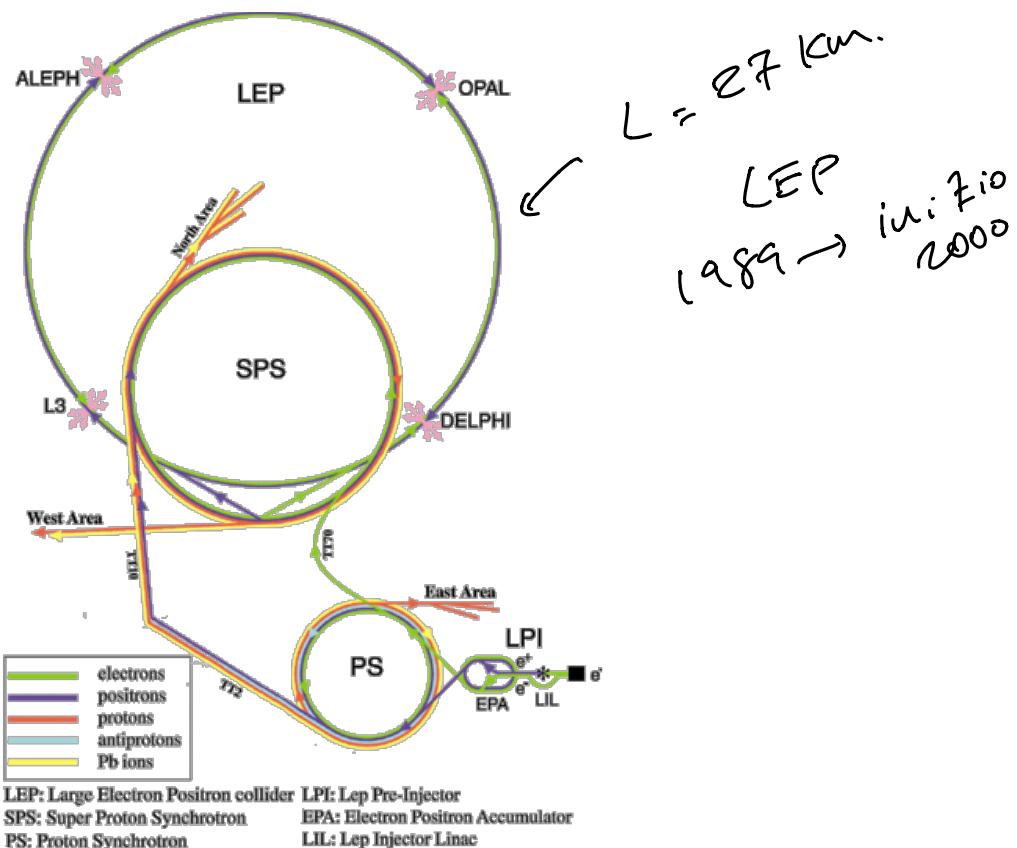
$$v = \frac{C}{2\pi R} = \frac{C}{27 \text{ km}} \approx 10^6 \text{ Hz.}$$

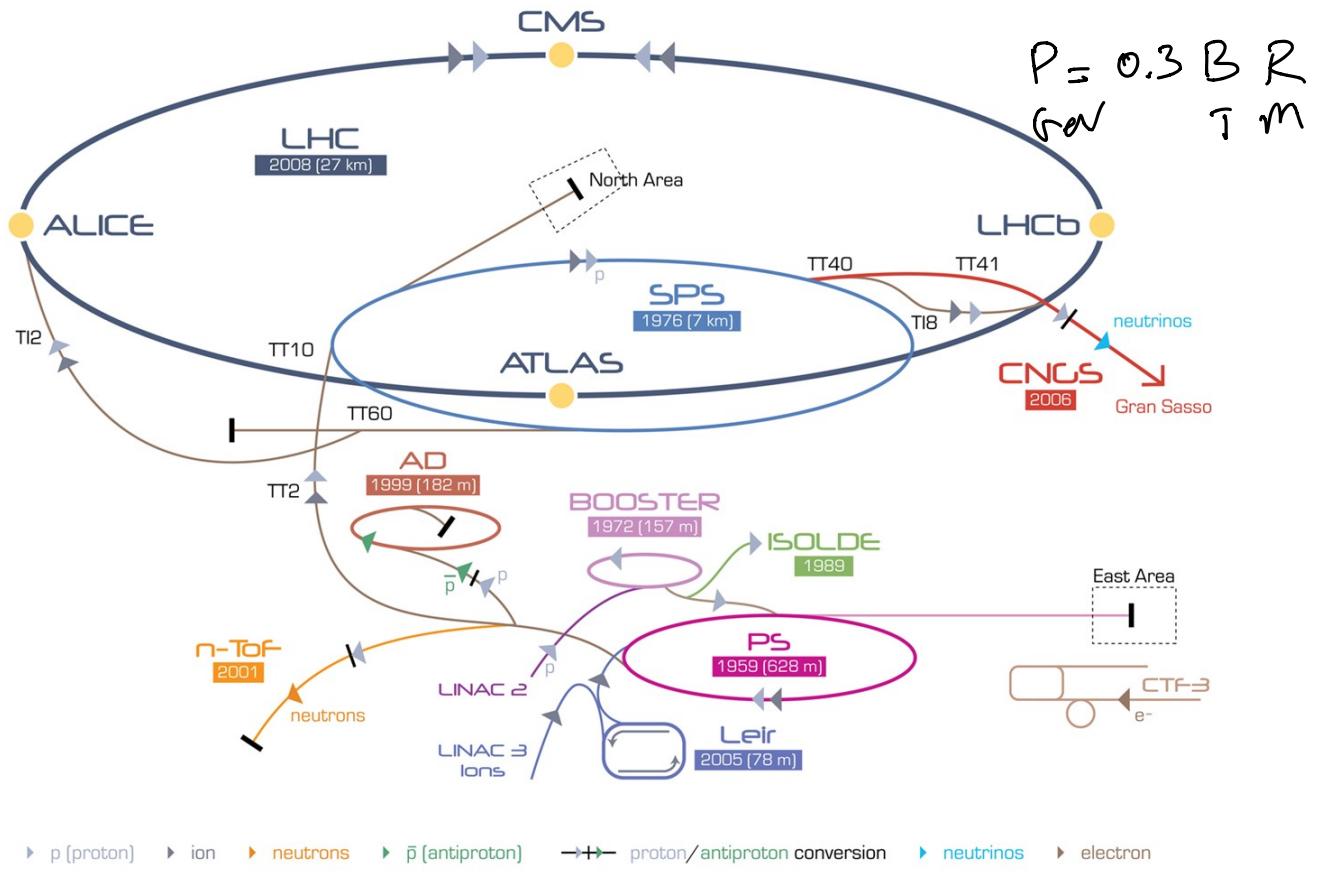
Impossibile accelerare elettroni a TeV.

a meno di aumentare il raggio.

a LHC  $B \approx 8.5$  Tesla.  
dipoli di LHC

$E = 6.5$  TeV per fascio di protoni:

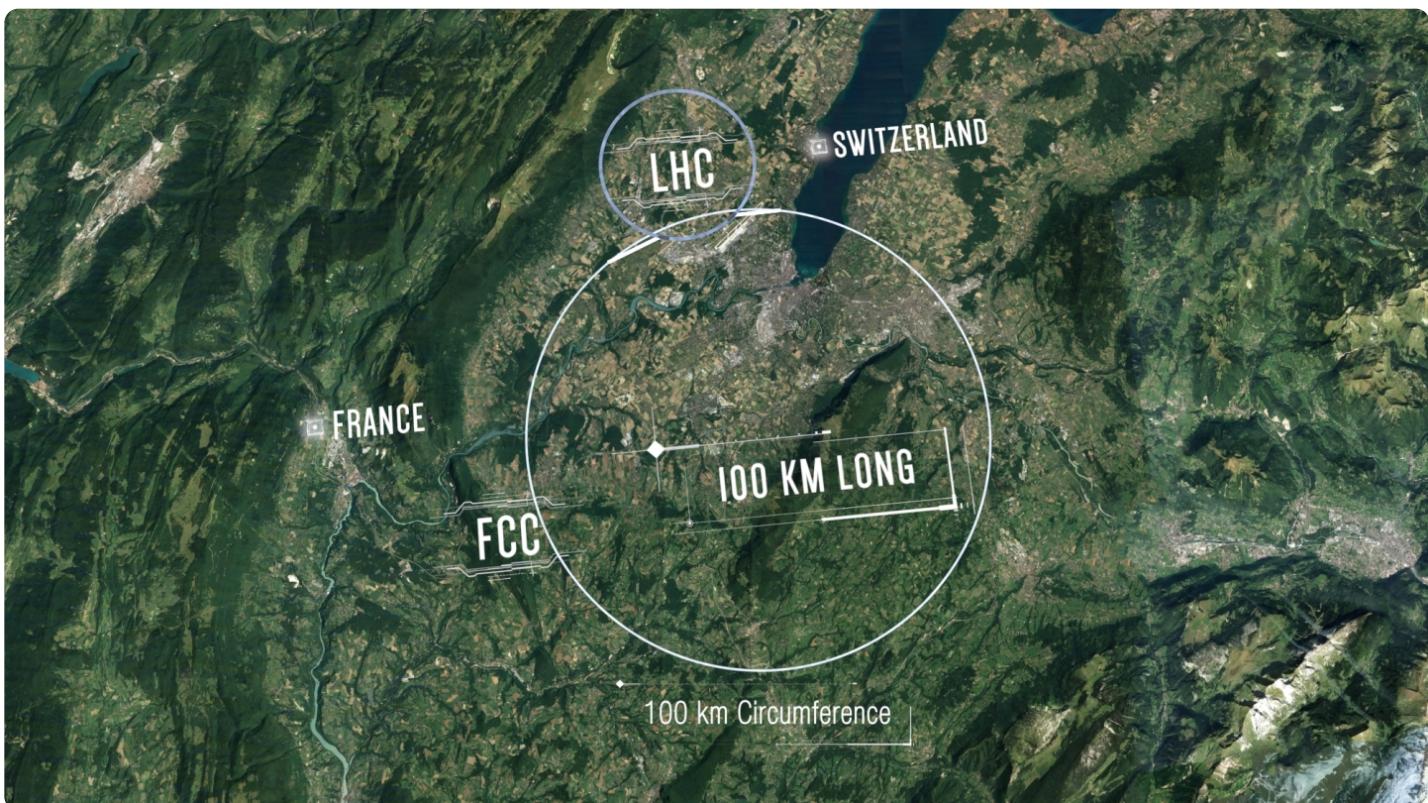




LHC Large Hadron Collider   SPS Super Proton Synchrotron   PS Proton Synchrotron

AD Antiproton Decelerator   CTF-3 Clic Test Facility   CNOS Cern Neutrinos to Gran Sasso   ISOLDE Isotope Separator OnLine DEvice  
LEIR Low Energy Ion Ring   LINAC LiNear ACceleratoR   n-TOF Neutrons Time Of Flight

$$\text{Rev} \rightarrow P = 0.3 \times B(T) \times R(m)$$



Fascio con  $E = 50 \text{ TeV}$   
aumentare  $B$ , ed anche  $R$ .

Dovendo: perché accelerare a energie sempre più alte?

Collisioni a E.d.m. sempre maggiori:

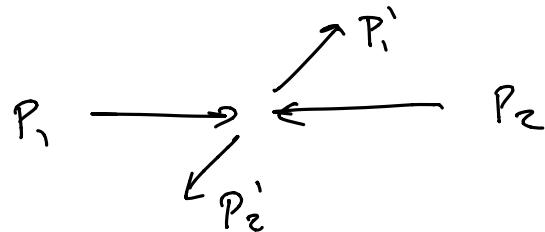
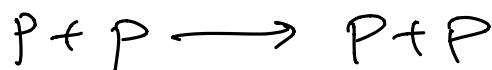
Motivo:  $E^2 = p^2 + m^2$

permette di convertire  $E \rightarrow$  massa.



$$m_e = 0.5 \text{ MeV.} \quad m_\mu = 106 \text{ MeV.}$$

$$\rightarrow \text{fusione di } \sim 100 \text{ MeV.} \quad S_{\text{fin}} = 212 \text{ MeV.}$$

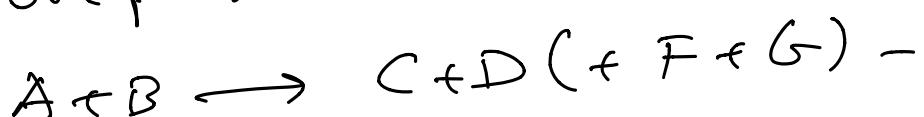


scoperte  
dell'  
antiproton.

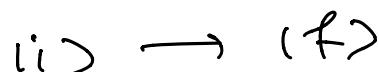
- creare particelle più pesanti, nuove.

- creare più particelle (urto anelastico).

- scoprire nuove particelle.



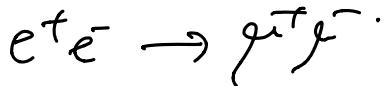
Risolti alora da Fermi, per calcolare.



$$|i\rangle = |pp\rangle$$

$$|f\rangle = |ppp\bar{p}\rangle$$

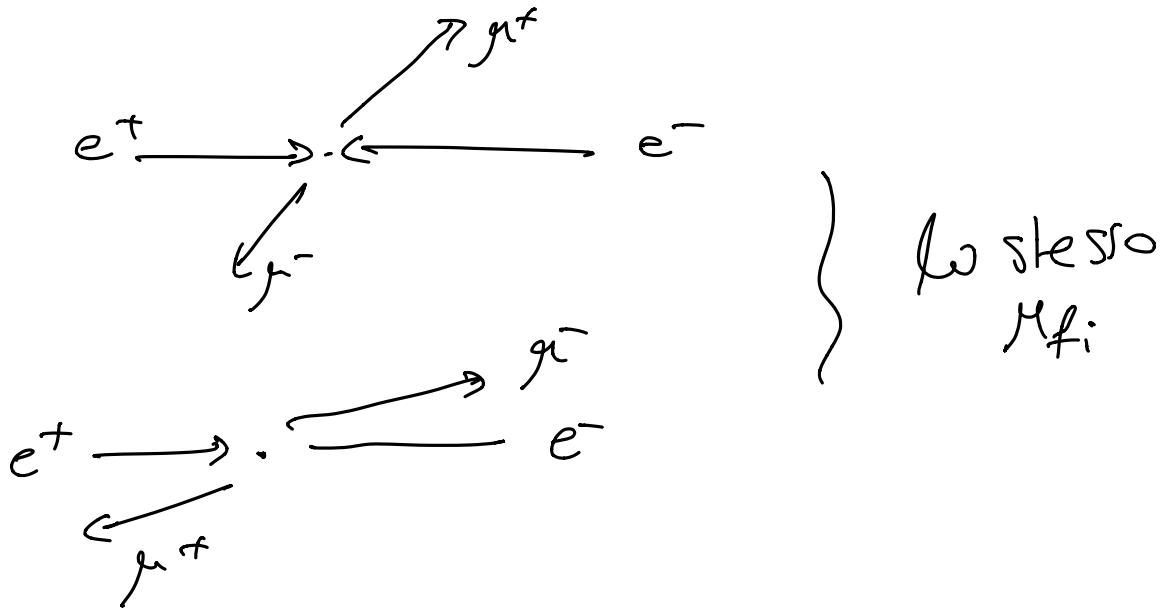
$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{P(i \rightarrow f, T)}{T} = 2\bar{\alpha} |M_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i)$$



$$E_i = E_{e^+} + E_{e^-}$$

$$E_f = E_{\mu^+} + E_{\mu^-}$$

Tanti modi per creare  $(E_g, \vec{p}_g)$ ,  $(E_{g\tau}, \vec{p}_{g\tau})$



Cambia solo le concretezze nello stato finale.

purché valga  $E_f = E_i$

Spatio delle fcs:

$$P(i \rightarrow f) = \int d\Omega \bar{\alpha} |M_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) = \bar{\alpha} |M_{fi}|^2 \rho$$

$$\rho = \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E_f = E_i} \quad \text{Spatio delle fcs.}$$

$$M_{fi} = -i \int d^3r \psi_f^* H_I \psi_i$$

sistema ha  $H = H_0 + H_I$ .

$\psi_f$ : funzione d'onda dello stato finale.

$\psi_i$ :  $r$   $\alpha$  stato iniziale.

$H_0$ : hamiltoniana libera.

$H_I$ : hamilt. interazione (perturbativa)

$$H_0 \psi_n = E_n \psi_n$$

$$\psi_n(\vec{r}, t) = \psi_n(\vec{r}, 0) e^{-i E_n t} = \psi_n e^{-i E_n t}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = (H_0 + H_I) \psi$$

$$\psi(\vec{r}, t) = \sum_n a_n(t) \psi_n e^{-i E_n t}$$

$$|i\rangle \rightarrow |f\rangle -$$

$$a_i(0) \approx 1 \quad k=i \text{ iniziale.}$$

$$a_k(0) \approx 0 \quad k \neq i$$

Teoria delle perturb. al I ordine.

$$\overset{\circ}{a}_k(t) \approx -i \underbrace{a_i(t)}_{\approx 1} \int d^3 r f_k^* H_I \psi_i e^{i(E_k - E_i)t}$$

ipotesi

per una stesa  $k=f$

$$a_f(t) = \int_0^t dt' M_f e^{i(E_f - E_i)t'}$$

$$P(i \rightarrow f) = \overset{\circ}{a}_f(t) a_f(t)$$

der. di Schrödinger  $i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi$ .

$$\overset{\circ}{a}_k = -i \sum_n a_n(t) V_{kn} e^{i(E_k - E_n)t}$$



al I ordine.

$$\hat{a}_K(t) = (-i) V_{Ki} e^{i(E_K - E_i)t} + (-i)^3 \sum_{n \neq i} \frac{V_{ni} V_{kn}}{E_n - E_i} e^{i(E_K - E_i)t}$$

$$= (-i) V_{Ki}^{(2)} e^{i(E_K - E_i)t}$$

$$V_{Ki}^{(2)} = V_{Ki}^{(1)} + \sum_{n \neq i} \frac{V_{kn}^{(1)} V_{ni}^{(1)}}{E_i - E_n}$$

$$V_{Ki} = \int d^3r \psi_K^* H_I \psi_i$$

$$P(i \rightarrow f) = 2\pi |M_f^{(2)}|^2 P$$