

IDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE

- ◆ con misure dE/dx
- ◆ con tempi di volo
- ◆ Con rivelatori Cherenkov
- ◆ Con rivelatori a radiazione di transizione



Identificazione delle particelle

Identificare le particelle prodotte e' fondamentale per molti capitoli della fisica delle particelle.

Alcune quantita' fisiche sono accessibili solo con una chiara identificazione delle particelle (fisica del B, violazione di CP, canali rari di decadimento).

tipicamente vogliamo separare: π/K , K/p , e/π , γ/π^0

I metodi di identificazione dipendono dalle energie delle particelle.

Secondo il problema fisico i parametri ϵ_{xx} or ϵ_{xy} devono essere ottimizzato:

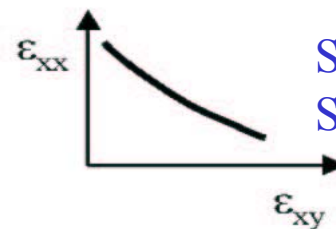
L'efficienza: $\epsilon_{xx} = N_x^{tag} / N_x$

Misidentificazione $\epsilon_{xy} = N_y^{x-tag} / N_y$

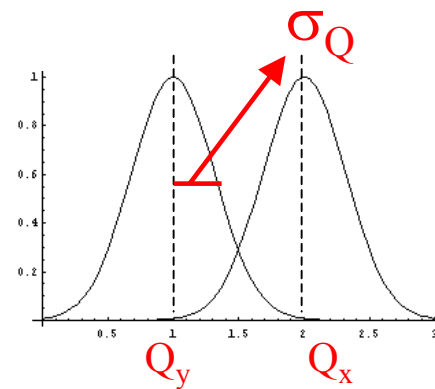
Il fattore di rigetto: $R_{xy} = \epsilon_{xx} / \epsilon_{xy}$

Si parametrizza la qualita' di un rivelatore in termini di potere risolutivo

$$D_{x,y} = \frac{Q_x - Q_y}{\sigma_Q}$$

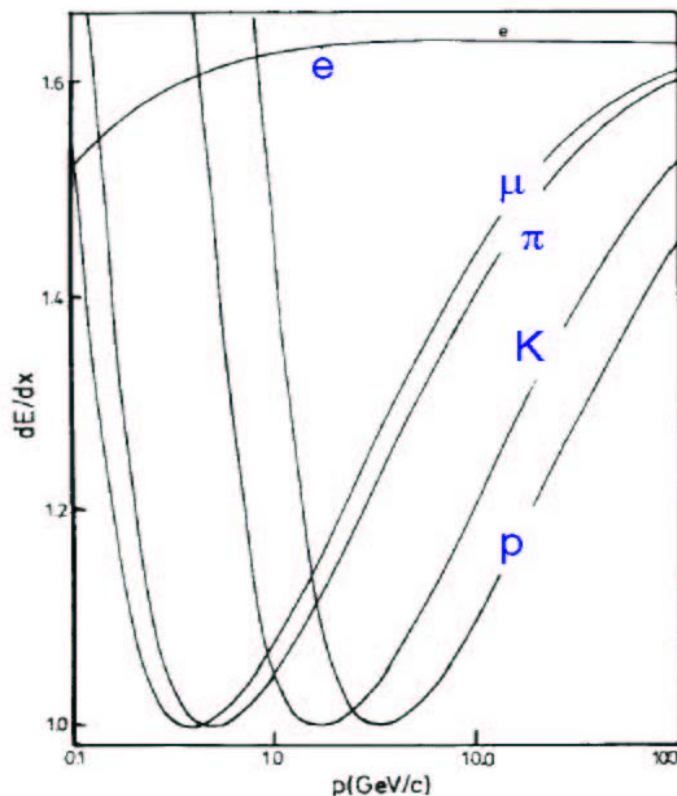


Separazione del Segnale x dal fondo y



Identificazione delle particelle dalla misura di dE/dx

$$\left. \begin{aligned} p &= m_0 \beta \gamma \\ \frac{dE}{dx} &\propto \frac{1}{\beta^2} \ln(\beta^2 \gamma^2) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{La misura simultanea dell'impulso e del} \\ \text{dE/dx definisce la massa } m, \text{ e perci\u00f2} \\ \text{l'identita' della particella} \end{array}$$



la separazione pione/K (a 2σ)
richiede la misura di dE/dx
con una precisione $< 5\%$

Perdita di energia media
per e, μ, π, K, p in 80/20
Ar/CH₄ (NTP)
(J.N. Marx, Physics today,
Oct.78)

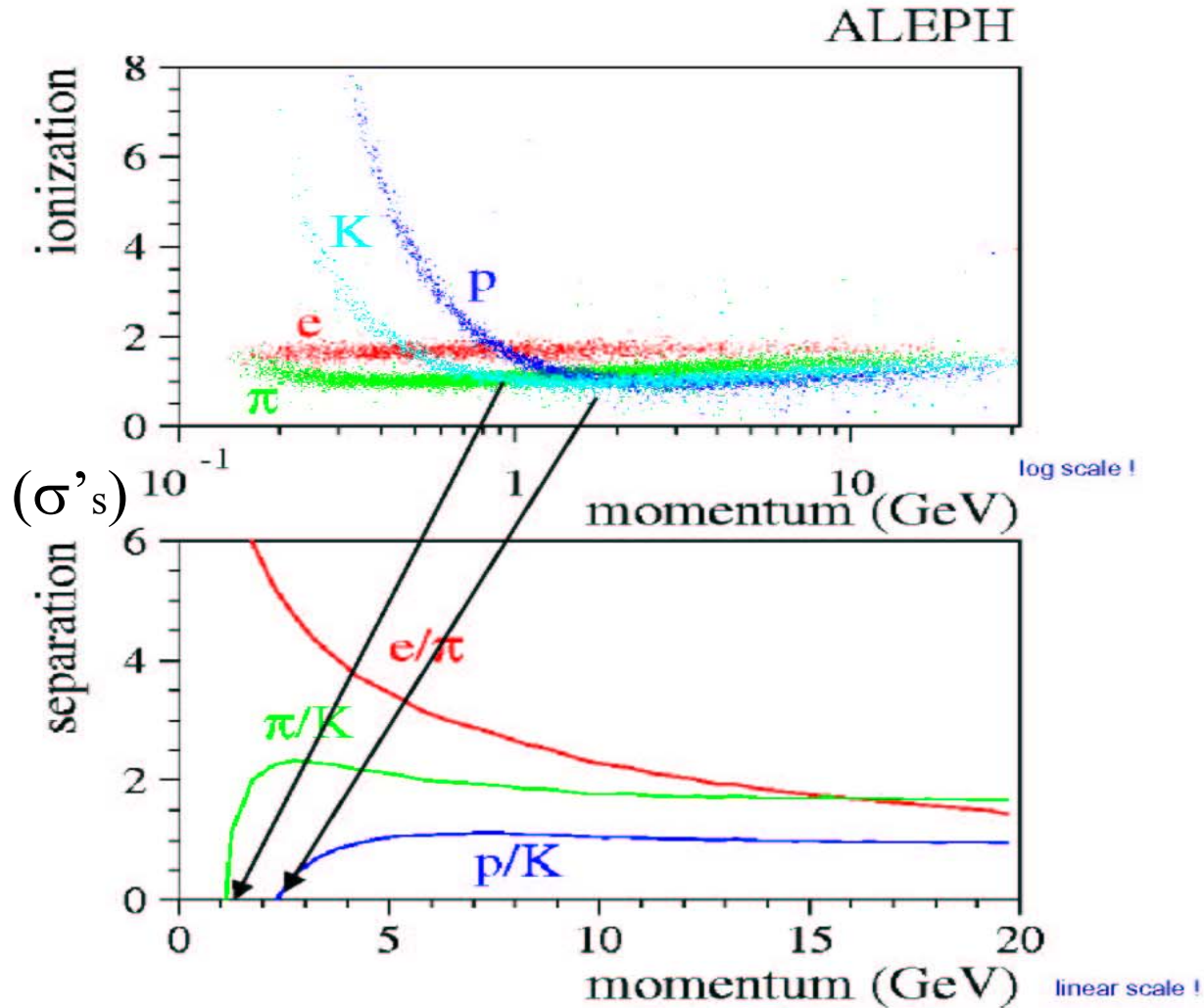
Attenzione: ci sono grandi fluttuazioni dovute alle code di Landau !

Esempio ALPEPH TPC

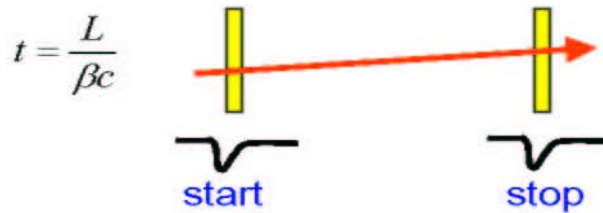
Gas: Ar/CH₄ 90/10

$N_{\text{samples}} = 338$, spaziatura tra i fili: 4 mm

risoluzione in dE/dx : 4.5% per Bhabhas, 5% per m.i.p.'s



Identificazione tramite il tempo di volo (TOF)



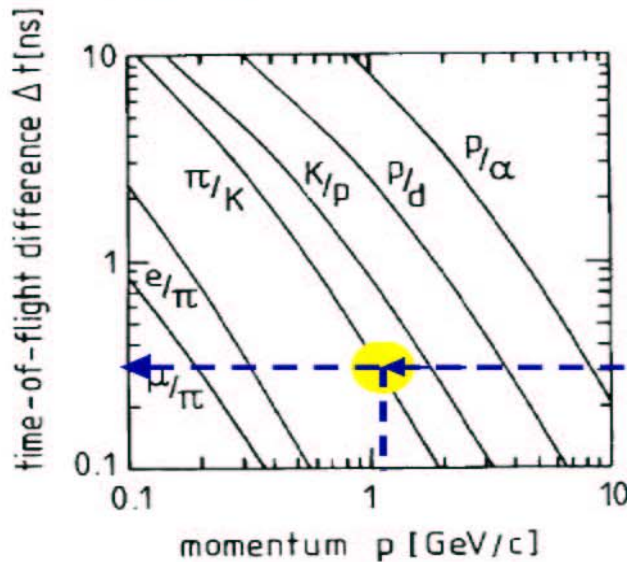
si misura il TOF insieme con l'impulso $(p = m\beta\gamma c)$

Risoluzione in massa $\frac{dm}{m} = \frac{dp}{p} + \gamma^2 \left(\frac{dt}{t} + \frac{dL}{L} \right)$

$$\frac{dm}{m} = \frac{dp}{p} + \frac{d\beta\gamma}{\beta\gamma}$$

Differenza in TOF di 2 particelle con lo stesso impulso:

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) = \frac{L}{c} \left(\sqrt{1 + m_1^2 c^2 / p^2} - \sqrt{1 + m_2^2 c^2 / p^2} \right) \approx \frac{Lc}{2p^2} (m_1^2 - m_2^2)$$



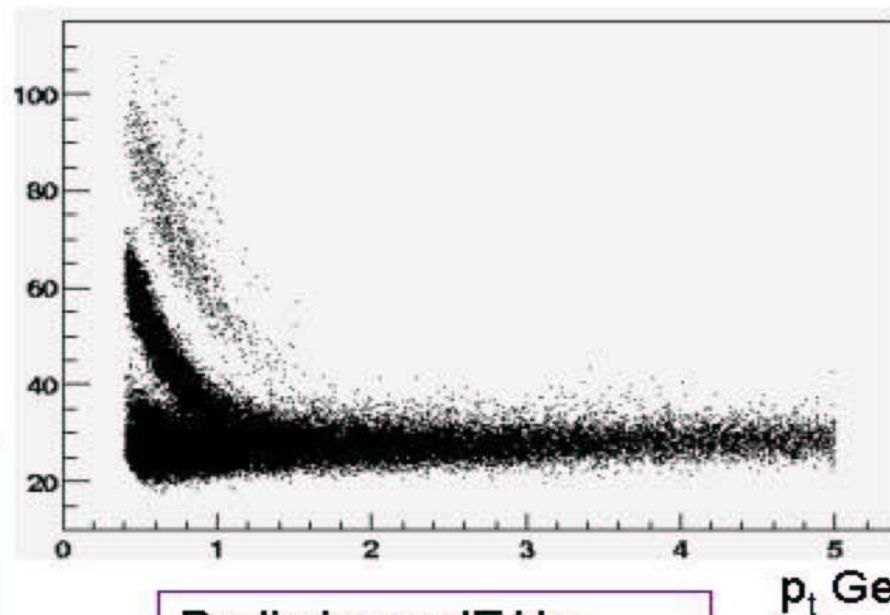
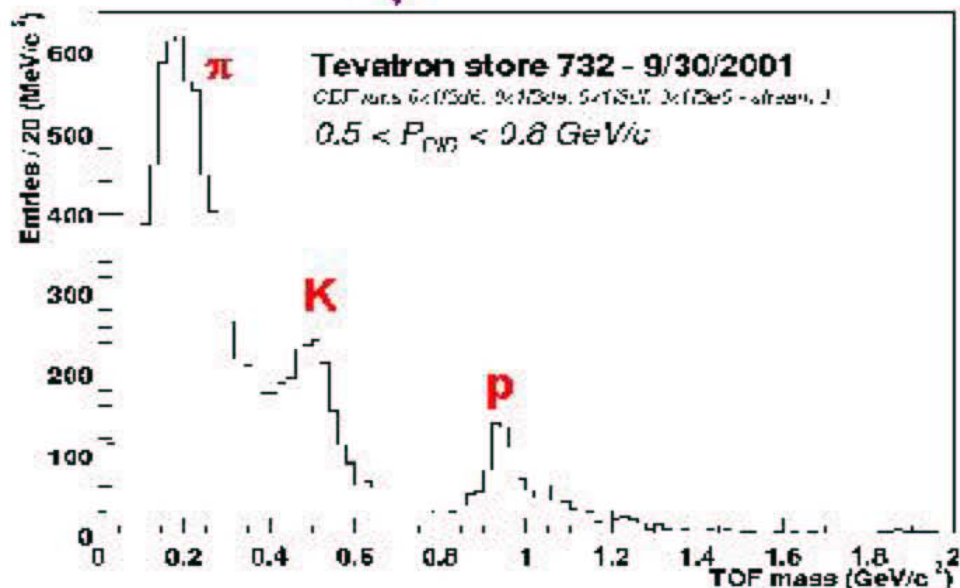
Δt per una traiettoria di un metro

$\sigma_t = 300$ ps \rightarrow separazione π/K fino a 1 GeV/c



CDF: Particle ID

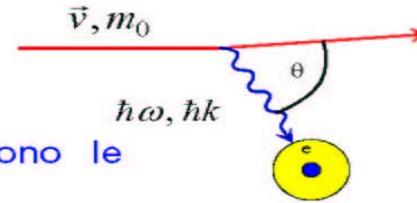
Preliminary TOF results



Preliminary dE/dx
Measurements in COT

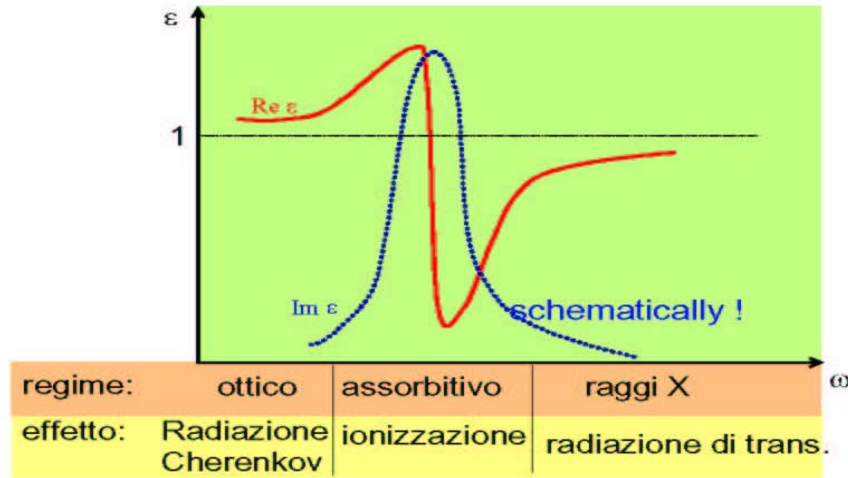
Le particelle cariche perdono energia per ionizzazione

Ma ci sono anche altri modi...



- I fotoni in un mezzo seguono le relazioni di dispersione

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c/n}{\lambda} = k \frac{c}{n} \quad \omega^2 - \frac{k^2 c^2}{\epsilon} = 0 \quad \epsilon = n^2$$



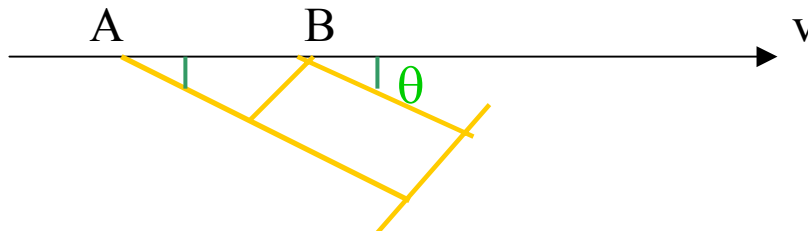
La parte reale e la parte immaginaria di ϵ sono legate attraverso le relazioni di dispersione

- Se le collisioni sono molto periferiche e si conservano energia e impulso \rightarrow fotono reali:

Se $v \cos(\theta) = \omega/k = v_f$ (velocità dei fotoni) la luce emessa in A è in fase con quella emessa in B

$$\Rightarrow \cos(\theta) = \omega/kv = 1/n\beta = 1/\beta\sqrt{\epsilon}$$

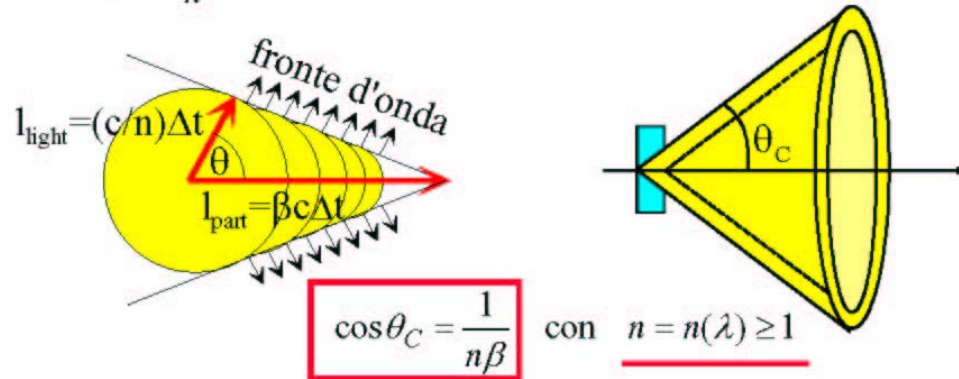
\rightarrow Emissione di luce Cherenkov se $\beta \geq 1/n$



Radiazione Cherenkov

La radiazione Cherenkov e' emessa se una particella carica attraversa un mezzo dielettrico con velocita':

$$\beta \geq \beta_{thr} = \frac{1}{n} \quad n: \text{indice di rifrazione}$$



$$\beta_{thr} = \frac{1}{n} \rightarrow \theta_c \approx 0 \quad \text{soglia}$$

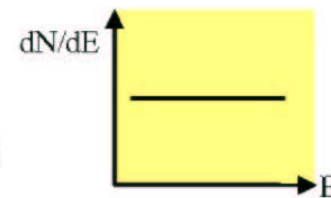
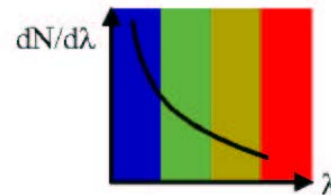
$$\theta_{max} = \arccos \frac{1}{n} \quad \text{'angolo saturato' } (\beta=1)$$

Numero di fotoni emessi per unita' di lunghezza e unita' di lunghezza d'onda

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c$$

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad \text{with } \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E} \quad \frac{d^2 N}{dx dE} = const.$$

$$se z = 1 \quad \frac{dN}{dEdx} \approx 370 \cdot \sin^2 \theta_c \quad eV^{-1} cm^{-1}$$



mezzo	n	$\theta_{\max} (\beta=1)$	$N_{\text{ph}} (\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-1})$
aria	1.000283	1.36	0.208
isobutano	1.00127	2.89	0.941
acqua	1.33	41.2	160.8
quarzo	1.46	46.7	196.4

L'energia persa per effetto Cherenkov e' molto minore di quella persa per ionizzazione ($\approx 1\%$)

Numero di fotoelettroni rivelati

$$N_{p.e.} = L \sin^2 \theta \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q(E) \prod_i \epsilon_i(E) dE$$

$$N_0 = 370 \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \langle \epsilon_{\text{total}} \rangle \Delta E$$

efficienza quantica

Efficienza di raccolta segnale attraverso i vari componenti del sistema ottico

$\Delta E = E_2 - E_1$ e' la finestra di sensitivita' del fotorivelatore (fotomoltiplicatore, rivelatore a gas fotosensitivo...)

Tipicamente $\langle \epsilon_{\text{tot}} \rangle \sim 2-3\%$

Esempio: per un rivelatore con $\langle \epsilon_{\text{total}} \rangle \Delta E = 0.2 \cdot 1 \text{ eV}$ $L = 1 \text{ cm}$
e angolo Cherenkov $\theta_C = 30^\circ$
aspettiamo $N_{p.e.} = 18$ fotoelettroni

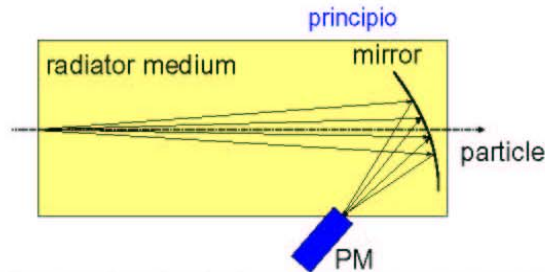
Identificazione particelle con i rivelatori Cherenkov

Due tipi di rivelatori ...

- $N_{ph}(\beta)$: a soglia (non misurano θ_c)
- $\theta(\beta)$: differenziali e Ring Imaging Cherenkov detectors "RICH"

Rivelatori Cherenkov a soglia

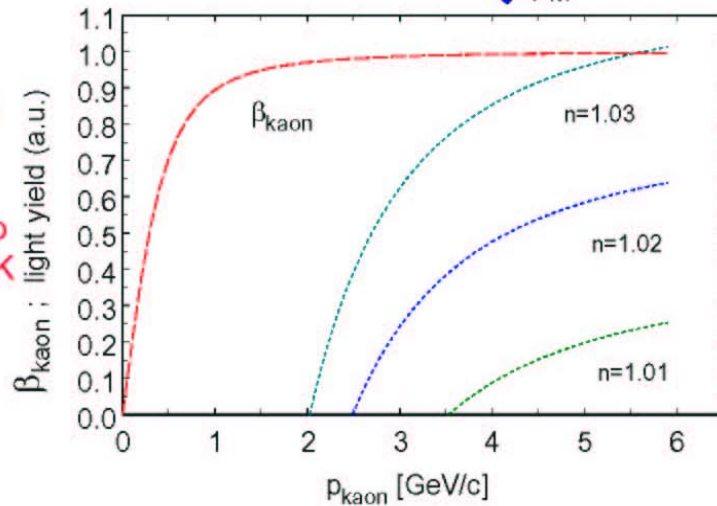
$$N \approx 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \sin^2(\theta_c)$$
$$= 1 - \frac{1}{n^2} \cdot \left(1 + m^2/p^2\right)$$



Tipicamente in un Cherenkov a gas l'indice di rifrazione si cambia variando la pressione.

Esempio:
studio di
un rivelatore
a soglia con
Aerogel per
l'esperimento
BELLE a KEK
(Giappone)

Separare: π/K

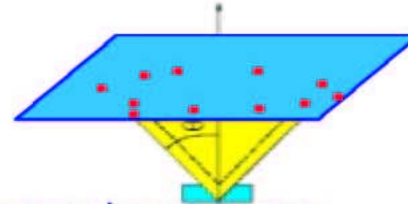


Aerogel: catene di sferette di silicio amorfo (4nm) intervallate da sfere di aria intrappolate (60 nm) per ridurre l'indice di rifrazione e mantenere la trasparenza

Ring Imaging Cherenkov detectors (RICH)

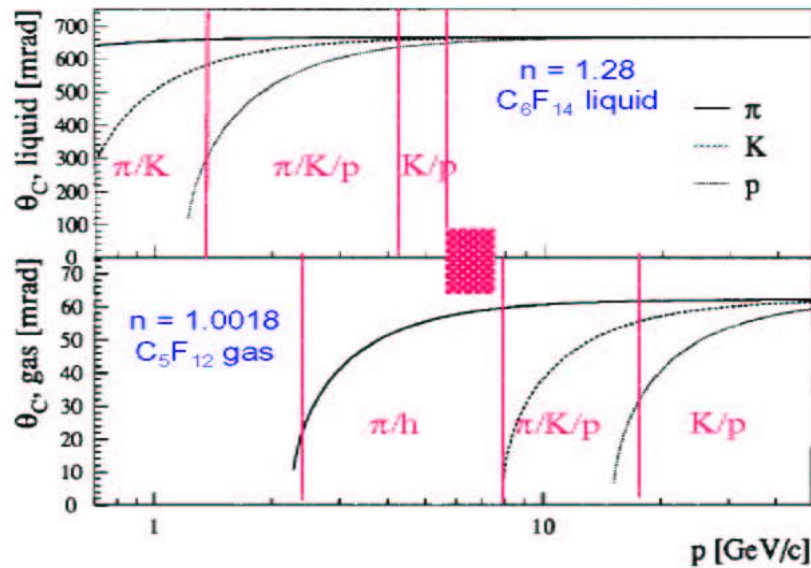
(J. Seguinot, T. Ypsilantis, NIM 142 (1977) 377)

I RICH misurano l'angolo θ_C intersecando il cono Cherenkov con un piano fotosensibile



- sono necessari rivelatori fotosensibili di grande area, e.g.
- camere a filo con gas fotosensibili
 - matrici di fotomoltiplicatori

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) = \arccos\left(\frac{1}{n} \cdot \frac{E}{p}\right) = \arccos\left(\frac{1}{n} \cdot \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p}\right)$$



DELPHI

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \tan \theta \cdot \sigma_\theta$$

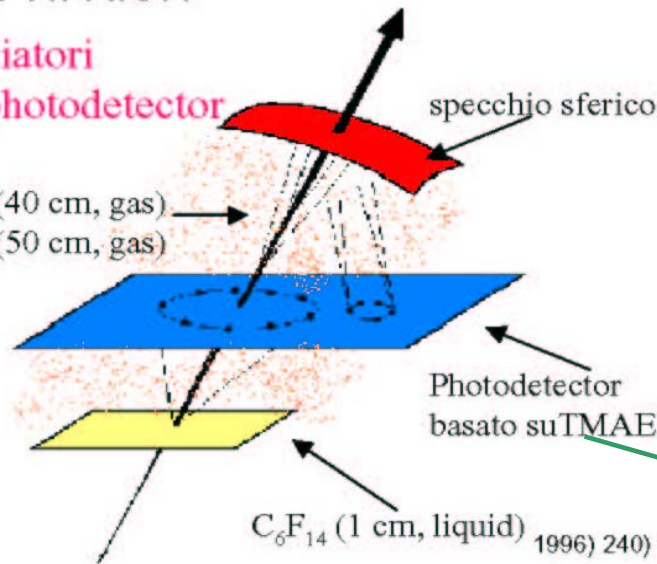
se sono rivelati N p.e. → $\sigma_\theta \approx \frac{\sigma_\theta^{p.e.}}{\sqrt{N_{p.e.}}}$ → minimizza σ_θ
 → massimizza $N_{p.e.}$

Principio di funzionamento dei RICH

DELPHI RICH

2 radiatori
+ 1 photodetector

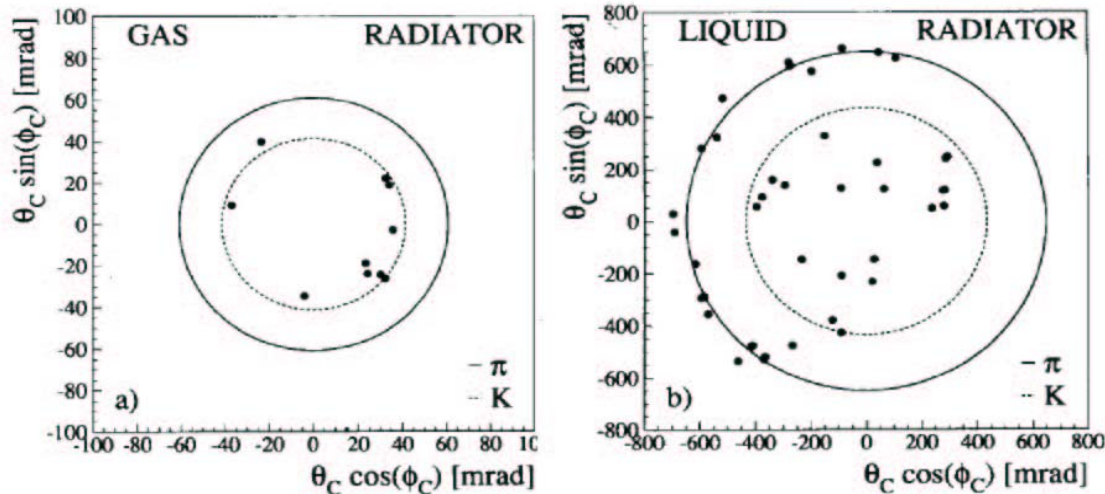
C_5F_{12} (40 cm, gas)
 C_4F_{10} (50 cm, gas)



Un RICH con 2 radiatori per coprire un largo intervallo di impulso. $\pi/K/p$ sono separati tra 0.7 - 45 GeV/c: DELPHI and SLD

TMAE: soglia di fotoionizzazione Bassa: nell'ultravioletto: 231 nm

Due particelle da un jet adronico (dallo Z) nei radiatori di DELPHI a gas e liquido + nell'ipotesi π e K



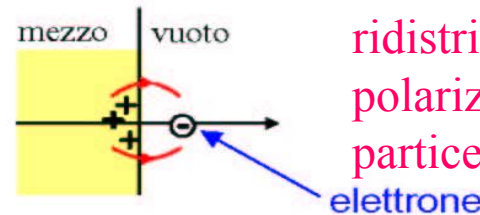
Rivelatori a radiazione di transizione TR

(si veda ad es. B. Dolgoshein (NIM A 326 (1993) 434))

TR predetta da Ginzburg and Franck in 1946

La radiazione elettromagnetica e' emessa quando una particella carica attraversa un mezzo con indice di rifrazione discontinuo, e.g. la separazione tra il vuoto e uno strato dielettrico.

Visione semplificata



radiazione dovuta alla rapida redistribuzione delle cariche di polarizzazione al passaggio delle particelle (ma deve essere coerente)

La trattazione corretta (relativistica) predice:

(G. Garibian, Sov. Phys. JETP63 (1958) 1079)

○ Energia irraggiata per ogni attraversamento: (raggi X)

$$W = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_p \gamma \quad \boxed{W \propto \gamma} \quad \longrightarrow \quad \text{solo } e^\pm \text{ di alta energia emettono TR. Utile per identificare } e^\pm$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad \left(\begin{array}{l} \text{frequenza} \\ \text{di plasma} \end{array} \right) \quad \hbar \omega_p \approx 20 \text{eV (radiatori plastici)}$$

○ I raggi X sono emessi con un pronunciato massimo a piccolo angolo

$$\theta \propto 1/\gamma$$

→ TR accompagna la traccia

- Il numero medio di fotoni emessi per ogni attraversamento e' piccolo:

$$N_{ph} \approx \frac{W}{\hbar\omega} \propto \alpha \approx \frac{1}{137}$$

Ci vogliono molti attraversamenti → pacchetto di molti fogli sottili con intercapedini di gas

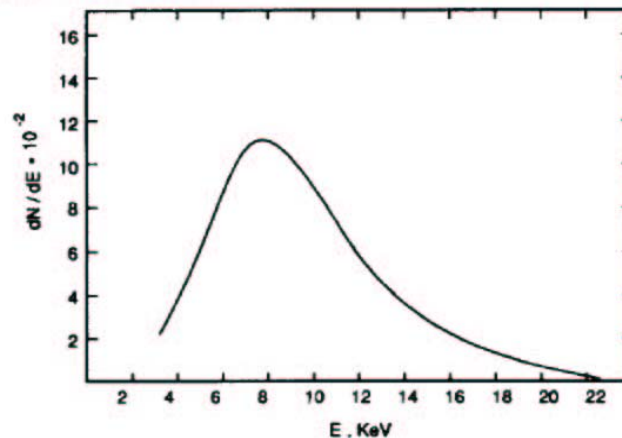
- La particella deve attraversare uno spessore minimo, la zona di formazione $R = c\gamma^2/\omega$, per un'emissione efficiente di TR.

- Spettro di emissione di TR: dalla regione ottica ai raggi X.

Energia tipica: $\hbar\omega \approx \frac{1}{4}\hbar\omega_p\gamma$

→ I fotoni hanno energie del KeV

- Emissione da un pacchetto di fogli di CH₂ simulazione



Radiatori TR:

Vengono usati spesso pacchetti di fogli di CH_2

I materiali a basso Z sono preferiti per ridurre il riassorbimento ($\propto Z^5$)



sandwich pacchetti di radiatori e rivelatori

→ minimizza il riassorbimento

Rivelatori dei raggi X da TR:

- Devono essere sensibili a energie $3 \leq E_\gamma \leq 30 \text{ keV}$.
- Si usano soprattutto rivelatori a gas:
MWPC, camere a deriva, straw tubes...

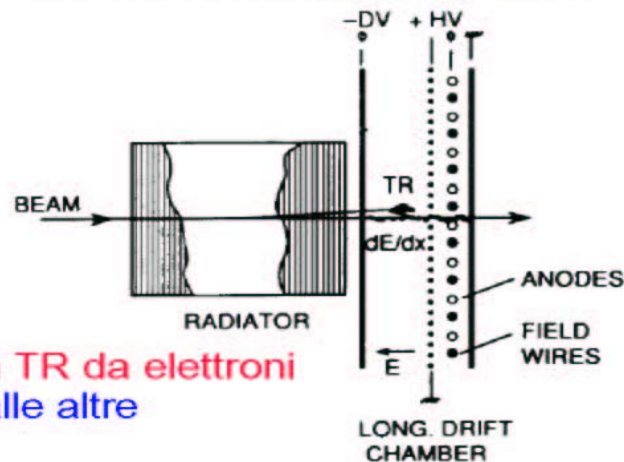
• Rivelatore a gas:

$$\sigma_{\text{photo effect}} \propto Z^5$$

→ gas a alto Z

Xenon ($Z=54$) e' un buon candidato

Ma il rivelatore misura sia la TR da elettroni che la ionizzazione dE/dx dalle altre particelle.



Arbitrary Units

NOMAD - TRD
Test First Radiator
26-10-93

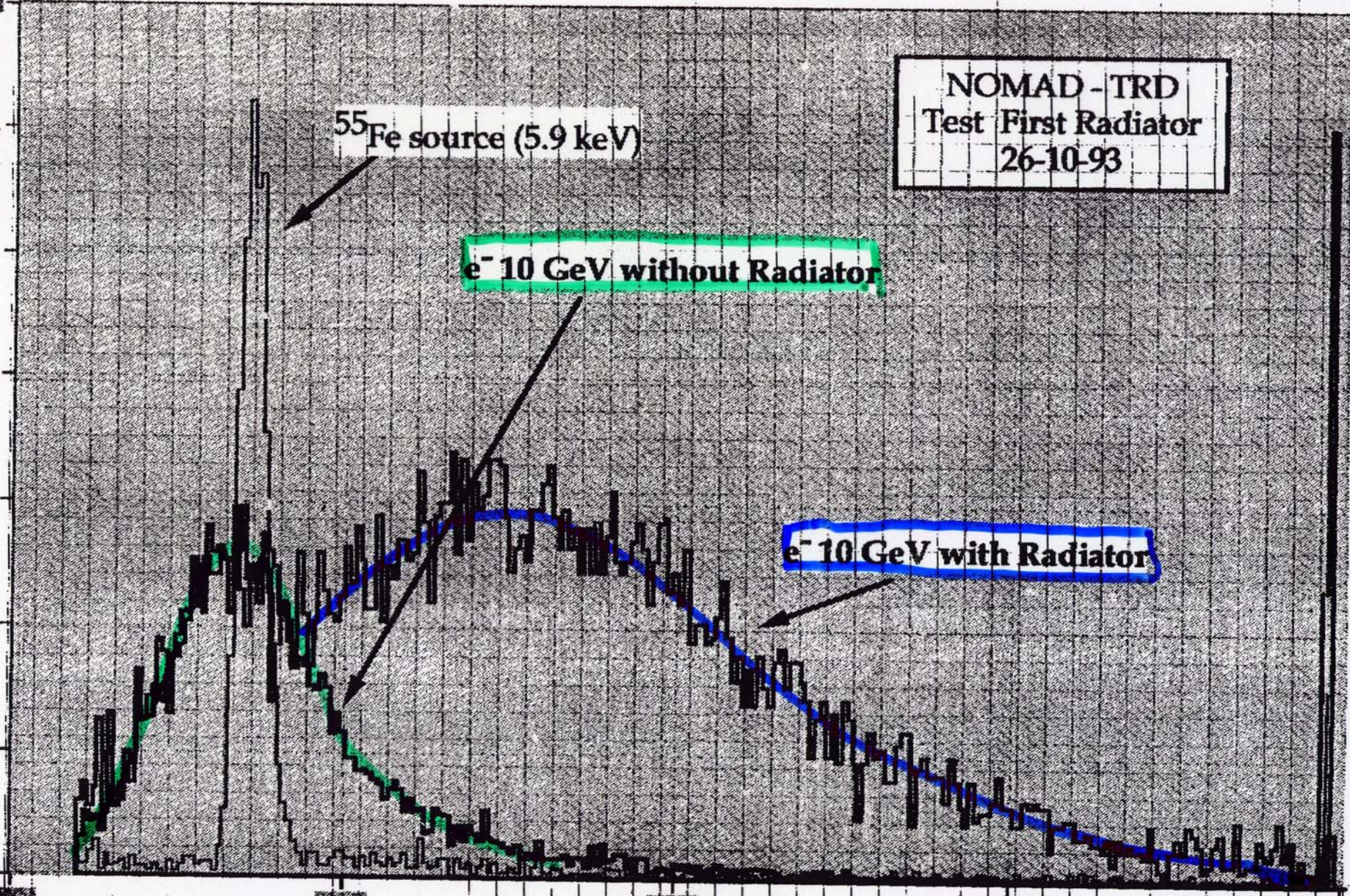
^{55}Fe source (5.9 keV)

e^- 10 GeV without Radiator

e^- 10 GeV with Radiator

ADC channels

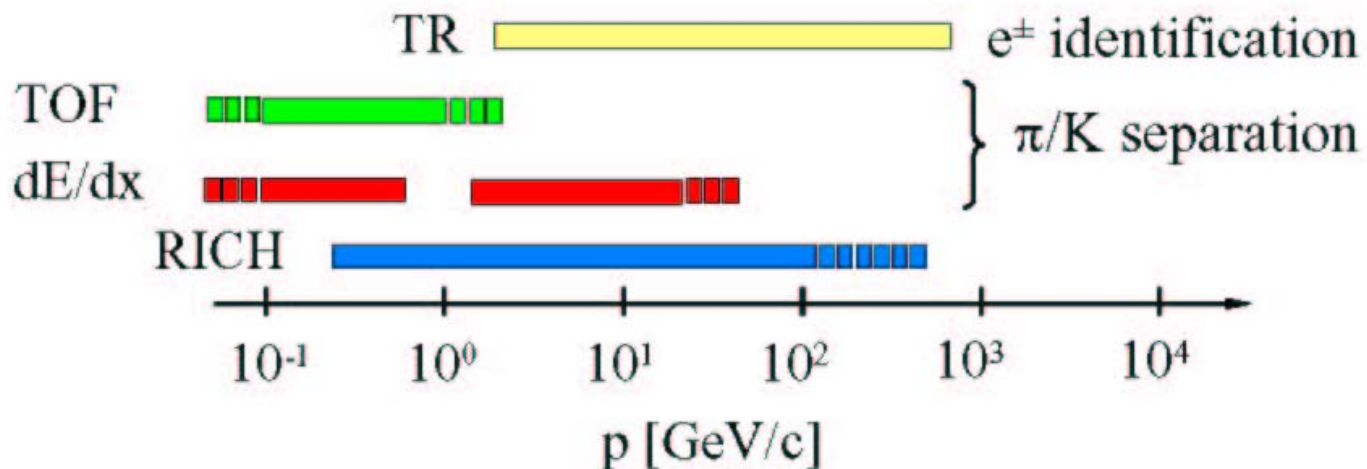
E_{TOT}



Per riassumere:

- ◆ Ci sono metodi disponibili per identificare le particelle su un largo intervallo di impulso.
- ◆ A causa dello spazio disponibile e delle condizioni al contorno il potere di identificazione puo' variare significativamente.

Schematizzando



Trigger

Che cosa e'? Un sistema per definire le condizioni per cui un evento sia registrato.

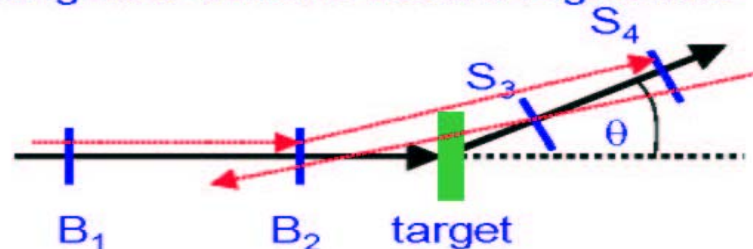
Perche e' necessario ?

- Seleziona gli eventi interessanti
 - sopprime il fondo
 - Riduce il volume dei dati registrati
-
- Il tempo per registrare i dati τ_{rec} , e' tipicamente di ms / evento. Il rate R degli eventi selezionati deve essere piccolo rispetto a $1/\tau_{rec}$, altrimenti si genera un tempo morto e il rate degli eventi registrati sara' minore di quello reale:

$$\frac{R'}{R} = 1 - R' \tau_{rec}$$

R : real event rate
 R' : recorded event rate

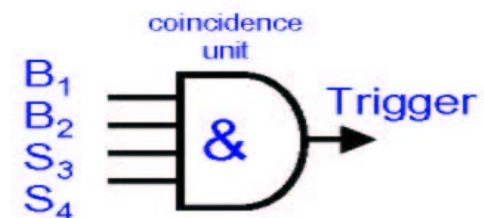
Un esempio semplice di trigger: Un esperimento di scattering dove solo particelle deviate sotto un certo angolo θ devono essere registrate:



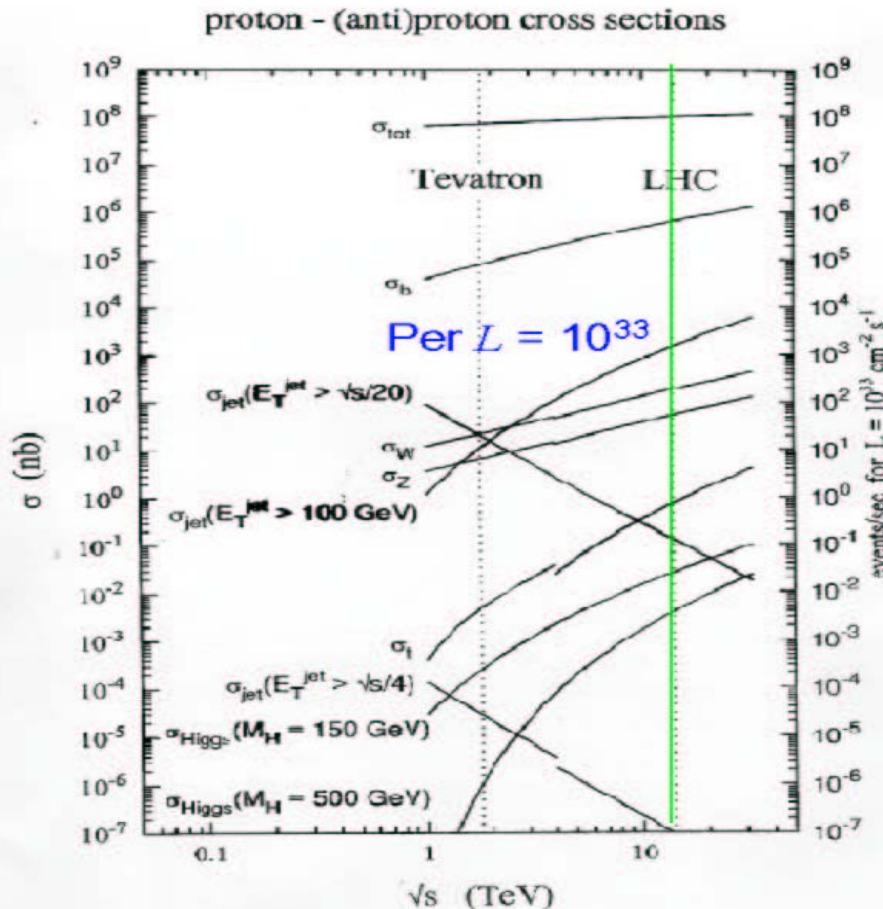
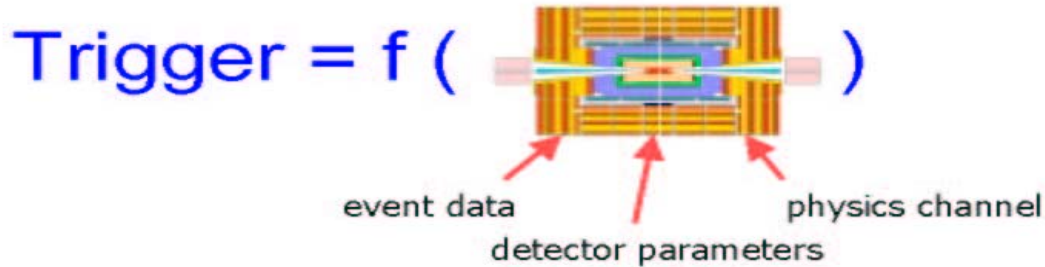
Condizione per la registrazione:

$$T = B_1 \cap B_2 \cap S_3 \cap S_4$$

Tutti gli altri eventi sono rigettati.



Negli esperimenti moderni, i sistemi di trigger devono essere molto piu' selettivi.



LHC a $L=10^{34} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

Interaction rate:

$\sim 10^9$ events/second

Un esperimento puo' registrare

~ 100 events/second
(event size 1 MB)

\Rightarrow e' necessaria una rigezione di trigger di

$\sim 10^7$

Il rate di eventi "interessanti" (H, t, Susy):

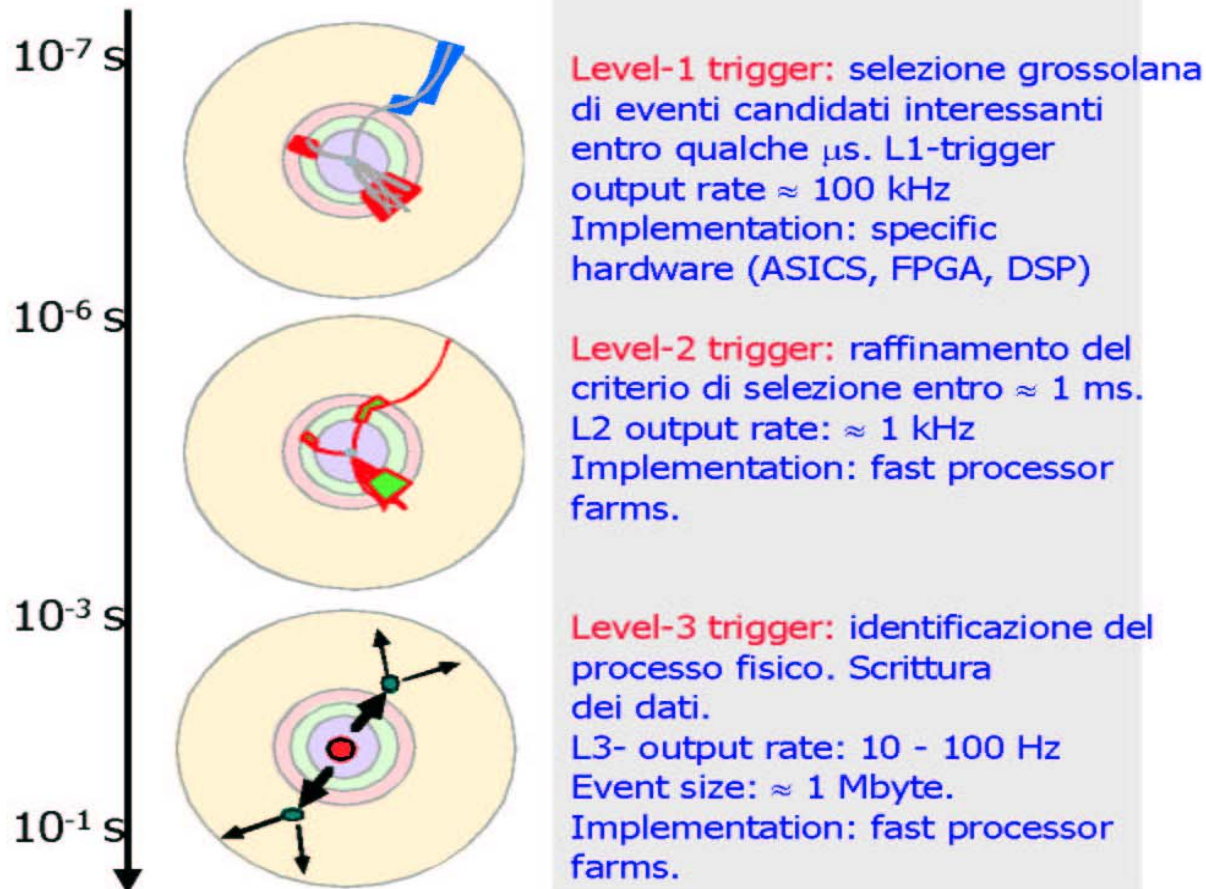
qualcuno/s

Trigger

La decisione di trigger e' presa su piu' di un livello (normalmente 3) di selettivita' e complessita' crescenti.

Tutti i dati del livello precedente devono essere immagazzinati fino a quando la decisione di trigger successivo non e' scattato.

Level "0": Event rate: 10^9 Hz. Detector channels: $10^7 - 10^8$
DAQ gira costantemente a 40 MHz. Data flow $\approx 10^{16}$ bit/sec



Il rivelatore nel suo complesso

Vogliamo estrarre informazioni su:

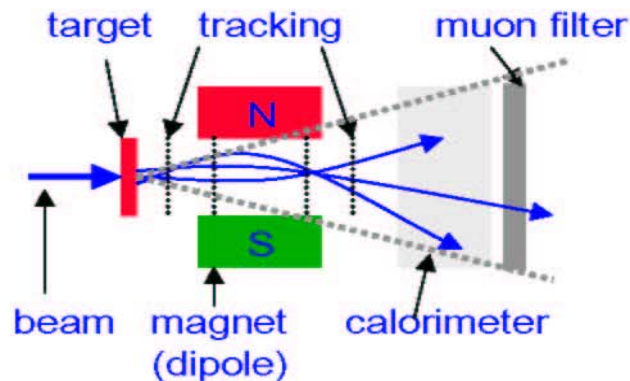
- numero di particelle
- topologia dell'evento
- energia/impulso
- identità delle particelle

⇒ E' necessario integrare i vari sottomoduli in una unità armonica

Geometria del rivelatore

Geometria fixed target

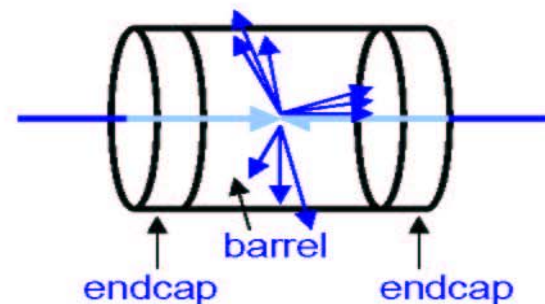
“Spettrometro magnetico”



- Limitata copertura angolo solido $d\Omega$
- accesso abbastanza facile (cavi, manutenzione)

Geometria collider

“Rivelatore 4π multipurpose”

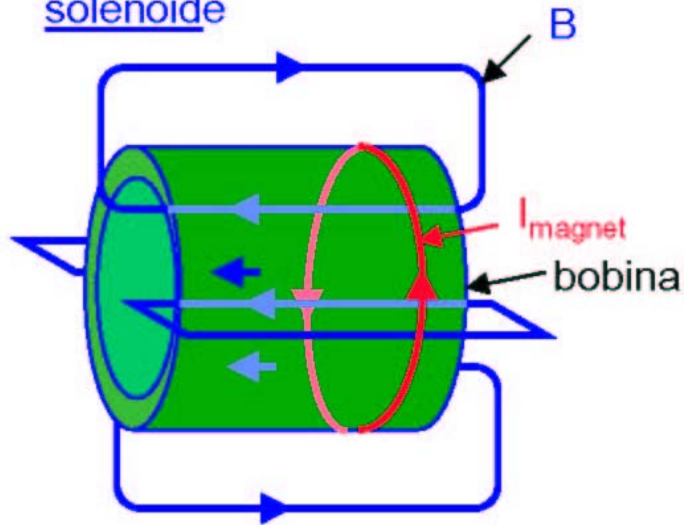


- -Copertura “totale” $d\Omega$
- accesso difficoltoso

Geometria Collider

Configurazioni del campo magnetico:

solenoid

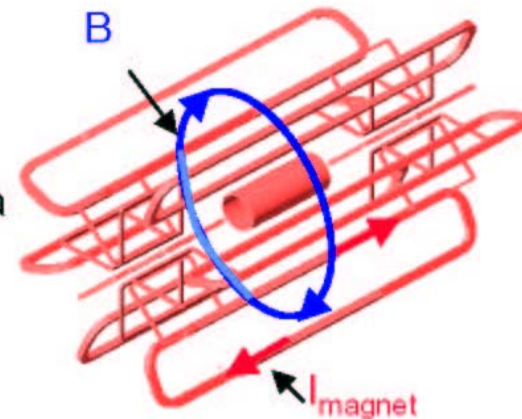


- + All'interno della bobina il campo e' omogeneo
- campo di ritorno debole
- dimensioni limitate (costo)
- abbastanza materiale

Esempi:

- DELPHI (SC, 1.2T)
- L3 (NC, 0.5T)
- CMS (SC, 4T)

toroide

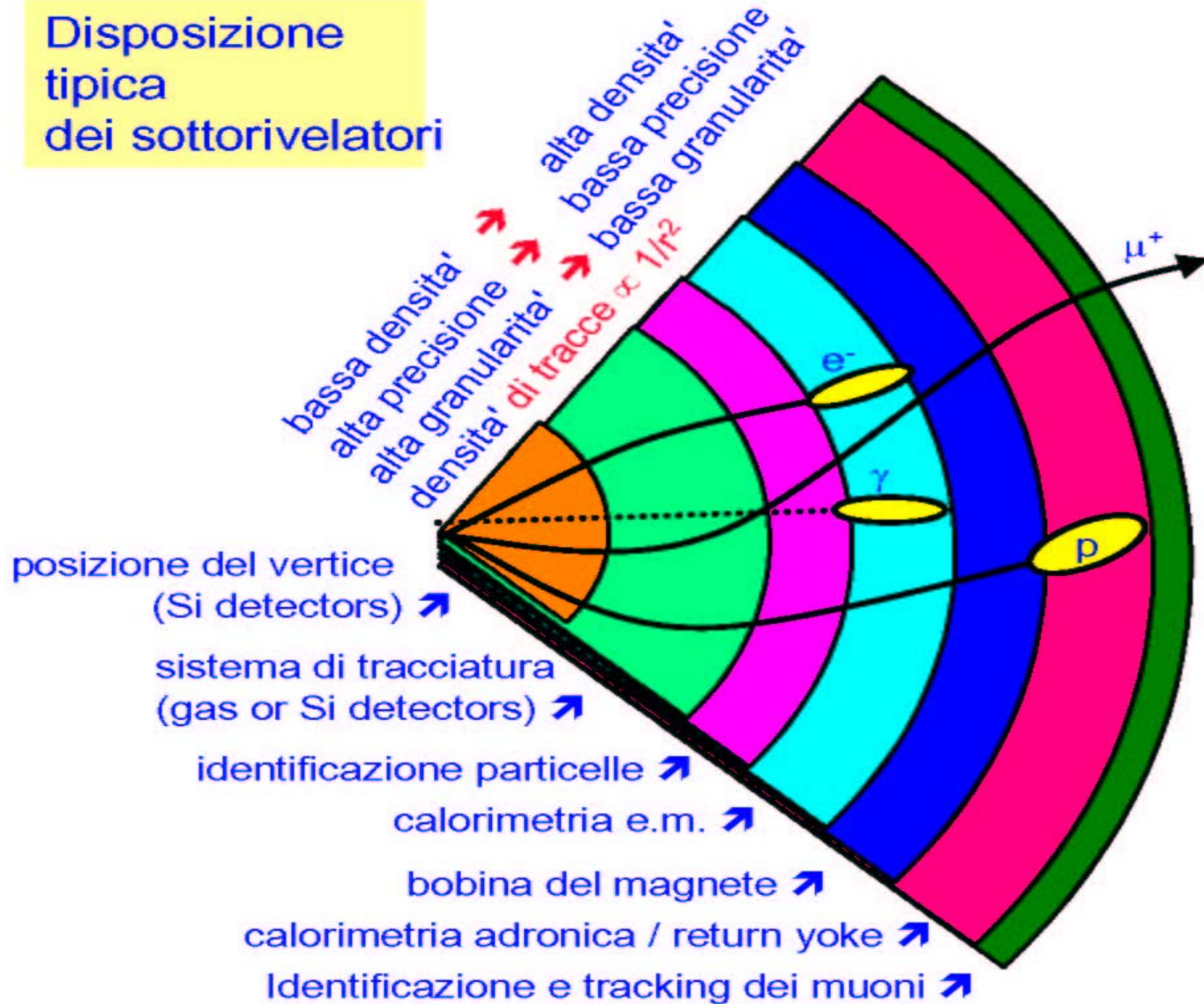


- + Grande campo su grandi volumi
- + Rel. poco materiale
- campo non uniforme
- struttura complessa (forze)


Esempio:

- ATLAS (Barrel air toroid, SC, 0.6T)

Disposizione
tipica
dei sottorivelatori

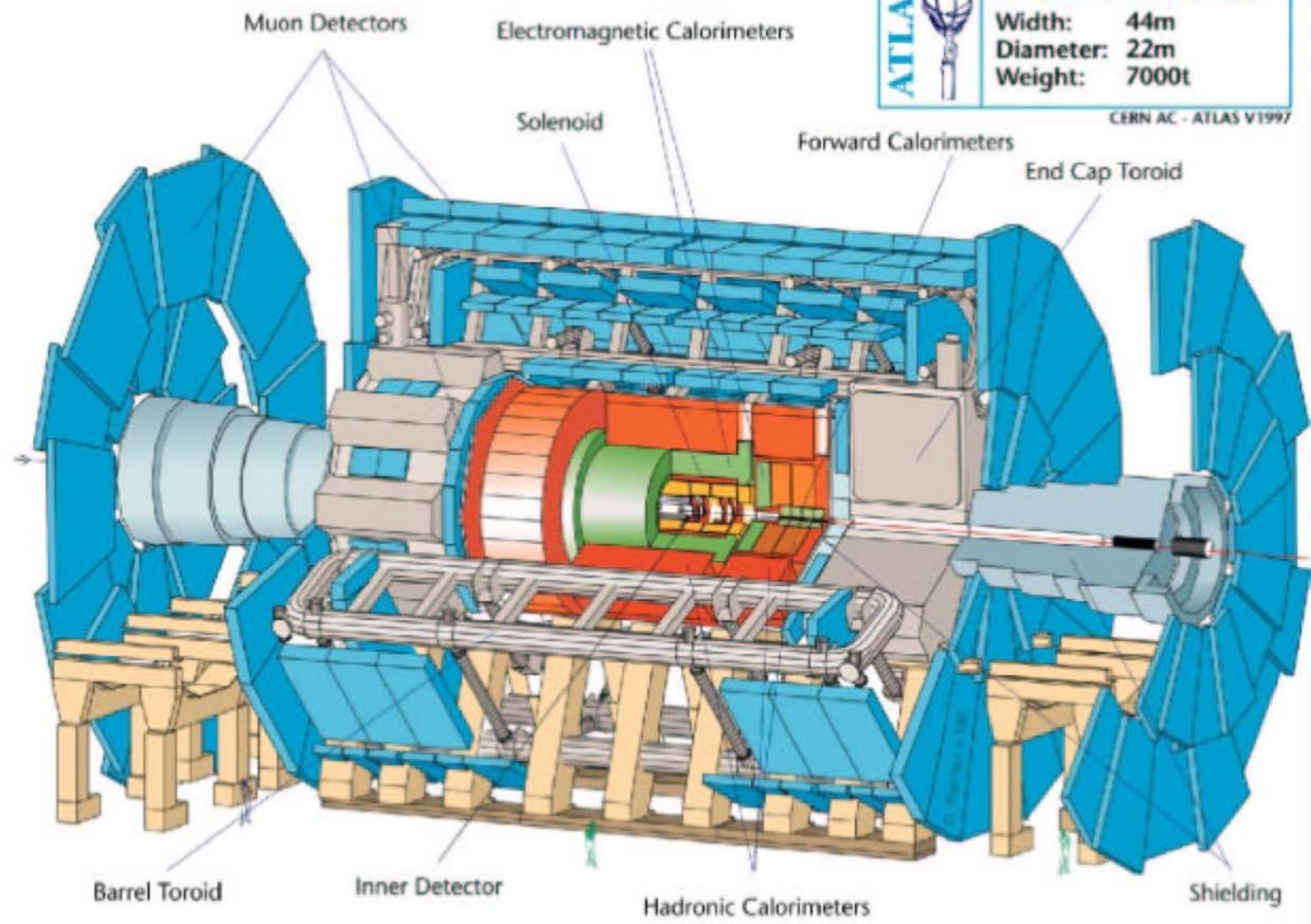


ATLAS e CMS richiedono tracking di alta precisione anche per i muoni energetici → sistemi per muoni grandi e con grande risoluzione dietro i calorimetri.

ATLAS 

Detector characteristics
 Width: 44m
 Diameter: 22m
 Weight: 7000t

CERN AC - ATLAS V1997



L'apparato sperimentale



Detector characteristics

Width: 22m
Diameter: 15m
Weight: 14 500t

Very-forward
Calorimeter

Superconducting Solenoid

Silicon Tracker

Pixel Detector

Preshower

Hadronic
Calorimeter

Electromagnetic
Calorimeter

Muon
Detectors

Compact Muon Solenoid

L'apparato sperimentale