

Radiazione nella materia, principi di rivelazione e rivelatori di particelle

M. Sioli

Lezioni di Astrofisica Nucleare e Subnucleare

CdL Astronomia

AA 2007/08

La fisica delle particelle elementari (richiami)

La fisica delle alte energie (HEP) studia le interazioni tra particelle effettuando esperimenti di diffusione tra particelle differenti

Collisioni $\mathbf{P}_{\text{tot}} = 0$ (C. M.)



Esperimenti a bersaglio fisso



Come risultato delle interazioni si ha:

Modifica della direzione, energia, impulso delle particelle



creazione di nuove particelle



**ALTE
ENERGIE**

- lunghezze d'onda piccolissime ($\lambda = h/p$)

→ studio della struttura interna

- creazione di nuove particelle $E = mc^2$

Quantità misurabili

□ **4-impulso** (E, P_x, P_y, P_z)

$E = m_0 c^2 \gamma$ (energia in eV)

$\mathbf{P} = m_0 \mathbf{v} \gamma$ (impulso in eV/c)

$$E^2 = \mathbf{P}^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

$$b = v/c$$

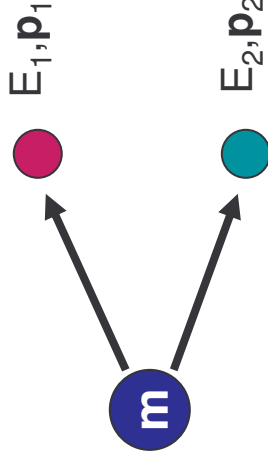
$$\gamma = 1/\sqrt{1-b^2}$$

□ **Massa** (in eV/c²)

- quantità “derivata” da E, \mathbf{P}

- misurata dai prodotti di decadimento

$$m_0 c^4 = (E_1 + E_2)^2 - (c\mathbf{p}_1 + c\mathbf{p}_2)^2$$



□ **Carica elettrica**

□ **Vita media**

$$\tau(\text{Lab}) = \tau(\text{CM}) \gamma$$

- dallo spazio percorso prima di decadere

□ **Spin**

- dalle distribuzioni angolari



Un pò di epistemologia: che significa vedere, osservare, rivelare?

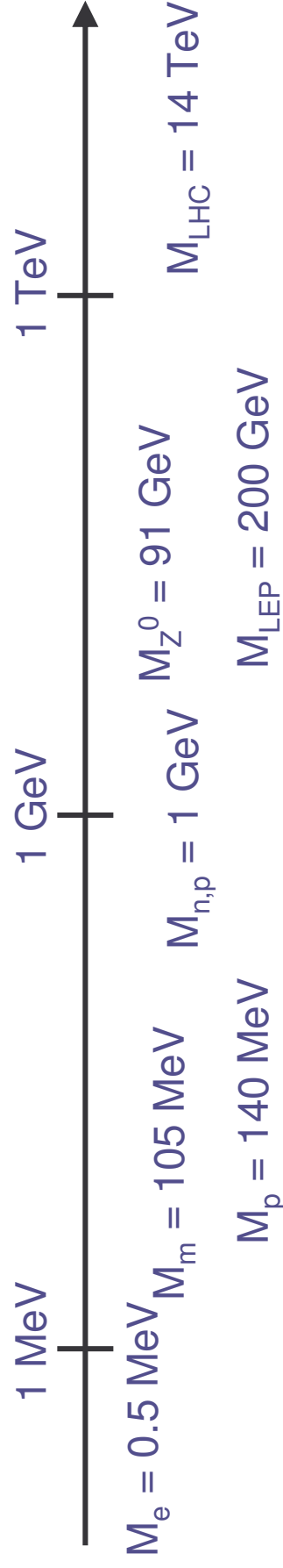
Osservare un oggetto significa rivelare la luce che si è riflessa dalla sua superficie. Perché non possiamo “rivelare” con i nostri occhi gli oggetti subatomici?

- luce = onda elettromagnetica;
- luce visibile = onde elettromagnetiche che il nostro occhio può rivelare (in ultima analisi mediante un processo di foto-eccitazione molecolare)
- se però l’oggetto che vogliamo osservare è molto più piccolo della lunghezza d’onda della nostra sonda (la luce), l’onda non è perturbata dall’oggetto e non ci fornisce informazioni;
- lunghezza d’onda della luce visibile: tra 400 nm (violetto) e 700 nm (rosso);
- diametro di un atomo: 0.1 nm;
- la meccanica quantistica ci insegna che al “pacchetto d’onda” è associata una lunghezza d’onda $1/(mv)$;
- possiamo dunque usare particelle cariche accelerate e “tunare” m e v a piacere;
- in generale, gli effetti dell’interazione radiazione-materia non sono direttamente visibili.

Un rivelatore di particelle è un “ponte” che unisce, mediante opportune amplificazioni, il nostro organo di senso con l’effetto prodotto dall’interazione della particella che si vuole rivelare

Scale di masse, energie, lunghezze e tempi (I)

Scala energia e masse in HEP:



Paragone energie HEP con energie macroscopiche

$$1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}, \quad c = 300.000 \text{ km/s} \rightarrow 1 \text{ eV}/c^2 = 1.8 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$$



$$m_{\text{ape}} = 1 \text{ g} = 5.8 \cdot 10^{32} \text{ eV}/c^2$$

$$V_{\text{ape}} = 1 \text{ m/s} \rightarrow E_{\text{ape}} = 10^{-3} \text{ J} = 6.25 \cdot 10^{15} \text{ eV}$$

$$E_{LHC} (1 \text{ protone}) = 1.4 \times 10^{13} \text{ eV}$$

Se però si considerano tutte le particelle in un fascio (10^{14}):

$$E_{\text{tot}} = 10^{14} \times 1.4 \times 10^{13} \text{ eV} \approx 10^8 \text{ J}$$



Energia cinetica
di un tir in corsa



Scale di masse, energie, lunghezze e tempi (II)

Valori tipici di lunghezze

- 1 μm (10^{-6} m) migliore risoluzione spaziale dei rivelatori
- 1 nm (10^{-9} m) lunghezza d'onda della luce visibile (400-700 nm)
- 1 Å (10^{-10} m) dimensione dell'atomo
- 1 fm (10^{-15} m) dimensione del protone

Valori tipici di tempo

- 1 μs (10^{-6} s) tempo di deriva di e^- in 5 cm di Ar
- 1 ns (10^{-9} s) un e^- relativistico percorre 30 cm
- 1 ps (10^{-12} s) vita media di un mesone B
- (10^{-23} s) tempi decadimenti nucleari forti

spesso per semplificare le formule si pone $\hbar = c = 1 \rightarrow$

$$\hbar c = 1 = 197 \text{ MeV fm}$$

$$\square \quad E^2 = \mathbf{p}^2 + m_0^2 \rightarrow [E] = [m] = [p] = \text{eV}$$

$$\square \quad \lambda = \hbar / |\mathbf{p}| = 1/|\mathbf{p}| \quad T = L/c = 1/|\mathbf{p}| = 1/E$$

Relazione tra alcune lunghezze ed energie

- 1 fm \longrightarrow 200 MeV
- 1 Å \longrightarrow 2000 eV (raggi X)
- 400 nm \longrightarrow 0.5 eV (visibile)

Tipiche particelle rivelate in esperimenti HEP

- **Particelle cariche:**

- Leptoni: e^\pm , m^\pm (muoni) solo interazioni e.m. e deboli
- Adroni: p (protoni) subiscono anche interazioni forti
- Mesoni: p^\pm (pioni), K^\pm (Kaoni) subiscono anche interazioni forti

- **Particelle neutre:**

- g (fotoni) propagatori dell'interazione e.m.
- Adroni n (neutroni)
- Mesoni K^0 (Kaoni)
- Leptoni ν (neutrini) solo interazioni deboli!
(int e.m. sopresse)

Particelle cariche

Interazioni

1. collisioni inelastiche con e⁻ atomici ✓
2. diffusione elastica dal nucleo atomico ✓
3. reazioni nucleari
4. irraggiamento (bremsstrahlung) nel campo coulombiano del nucleo
5. emissione radiazione Čerenkov



✓ = dominanti

Effetti

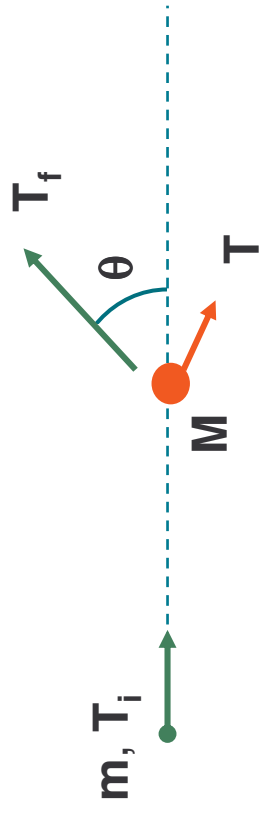
- ❖ perdita d'energia
- ❖ deflessione della traiettoria

Interazioni di particelle cariche “pesanti”

ΔE essenzialmente tramite collisioni con e^- atomici ($\sigma \approx 10^7$ barn)

- Collisioni :
- i. soft \rightarrow eccitazione atomica
 - ii. hard \rightarrow ionizzazione atomica (se e^- prodotto ionizza: knock-on)

Massimo trasferimento d'energia nella collisione:


$$T_{\max} = T (\theta = \pi)$$
$$= 4 \frac{m M}{(m + M)^2} T_i$$

Particelle cariche “pesanti”

1. collisioni inelastiche con e⁻ atomici

$$m \gg M \rightarrow T^{\max} \cong 4 \frac{M}{m} T_i \rightarrow \text{piccola } \delta E \text{ nella singola collisione}$$

elevata densità del mezzo attraversato → grande n. di collisioni per cammino unitario → fluttuazioni molto piccole nella ΔE

 possibile utilizzare il concetto di energia media persa per unità di cammino: *stopping power* dE/dx

2. diffusione elastica dal nucleo atomico ($\sigma_2 < \sigma_1$)

$$m \ll M \rightarrow T^{\max} \cong 4 \frac{m}{M} T_i \rightarrow \text{ancora piccola } \delta E$$

Perdita di energia (*stopping power*)

Ipotesi

- i. e^- libero e in quiete
- ii. e^- si muove poco durante l'interazione
- iii. particella incidente non deflessa dall'interazione:
 $M (= m_e) \ll m$

Simbologia:

particella incidente: v = velocità iniziale ($\beta = v/c$)
 q = carica elettrica (in unità di e)

mezzo attraversato: N_e = densità e^- atomici
 ν = frequenza media del moto orbitale degli e^- atomici

Perdita di energia (stopping power)

1) Teoria Classica (Bohr)

$$(\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2})$$

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e \frac{q^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{\gamma^2 m_e v^3}{q e^2 v} \right)$$

2) Teoria Quantistica (Bethe & Bloch)

$$-\frac{dE}{dx} = 0.1535 \rho \frac{Z q^2}{A \beta^2} L(\beta)$$

$$L(\beta) = \ln \left(\frac{2 \gamma^2 m_e v^2 W_M}{I^2} \right) - 2 \beta^2$$

$I = h\nu$ = potenziale di
eccitazione medio
 W_M = max. energia trasferita
nella collisione

Perdita di energia – effetti correttivi

Campo elettrico della particella incidente polarizza gli atomi lungo il cammino → e⁻ lontani sentono campo elettrico + debole → collisioni con tali e⁻ danno contributo alla perdita d'energia < di quello previsto dalla Bethe & Bloch

ALTA ENERGIA

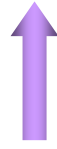


Alti β → maggiore influenza delle collisioni con e⁻ lontani → effetto densità riduzione dello stopping power → correzione δ

(effetto densità: polarizzazione del mezzo cresce con ρ !)

$\beta \leq$ velocità orbitale degli e⁻ atomici → non è più possibile considerare gli e⁻ stazionari rispetto alla particella incidente → correzione di shell C

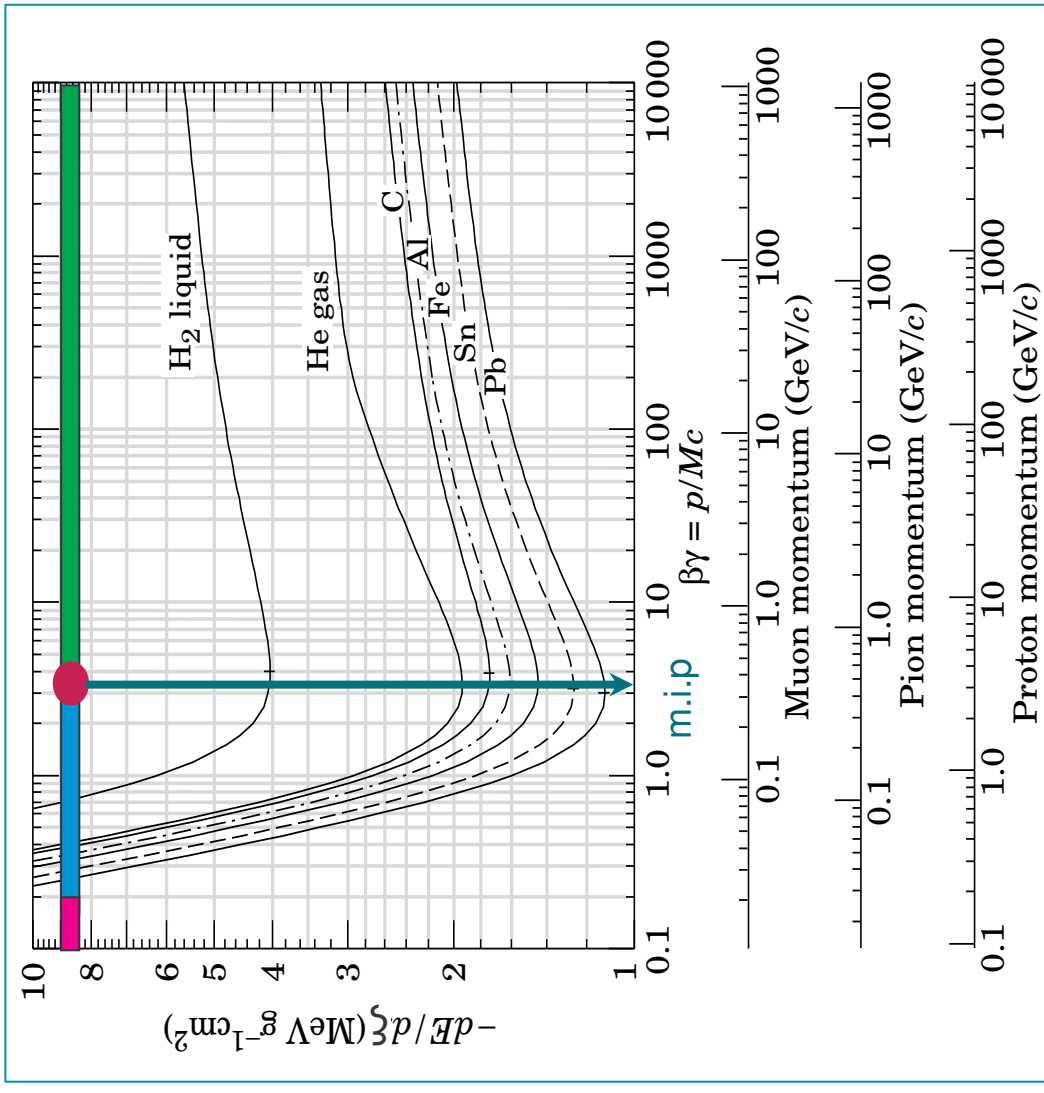
BASSA ENERGIA



$$L(\beta) \rightarrow L(\beta) - \delta - 2 \frac{C}{Z}$$

Perdita di energia – effetti correttivi

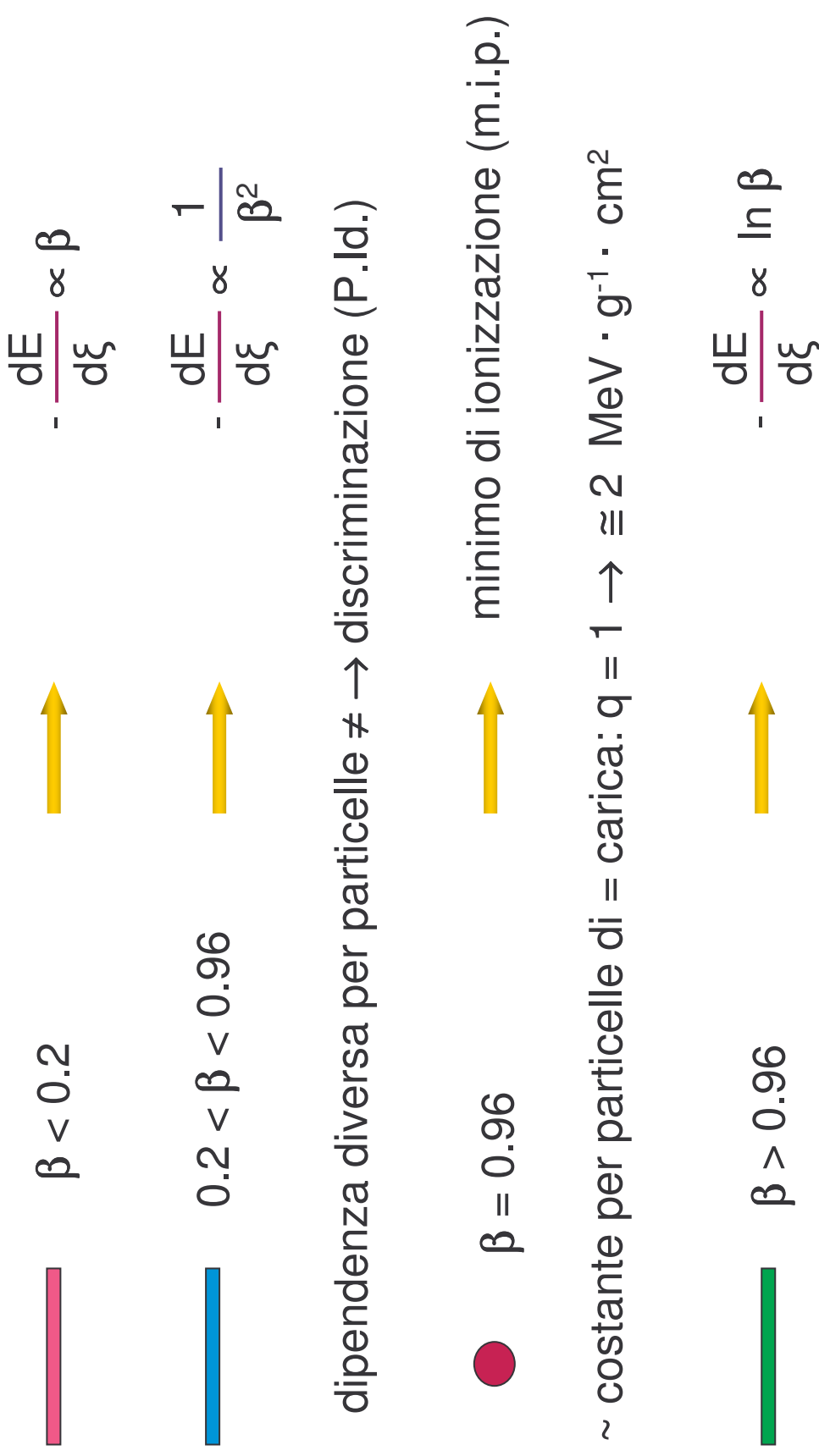
Perdita di energia in funzione del momento della particella incidente



N.B. Nel grafico è riportata la perdita di energia per g/cm^2 :

$$-\frac{dE}{d\xi} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$

dove $\xi = \rho x$



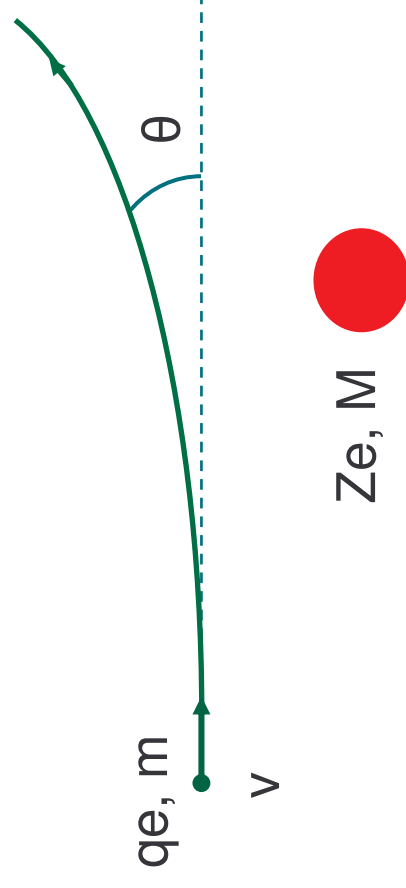
dipendenza diversa per particelle \neq \rightarrow discriminazione (P.Id.)

minimo di ionizzazione (m.i.p.)

risalita relativistica attenuata dall'effetto densità

Scattering Coulombiano

Sezione d'urto « di quella relativa alle collisioni con gli e⁻ atomici



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{qZ e^2}{p v} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

(Rutherford)

Scattering Coulombiano

Multiple Scattering: trascuro le diffusioni a grande angolo ($\theta > 10^\circ$) \rightarrow approssimazione gaussiana

$$P(\theta) \propto \exp\left(-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}\right)$$

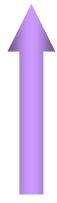
$$\langle \theta^2 \rangle = \int d\Omega \theta P(\theta)$$

N.B. - Stima empirica per $\langle \theta^2 \rangle$

Ipotesi

- i. $Z > 20$
- ii. $10^{-3} X_0 < x < 10 X_0$

Scattering Coulombiano



$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \sim \frac{21 q}{p [\text{MeV}/c] \beta} \left(\frac{x}{X_0} \right)^{1/2} \quad [\text{rad}]$$

Livello di confidenza di questa formula $\sim 5\%$.

Diventa $\sim 20\%$ per bassi β e alti Z

N.B. - presenza di X_0 nella formula è puramente accidentale: nessuna relazione tra Bremsstrahlung e il Multiple Scattering

Elettroni: $m_e \ll M \rightarrow$ alta probabilità di scattering a grande angolo \rightarrow probabilità non trascurabile di backscattering \rightarrow albedo $\eta = N_{\text{back}} / N_{\text{inc}}$ può essere dell'ordine di 0.8 !!

Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

Differenza fondamentale con le particelle pesanti: causa piccolo valore di m_e diviene importante l'irraggiamento !!

$$\frac{dE}{dx}|_{\text{tot}} = \frac{dE}{dx}|_{\text{coll}} + \frac{dE}{dx}|_{\text{irr}}$$

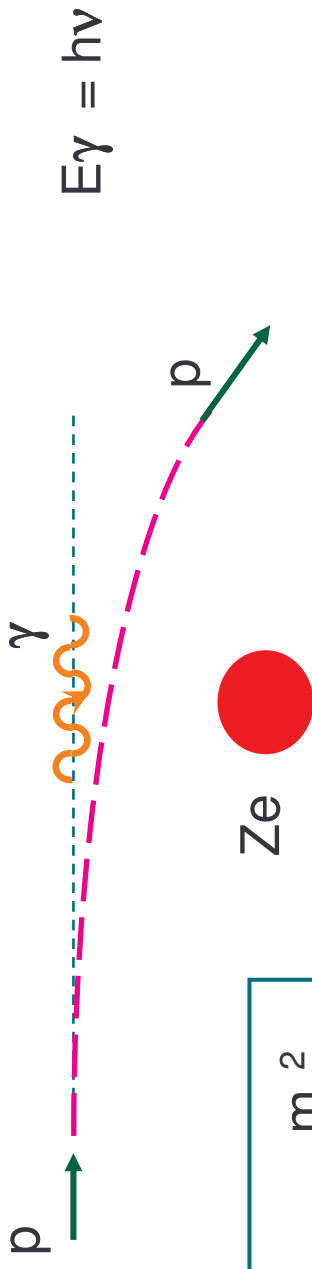
1. Collisioni inelastiche con e^- atomici
meccanismo uguale a quello per particelle pesanti, ma con 2 differenze sostanziali:
 - non più valida l'ipotesi che la particella incidente si mantiene sulla traiettoria iniziale
 - urto tra particelle identiche → modifiche di natura puramente quantistica: indistinguibilità



modifiche nella Bethe - Bloch

Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

2. Bremsstrahlung nel campo coulombiano del nucleo
accelerazione nel campo del nucleo atomico \rightarrow deflessione della
traiettoria \oplus emissione di radiazione e.m. (fotoni)

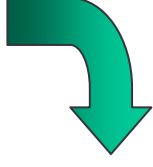


$$\sigma_B \propto q^4 Z^2 \frac{m_e^2}{M^2}$$

$$p \equiv e^\pm \rightarrow M = m_e \quad \longrightarrow \quad \sigma_B (Z = 20) \sim 1 \text{ barn}$$

Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

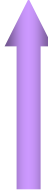
N.B. — $\frac{\sigma_B^{(e)}}{\sigma_B^{(\mu)}} = \frac{m_\mu^2}{m_e^2} = 4 \times 10^4$  brems. importante solo per e^\pm (con $T > 10$ MeV)



luce di sincrotrone solo da macchine ad elettroni

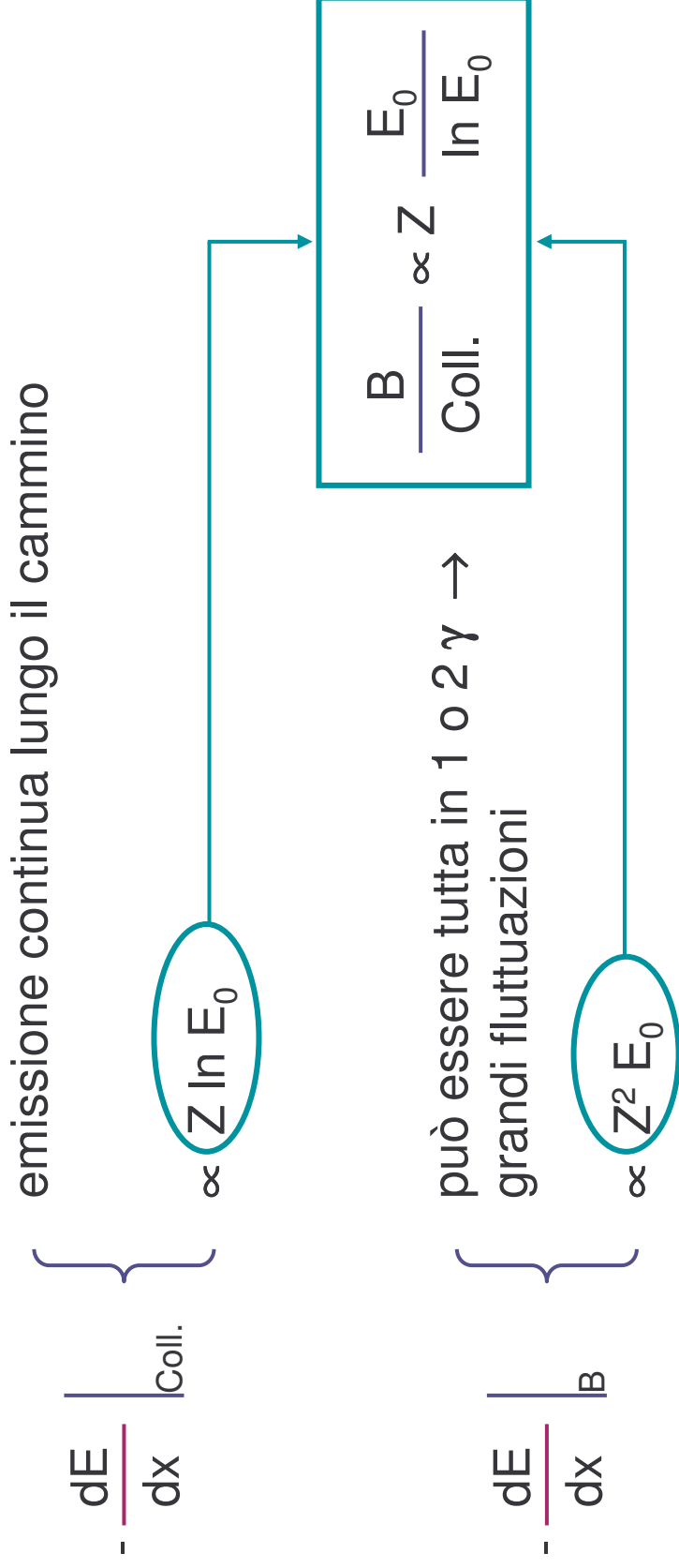
Perdita d'energia di e^\pm di energia iniziale E_0 ($= hv_0$)

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_B = N \int_0^{v_0} dv \, hv \frac{d\sigma(E_0, v)}{dv} = N E_0 \Phi_{\text{Rad}}$$

N.B. — $\frac{d\sigma}{dv} = \frac{G(Z)}{v}$  Φ_{Rad} dipende solo dal materiale

Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

Confronto tra le perdite di energia associate alle Collisioni atomiche e alla Bremsstrahlung



Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

2 parametri importanti :

1. Energia critica E_c

energia particella incidente per la quale risulta

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Coll.}} = -\left. \frac{dE}{dx} \right|_B$$

$E > E_c \rightarrow$ domina Bremsstrahlung

e^\pm

$$E_c \sim \frac{800}{Z} \text{ MeV} \quad (\text{Bethe \& Heitler})$$

Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

2. Lunghezza di radiazione X_0

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_B = N E \Phi_R \quad \xrightarrow{\text{purple arrow}} \quad -\frac{dE_B}{E} = N \Phi_R dx$$

Limite di energie elevate:

- dominano perdite d'energia per Bremsstrahlung
- Φ_R indipendente da E



$$E = E_0 e^{-x / X_0}$$

$$X_0 = \frac{1}{N \Phi_R}$$

(X_0 = cammino necessario affinché $E \rightarrow E / e$)

Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)

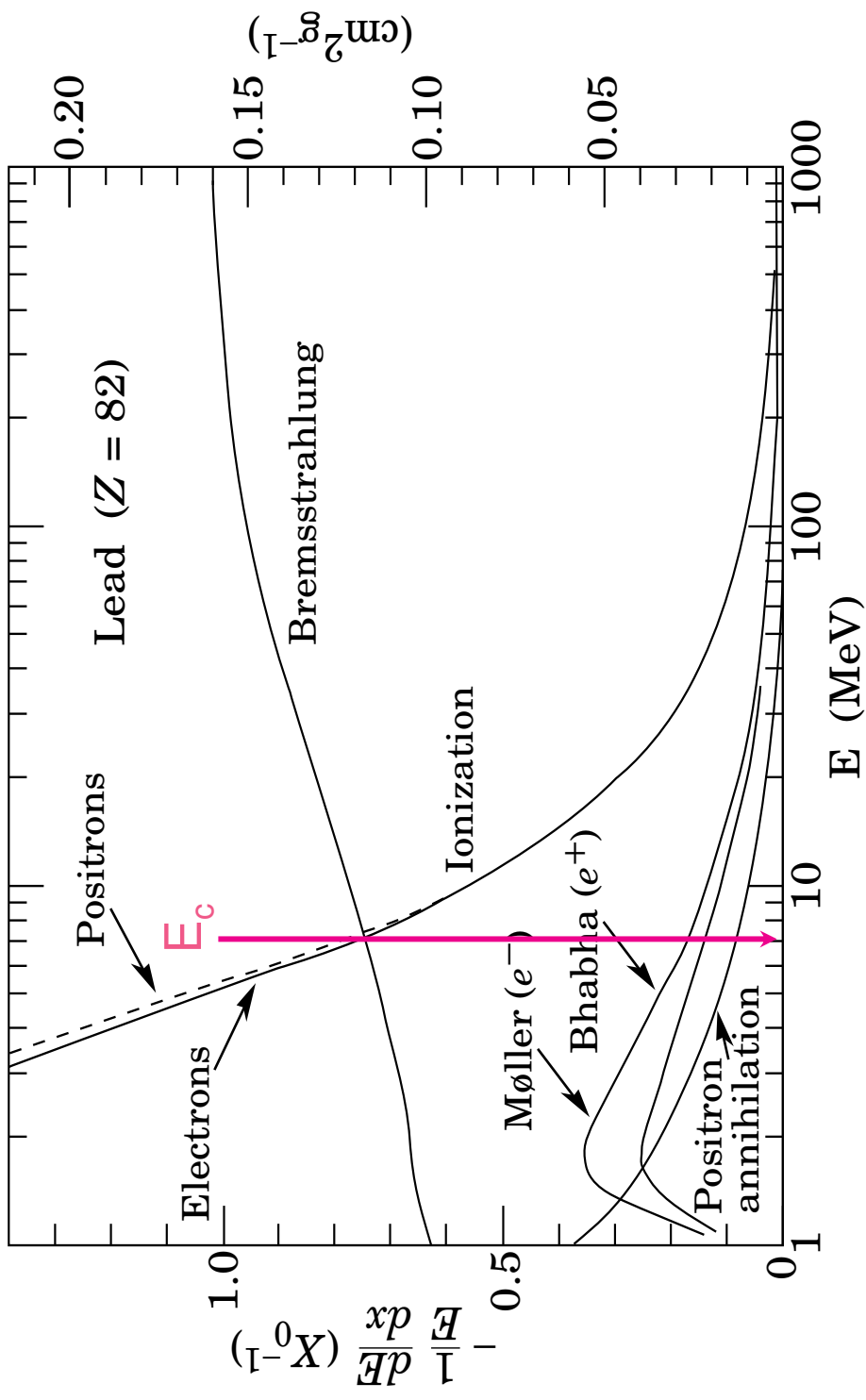
$$N.B. \quad -t = \frac{x}{X_0} \quad \xrightarrow{\quad} \quad -\frac{dE}{dt} = E$$

i.e. in termini della variabile t la perdita d'energia per Bremsstrahlung è indipendente dal materiale

($\Xi_0 = \rho X_0$)

	X_0 (cm)	Ξ_0 ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)	E_c (MeV)
Air	30050	36.20	102
Pb	0.56	6.37	9.51
Al	8.9	24.01	51.0
NaI	2.59	9.49	17.4

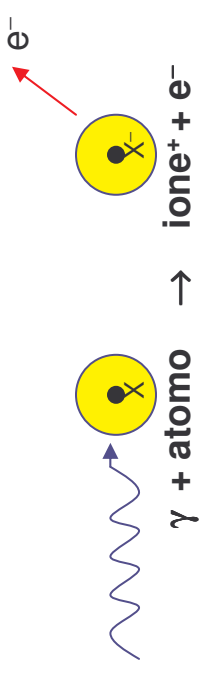
Particelle cariche “leggere” (e^+ , e^-)



Fotoni

Per poter essere rivelato un fotone deve creare o cedere energia ad una particella carica

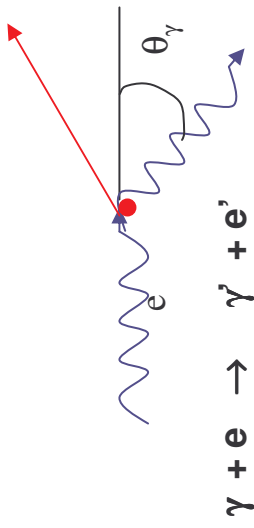
Effetto fotoelettrico



$$\sigma_{\text{foto}} \propto Z^5$$

Vengono estratti principalmente elettroni delle shell K

Diffusione Compton

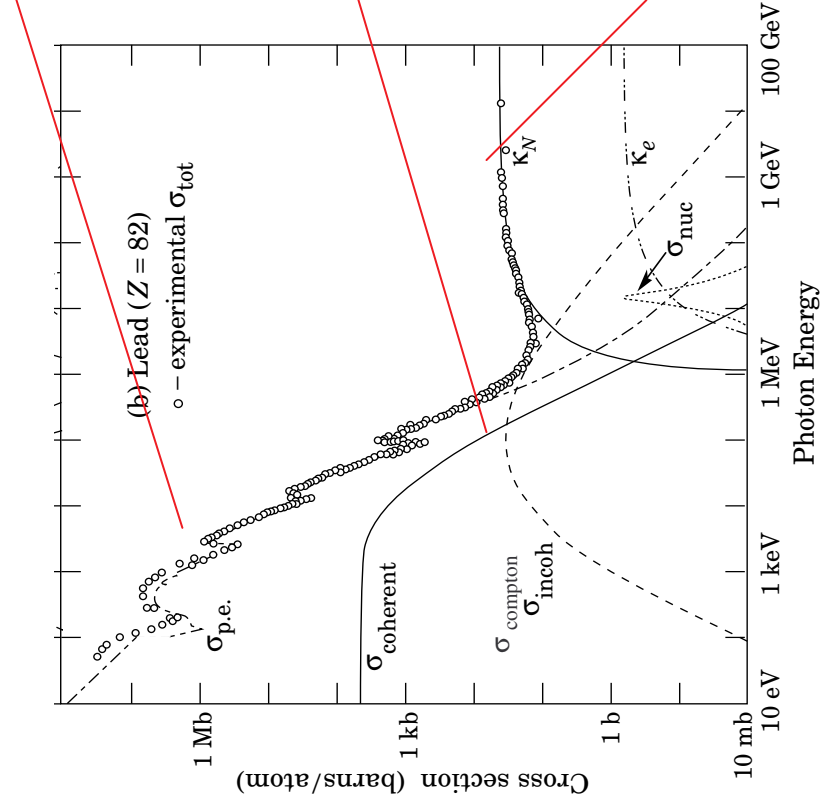


Diffusione su elettrone quasi libero

Produzione di coppie

$\gamma + \text{campo Coul.} \rightarrow e^+ + e^-$

$$\sigma_{\text{pair}} \rightarrow 7/9 A / (NaXo)$$



La creazione di coppie avviene solo per energie maggiori di $2 m_e$ ed è il fenomeno dominante per $E > 20 \text{ MeV}$.

$$I(x) = I_0 \exp(-7/9 x/X_0)$$

Riassunto Interazioni

Processo	n. Atomico	Energia
Ionizzazione	Z	$1 / \beta^2$
Bremsstrahlung	Z^2	E

Fotoelettrico	$Z^4 - Z^5$	$1 / E^{7/2} - 1 / E$
Compton	Z	$\ln E / E$
Coppie	Z^2	$\ln E$

Neutroni e neutrini

I neutroni sono adroni “neutri” .

- Ad alte energie si rivelano come tutti gli adroni (sciami)
- Ad energie < 1 GeV si rivelano per diffusione elastica di protoni
- Ad energie < 20 MeV
 - 1) $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He}$
 - 2) $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$
 - 3) $n + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{H}$
- I neutroni termici ($E = 1/40$ eV) danno origine a fenomeni di fissione

I neutrini sono leptoni neutri e si rivelano solo con processi indiretti (deboli) sezione d'urto del processo $\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p$ è circa 10^{-43} cm²

- $\bar{\nu}_l + n \rightarrow l^- + p$ $l = e, \mu, \tau$
- $\nu_l + p \rightarrow l^+ + n$ **l'efficienza di rivelazione 1 m di Ferro è $\approx 5 \cdot 10^{-17}$**

Per rivelare i neutrini :

- (direttamente) flussi elevati , rivelatori giganteschi
- (indirettamente) in collisioni con rivelatori ermetici si trovano i neutrini come assenza di energia, impulso nell'evento

Classificazione dei rivelatori di particelle (I)

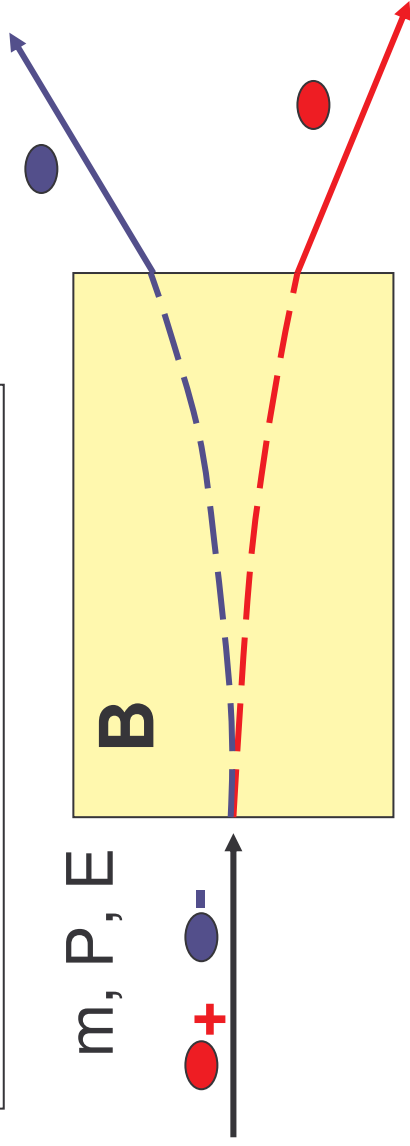
I rivelatori di particelle sono degli strumenti che permettono di misurare i segnali rilasciati al passaggio della particella in un mezzo. Esiste una grande quantità di rivelatori diversi, ognuno ottimizzato per effettuare delle misure specifiche. In generale i rivelatori vengono grossolanamente suddivisi in 3 grandi categorie:

- **contatori** (frequenza)
- **traccianti** (traiettoria, carica, momento)
- **calorimetri** (energia, tempo di volo)

Combinando le informazioni di più rivelatori si ottengono informazioni più dettagliate come massa, velocità, spin, tipo di particella.

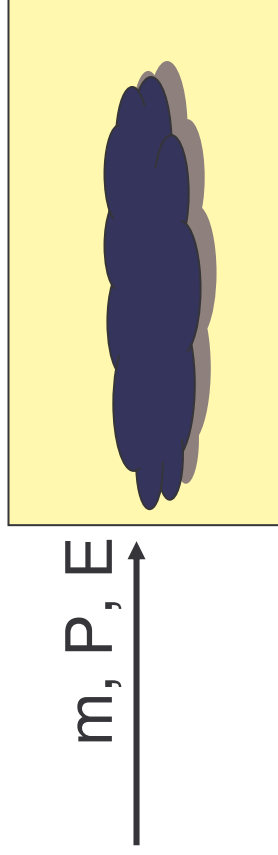
Classificazione dei rivelatori di particelle (II)

Sistema di tracciatura



- Il sistema di tracciatura determina la traiettoria della particella
- Se immerso in un campo magnetico **B** si riescono a determinare anche la carica **Q** ed il momento **P**
- La particella subisce una minima perdita d'energia nel sistema

Sistema Calorimetrico



- In questo caso invece la particella viene quasi completamente assorbita
- Il segnale è proporzionale alla sua energia:

$$S = KE$$

Risposta e risoluzione di un rivelatore

- Il segnale di risposta, Q , prodotto dal rivelatore al passaggio della particella determina il valore della quantità misurabile S :
- Q è legata ad S dalla relazione $S = f(K_i, Q)$ dove K_i sono le **costanti di calibrazione**. Tipicamente la risposta è lineare
($E = KQ, X = V(T-T^0)$)
 - La risposta è distribuita “solitamente” secondo una curva gaussiana la cui deviazione standard rappresenta la **risoluzione** del rivelatore

Le costanti di calibrazione:

- possono dipendere dalla posizione nel rivelatore
- devono essere determinate per ogni singolo canale di lettura
- la loro stabilità deve anche essere controllata nel tempo

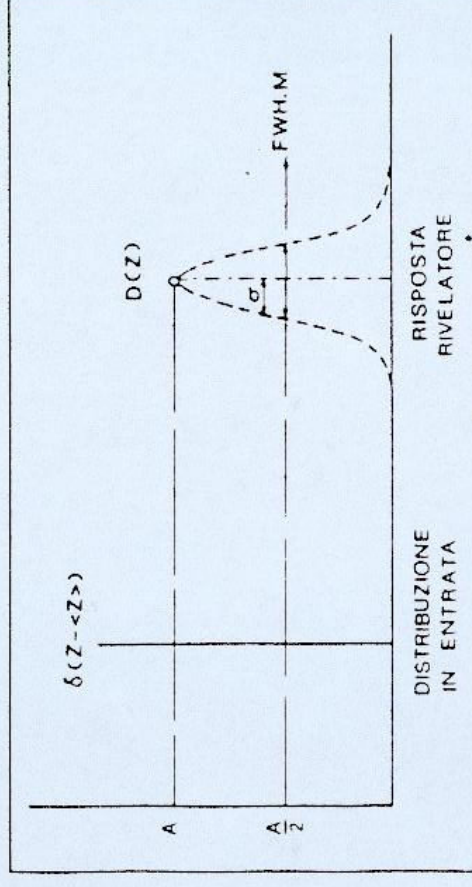
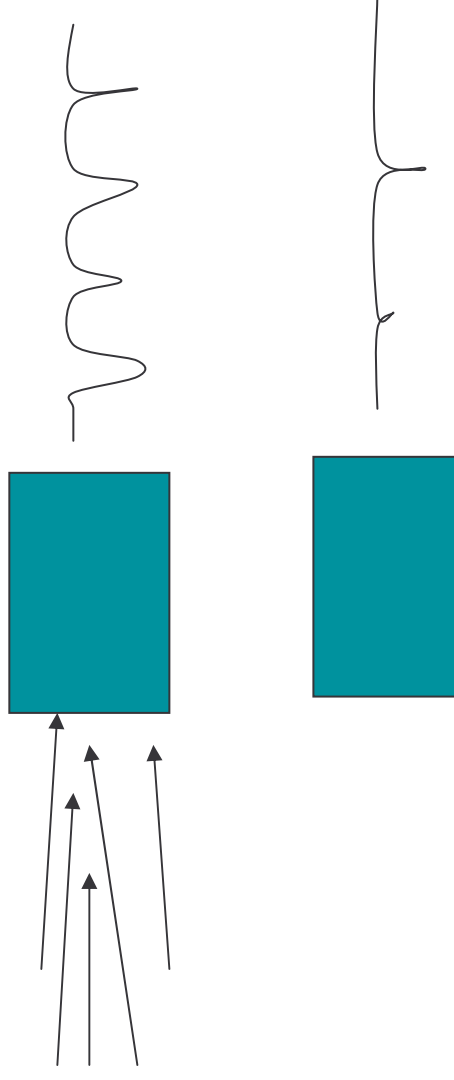


Fig. 2.2 Risposta di un rivelatore ad una grandezza Z con distribuzione delimitata. La risposta è gaussiana (poissoniana) con deviazione standard σ . Nella pratica è utilizzata la larghezza totale a metà altezza (FWHM).

Proprietà di un rivelatore di particelle ideale

L'**efficienza di un rivelatore** è il rapporto $\epsilon = N_R / N_I$ tra il numero di particelle segnalate dal rivelatore e il numero di particelle incidenti.

Il **rumore** è dato dai segnali prodotti dal rivelatore non correlati alla particella in esame ma dovuti a fluttuazioni intrinseche del sistema (es: rumore elettronico).



In un rivelatore ideale vorremmo essere in grado di ricostruire tutte le variabili in esame con:

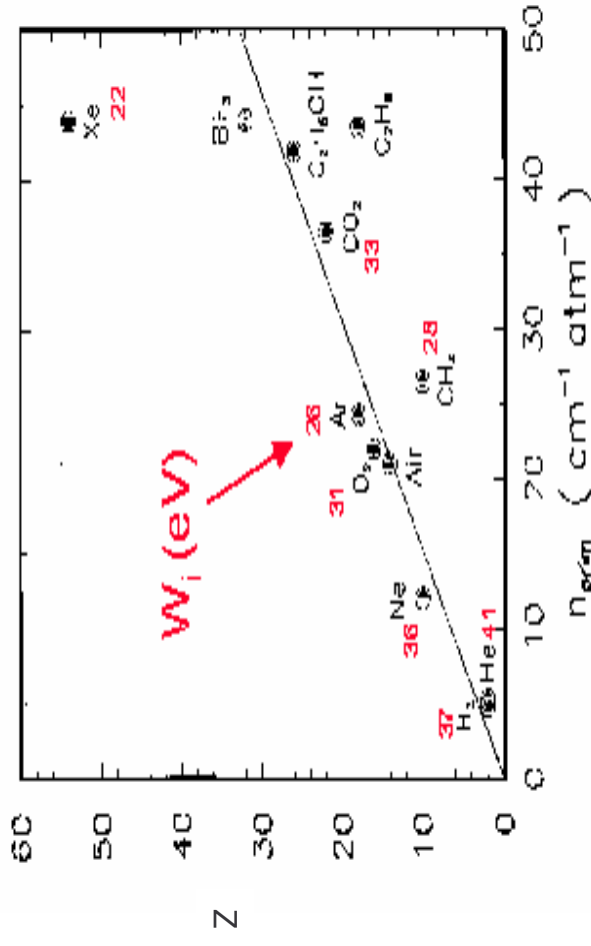
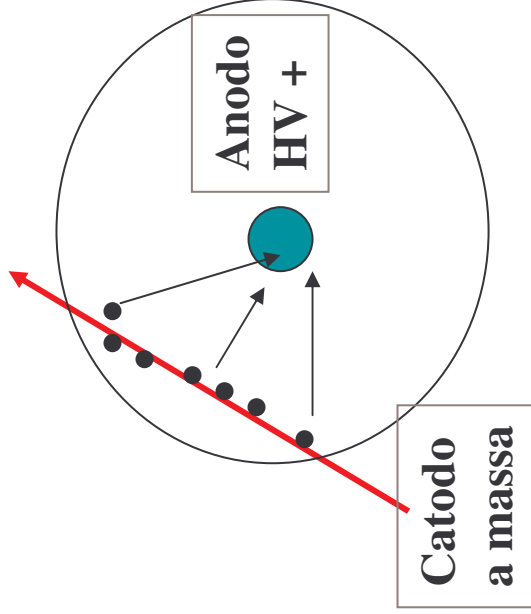
- risoluzione perfetta
- in tutto l'angolo solido
- per tutte le particelle incidenti
- con una velocità di risposta elevata
- senza alcun rumore
- facilità e stabilità nella calibrazione

I rivelatori a gas (I)

- Le particelle cariche che attraversano un gas **lo ionizzano** creando delle coppie elettrone (e^-) Ione (X^+) (**Ionizzazione primaria**).
- Gli e^- emessi possono produrre **Ionizzazione secondaria** (δ -rays).

Tipicamente si crea una coppia e^-X^+ ogni 30 eV. In Argon, a T e P Standard, una m.i.p. deposita circa 3 keV/cm i.e. si producono $\cong 100$ coppie/cm.

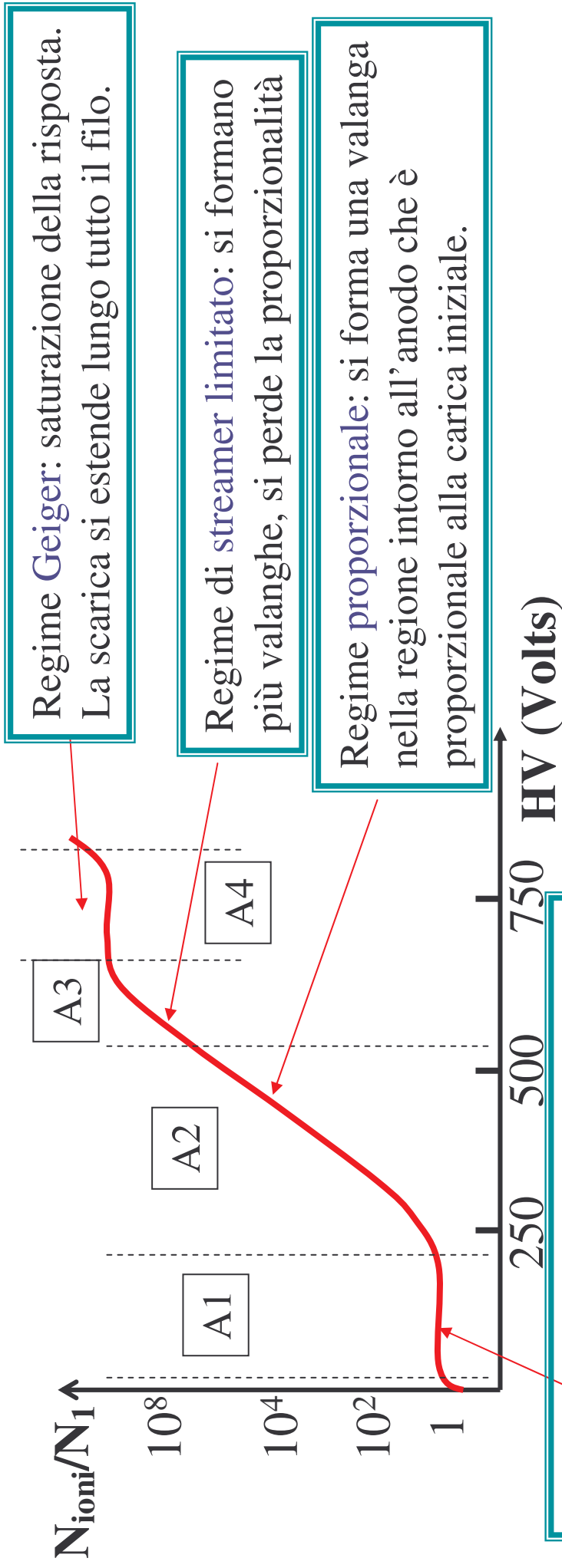
Poca carica  **amplificazione**



- ❑ In presenza di campo elettrico gli elettroni viaggiano (**drift**) verso l'anodo (gli ioni verso il catodo) dove il segnale viene raccolto
- ❑ Le miscele privilegiano i gas Nobili in quanto le shell esterne sono completamente riempite, riducendo la ricombinazione degli elettroni lungo il percorso

I rivelatori a gas (II)

In funzione della tensione applicata ci sono diversi regimi diversi di lavoro

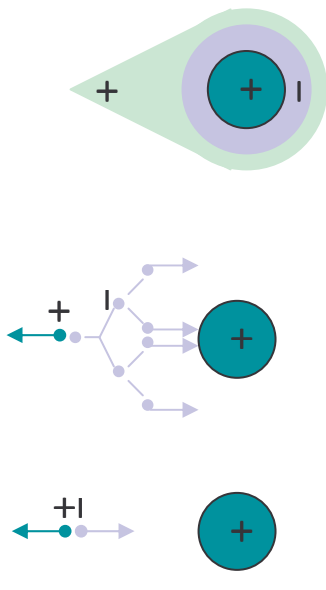


Regime di ionizzazione: carica raccolta senza moltiplicazione

Nelle prossimità del filo la valanga crea atomi eccitati che emettono fotoni capaci di ionizzare ulteriormente.

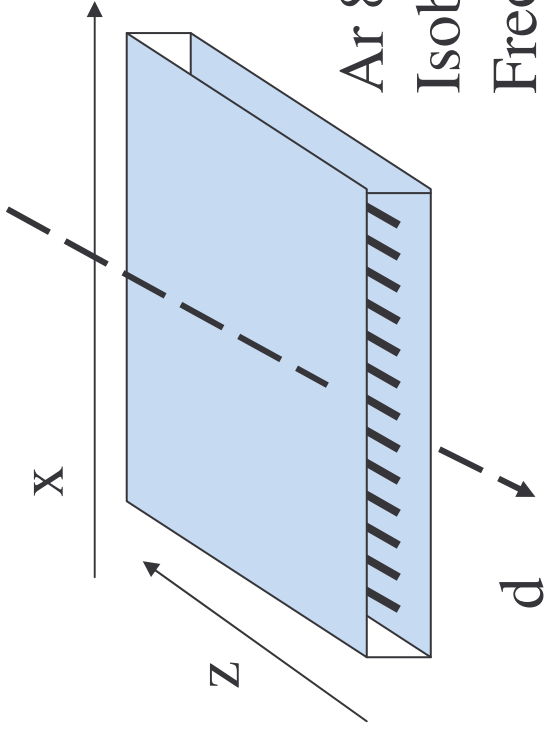
Si utilizzano molecole poliatomiche aggiunte

come assorbitori "quencher" es. metano (CH₄), Isobutano



MWPC (Camera Proporzionale a Molti Filì)

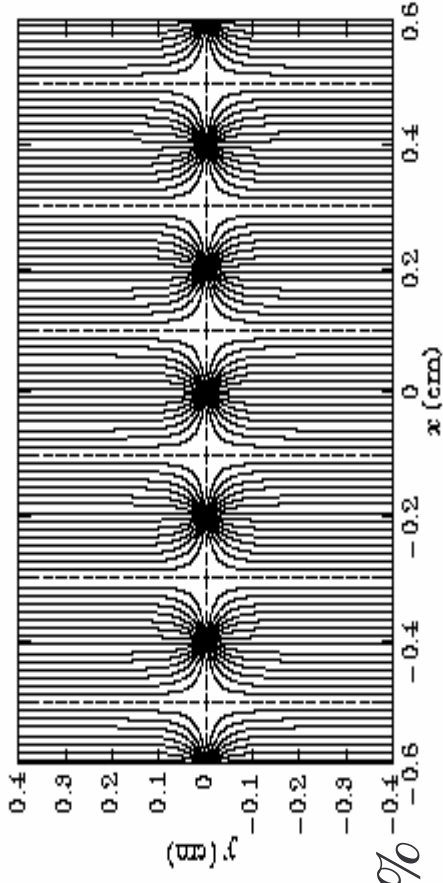
(Charpak, 1968)



Ar 80%

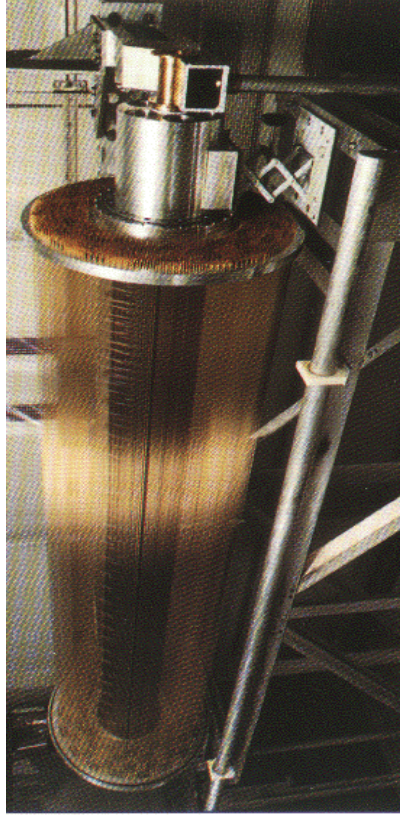
Isobutano 24.5%

Freon 0.5%



ITC (ALEPH)

Inner Tracking Chamber



Spaziatura tra anodi (d) è 1 –2 mm

Coordinata Z si determina con:

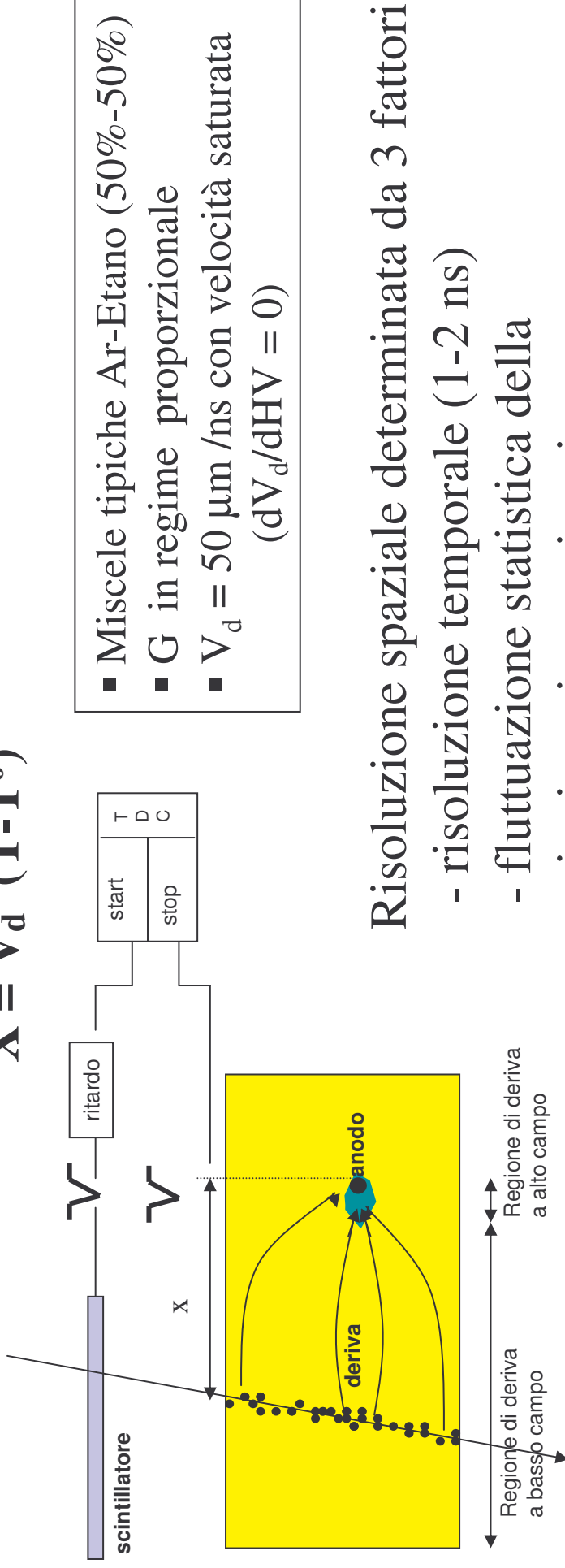
- piani incrociati di fili
- induzione su strisce catodiche segmentate
- divisione di carica: $z=LQ_1/(Q_1+Q_2)$
- tempo di arrivo (delay line)

Risoluzioni migliori: $\sigma_x \approx 100 \mu\text{m}$, $\sigma_z \approx 2\text{-}3 \text{ mm}$

Camere a deriva

La posizione della particella si ricostruisce misurando il tempo di arrivo degli elettroni di deriva all'anodo rispetto ad un tempo di partenza (T^0). Tale tempo viene o assegnato tramite un contatore esterno o ricalibrato come la posizione intorno al filo

$$X = V_d (T - T^0)$$



- Miscele tipiche Ar-Etano (50%-50%)
- G in regime proporzionale
- $V_d = 50 \mu\text{m/ns}$ con velocità saturata ($dV_d/dHV = 0$)

Risoluzione spaziale determinata da 3 fattori

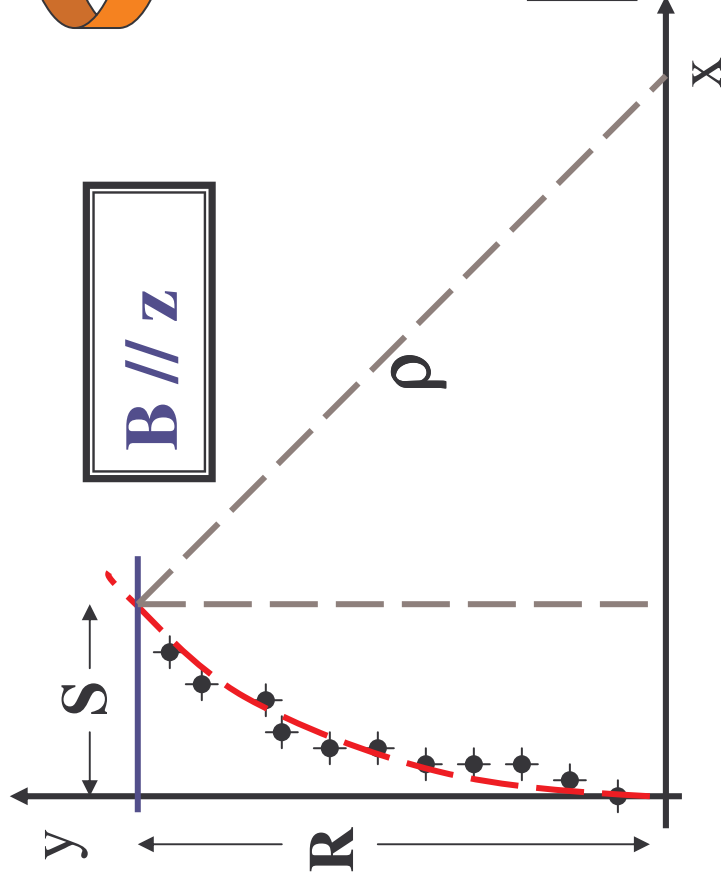
- risoluzione temporale (1-2 ns)
- fluttuazione statistica della ionizzazione primaria
- diffusione longitudinale

Risoluzioni tipiche: 150 – 300 μm

Risoluzione in impulso

Ricostruiti i punti spaziali, la **curvatura della traiettoria** (in presenza di B) permette di determinare la **carica e l'impulso della particella**.

La particella descrive un elica nello spazio ma tipicamente (nei colliders) B è parallelo al fascio (z) e la traiettoria è un arco di cerchio nel piano trasverso X-Y.



$$mv^2/\rho = F_{\text{lor}} = qvB/c$$

$$P(\text{GeV}) = 0.3 B(\text{Tesla})\rho(\text{m})$$

$$S \cong R^2/2\rho$$

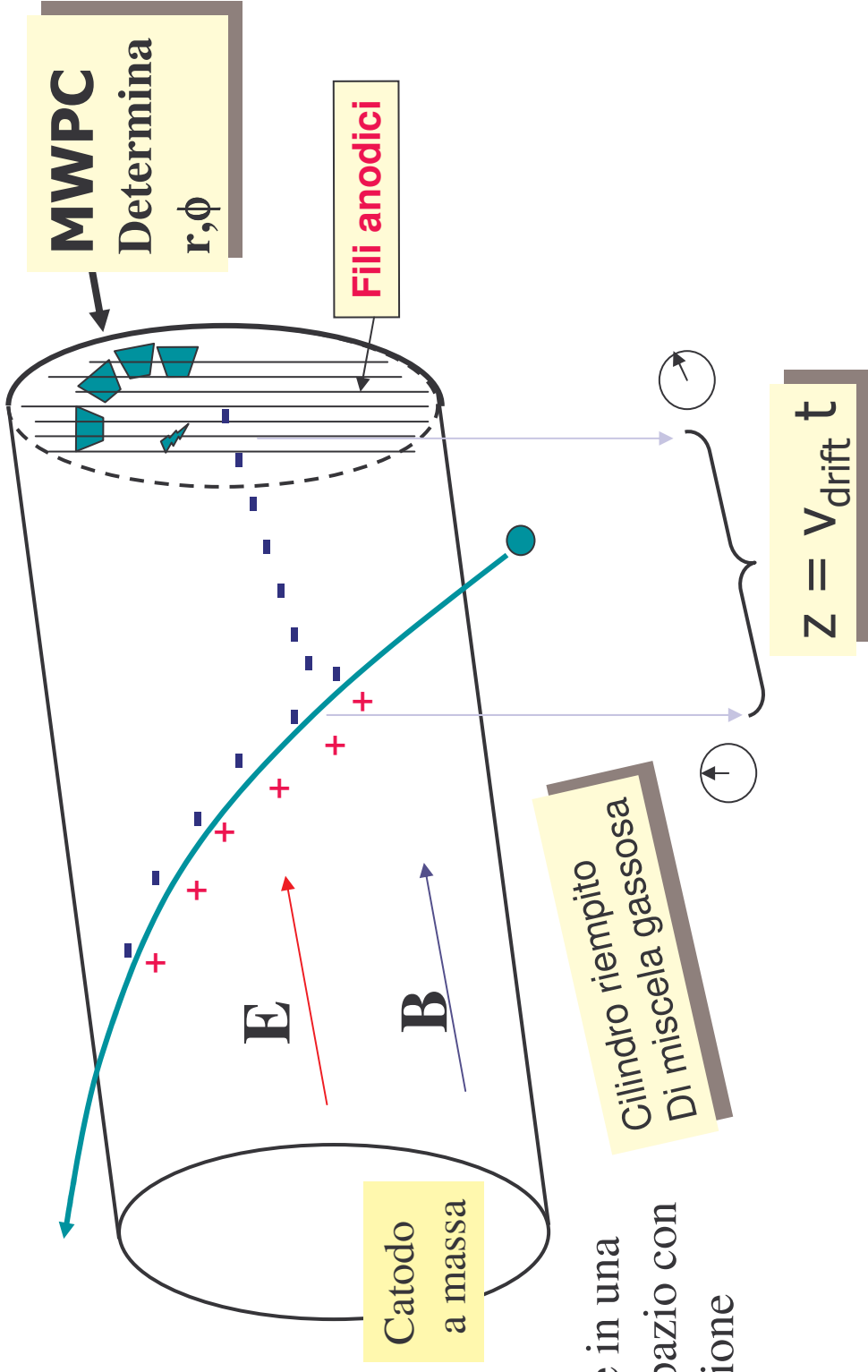
$$S1 \cong R^2/8\rho = 0.3BR^2/8P$$

Utilizzando N punti equidistanti:

$$\Delta p/p = \text{sqrt}[720/(N+4)] \sigma_{xy} p/(0.3BR^2)$$

Buona risoluzione in P → grandi B e R, buona risoluzione spaziale!!
Peggiora all'aumentare di P

Camere a proiezione temporale (TPC)



Unione delle
2 tecniche:
 Drift lungo Z
 MWPC nel
 piano trasverso

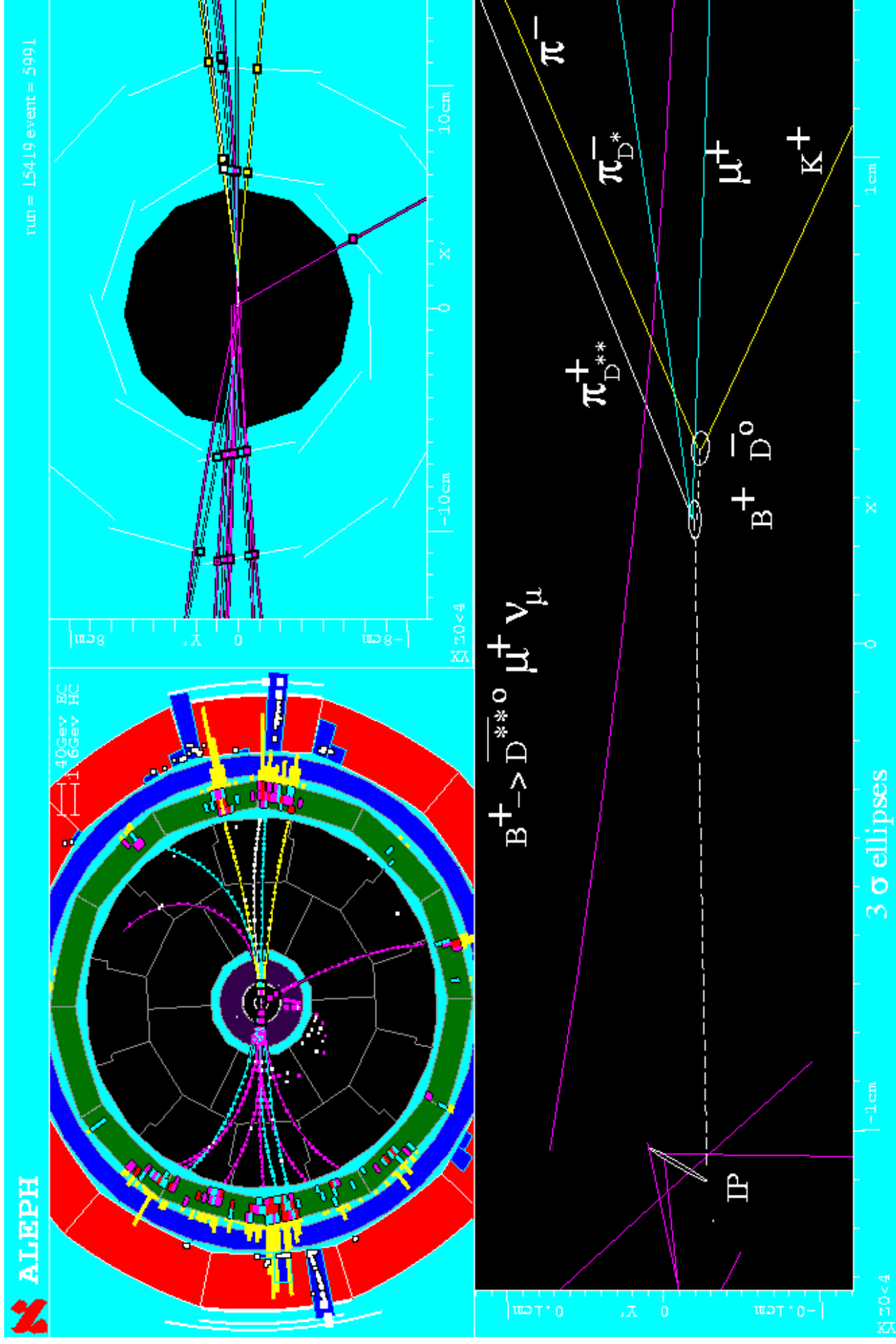
Permette di tracciare in una
 grande quantità di spazio con
 pochi fili nella direzione
 longitudinale:

- Alta risoluzione
- Lenta
- Limitata dalla diffusione

longitudinale \longrightarrow $E // B$

$$E = 100-200 \text{ V/cm}, B = 1-1.5 \text{ T}$$

Misure di vite medie



Emulsioni nucleari

Ancora forniscono la migliore risoluzione spaziale ($<1\text{mm}$).

Per questi scopi, i rivelatori a stato solido hanno una grande importanza per la rivelazione di vertici secondari.

Sono composte da micro-cristalli di Aliduro di Argento (AgBr) dispersi in una matrice gelatinosa.

L'energia rilasciata dalla particella ionizzante produce un'immagine latente la quale, mediante un apposito sviluppo, si riduce ad argento metallico.

Alla fine del trattamento chimico, il passaggio della particella ionizzante diviene visibile come una sequenza di grani di argento del diametro di circa $0.8\ \mu\text{m}$ in size.

Precisione intrinseca

Grain Size

0.2 μm

(original crystal)

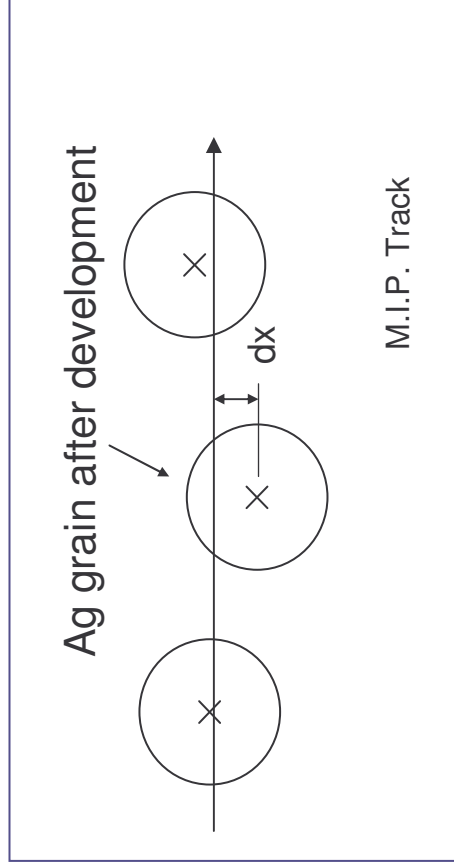
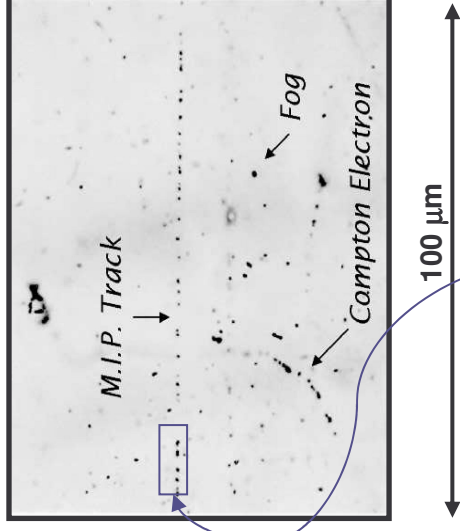


development process



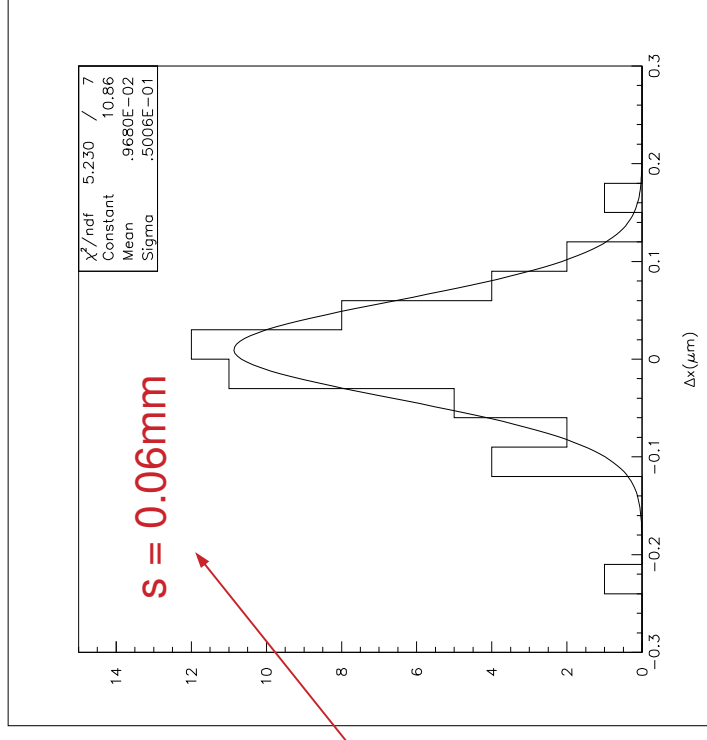
0.8 μm

(visible at microscope)



$$\frac{0.2 \mu\text{m}}{\sqrt{12}} = 0.06 \mu\text{m}$$

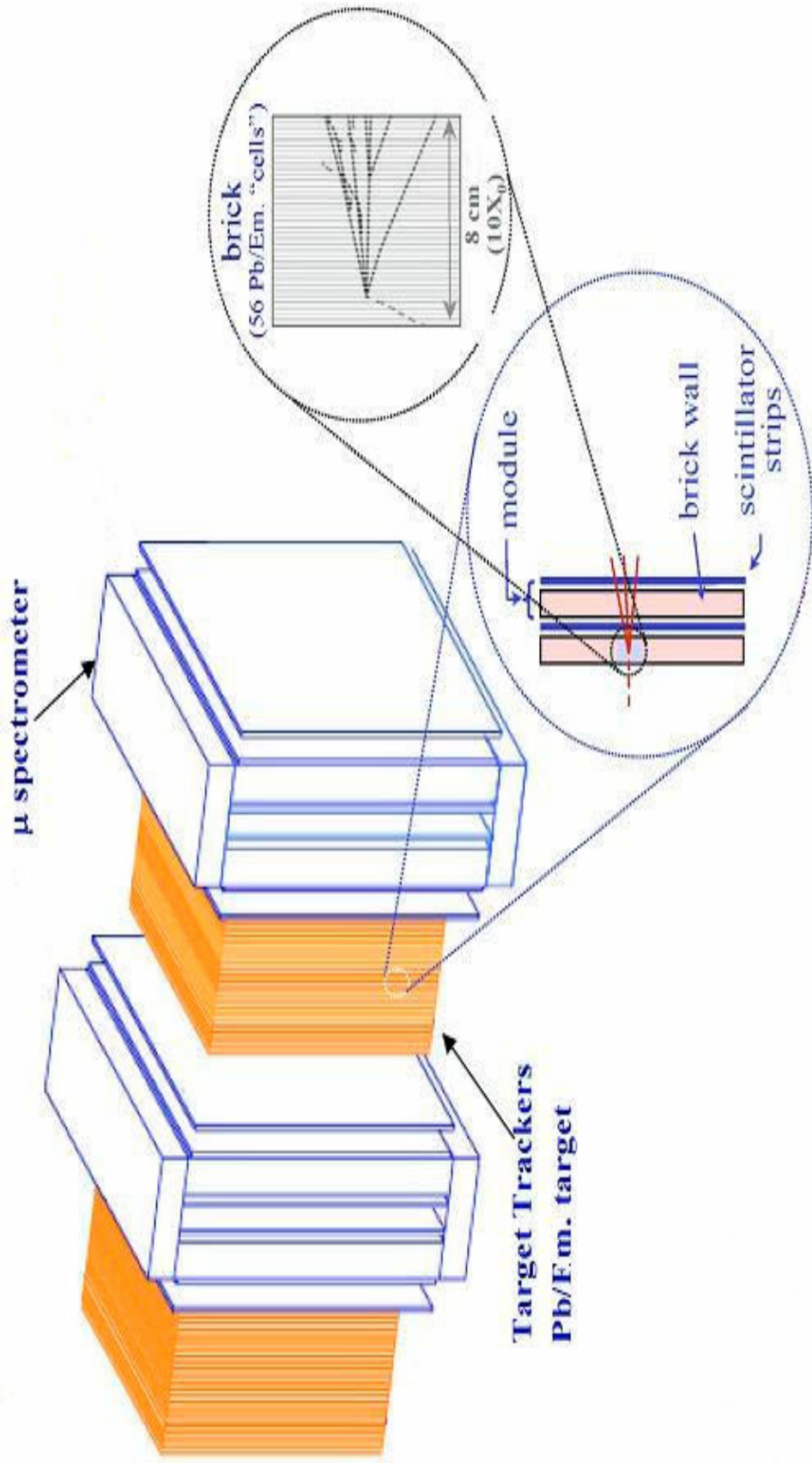
intrinsic spatial resolution



Esempio di rivelatore che utilizza emulsioni: OPERA al Gran Sasso

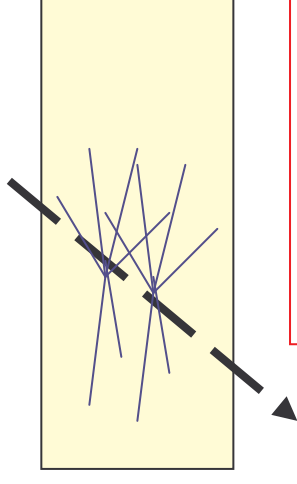
Rivelatore ibrido (rivelatori elettronici + emulsioni)

Massa totale = 1.8 tonnellate, circa 200000 « mattoni »



Rivelatori a scintillazione

Una particella carica, attraversando uno scintillatore, perde energia eccitando gli atomi del materiale. Questi ultimi, diseccitandosi, emettono luce visibile (detta luce di scintillazione).



Tipi di scintillatori

❑ Scintillatori inorganici (NaI, CsI, BGO, BaF2)

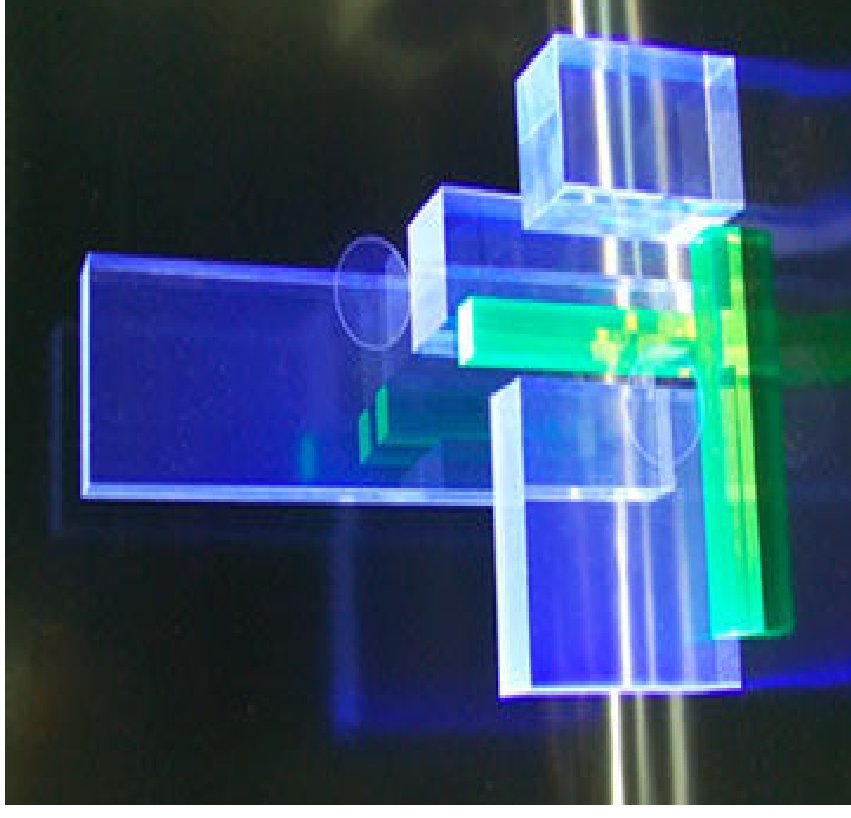
sono cristalli ionici drogati con impurità

- alta efficienza di scintillazione $1\gamma/20-100$ eV
- elevata densità (rivelatori compatti) 4-5 g/cm²
- tempi di emissione elevati (100-600 ns)
- possono essere igroscopici ed avere la risposta dipendente dalla temperatura

❑ Scintillatori organici (BC102, POPOP, ...)

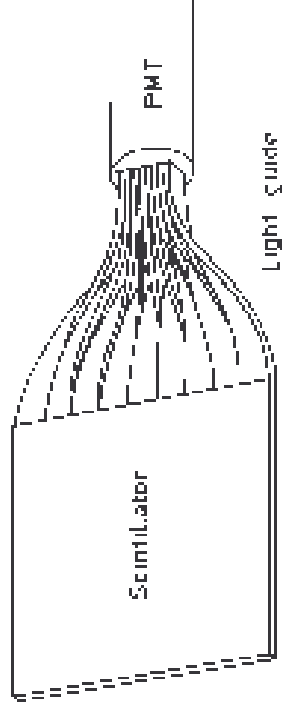
sono complesse molecole organiche (tipicamente solute in opportune basi plastiche) in cui si ha emissione di luce UV in seguito all'eccitazione di livelli molecolari. Si aggiungono poi altre molecole (wave length shifter) per trasferire la luce nel visibile:

- tempi di emissione rapidi (2.5-10 ns)
- minor risposta luminosa $1\gamma/400$ eV

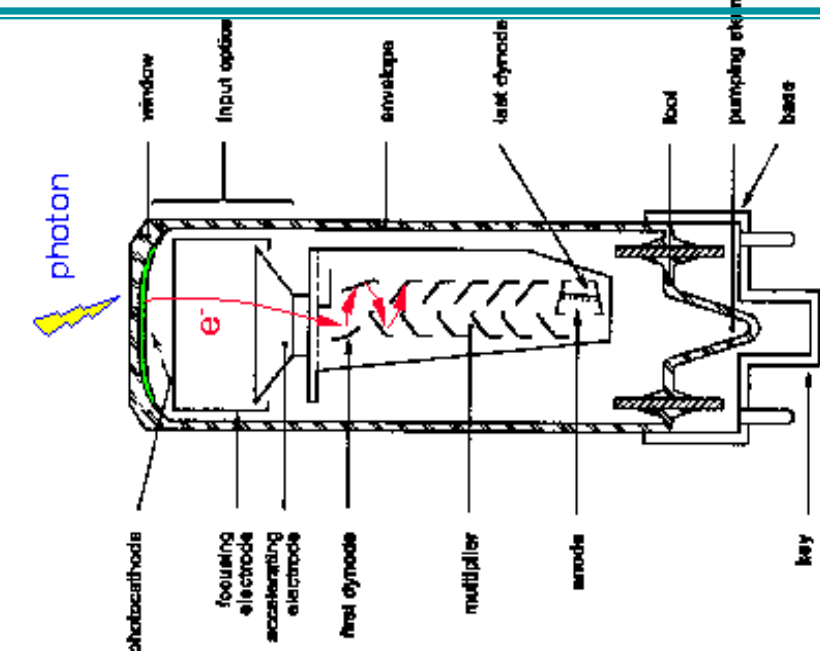


Raccolta di luce e fotomoltiplicatori

In un rivelatore a scintillatore la luce visibile prodotta viene trasportata verso un apparecchio (**fotomoltiplicatore, fotodiode**) che la converte in un segnale elettrico.



fotomoltiplicatore



- Fotocatodo: vetro o quarzo con deposito di materiale **FOTOLENSIBILE** a basso potenziale di estrazione
- Efficienza quantica
 - $\epsilon q = Np.e./N\gamma = 10-30\%$
 - Dinodi
 - Estrazione secondaria
 - $K = 3-4$
 - Partitore
 - divisore resistivo per applicare HV sui dinodi
 - Anodo
 - raccolta segnale
 - $G \approx K^N$ dinodi

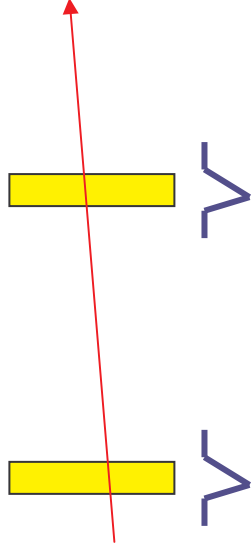


Identificazione delle particelle (I)

Tempo di volo

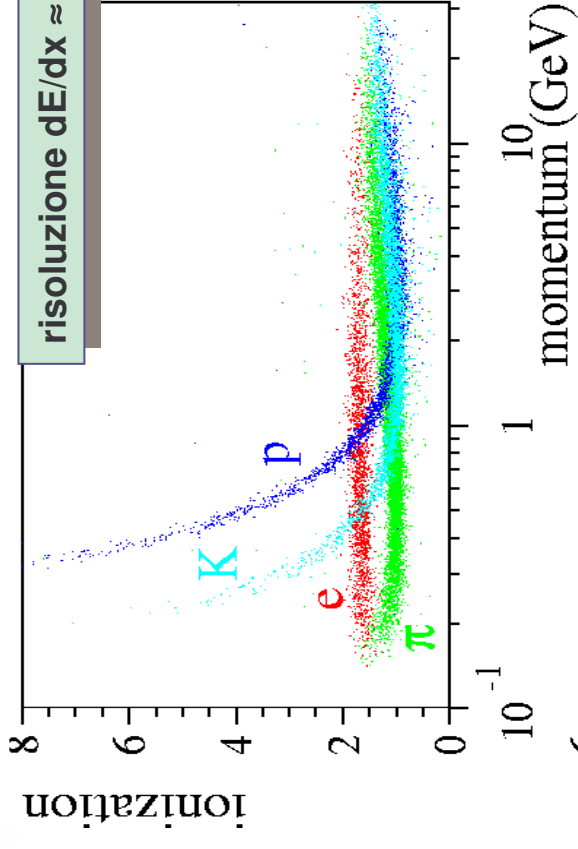
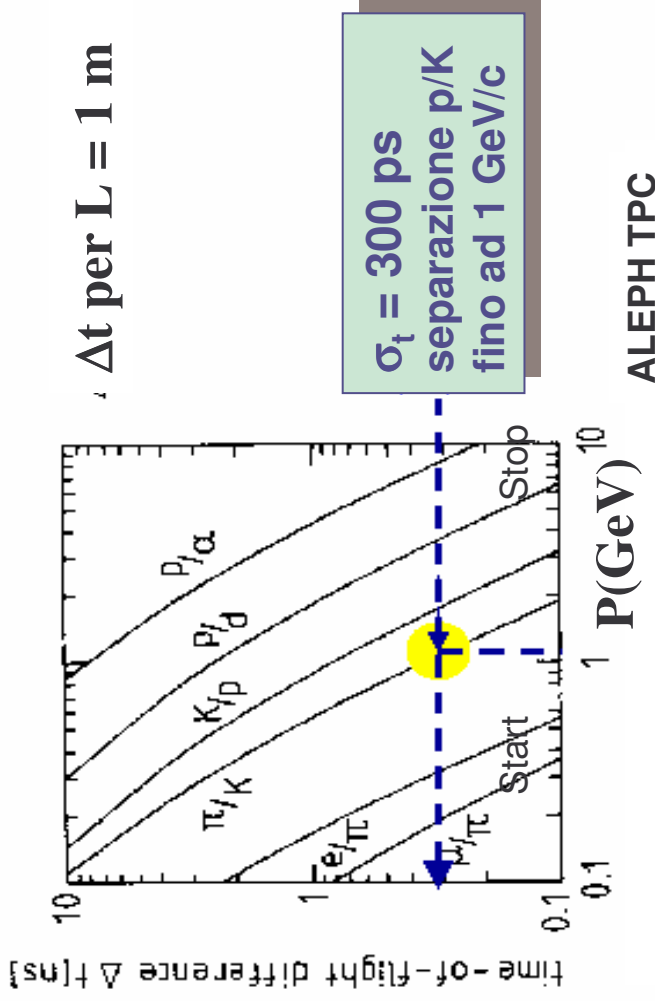
Se si dispone di un rivelatore con buona risoluzione temporale e per tragitti (L) della particella abbastanza elevati

$$t = \frac{L}{\beta c}$$



Perdita di energia

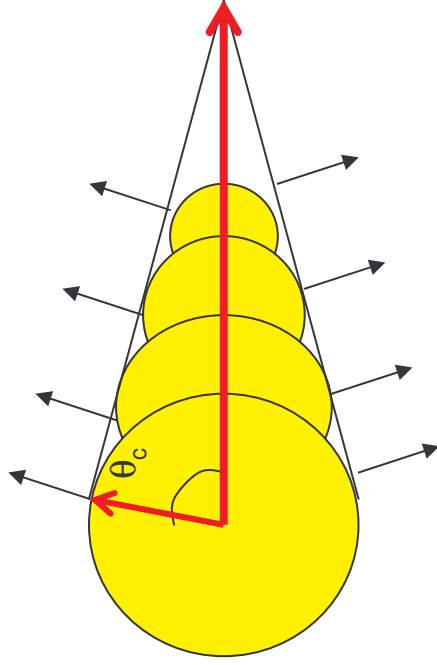
Sfruttando la differenza di perdita di Energia dE/dx per particelle cariche in un gas e utilizzando molte misure di carica > 40 (media troncata) si riescono ad ottenere buone separazioni di particella fino ad 1 GeV



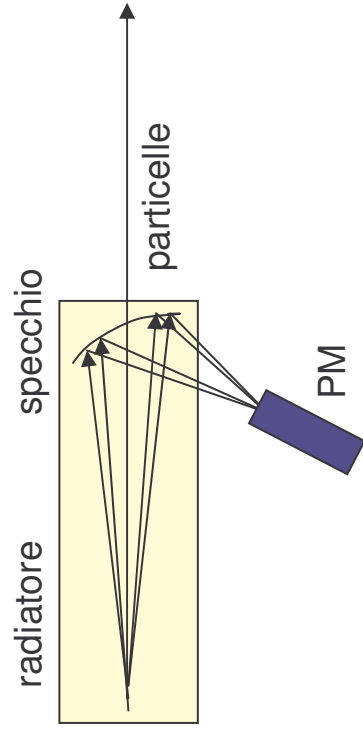
Identificazione delle particelle (II)

Effetto Cherenkov: le particelle cariche che avanzano in un materiale a velocità maggiore di quella della luce nel mezzo ($\beta > 1/n$) producono della luce “veloce” per depolarizzazione del materiale.

fronte d'onda



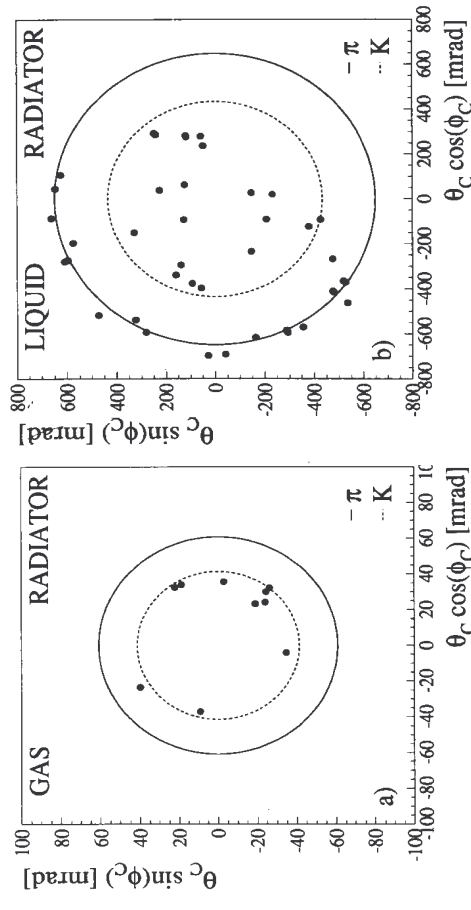
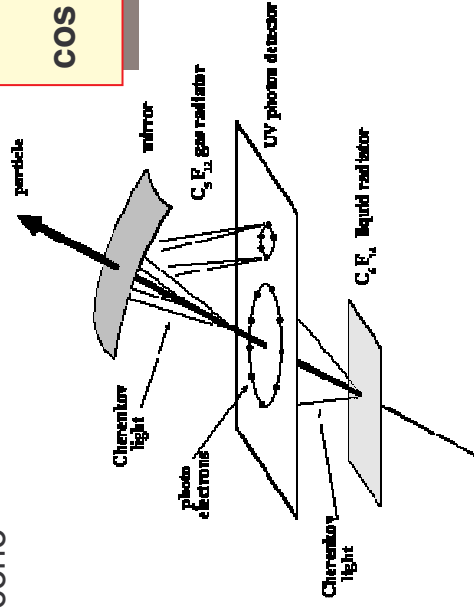
Cherenkov a soglia:



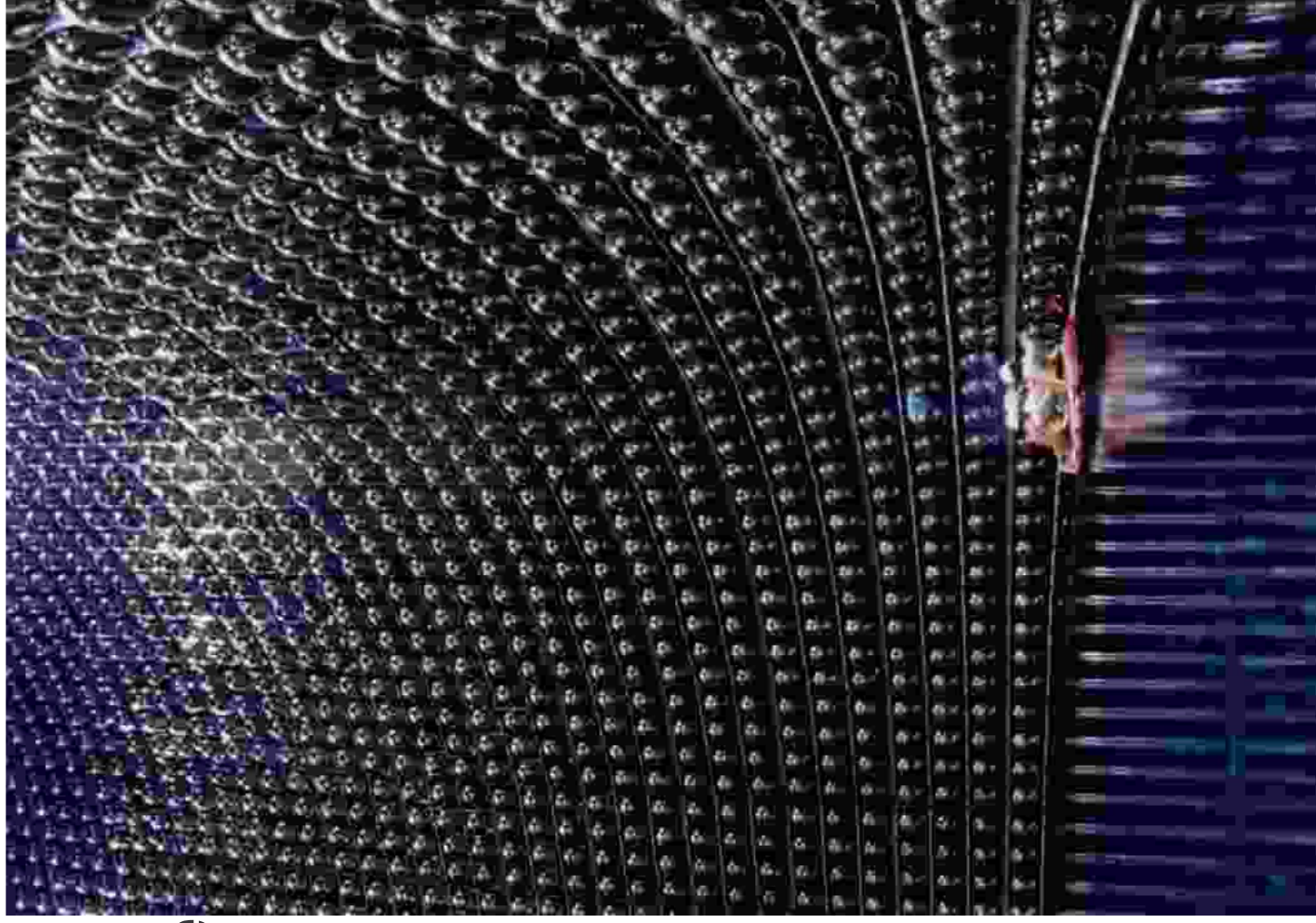
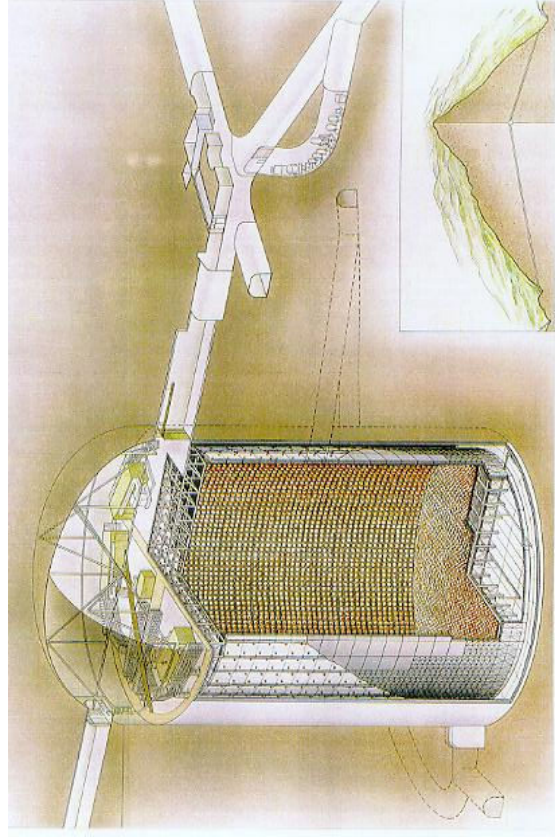
DELPHI RICH

Ring imaging e RICH: viene misurato l'angolo di apertura del cono

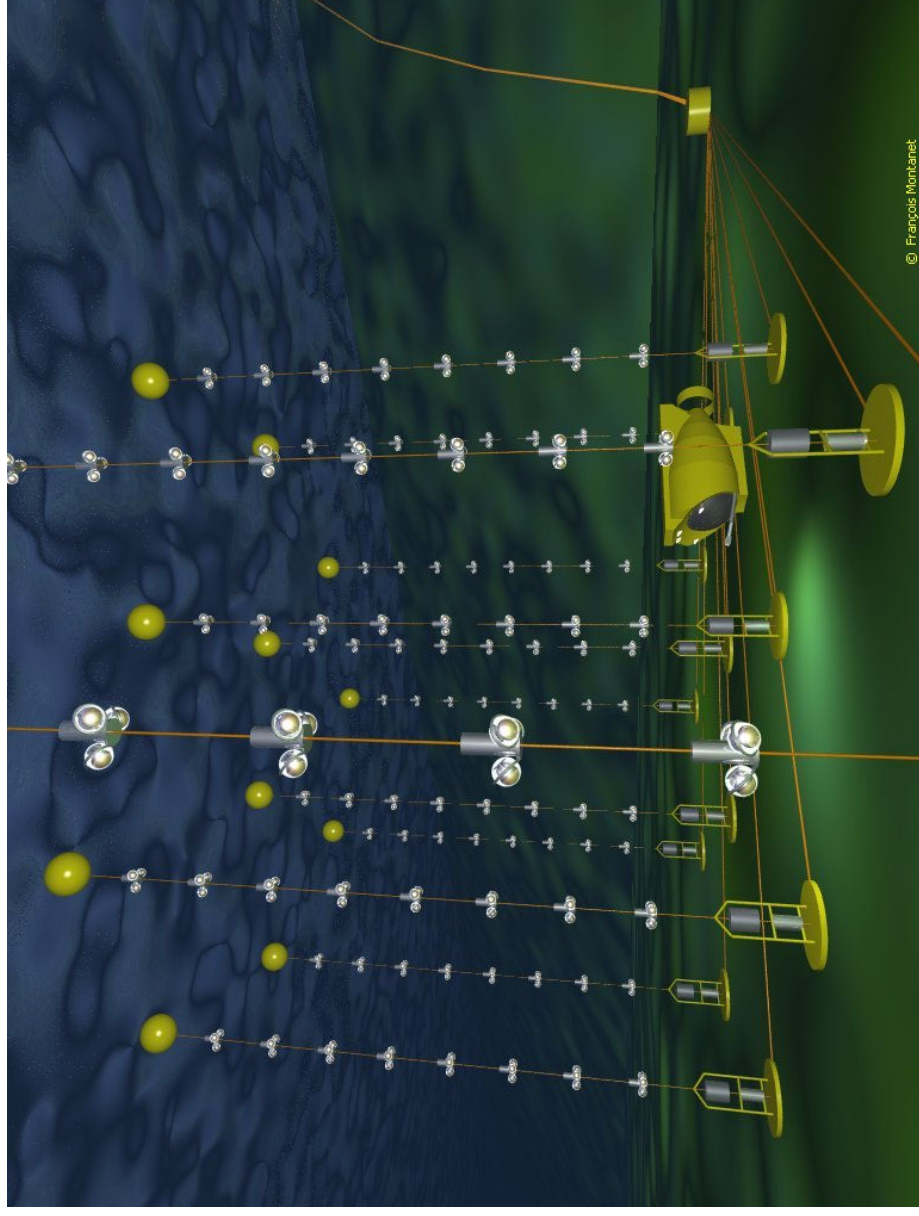
$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$



Esempio di rivelatore che utilizza luce Cherenkov come principio di rivelazione e i fotomoltiplicatori come rivelatori: Super-Kamiokande in Giappone.



Altro esempio di rivelatore che utilizza luce Cherenkov come principio di rivelazione e i fotomoltiplicatori come rivelatori: Antares, in Europa.



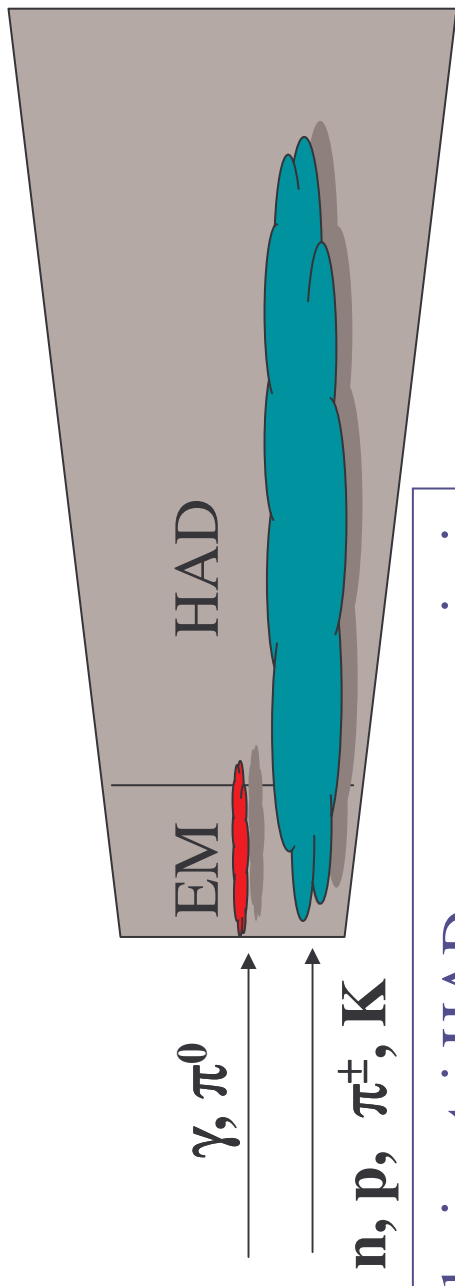
Calorimetri

I calorimetri assorbono l'energia della particella incidente E e rilasciano un segnale ad essa proporzionale:

- ❑ Svolgono un ruolo rilevante e complementare alla tracciatura per la loro versatilità di uso e per il fatto che la risoluzione migliora all'aumentare dell'energia della particella!
- ❑ Si dividono in due categorie:

- **Omogenei** (tutto il materiale è sia assorbitore che attivo)
- **Eterogenei** (è costituito da strati alternati di assorbitore e attivo)

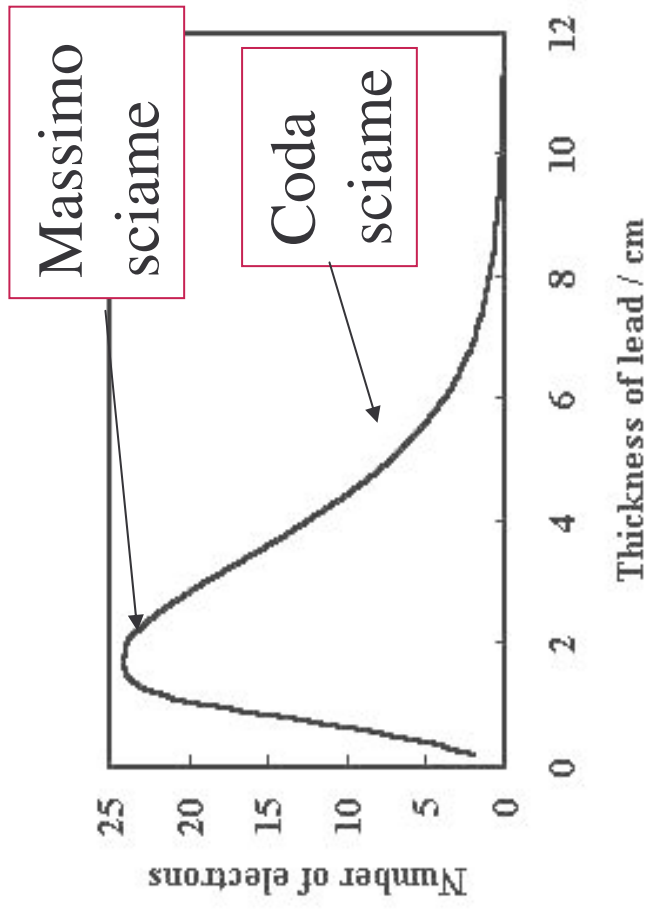
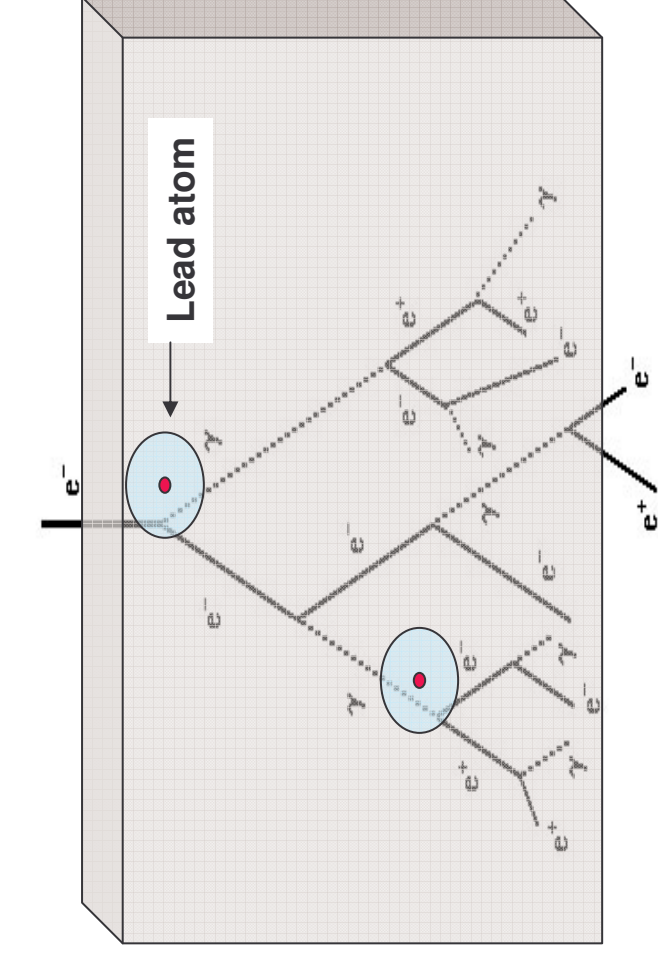
Si dividono in calorimetri elettromagnetici (EM) o adronici (HAD) in funzione della capacità di rivelare γ, π^0 o adroni ($\mathbf{n}, \mathbf{p}, \pi^\pm, \mathbf{K}$)



Le dimensioni dei calorimetri HAD sono maggiori di quelli EM in quanto $\lambda_{\text{int}} > X_0$!!

Calorimetri Elettromagnetici (I): sciame

I calorimetri elettromagnetici sono i più semplici da comprendere in quanto il fotone e l'elettrone che incidono creano degli sciame nel materiale il cui comportamento è oggi completamente descritto da simulazioni dettagliate al computer (EGS4).



$$dE/dt = E_0 ct^\alpha \exp(-\beta t)$$

$$t = X/X_0$$

Calorimetri EM (II): modello semplice di sciame

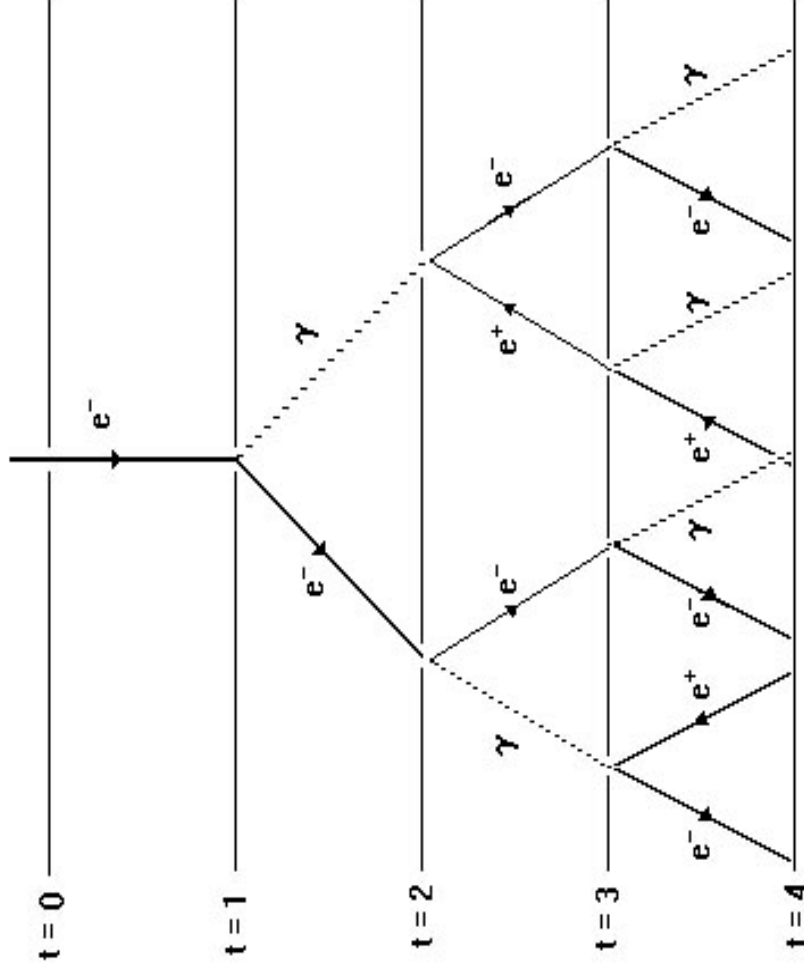
Lo sciame è creato da e^+ , e^- che emettono γ per BREMS e γ che creano coppie e^+ , e^-

- Questi processi avvengono a distanze di $1 X_0$
- In ogni processo $E = E_i / 2$

Alla distanza X abbiamo n processi avvenuti con:

- $n = X/X_0$
- $E_s = E_0/2^n$
- $N_s = 2^n$

La valanga si ferma ad $E_s = E_c$



Il massimo dello sciame si ottiene ad $L_{\max} = \ln(E_0/E_c) / \ln 2$

Lo sciame procede poi con processi dissipativi tipo ionizzazione, effetto Compton o fotoelettrico. Si ferma così la coda dello sciame

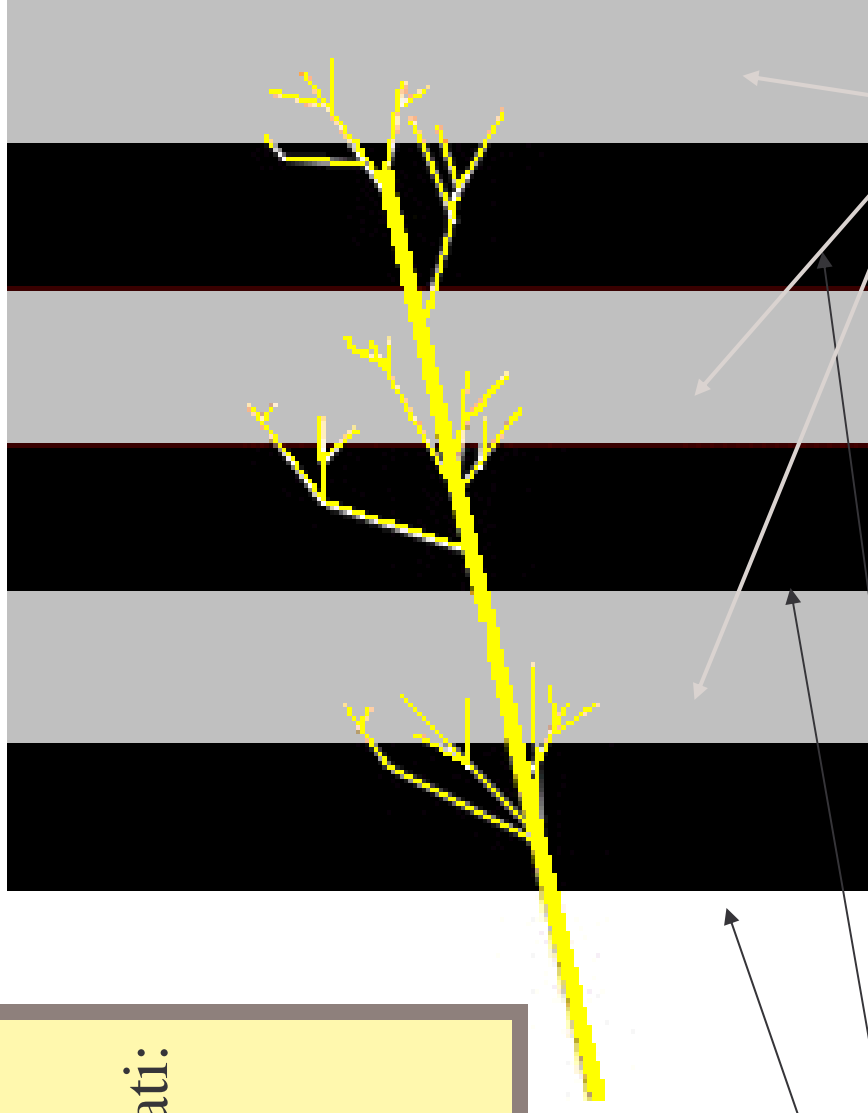
I calorimetri eterogenei

Struttura a “sandwich”

Strati di assorbitore e

materiale attivo intervallati:

- Facilità di montaggio
- Costi ridotti
- Alta versatilità in
 - granularità di lettura
 - componente attiva



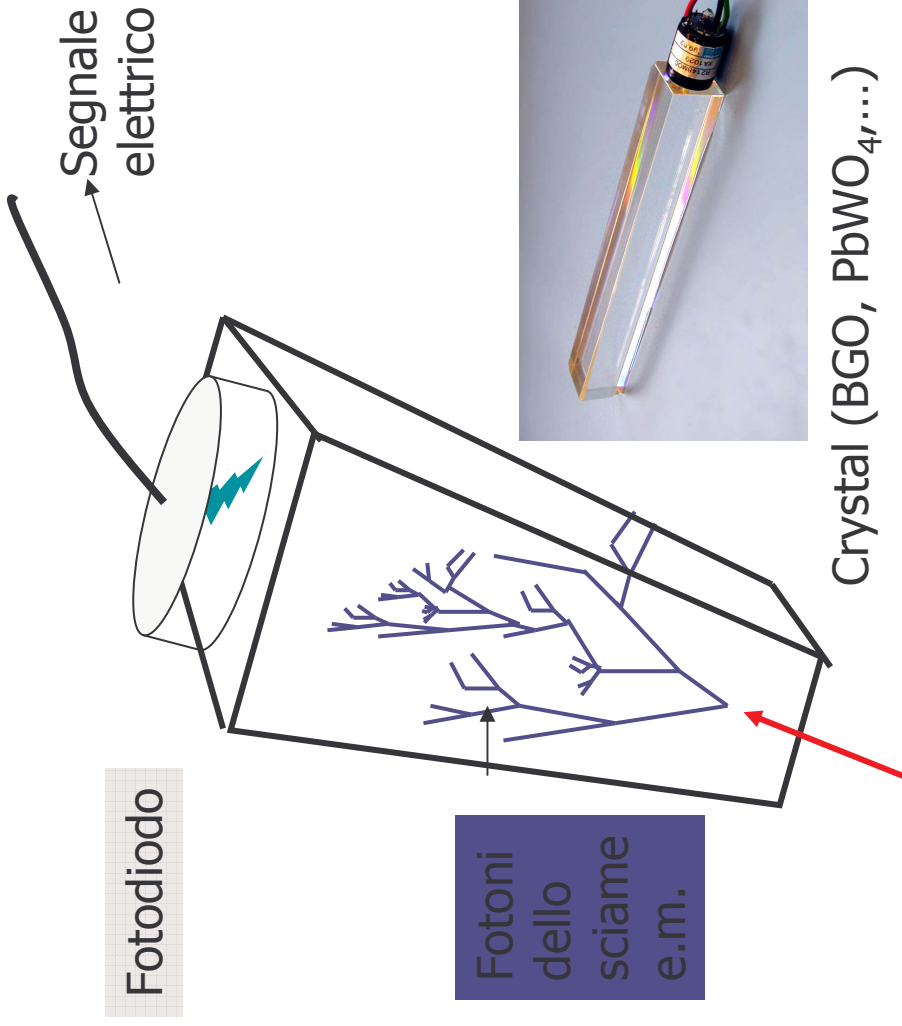
Materiali assorbenti
Densi ad alto Z:
PB, W ...

Rivelatori di particelle cariche,
scintillatori, camere proporzionali,
camere a ionizzazione (Kr, Xe),
fibre scintillanti

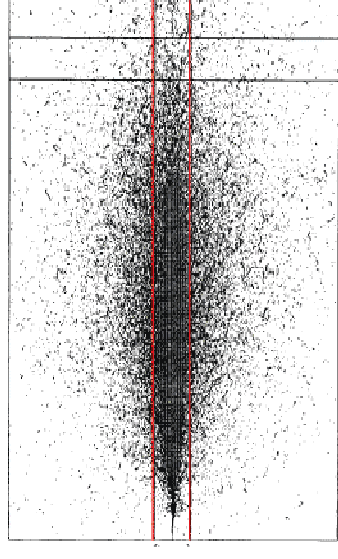
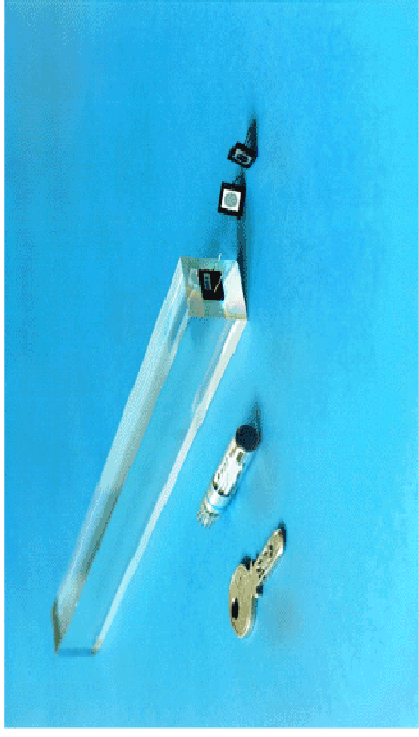
Esempio di calorimetro eterogeneo:
ECC emulsions.

I calorimetri omogenei

Calorimetri composti solo di componente attiva



Lead Tungstate Crystals



23 25 27 X_0
1 $X_0 = 0.9$ cm

Questi cristalli sono usati anche in altri campi, in particolare in campo medico perchè permettono alte risoluzioni per fotoni di bassa energia (PET)

Calorimetri Elettromagnetici: risoluzioni

Le risoluzioni energetiche sono dominate da 3 fattori

- **Fluttuazioni del segnale raccolto** (es: N di fotoelettroni = $N_{p.e.}$)
dipendono dalla statistica di Poisson: $1/\sqrt{N_{p.e.}}$.
- **Fluttuazioni di campionamento**
dipendono dalla fluttuazione del numero di secondari prodotti nell'assorbitore e sono proporzionali a $d / N_{p.e.}$ (d=spessore)
- **Perdite dello sciame** per non completo contenimento (leakage laterale o longitudinale)

■ Per calorimetri eterogenei: 

$$(\sigma_E/E)^2 = 1 / N_{p.e.} + K_s / N_{p.e.}$$

■ Per calorimetri a cristalli: 

$$(\sigma_E/E) = K / E^{1/4}$$

$$(4 - 20 \%)/\sqrt{E(\text{GeV})}$$

$$2 - 4 \% / E^{1/4}$$

NaI (TI) 14 % a 6 keV

2% ad 1 MeV

1% ad 1 GeV

Assumendo completo contenimento

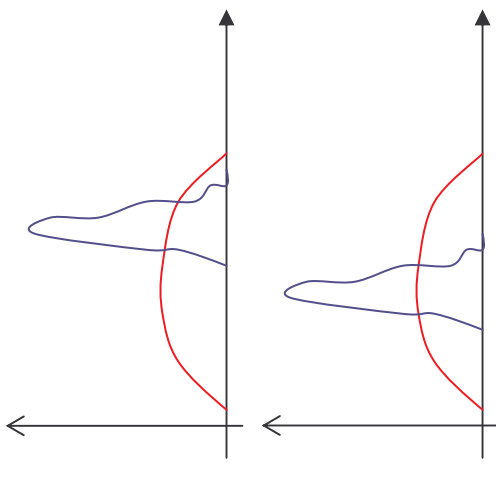
Calorimetri Adronici

I calorimetri adronici sono molto più complicati di quelli EM perchè gli sciami creati dagli adroni nel materiale non sono perfettamente descrivibili.

Difatti in uno sciame adronico troviamo:

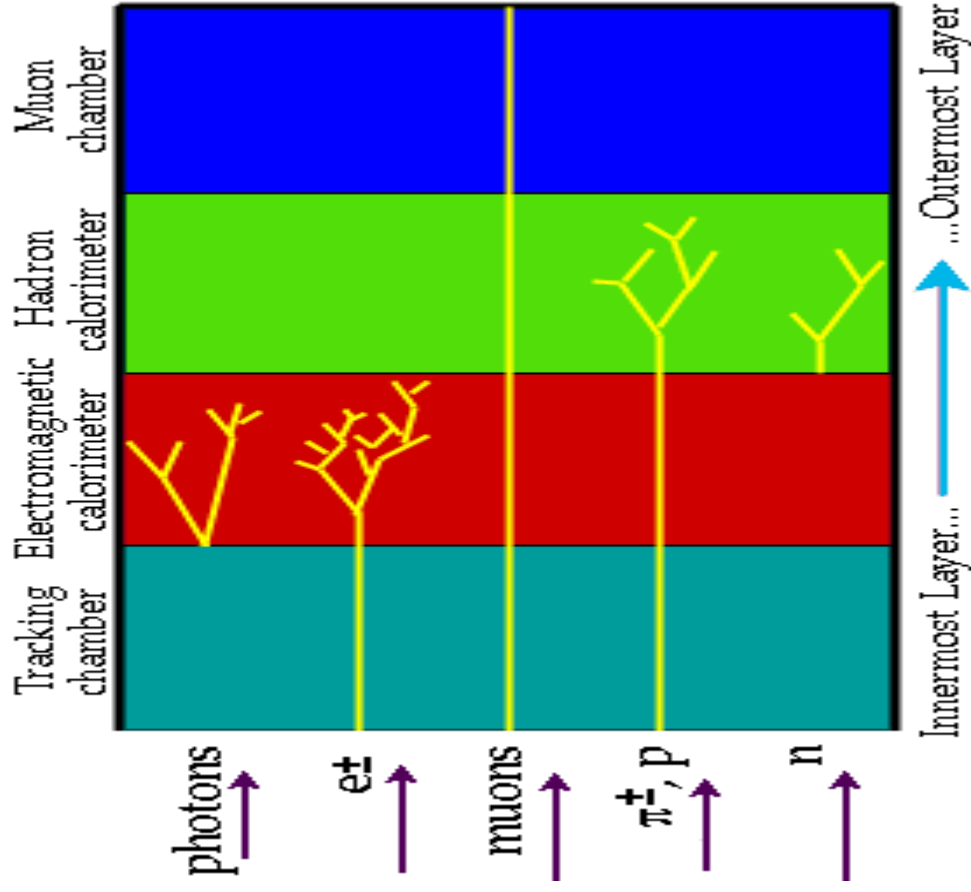
- ❑ 1) complicata produzione di secondari
- ❑ 2) presenza di componente elettromagnetica per creazione di π^0
 $f_{em}(E) \approx 0.11 \ln(E)$
- ❑ 3) neutrini e muoni da decadimenti deboli di π , K
- ❑ 4) processi nucleari

Oltre ai fenomeni di campionamento e raccolta segnale questi calorimetri mostrano **un limite intrinseco nella risoluzione** causato dalle fluttuazioni in energia non rivelata (3)+(4). Inoltre se c'è diversità nella risposta tra elettroni e adroni ($e/h > 1$) si crea a causa di (2) una non-linearità nella risposta ed un deterioramento della risoluzione.

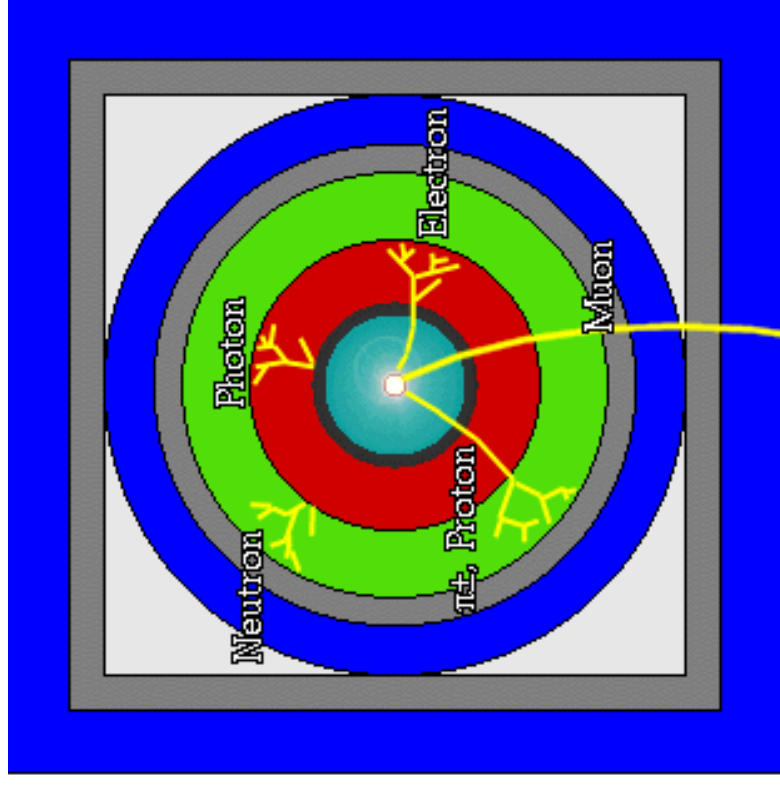


I calorimetri adronici con migliore risoluzione e linearità sono quelli con **$e/h = 1$** in cui **$\sigma/E = 44 \% \sqrt{E(\text{GeV})}$** vs **80-100 %**

Struttura di un "general purpose experiment" (at colliders)

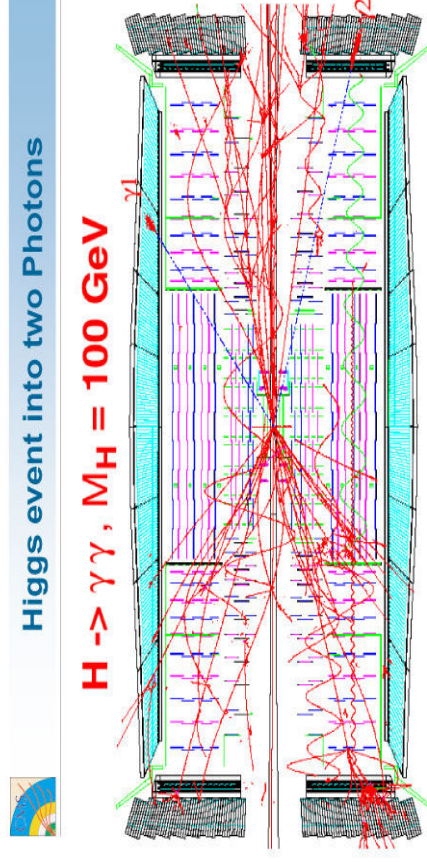


- Beam Pipe (center)
- Tracking Chamber
- Magnet Coil
- E-M Calorimeter
- Hadron Calorimeter
- Magnetized Iron
- Muon Chambers



Conclusioni

- ❑ La storia e l'utilizzazione dei rivelatori di particelle è senza fine
- ❑ la complessità e la dimensione degli esperimenti sta raggiungendo dei valori incredibili (frequenza degli eventi, dimensioni, numero di persone partecipanti all'esperimento ...) **ta** **da rendere importanti anche considerazioni di carattere sociologico!**



- ❑ Le applicazioni dei rivelatori di HEP nella vita di tutti i giorni sono rilevanti particolarmente in medicina nucleare: rivelatori per PET