

IL PASSAGGIO DELLE RADIAZIONI ATTRAVERSO LA MATERIA

(G. MARINI 20/10/83)

TIPI DI RADIAZIONI ESISTENTI IN NATURA E PRODOTTE ARTIFICIALMENTE

- Tipi di Radiazioni
Particelle cariche pesanti e leggere; particelle neutre
- Tipi di Interazioni
gravitazionali, deboli, elettromagnetiche, forti
- Sorgenti di particelle
Raggi cosmici, Sorgenti radioattive,
Macchine acceleratrici, Reattori nucleari

PASSAGGIO delle RADIAZIONI ATTRAVERSO LA MATERIA

- Introduzione
- Premesse di carattere generale
- Classificazione delle particelle in base alle loro
interazioni con la materia
 - A) Particelle neutre con interazioni e.m. molto piccole o nulle (n, ν)
 - B) Particelle per cui sono importanti le interazioni e.m.
particelle cariche pesanti (p), leggere ($e^- e^+$),
raggi γ .
- Interazioni delle Particelle CARICHE PESANTI (p etc)
Perdite di energia per collisione con elettroni atomici
Diffusione singola e multipla per urto con nuclei atomici
- Interazioni delle Particelle cariche LEGGERE ($e^+ e^-$)
Perdite di energia per collisione con elettroni atomici
Perdite di energia per irraggiamento nell'urto con nuclei
atomici: spettro di Bremsstrahlung, Energia critica
Diffusione singola e multipla per urto con nuclei atomici
Annichilazione dei positroni
- Interazioni della radiazione e.m.: RAGGI γ
Effetto fotoelettrico
Effetto Compton
Creazione di coppie $e^+ e^-$
- Interazioni di e^+ e γ di alta energia con la materia
SCIAMI ELETTRROMAGNETICI
- Interazioni di Particelle neutre aventi piccole o nulle
interazioni e.m.
 $n, (\pi^0, \kappa^0, \Lambda^0, \Sigma^0 \text{ etc}), \nu$

TIPI DI RADIAZIONI ESISTENTI IN NATURA E PRODOTTE ARTIFICIALMENTE

Per ricordarci su una "nomenclatura" e su un certo linguaggio (insomma per capirci) è necessario premettere qualche cenno di carattere generale su

- TIPI di PARTICELLE ESISTENTI: classificazione e qualche caratteristica essenziale
- TIPI di INTERAZIONI ESISTENTI: caratteristiche principali e ordini di grandezza
- SORGENTI di PARTICELLE -

* TIPI DI RADIAZIONI

— PREMESSA: Nel trattare con le radiazioni, le masse delle particelle sono misurate tramite la loro Energia a riposo

$$m_0(\text{gr}) \rightarrow m_0 c^2 (\text{elettronVolt eV}) \quad \begin{cases} 1 \text{ KeV} = 10^3 \text{ eV} \\ 1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} \\ 1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV} \end{cases}$$

— Molto schematicamente le PARTICELLE ESISTENTI

si possono suddividere in

- CARICHE PESANTI (di massa paragonabile alle masse nucleari)

tipico: protone p (massa $m_p = 938 \text{ MeV}$)
inoltre

più pesanti (NUCLEI d , α (H^4) etc

IPERONI $\Sigma^\pm$ (1189 MeV), $\Xi^\pm$, $\Omega^\pm$ etc)

più leggere (MESONI $\mu^\pm$ (105.7 MeV), $\pi^\pm$ (139.6 MeV), $K^\pm$ (493.7 MeV) etc)

- CARICHE LEGGERE

tipico: l'elettrone e^- ($m_e = 0.51 \text{ MeV}$) e il positrone e^+

- PARTICELLE NEUTRE

tipici: γ ($m_\gamma = 0$) e il neutrone n ($m_n = 939.6 \text{ MeV}$)

inoltre ν ($m_\nu \approx 0$), π^0 , η^0 , K^0 , Λ^0 , Σ^0 , Ξ^0 etc

— TABELLA delle PARTICELLE "STABILI"

e loro principali proprietà:

massa, tipi di decadimento, vita media τ , spin (momento angolare intrinseco), parità etc.

Vedi $\rightarrow$ **TAB I** (oltre antiparticelle)

NB: In realtà non sono "stabili" per niente in quanto la maggior parte decade con vite medie $\tau \sim 10^{-6} \rightarrow 10^{-16} \text{ sec}$. Sono però dette "stabili" perché non decadono per interazione forte (come vedremo).

* TIPI DI INTERAZIONI

Tutti questi diversi tipi di particelle possono interagire (esercitare forze) tra loro in vari modi: cioè esistono diversi TIPI DI INTERAZIONE

- Anche se attualmente le cose sono (come saprete) in rapida evoluzione sulla via di una possibile unificazione delle varie interazioni esistenti (analogamente a come Maxwell unificò le forze elettriche e le forze magnetiche in una unica Teoria UNIFICATA dell'elettro-magnetismo),

Parlando un po' conservativamente possiamo dire che in natura esistono (non più) di QUATTRO DIVERSI TIPI DI INTERAZIONE:

In ordine crescente di intensità relativa abbiamo

- INTERAZIONI GRAVITAZIONALI (ben note macroscopicamente) → forze peso, moto planetari etc.)
- INTERAZIONI DEBOLI (forze microscopiche deboli) → responsabili della instabilità di molte particelle (decadimenti). Es: decadimenti β .
NB: se non fosse presente una interaz. tra la particella instabile e i suoi prodotti di decadimento, la particella non decadrebbe.
- INTERAZIONI ELETTROMAGNETICHE (ben note macroscopicamente: chimiche, muscolari, elastiche, elettriche, magnetiche etc.) → forze tra cariche elettriche - campi e.m. e propagazione di energia: da onde radio → raggi X forze atomiche, molecolari etc.
- INTERAZIONI FORTI (forze microscopiche nucleari) → responsabili della esistenza dei nuclei (tenono insieme i NUCLEONI (p+n) e formano i nuclei atomici).

— TABELLA DI CONFRONTO dei vari tipi di interazioni con caratteristiche essenziali e ordini di grandezza (relativi ed assoluti)

Vedi → **TAB II**

- intensità relativa
- sorgenti
- dipendenza da z
- tempi caratteristici
- Agenti dell'interazione ($m \rightarrow \Delta t$)

NOTE — forze gravitazionali (così vistose macroscopicamente: es: peso del corpo: in realtà $\sim 10^{29}$ NUCLEONI (p+n) che compongono il corpo, attratti dai $\sim 10^{51}$ nucleoni della Terra.) sono del tutto trascurabili a livello microscopico di interaz. tra part.

— forze nucleari: manifestazione $\sim$ macroscopica di forze di colore tra quarks (che compongono i nucleoni) e come forze chimiche manifestazione $\sim$ macroscopica di forze e.m.

— UNIFICAZIONE: Teoria in cui diverse interazioni manifestazioni diverse della stessa interazione (già con successo Teoria elettro-weak).

TABELLA II

INTERAZIONI	SORGENTE	DIPENDENZA dalla DISTANZA r	COSTANTI DI ACCOPLIAMENTO (adimensionali.)	TEMPI CARATTERISTICI (sec)	σ Valori Tipici (μb)	AGENTI della INTERAZIONE bosoni quant. del campo
Gravitazionali (Es: forze astronomiche)	massa gravitazionale	$V(r) \sim 1/r$ Range ∞	$K(\text{Newton})$ $K \frac{m_1^2}{\hbar c} = 0.5 \cdot 10^{-38}$	—	—	gravitone $s=2$ $m_0=0$
Deboli (Es: decadimento β)	carica debole	Si verifica a distanze $\sim 10^{-16}$ cm $V(r) \sim 1/r^2$	$G(\text{Fermi})$ $G \frac{1}{\hbar c} \left(\frac{m_{ac}}{\hbar} \right)^2 = \sim 1 \cdot 10^{-5}$	$\sim 10^{-10} - 10^{-13}$ sec	10^{-8} (10^{-2} pb)	Bosoni Vett. Inter. $W^\pm, Z^0$ $s=1^+, 1^-$ $m_0=81, 93$ GeV
Elettro-Magnetiche (Es: forze atomiche)	carica elettrica	$V(r) \sim 1/r$ Range ∞	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = 1/137$	$\sim 10^{-20}$ sec	10 μb	fotone γ $s=1$ $m_0=0$
Forti forze nucleari	"carica forte"	Si verifica a distanze $\sim 10^{-13}$ cm $V(r) \sim 1/r$ $R \sim 1.4 \cdot 10^{-13}$ cm	$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} \sim 10 \div 15$	$\sim 10^{-23}$ sec	10^4 (10 mb)	"mesone π " $s=0$ $m_0=139$ MeV
realità: forze di colore fra quarks	(carica di colore)	$V(r) \sim kr$ confinamento Range " ∞ "	$\alpha_s \sim 1$ per r grande (< 1 r piccolo)			8 Gluoni colorati $s=1$ $m_0=0$

* SORGENTI DI PARTICELLE

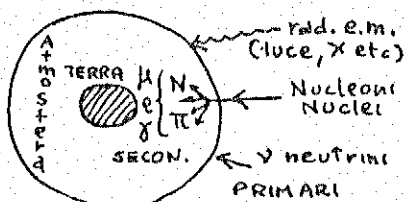
Alcune, Tra i vari tipi di particelle di cui abbiamo parlato, esistono spontaneamente in natura (ad es p , n , e^- etc). Altri esistono solo in quanto prodotte artificialmente mediante opportune reazioni.

Le SORGENTI DI PARTICELLE possono essere

- { NATURALI (Raggi Cosmici, Sostanze radioattive)
- { ARTIFICIALI (Macchine acceleratrici, Reattori Nucleari)

RAGGI COSMICI

Primari e Secondari



ENERGIE: anche molto elevate
 $E > \text{GeV}$
INTENSITA': basse
 $N \sim 1-10^{-2} \text{ part/cm}^2 \text{ sec}$

SORGENTI RADIOATTIVE: alcuni NUCLEI (esistenti in natura o creati artificialmente)

possono decadere $\rightarrow \alpha (\text{He}^{++})$
 $\rightarrow \beta^\pm (e^\pm)$
 $\rightarrow \gamma$

ENERGIE $\sim \text{MeV}$

MACCHINE ACCELERATRICI: già da molti anni alcune particelle cariche (perlo più p ed e^- , ma anche nuclei più pesanti) vengono accelerate artificialmente.

PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO: le particelle (cariche) vengono accelerate da un campo elettrico di d.d.p. ΔV .

es: $p \xrightarrow{\Delta V} E \rightarrow E' = E + \Delta V, \Delta E = e \Delta V$ ($e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb}$)

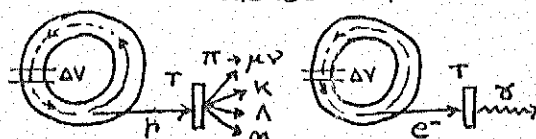
● MACCHINE A CADUTA DI POTENZIALE (un solo ΔV grande)
Van der Graaff etc. $\rightarrow$ fasci di $p, \alpha, \text{ioni etc.}$

● MACCHINE AD ACCELERAZIONE MULTIPLA (molti successivi ΔV piccoli)

LINEARI $\rightarrow$ fasci di $e, p, \text{ioni} \rightarrow$ Acc. lineari

CIRCOLARI $\rightarrow$ fasci di e, p $\rightarrow$ Betatroni (e^-), Ciclotroni, Sincrotroni

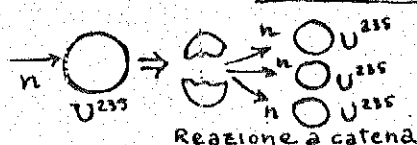
FASCI SECONDARI: dai fasci primari essenzialmente e, p si creano fasci secondari di tutte le altre particelle



ENERGIE: anche molto elevate
fino $\rightarrow 100-1000 \text{ GeV}$
INTENSITA': molto elevate

Fasci secondari creati tramite opportune reazioni

REATTORI NUCLEARI: Per lo più basati sul processo di fissione dell' U^{235} (urtato da neutroni, U^{235} si scinde in due grossi frammenti, come il Ba^{135} e il Kr^{93} accompagnati da un certo numero di neutroni di evaporazione che possono provocare ulteriori fissioni: Processo a catena).



normalmente diverso (produzione di energia: CENTRALI TERMONUCL.)
Sono la principale sorgente di n piuttosto lenti
Pronti $\rightarrow T_n \sim 2.5 \text{ MeV}$; $T_{max} \sim 6 \text{ MeV}$
Ritardati $T_n \sim 1-2 \cdot 100 \text{ KeV}$

PASSAGGIO DELLE RADIAZIONI ATTRAVERSO LA MATERIA

* INTRODUZIONE

- Passando attraverso la materia le radiazioni interagiscono con gli atomi che la compongono, attraverso vari meccanismi (sostanzialmente diversi a seconda del tipo di particelle incidenti).

CONSEGUENZE: le particelle incidenti

- Perdono Energia (gradatamente o anche Totalmente in una sola interazione)
- Deviano (più o meno) dalla loro traiettoria iniziale
- provocano nella materia che attraversano fenomeni fisici collaterali (essenziali ai fini della rivelazione della particella incidente)
Es: ionizzazione, scintillazione, emissione di luce Čerenkov etc.

- Cercheremo di dare una

- PANORAMICA dei tipi di meccanismi di Interazione

- a) predominanti: di natura e.m. . Ne sono soggetti $\gamma, e^{\pm}, \mu^{\pm}, p, d, \alpha$ etc
(per $e^{\pm}$ e per $\mu^{\pm}$ è l'unica apprezzabile)
- b) Particelle che interagiscono forte (π, p, Λ etc)
subiscono (più sporadicamente) anche urti nucleari
(per i neutroni, privi di carica elettrica, questo meccanismo è essenziale)
- c) alcune particelle interagiscono solo debole
(i neutrini) con probabilità molto basse -

- QUADRO di come

- Le probabilità di avvenire dei singoli fenomeni (sezioni d'urto dei vari processi: totali (σ) o differenziali ($d\sigma/d\Omega, d\sigma/dE$ etc))
- Le conseguenti perdite specifiche di energia per unità di percorso dE/dx
(e i conseguenti fenomeni fisici collaterali)

dipendono

- dal materiale attraversato (Z, A, M, ρ)
- dal tipo di particella incidente (m, z) e dalla sua energia E , velocità (v o $\beta = v/c$) etc.

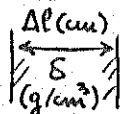
- Infine QUADRO dei Fenomeni Collaterali connessi

provocati nel materiale attraversato
(fondamentali ai fini della "rivelazione" delle particelle: cioè alla loro identificazione e alla misura delle loro caratteristiche)

* PREMESSE DI CARATTERE GENERALE

- MISURA SPESSORI in g/cm^2

Nello studiare questi fenomeni conviene misurare gli spessori di materiale attraversato in g/cm^2 .



$$\Delta l (cm) \rightarrow \Delta x = \Delta l \cdot \rho \quad (g/cm^2)$$

• Infatti



$$\Delta x = \Delta l \cdot \rho = \frac{(\Delta l \cdot \Sigma \cdot \rho)}{\Sigma} = \frac{\text{Peso}}{\Sigma} \propto \text{Numero di nucleoni (p o n) incontrati per unit\`a di superficie}$$

(Peso = $\frac{\text{Numero atomi} \times A \times m_N}{\text{Numero nucleoni}}$)

• Quindi molti fenomeni avvengono approssimativamente nello stesso modo attraversando lo stesso spessore in g/cm^2 anche di materiali diversi

(ES Perdita di energia per collisione ΔE in Pb $\approx$ Cu se Δx uguali: vedono lo stesso numero di nucleoni / superficie)

- LUNGHEZZA DI RADIAZIONE X_0

Per alcuni fenomeni (e.m.) e' molto utile misurare gli spessori di materiale attraversato in unit\`a di lunghezza di radiazione X_0

$$\frac{1}{X_0 (g/cm^2)} \sim \frac{4}{137} r_0^2 \frac{N_A}{A} Z^2 \approx \frac{183}{Z^{1/3}}$$

NB. pi\`u grande e' Z pi\`u piccolo e' X_0
($r_0 = e^2/m_e c^2$)

	Z	ρ g/cm^3	X_0 cm	X_0 g/cm^2	A
He	4	0.07	890	63	4.01
C	6	1.55	27.5	42.5	12.01
Fe	26	7.87	1.76	13.8	55.85
Pb	82	11.35	0.56	6.4	207.19

• molti fenomeni e.m. avvengono nello stesso modo attraversando lo stesso spessore in unit\`a di l. dir. X_0 anche in materiali diversi

(ES: irraggiamento degli elettroni: ΔE in Pb $\approx$ Cu se $\Delta x/X_0$ uguale
scattering multiplo $\langle \theta^2 \rangle$ in Pb $\approx$ Cu se $\Delta x/X_0$ uguale
produzione di coppie e^+e^- da γ avviene nello stesso modo in materiali diversi a parita' di $\Delta x/X_0$)

- Le grandezze che considereremo sono in generale

GRANDEZZE MEDIE (NB nella pratica e' fondamentale considerare e conoscere le FLUTTUAZIONI attorno a questi valori medi)

Es: Perdita specifica media di Energia per collisione con gli atomi:

$$dE/dx$$

grandezza media

→

FIG. 1

Angolo medio di scattering multiplo

$$\langle \theta^2 \rangle \text{ grandezza media}$$

Percorso (RANGE) di una particella di Energia E

R(E) grandezza media

(in realta' sono presenti fluttuazioni, a volte notevoli)

→

FIG. 2

- 6 bis -

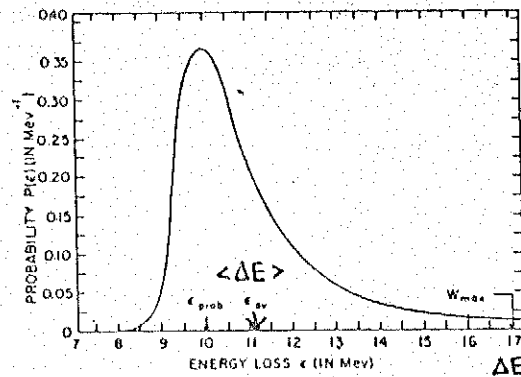
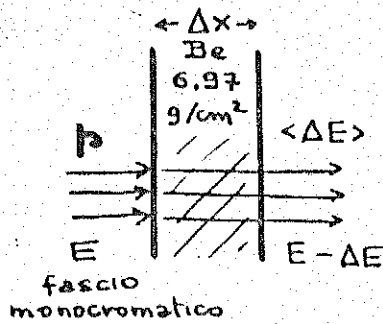


FIG. 1 The Landau distribution of energy losses for 3-Bev protons traversing a thickness 0.97 gm/cm^2 of Be, for which $\epsilon_{\text{prob}} = 10 \text{ MeV}$, $\epsilon_{\text{av}} = 11.10 \text{ MeV}$, and $W_{\text{max}} = 17 \text{ MeV}$.

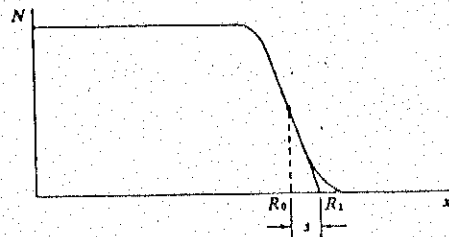
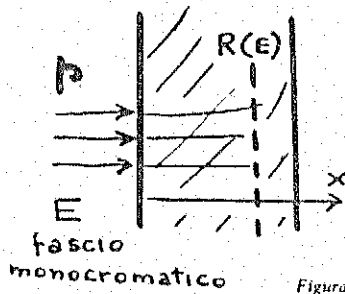


Figura 2 Curva del percorso indicante il numero di particelle di un fascio che penetrano ad una data profondita

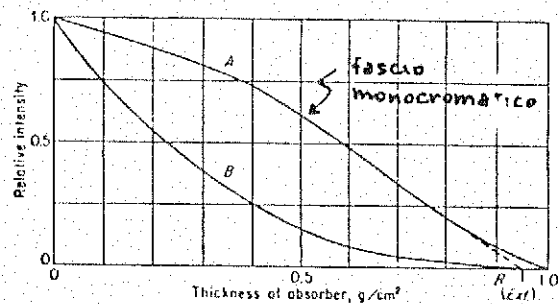
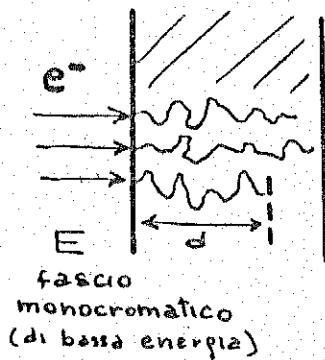


FIG. 3 Absorption curves for, curve A, monoenergetic electrons (1.9 Mev) and, curve B, beta particles with continuous energy spectrum ($E_{\text{max}} = 1.9 \text{ Mev}$).

* CLASSIFICAZIONE DELLE PARTICELLE in base alle loro interazioni con la materia

Dal punto di vista delle loro interazioni con la materia le particelle possono essere suddivise in GRUPPI diversi cui corrispondono meccanismi di interazione differenti:

A) PARTICELLE NEUTRE con interazioni e.m. molto piccole o nulle

Tipici: $\bar{n}$ (π^0, K^0, Λ^0 etc) le cui interazioni più importanti sono di natura nucleare (interazioni più rare delle interazioni e.m. atomiche)

$\bar{n}$ che interagiscono solo debolmente (probabilità di interazione, cioè sezioni d'urto σ , molto piccole)

B) PARTICELLE per cui sono importanti le interazioni e.m. (Urti e.m. con atomi preponderanti al fine delle loro perdite di Energia) (NB: interz. e.m. co Nuclei o el. at $\rightarrow$ int con campo e.m.)

Particelle cariche pesanti

Tipico p ; inoltre più leggere mesoni $\mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm$ etc
più pesanti d, α , Nuclei; iperoni $\Sigma^\pm, \Xi^\pm, \Omega^-$

- perdite di energia gradualmente per collisione con atomi
- non troppo deviate dalla loro traiettoria iniziale
- percorso (RANGE $R(E)$) abbastanza definito FIG. 2 $\leftarrow$

Particelle cariche leggere: $e^- e^+$

- perdite di energia: per collisione con atomi con larghe fluttuazioni ma anche forte irraggiamento (emissione di γ per accelerazioni violente)
- diffusioni molto rilevanti: Traiettorie irregolari (specie a bassa E)
- distanza $d(E)$ raggiunta da un elettrone di Energia E poco definita $\rightarrow$ FIG. 3

Raggi γ (quanti di radiazione e.m.)

- subiscono (come vedremo) all'aumentare dell'energia E_γ
- EFFETTO FOTOELETTRICO (il γ sparisce liberando un e^- atomico)
- EFFETTO COMPTON (il γ devia e cede parte di E_γ ad un e^- atomico)
- CREAZIONE di COPPIE e^+e^- nel campo atomico (il γ si materializza in una coppia elettrone e positrone)

risultato totale: i γ vengono rimossi e degradati in energia.

L'assorbimento è di tipo esponenziale $N_\gamma(x) = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$

NOTE COMUNI

- Le particelle di tipo B) perdono energia essenzialmente per interazioni e.m. (specie a $E \lesssim 100$ MeV).
Per $e^\pm$ e $\mu^\pm$ tale perdita è l'unica apprezzabile.
- p e altre particelle ($\pi^\pm, K^\pm$ etc), soggette anche a interazioni forti, perdono sporadicamente energia anche per urti nucleari.

VEDREMO ORA UN PO PIÙ IN DETTAGLIO COSA SUCCEDDE QUANDO QUESTI DIVERSI TIPI DI PARTICELLE ATTRAVERSANO LA MATERIA.

Interazioni delle PARTICELLE CARICHE PESANTI

$p (\mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm \dots d, \alpha \dots)$

Cosa succede quando una particella carica pesante
 di massa m_0 (paragonabile alle masse nucleari. Es $m_p = 938 \text{ MeV}$)
 carica ze ($e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb}$)
 Energia $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$, velocità $\beta = v/c$
 momento $p = m v$ ($m = m_0 \gamma = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$)
entra in un materiale
 di numero atomico Z , peso atomico A , massa nucleare M
 densità δ e lunghezza di radiazione λ_0 .

* Perdite di Energia per collisione con elettroni

atomici $(dE/dx)_{\text{coll}}$ (Particelle cariche pesanti)

URTI con el. atomici: deviano poco la traiettoria (perché el. atomici sono leggeri) ma contributo principale alla perdita di energia -
 (URTA anche NUCLEI da cui è molto deviato ma poca perdita di energia come vedremo.)

- URTANDO gli el. atomici la particella
 - a volte strappa e' el. dall'atomo lasciandolo ionizzato
 - a volte eccita e' el. che resta legato all'atomo eccitato

• PERDITA specifica media di energia $(\frac{dE}{dx})_{\text{coll}}$ (Bethe - Bloch)

$$-\frac{dE}{dx (g/cm^2)} \sim \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_A \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad \left(\begin{array}{l} \text{per Energia } E \\ \text{sufficientemente} \\ \text{grande} \end{array} \right)$$

NOTE - $I(Z)$ potenziale medio di eccitazione e ionizzazione ($\approx 10Z$)

- dipendenza dal materiale: debole $Z/A \sim 1/2$

- contro Nuclei (invece che el. At.) $m_e \rightarrow M$; quindi $(\frac{dE}{dx})_{\text{coll}}$ migliaia di volte più piccola

- Non dipende dalla massa m_0 ma solo dalla velocità β .

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{\beta^2} Z f(\beta)$$

- Andamento con β vedi $\rightarrow$ **FIG. 4**

(parte dell'energia persa ad alte β viene riemessa dal mezzo come radiazione coerente: luce Čerenkov)

- FLUTTUAZIONI in $\frac{dE}{dx}$ non troppo elevate (Vedi **FIG. 1** $\leftarrow$)
 fluttuaz. $\sim \pm 10\%$

|| (NB: in un singolo urto elastico perde al massimo frazione $\frac{m_e}{m_0}$ di E)

• PERCORSO (RANGE) MEDIO $R(E)$

$$R(E) = \int_E^0 dx = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^E \frac{m_0 h(v) dv}{z^2 \frac{Z}{A} g(v)} = \frac{m_0}{z^2 Z/A} \phi(\beta)$$

piuttosto ben definito: vedi **FIG. 2** $\leftarrow$

NOTA: fissato β ogni particella (m_0) ha un R ben determinato.
 Quindi misurando R per un certo β si può identificare la particella (da m_0).

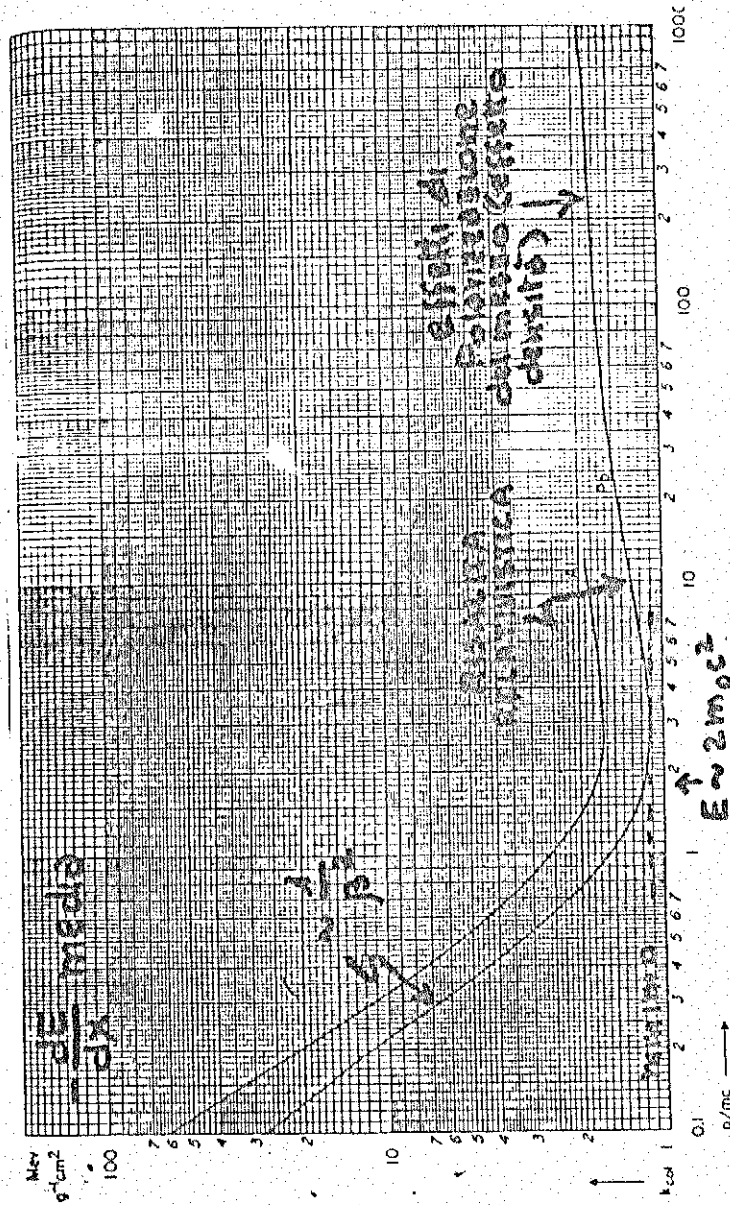


Fig. 4. Total energy loss by electron, k_{el} , as a function of p/mc in aluminum, and lead; p is the momentum and m the mass. These curves can be used for any particle with unit charge heavier than an electron.

- FENOMENI FISICI COLLATERALI che accompagnano le perdite per collisione nel materiale - (e che sono utilizzati per la rivelazione delle particelle)

a) IONIZZAZIONE del materiale attraversato.

Si formano coppie $e^- + \text{ione}^+$ (ionizzazione primaria o secondaria da elettroni veloci (raggi γ))

- Rivelazione
- $N_{\text{Tot}} \text{ ioni} \sim K \Delta E$ (a meno delle fluttuazioni).
 - Se (ad es. in un gas) si raccolgono gli e^- formati si rivela il passaggio della particella e si può misurare ΔE
 - (in un gas $\sim 30-40 \text{ eV/coppia}$; in un semiconduttore $\sim 3 \text{ eV/coppia}$)

b) SCINTILLAZIONE del materiale attraversato.

Oltre che in ionizzazione, parte dell'energia va in eccitazione degli atomi, che diseccitandosi possono emettere LUCE di SCINTILLAZIONE.

- Rivelazione
- Luce emessa $\sim K \Delta E$ (a meno delle fluttuazioni)
 - Se il mezzo scintillante è trasparente e si misura la luce emessa, si rivela il passaggio della particella e si può misurare ΔE
 - (in un cristallo (NaI) $\sim 18/25 \text{ eV}$; in uno scintillatore plastico $\sim 18/100 \text{ eV}$, $\sim 20.000 \gamma/\text{cm}$)

c) RADIAZIONE ČERENCOV

Parte dell'energia persa da particelle ^{cariche} molto veloci (alto β) in polarizzazione degli atomi del mezzo può (in certe condizioni) essere riemessa coerentemente.

- se β basso: interferenza distruttiva (NO LUCE)
- Se $\beta > 1/n$ (n indice rifrazione; $1/n$ velocità luce nel mezzo) (SOGLIA del PROCESSO) si ha una interferenza costruttiva su di un cono (fronte d'onda simile a onda d'urto sonora) ad un angolo θ

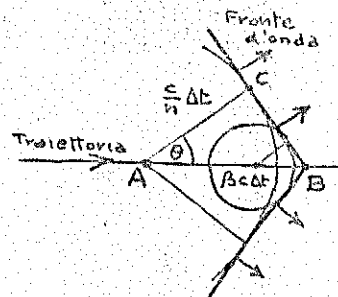
$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_\gamma = \frac{4\pi x^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) v dv$$

- Molto meno fotoni che nel caso di scintillazione ($\sim 1/100$) ($\sim 200-250 \gamma/\text{cm}$)

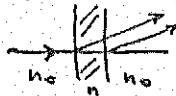
- Ma fenomeno a soglia $\beta > 1/n$
- Luce direzionale $\theta(\beta)$

MOLTO UTILE per la rivelazione delle particelle veloci (e misura di β): Contatori di Čerenkov a gas, vetro, al Pb etc.



d) RADIAZIONE DI TRANSIZIONE

Processo a SOGLIA. A $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ molto elevati, in corrispondenza a discontinuità di indice di rifrazione n corrisponde emissione di luce (di TRANSIZIONE)



* DIFFUSIONE Singola e Multipla per urto con NUCLEI atomici (particelle anche pesanti)

URTANDO contro NUCLEI atomici la particella carica pesante subisce

{ FORTI deflessioni (come vedremo)
 { ma perde poca energia (come già visto)

{ al contrario in urti con el. atomici subisce
 { poca deviazione (el. atomici leggeri) ma forte perdita di energia

{ Quantitativamente poco importante nei fenomeni di diffusione. }

- Nell'attraversar uno spessore Δx di materiale la particella può subire

- diffusione singola (singola grossa deflessione da un solo nucleo)
- diffusione plurima (più di una grossa deflessione)
- diffusione multipla (insieme di tante piccole deflessioni):
 : è l'effetto PREPONDERANTE

● DIFFUSIONE SINGOLA da NUCLEO Atomico

La probabilità di essere diffusa ad un angolo θ entro un angolo solido $d\Omega$ (sezione d'urto differenziale $d\sigma/d\Omega$) segue la famosa formula di RUTHERFORD =

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{4} \left(\frac{Z z e^2}{p v} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$



- { formula approssimata:
- Non relativistica
 - Centro scatteratore fisso $M \gg m$
 - Solo forze coulombiane
 - Nucleo puntiforme
 - a θ piccoli diverge mentre nella realtà Z viene schermato da el. atomici

NOTA: se particella incidente non è pesante ma ad es. un e^- , a parità di p (cioè di $\frac{p v}{E}$) coll. è molto minore e quindi probabilità molto maggiore di deflessioni grandi. QUINDI eventuali e^- incidenti sono molto più deviati di particelle pesanti (eppure a bassa E)

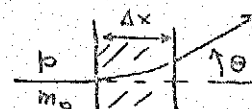
{ In urti contro el. atomici (invece che contro Nuclei) }

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{4} Z^2 \left(\frac{z e^2}{p v} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$

● DIFFUSIONE MULTIPLA

Probabilità di deviazioni θ piccola molto alta.

Quindi attraversando uno spessore Δx la particella subisce molte piccole deviazioni il cui risultato medio finale $\langle \theta^2 \rangle$ è ($E_s = \text{cost} = 21.2 \text{ MeV}$)



$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{Z E_s}{p v} \sqrt{\frac{\Delta x}{X_0}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Più } X_0 \text{ è piccolo (cioè } Z \text{ è grande)} \\ \text{essendo } X_0 \propto 1/Z^2, \text{ es. Pb)} \\ \text{maggiori sono le deviazioni.} \end{array} \right.$$

NOTA: se particella incidente non è pesante ma ad es. un e^- , a parità di p si hanno deflessioni θ molto maggiori.

- DISTRIBUZIONE IN $\theta \sim$ Gaussiana (per θ piccoli)
 con deviazioni a grandi angoli (dove predomina la diffusione singola)

→ FIG. 5

- Rivelazione È interessante osservare come da misure di scattering multiplo (per esempio in lastre nucleari) si può ottenere una misura del $p \cdot v$ della particella

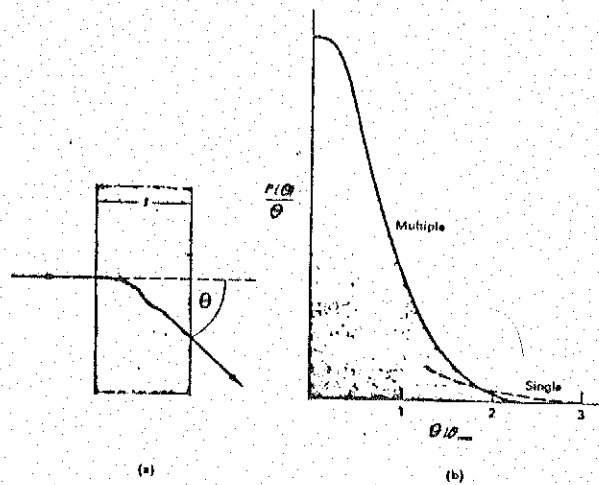


Fig. 5 (a) Multiple scattering of a charged particle in traversing a layer of material of thickness t . (b) If the number of particles scattered through angle $\theta \rightarrow \theta + d\theta$ is $P(\theta) d\theta$ the distribution of $P(\theta)/\theta$ is approximately Gaussian. For very large deflections, however, the main contribution comes from single scattering (shown dashed).

Interazioni delle PARTICELLE CARICHE LEGGERE e^- (o e^+)

Cosa succede di un elettrone e^- (e^+) quando attraversa un materiale (caratterizzato da Z, A, M, δ, X_0)
Questa volta la massa della particella incidente è molto più piccola
 $m_e = 0.51 \text{ MeV}$, carica $ze = 1 \cdot e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb}$
 $E = \sqrt{p^2 + m_e^2}$ $p = mv$ ($m = m_e \gamma = \frac{m_e}{\sqrt{1-\beta^2}}$) $\beta = \frac{v}{c}$

Consideriamo dapprima gli **ELETTRONI e^-**

* Perdite di Energia di e^-

Le perdite di energia degli elettroni sono molto più complicate del caso di particelle cariche pesanti perché

- oltre che perdite per collisione con el. atomici (che avvengono in modo analogo a quelle di particelle cariche pesanti):
Fenomeno predominante a basse energie ($E_e \lesssim m_e c^2$)
- subisce anche perdite ΔE per IRRAGGIAMENTO (cioè emissione di radiazione e.m. di frenamento: BREMSSTRAHLUNG) a causa delle violente accelerazioni che gli e^- subiscono nel campo dei Nuclei (da e.m.: carica e accelerata di a :
potenza media irradiata
 $\langle W \rangle = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} \langle a^2 \rangle$)

Fenomeno predominante ad alte energie ($E_e \gg m_e c^2$)

vedi $\rightarrow$ **FIG. 7**

* Perdite per Collisione con elettroni atomici ($\frac{dE}{dx}$) coll

Il fenomeno avviene in maniera analoga al caso di particelle incidenti cariche pesanti. Cioè

- URTO con el. atomici preponderante nella perdita di energia (urtando NUCLEI e^- molto deviato ma poca perdita di energia ΔE)
- Gli atomi del mezzo vengono a volte ionizzati, a volte eccitati
- PERDITA SPECIFICA MEDIA di energia (dE/dx) coll

formule analoghe al caso precedente con due

DIFFERENZE ESSENZIALI {
- massa ridotta (massa della particella urtante e della particella urtata eguali tra loro $m_0 = m_e$ (NB: in un singolo urto elastico può perdere fino a $\frac{1}{2} E$)
- effetti quantistici dovuti alla INDISTINGUIBILITÀ delle particelle urtanti

- Ancora dE/dx dipende solo da β (e non da m_0)

- Andamento con β simile (maggiore effetto di schermo del Nucleo da el. atomici)

Quantitativamente: differenze $\Delta E(\beta)$ tra e^- e p $< 10\%$

$\rightarrow$ **FIG. 6 e 7** $\leftarrow$

- FLUTTUAZIONI in $(dE/dx)_{\text{coll}}$ molto maggiori per e^- :
in un singolo urto elastico e^- può perdere ΔE fino a $\frac{1}{2} E$
(un p poteva perdere al più un $\Delta E \sim \frac{m_e}{m_p} E_p$)

- 44 bis -

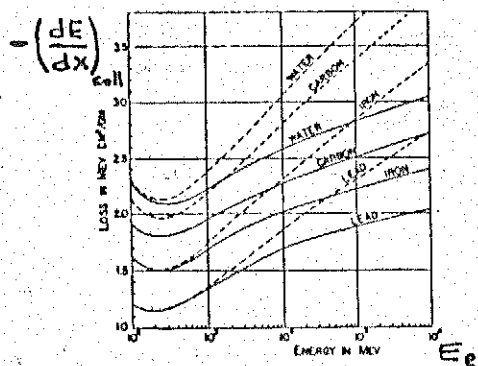


FIG. 6 The theoretical ionization loss for electrons in condensed materials (solid curves). The Bethe-Bloch loss is also plotted separately (dotted curves) for purposes of comparison.

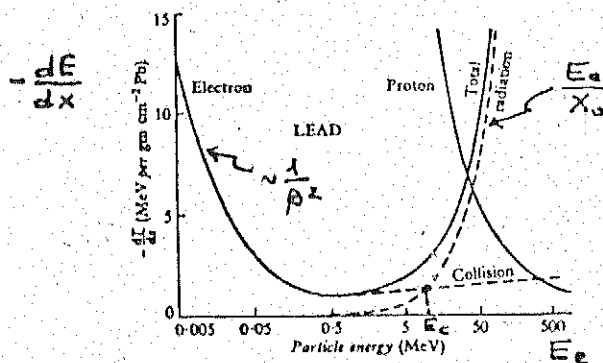


Fig. 7 Energy loss of electrons and protons in lead as a function of kinetic energy of particle

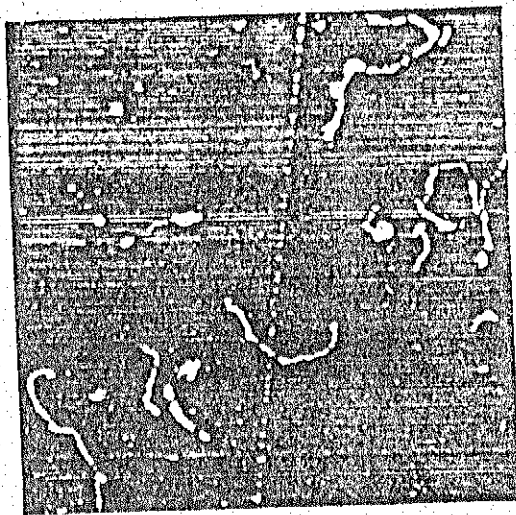


Figura 8 Elettroni lenti che presentano un cammino incurvato a causa della diffusione. Un elettrone veloce procede in linea retta. [Foto originale di Wilson, 1923].

● PERCORSI degli e^- non rettilinei specie a basse energie

vedi $\rightarrow$ **FIG. 8**

Più quantitativamente:

elettroni monocromatici non raggiungono la stessa distanza d ;

Inoltre le FLUTTUAZIONI di percorso reale sono molto elevate;

QUINDI non tutti gli e^- della stessa E sono fermati

dallo stesso ΔX . Il concetto di $R(E)$ perde di VALORE.

vedi **FIG. 3** $\leftarrow$

● FENOMENI FISICI COLLATERALI nel mezzo attraversato.

Sono gli stessi provocati dalle particelle cariche pesanti.

Il materiale attraversato dagli e^- si ionizza, può scintillare e ($\alpha \beta > \frac{1}{n}$) emettere radiazione Čerenkov.

⊛ PERDITE per irraggiamento nell'urto con i Nuclei $(\frac{dE}{dx})_{irr}$

Gli e^- vengono fortemente decelerati essenzialmente nel campo dei NUCLEI

La perdita di energia ΔE appare sotto forma di un fotone γ (di energia E_γ)

● SPETTRO di BREMSSTRAHLUNG dei fotoni emessi

(radiazione di frenamento)

Spettro di E_γ continuo tra $0 \rightarrow E_e$ } $\rightarrow$ **FIG. 9**
con andamento approssimativo $\sim dE_\gamma/E_\gamma$

● DISTRIBUZIONE ANGOLARE dei fotoni emessi

Concentrata in avanti. A energie elevate ($E_e \gg m_e c^2$)

angolo medio $\langle \theta_\gamma \rangle$ di emissione del γ

$$\langle \theta_\gamma \rangle \simeq \frac{m_e c^2}{E_e} \text{ INDIPENDENTE da } E_\gamma$$

Applicazioni: - Pannello di luce di sincrotrone

- formazione fasci secondari di γ di alta energia.

● PERDITA SPECIFICA MEDIA di energia per irr. $(dE/dx)_{irr}$

● A energie sufficientemente elevate ($E_e \gg m_e c^2 \cdot 137 Z^{-1/3}$)

(dove $(\frac{dE}{dx})_{irr}$ predomina su $(\frac{dE}{dx})_{coll}$) vedi **FIG. 7** $\leftarrow$

$$-(\frac{dE}{dx})_{irr} \simeq -\frac{E_e}{X_0} \left\{ \begin{array}{l} \text{Più } X_0 \text{ è piccolo (cioè } Z \text{ grande essendo } X_0 \propto 1/Z^2 \text{, es Pb), più grandi sono} \\ \text{le perdite per irraggiamento} \end{array} \right.$$

NOTE - A parità di $\Delta X/X_0$ stesse perdite ΔE in materiali diversi

$\rightarrow$ Ad alte energie (dove perdite per irraggiamento predominano) degradamento esponenziale d'energia media:

$$\langle E \rangle = E_e e^{-x/X_0} \left\{ \begin{array}{l} X_0 \text{ spesso tale che l'energia} \\ \text{media si riduce di } 1/e \end{array} \right.$$

● FLUTTUAZIONI in $(\frac{dE}{dx})_{irr}$ molto elevate

|| In una singola decelerazione l' e^- può perdere anche tutta la sua energia: $\Delta E = 0 \rightarrow E_e$

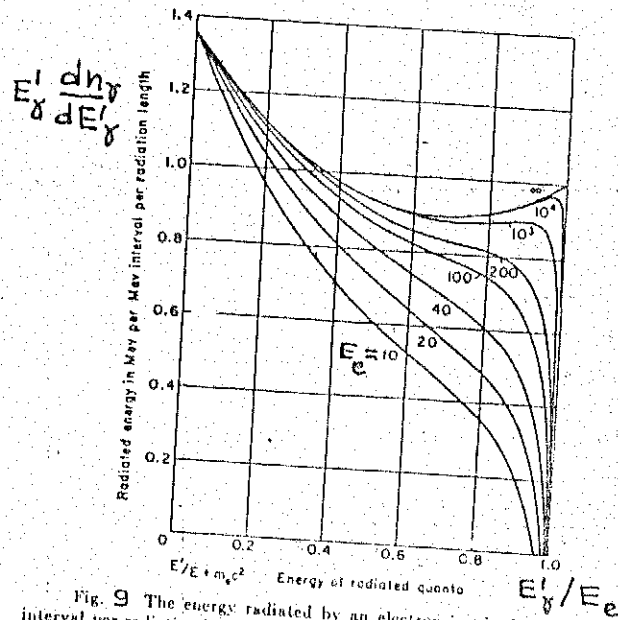


Fig. 9 The energy radiated by an electron in air, in Mev per Mev interval per radiation length traversed. The abscissa is the energy radiated per Mev interval per radiation length, and the ordinate is the radiated γ -ray energy in units of the incident kinetic energy.

* ENERGIA CRITICA

- Come abbiamo già visto, per gli e^- a basse Energie ($E_e \lesssim m_e c^2$) predominano le perdite di energia per collisione, Per E_e non troppo bassa

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{coll}} \propto \frac{Z}{A} \ln f(E_e) \sim \text{costante.}$$

A energie più elevate ($E_e \gtrsim m_e c^2$)

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{irr}} \propto \frac{Z^2}{A} E_e$$

FIG. 7 ←

- Energia CRITICA E_c è il valore dell'energia per cui si hanno perdite uguali per collisione ed irraggiamento

$$\frac{(dE/dx)_{\text{irr}}}{(dE/dx)_{\text{coll}}} \sim \frac{E(\text{MeV}) Z}{800} \Rightarrow E_c(\text{MeV}) \sim \frac{800}{Z}$$

NOTA: più grande è Z , minore è E_c (Es. in Pb $E_c \sim 10 \text{ MeV}$) quindi l' e^- irraggia a energia più bassa.

* PRODUZIONE di coppie (e^+e^-) da parte di e^-

L'elettrone, nel campo dei nuclei può produrre (analogamente al γ : vedi poi) una coppia di e^+e^-
FENOMENO DI IMPORTANZA SECONDARIA

A parità di energia $\sigma_{e \rightarrow \text{coppia}}(E_e)$ piuttosto piccolo
 $\sigma_{\gamma \rightarrow \text{coppia}}(E_\gamma)$

* DIFFUSIONE singola o multipla di e^- per urto con NUCLEI atomici

Fenomeno analogo alla diffusione di particelle cariche pesanti.

- Ancora predominante diffusione da Nuclei con poca perdita di E .
(Contro el. atomici poca deviazione ma forti perdite di energia)
(Quantitativamente poco importante nei fenomeni di diffusione)

- Nell'attraversare uno spessore Δx anche gli elettroni possono subire

- diffusione singola - diffusione plurima - diffusione multipla: Effetto PREDOMINANTE.	difficile distinguere nel caso di e^- (θ grandi anche per diff. multipla)
--	---

Inoltre poiché e^- leggeri ($m_0 = m_e$)
 $P(\theta \text{ grandi})$ molto più elevata
cioè gli e^- sono molto deviati

- Poiché gli e^- sono leggeri, si hanno effetti maggiori (cioè grandi deviazioni, θ) anche a grandi distanze dai nuclei.

Quindi per e^- incidenti è più sensibile l'effetto di schermo della carica Z del nucleo da parte degli el. atomici.

In formule Z diventa un $Z_{\text{eff}} (< Z)$

Caso dei POSITRONI e^+

I POSITRONI e^+ si comportano un po' diversamente dagli e^- essenzialmente per due motivi:

- Perché negli urti contro el. atomici sono distinguibili da essi (al contrario degli e^- per cui si hanno effetti quantistici dovuti alla indistinguibilità delle particelle urtanti)
- Perché l'effetto di schermo del Nucleo da parte degli el. atomici si esercita per i positroni in maniera diversa che per gli e^-

* L'EFFETTO di queste differenze rispetto agli e^- è in pratica assai piccolo, e i positroni

- PERDONO energia per collisione con el. atomici
- PERDONO energia per irraggiamento nel campo dei Nuclei
- DIFFONDONO contro i nuclei atomici

PRATICAMENTE NELLO STESSO MODO come avviene per gli elettroni e^- (differenze entro qualche %)

* ANNICHILAZIONE e^+e^-

L'unica reale differenza fenomenologica è che i positroni e^+ subiscono il fenomeno di annichilazione con gli el. atomici (cioè e^+e^- , interagendo fra loro, spariscono come tali, con emissione di raggi γ)

FENOMENO DI GRANDE IMPORTANZA TEORICA e PRATICA.

- Se elettrone e positrone hanno una bassa velocità relativa possono annichilare in un certo numero di raggi γ :

$e^+e^- \rightarrow \gamma$ proibito: non conserva E_{tot} e P_{tot}

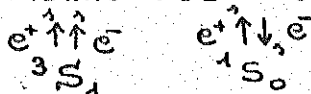
$e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ $h\nu = mc^2$ Per conservare P_{tot}

Se $\rightarrow 2\gamma$ proibito da qualche regola di selezione si può avere

$e^+e^- \rightarrow 3\gamma$

- POSITRONIO: un positrone a riposo si può legare ad un el. atomico a formare un sistema tipo atomo di idrogeno (il POSITRONIO)

Si hanno due diverse possibilità di legame



ORTOPOSITRONIO (stato di tripletto) PARAPOSITRONIO (stato di singoletto)

dec. $\rightarrow 3\gamma$ dec. $\rightarrow 2\gamma$

$\tau_3 \sim 1400$ volte τ_1

Interazioni della RADIAZIONE E.M. I RAGGI γ

Passiamo ora a considerare cosa succede quando un fascio di raggi γ attraversa un materiale (caratterizzato come al solito da Z, A, M, S, X_0)

In questo caso

$$m_\gamma = 0, \text{ carica} = 0$$

$$E_\gamma = h\nu \quad p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

← L'INTERAZIONE dei γ CON LA MATERIA

provoca essenzialmente tre tipi di fenomeni.

Al crescere dell'energia E_γ del fotone incidente, si avrà

a basse energie

- Effetto fotoelettrico: consiste nell'urto del γ con un el. atomico interno legato, con assorbimento del γ incidente ed emissione dell'el. atomico

RISULTATO: il γ sparisce e si libera un e^- con $E'_e = E_\gamma - E_{leg}$

(vedremo che $\sigma_{ph} \propto 1/E_\gamma^3$)

a energie più elevate

- Effetto Compton: consiste nell'urto del γ con un el. atomico ($\sim$ libero o legato)

RISULTATO: il γ cambia la sua energia ($h\nu \rightarrow h\nu'$) e il suo angolo (scattering Compton) e si libera un e^- con $E_e \approx E_\gamma - E'_\gamma$ ($\sim E_{leg}$)

(vedremo che $\sigma_c \propto 1/E_\gamma$)

Infine per $E_\gamma \gtrsim 2m_e c^2$

- Produzione di coppie e^+e^- da parte del γ in presenza di un Nucleo ((o di un el. atomico)) necessario per conservare il P_{tot} ed E_{tot} .

(NB: Il Nucleo bilancia il p assorbendo pochissima energia cioè $E'_- + E'_+ \sim E_\gamma$)

RISULTATO: il γ sparisce (si materializza)

e compare una coppia e^+e^-

(NB: processo a soglia: E_γ deve essere $\gtrsim 2m_e c^2$)

(NOTA: Il processo è molto simile alla bremsstrahlung dove un e^- di energia positiva $\rightarrow e^-$ sempre di energia positiva $\Rightarrow$ con conseguente emissione di un γ . La creazione di coppie può essere interpretata come il γ incidente che cede E_γ a e^- di energia negativa $\rightarrow$ trasferendolo a uno stato di energia positiva $\Rightarrow$ Compiono quindi un e^- ed un e^+ (lacuna))

(Vedremo che (suffic. sopra soglia) $\sigma_p \sim \text{cost}$)

PER $E_\gamma \gtrsim 10 \text{ MeV}$ LA CREAZIONE DI COPPIE e^+e^- IL PROCESSO CHE LARGAMENTE PREDOMINA

→ FIG. 10

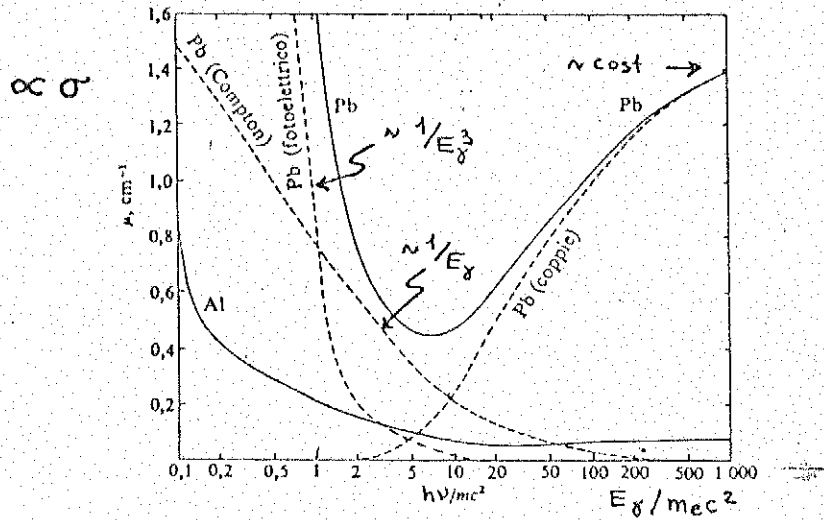


Figura 10 Coefficienti di assorbimento totale dei raggi X in piombo e alluminio in funzione dell'energia (curve continue). L'assorbimento fotoelettrico dell'alluminio è trascurabile alle energie qui considerate. Le curve tratteggiate mostrano i contributi separati dell'effetto fotoelettrico, della diffusione Compton, e della produzione di coppie in Pb. Ascissa, energia in scala logaritmica; $h\nu/mc^2 = 1$ corrisponde a 511 keV.

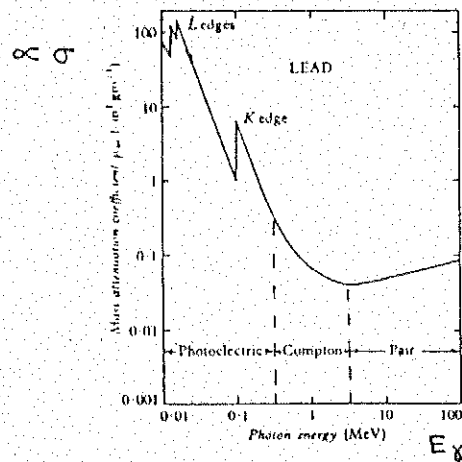


Fig. 11 Mass attenuation coefficients for electromagnetic radiation in lead. The regions over which the photoelectric effect, Compton effect and pair production are important are indicated

* EFFETTO FOTOELETTRICO su el. atomico legato

L'Energia E_γ del fotone è spesa per rimuovere un el. atomico interno legato: Il γ sparisce e un e^- è emesso dall'atomo con $E'_e = E_\gamma - E_{\text{el. at.}}$

NOTE: - Per avvenire, necessario che $E_\gamma > E_{\text{el. at.}}$

- Come conseguenza la σ_{ph} in funzione di E_γ procede a salti che corrispondono al raggiungimento delle energie di legame dei vari livelli

(L, K etc) vedi $\rightarrow$ FIG. 11
el. at. più interni

- Fenomeno assai poco importante ad energie elevate ($E_\gamma \gg m_e c^2$)

vedi FIG. 10 $\leftarrow$

• Sezione d'urto totale σ_{ph} (probabilità totale di avvenire del processo)

- a basse energie ($E_\gamma = h\nu \ll m_e c^2$)

$$\sigma_{ph,K} \approx K Z^5 \frac{1}{E_\gamma^{7/2}} \sim K Z^5 \frac{1}{E_\gamma^3}$$

$$\sigma_{ph,K} \propto Z^5 \frac{1}{E_\gamma^3}$$

a bassa energia

- ad alte energie ($E_\gamma \gg m_e c^2$) dove però in pratica e^- assai poco importante

$$\sigma_{ph,K} \approx K Z^5 \frac{1}{E_\gamma}$$

• Fenomeni fisici collaterali che accompagnano l'effetto fotoelettrico nel materiale

L'atomo rimane eccitato (una orbita interna è rimasta vuota) e si diseccita

- o emettendo raggi X:
Radiazione di fluorescenza



- oppure emettendo un elettrone più esterno: elettroni Auger



* EFFETTO COMPTON su el. atomico ~ libero o legato

Il fotone γ urta l'el. atomico ($\sim$ libero)
cambia la sua energia ($E_\gamma \rightarrow E'_\gamma$) e la sua direzione
libera l'el. atomico con energia $E'_e \approx E_\gamma - E'_\gamma$

A energie molto basse ($E_\gamma \ll m_e c^2$)

l'el. atomico, $\sim$ libero, oscilla per effetto del
campo associato al γ incidente irradiando come
un oscillatore Raggi X; diffusione Thompson
La probabilità di avvenire di tale processo è

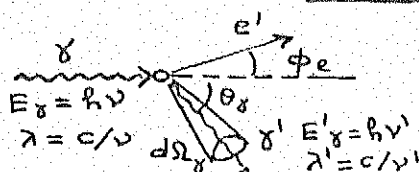
$$\sigma_{Th} \approx Z \left(\frac{8\pi}{3} r_0^2 \right) = Z \phi_0 \quad \gamma \rightarrow e^- \text{ diffuso}$$

se l'impulso ceduto all'el. atomico è piccolo rispetto
all'impulso posseduto dall'el. nell'atomo
si ha la diffusione Rayleigh con sezione d'urto

$$\sigma_{Ray} \approx Z^2 r_0^2$$

A energie più elevate ($E_\gamma \gtrsim m_e c^2$)

appaiono gli effetti quantistici della radiazione
e.m. e si ha la DIFFUSIONE COMPTON



$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{m_e c} (1 - \cos\theta_\gamma)$$

• DISTRIBUZIONE ANGOLARE dei γ' emessi
formula di Klein - Nishina

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_\gamma}(\theta_\gamma) = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{Z}{A} \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \left[1 + \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right) \sin^2 \theta_\gamma \right]$$

vedi FIG. 12 e 13

Si noti che per $E_\gamma \gtrsim 5 \text{ MeV}$ il fotone γ' è diffuso
completamente in avanti

• SEZIONE D'URTO TOTALE σ_c (probabilità totale
di avvenire del processo)

- A basse energie (piccoli valori di $E_\gamma/m_e c^2 < 1$)

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{A} \phi_0 \left(1 - 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)$$

- Ad alte energie ($E_\gamma/m_e c^2 \gg 1$)

$$\sigma_c \approx K \frac{Z}{A} \phi_0 \frac{1}{E_\gamma} \left[\ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{1}{2} \right]$$

vedi FIG. 10 ←

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{A} \frac{1}{E_\gamma} \quad \text{ad alta energia}$$

- 17 bis -

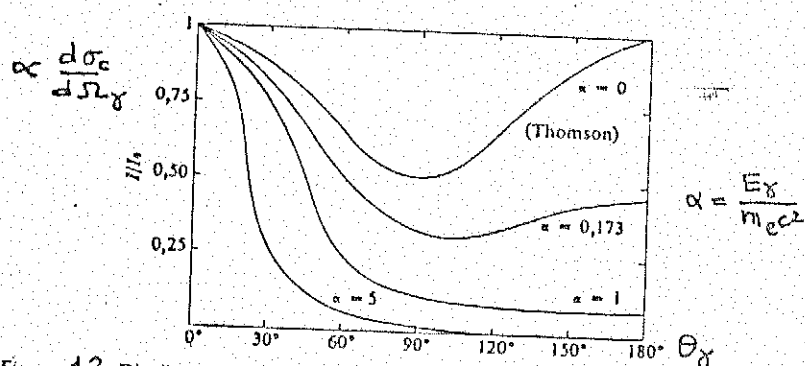


Figura 4.2 Distribuzione angolare, in funzione dell'energia ($\alpha = h\nu/mc^2$), dei raggi X che hanno subito diffusione Compton.

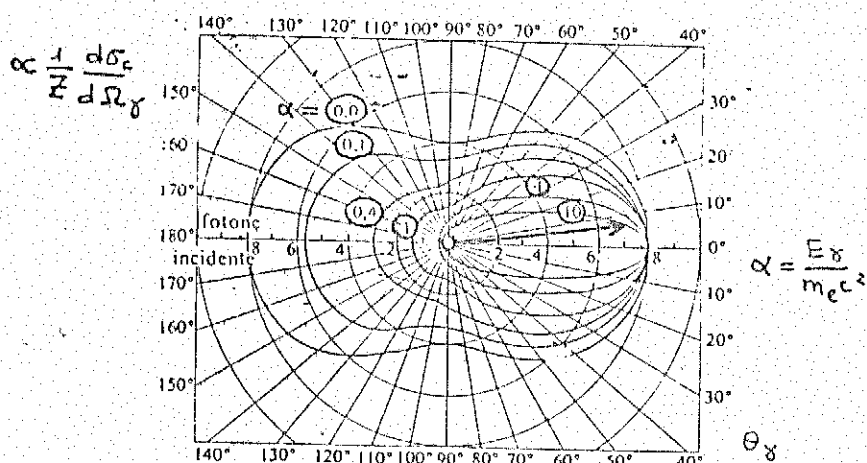


Figura 4.3 Diagramma polare della sezione d'urto differenziale per elettrone nella diffusione Compton. Gli indici delle curve rappresentano i valori di $\alpha = h\nu/mc^2$ del fotone incidente. Unità di $d\sigma/d\Omega = 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$.

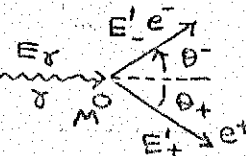
* CREAZIONE di COPPIE e^+e^- in presenza di un Nucleo atomico

I fotone γ incidente si trasforma in una coppia e^+e^- in presenza di un Nucleo ((o di un el. atomico)) (materializzazione di un raggio γ)

- NOTE - Necessaria la presenza di un Nucleo ((o di un el. atomico)) per conservare P_{TOT} e E_{TOT} (il processo non può avvenire nello spazio libero)
- Il Nucleo controbilancia P_{TOT} prendendosi poca energia (cioè $E_+ + E_- \sim E_\gamma$) ((al contrario l'eventuale el. atomico sottrae anche energia))
- Il processo è a SOGLIA cioè è necessaria una E_γ minima per produrre una coppia su Nucleo $E_{\gamma min} \sim 2m_0c^2 = 1.02 \text{ MeV}$ ((su elettrone atomico $E_{\gamma min} \sim 4m_0c^2$))
 - In presenza di un Nucleo: sparisce il $\gamma \rightarrow e^+e^-$ emessi. ((su el. atomico: sparisce il $\gamma \rightarrow$ emessi la coppia e^+e^- più l'el. atomico))
 - (- OSSERVAZIONE: non è l'unico caso di produzione di coppie: anche in urti e^-e^- , decadimenti, conversioni interne)

DISTRIBUZIONE in energia di e^+ ed e^- $\frac{d\sigma}{dE_+}$ (formule di Bethe - Heitler)

La distribuzione in energia $d\sigma/dE_+$ delle particelle della coppia risulta piuttosto piatta in funzione di E_+ . Cioè l' $e^+(e^-)$ ha probabilità circa eguali di essere emesso con una energia tra 0 e l'energia massima $E_{+MAX} = E_\gamma$



→ FIG. 14

NB. a parità di $\Delta x/X_0$, $d\sigma$ dipende pochissimo dal materiale (cioè gli effetti sono gli stessi in materiali diversi)

DISTRIBUZIONE angolare di e^+ ed e^- emessi

Concentrata in avanti.

Ad alte energie ($E_\gamma \gg m_0c^2$) entrambe le particelle ($e^\pm$) viaggiano approssimativamente nella direzione del γ incidente - L'angolo medio $\langle \theta_\pm \rangle$ di emissione degli $e^\pm e^-$

$$\langle \theta_\pm \rangle \sim \frac{m_0c^2}{E_\gamma} \quad \text{INDIPENDENTE da } E'_\pm \quad (\text{come in irraggiamento da } e^\pm)$$

SEZIONE D'URTO TOTALE σ_{PAIR} (probabilità totale di avvenire del processo)

- a basse energie ($m_0c^2 < h\nu < \frac{137}{2^{1/2}} m_0c^2$) (Nucleo non schermato da el. at.)

$$\sigma_P = \frac{Z^2}{137} r_0^2 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_0c^2} - \frac{218}{27} \right]$$

- ad alte energie ($h\nu \gg m_0c^2$)

(effetto di schermo di el. atomici completo)

$$\sigma_P = \frac{Z^2}{137} r_0^2 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/2}} - \frac{2}{27} \right]$$

vedi FIG. 10

$$\sigma_P \approx Z^2 \text{ cost ad alte energie}$$

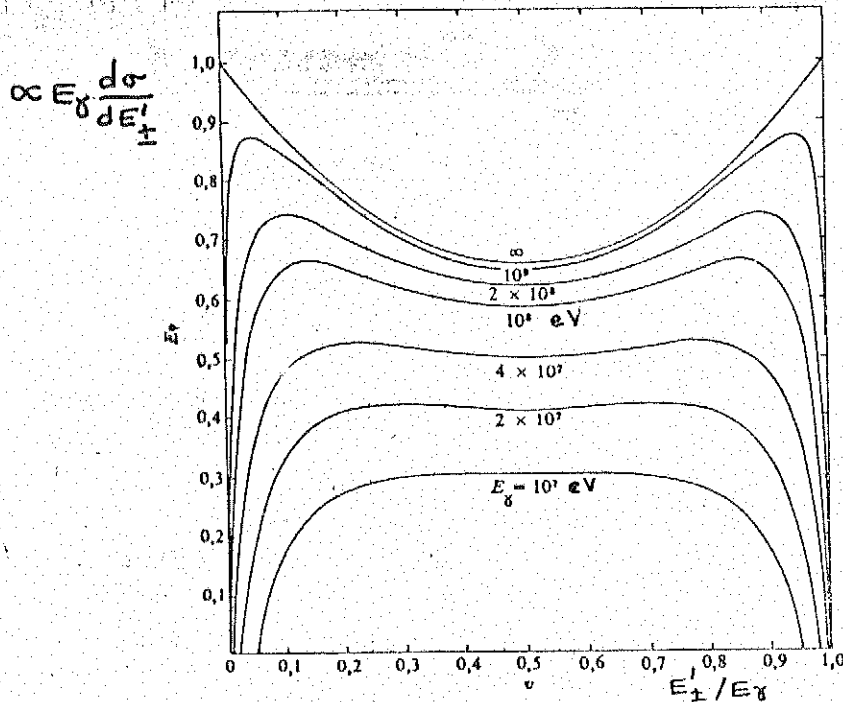


Figura 14 Ripartizione dell'energia tra elettrone e positrone nella produzione di coppie. Probabilità differenziale di produzione di coppie per lunghezza di radiazione in piombo per fotoni di varie energie. Ascissa: $v =$ (energia totale di un elettrone divisa per l'energia del fotone primario) $= E'/E$. Ordinata: $E \times \varphi(E', E)$. $\varphi(E', E)$ è la probabilità, per lunghezza di radiazione, di produrre un elettrone in un intervallo unitario di energia attorno ad E' . Le cifre sulle curve rappresentano E in eV. [Rossi e Greisen, *Rev. Mod. Phys.*, 13, 259, 1941].

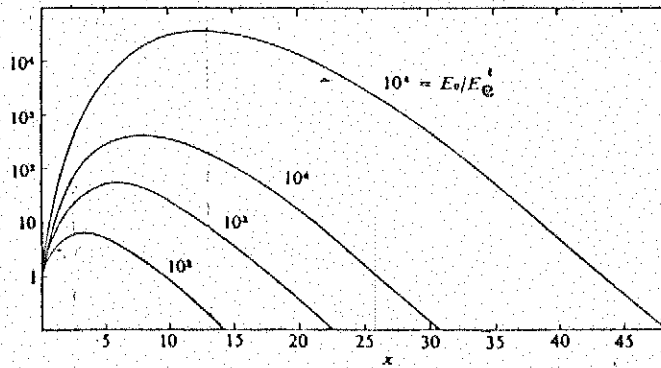


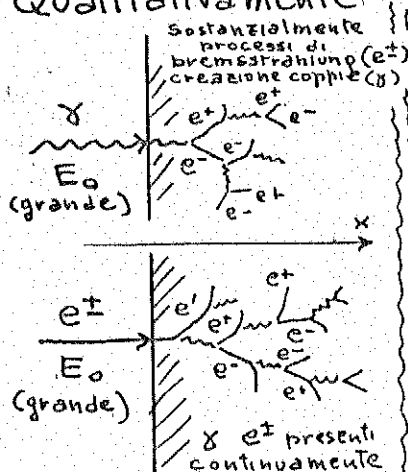
Figura 15 Numero medio di elettroni di energia maggiore di E_0^t in uno sciame iniziato da un elettrone di energia E_0 in funzione della profondità x (in lunghezze di radiazione). Ordinate in scala logaritmica. Ciascuna curva è contrassegnata da un valore di E_0/E_0^t [(Ro 53) dovrebbe essere consultato per le approssimazioni necessarie].

Interazioni di $e^\pm$ e γ di alta energia con la materia

SCIAMI ELETTROMAGNETICI

γ ed $e^\pm$ di alta energia ($E_0 \gtrsim 100$ MeV) nell'attraversare un materiale danno luogo (tramite processi di bremsstrahlung da $e^\pm$ e di creazione di coppie da raggi γ) a un processo moltiplicativo con produzione di un gran numero di elettroni ($e^\pm$) e raggi γ che costituiscono lo SCIAME ELETTROMAGNETICO.

Qualitativamente



$e^\pm$
raggiungendo la
energia critica E_c
passano
da brems. $\rightarrow$
 $\rightarrow$ Collisione

γ
degradando in
energia
passano
da creoz. di coppie $\rightarrow$
 $\rightarrow$ Compton $\rightarrow$ F.E.

COMPORTAMENTO MEDIO

$$\langle L_{MAX} \rangle \sim \ln \frac{E_0}{E_c}$$

in unità X_0 dipende poco da E_0

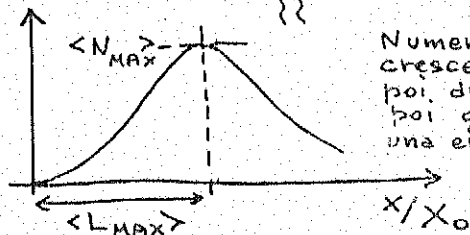
$$\langle N_{MAX} \rangle \sim \frac{E_0}{E_c}$$

($e^\pm, \gamma$)

$$\langle T \rangle \sim \frac{E_0}{E_c}$$

lunghezza
totale di traccia
cariche in X_0

$\langle N \rangle$
numero
medio di
particelle
 $e^\pm, \gamma$



Numero totale di particelle ($e^\pm, \gamma$)
cresce, raggiunge un massimo e
poi decresce (da un certo punto in
poi gli ($e^\pm, \gamma$) presenti hanno raggiunto
una energia per cui perdono energia
senza moltiplicarsi)

$\rightarrow$ FIG. 15

NOTE — Rispetto al comportamento medio ci sono nello sviluppo dello sciame LARGHE FLUTTUAZIONI

— Lo SCIAME si espande anche trasversalmente oltre che longitudinalmente



— In Materiali diversi, sviluppi simili se le lunghezze sono misurate in unità di X_0 (in quanto dominanti i processi di bremsstrahlung e creazione di coppie -).

FENOMENI COLLATERALI connessi allo sviluppo di uno sciame,

Rivelazione | gli $e^\pm$ presenti nello sciame provocano nel materiale attraversato
 — ionizzazione
 — scintillazione
 — luce Čerenkov } $\propto E_0$
 Questi fenomeni possono essere utilizzati al fine della rivelazione del γ (o dell' $e^\pm$) incidente, e per una misura (al 10-30% a causa delle fluttuazioni) della loro energia E_0 : CALORIMETRI E.M.

Interazioni delle PARTICELLE NEUTRE aventi piccole o nulle interazioni e.m.

* Come abbiamo detto il più importante è il NEUTRONE n

- Privo di carica, il n subisce essenzialmente interazioni di natura nucleare (INTERAZIONI FORTE, $\sigma \sim 10-100$ mbarn ($\text{barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$))
 - SCATTERING NUCLEARE con eventuale rinculo di nucleoni (p, n) urtati nel nucleo
 - REAZIONI NUCLEARI di vario tipo a seconda del materiale attraversato e dell'energia del n :
 - LENTI: termici ($T < 0.5 \text{ eV}$) epitermici ($T < 100 \text{ keV}$)
 - VELOCI ($10 \text{ keV} < T < 100 \text{ MeV}$)
 - DI ALTA ENERGIA ($100 \text{ MeV} < T$)
- PROCESSI SECONDARI Molte delle interazioni dei n hanno come conseguenza l'emissione di particelle CARICHE (la cui rivelazione può consentire la rivelazione del n incidente): Esempi

Rivelazione	n VELOCI	n LENTI
	- Scattering elastico $\rightarrow$ $\textcircled{p}$ di rinculo (si può rivelare il protone uscente) $n \frac{1}{2} \rightarrow p$	- REAZIONI NUCLEARI es: $\text{Si}^{28}(n, \textcircled{p}) \text{Al}^{28} \textcircled{\beta^-}$ (si rivelano $\textcircled{p}$ o $\textcircled{\beta^-}$)
		- Attivazione di forti di In, Mn, Au, Ag, Rh es: $\text{Mn}^{55}(n, \gamma) \text{Mn}^{56} \textcircled{\beta^-}$ (si rivela il $\textcircled{\beta^-}$)
		- Interazioni con B^{10} e Li (contatori ricoperti di B o Li , contatori proporzionali B^{10}F_3) es: $\text{B}^{10}(n, \alpha) \text{Li}^7$, $\text{Li}^6(n, \alpha) \text{H}^3$ (si rivela il α)
		- FISSIONE: $n + \text{U}^{235} \rightarrow$ Frammenti di fissione
		- cattura con emissione di γ (si rivela il γ)

* Altre particelle neutre $\pi^0, \eta, K^0, \Lambda^0, \Sigma^0$ etc

- Possono interagire FORTE" ovvero decadere (molto rapidamente)
- EFFETTO SECONDARIO più vistoso è l'aspetto delle particelle prodotte nei loro decadimenti:

Rivelazione	Es: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$; $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ($\pi^+\pi^-\gamma$) etc; $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$; $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$; $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma \rightarrow p\pi^-\gamma$ etc
-------------	--

* Infine i Neutrini ν

Interagiscono solo "DEBOLE". σ (probabilità di interazione) molto piccole: $\sigma \sim 10^{-48} \text{ cm}^2 \sim 10^{-24} \text{ barn}$

- PROCESSI SECONDARI (moltorari) sono essenzialmente le reazioni deboli

Rivelazione	$\begin{cases} \nu_\mu + N \rightarrow \textcircled{\mu} + X \\ \nu_e + N \rightarrow \textcircled{e} + X \end{cases}$
	- Si possono identificare i ν rivelando i $\textcircled{\mu}$ o $\textcircled{e}$ prodotti
	- SERVONO ENORMI QUANTITÀ di rivelatori es: $\sim 10 \text{ eV}$ / tonnellata di rivelatore al giorno

POSSIBILI RIFERIMENTI

PARTICELLE ESISTENTI E LORO INTERAZIONI

- Per una trattazione fenomenologica non troppo formale (ma non facile) di questi argomenti vedi ad es.

(1) D.H. PERKINS "Introduction to high Energy Phys."
2nd Edition Addison - Wesley (1982)
Cap 1 p.1-36

- oppure più dettagliato, sempre a livello formale non elevato

(2) E. SEGRE "Nuclei e particelle" 2ª Edizione
Zanichelli (1982)
Parte 3

PRINCIPI DI FUNZIONAMENTO delle MACCHINE ACCELERATRICI E REATTORI NUCLEARI

Vedi ad esempio

- ancora D.H. Perkins (1) Cap 2 p 43-51
- o ancora E. Segre (2) p 115-147 p 521-573

PASSAGGIO DELLE RADIAZIONI ATTRAVERSO LA MATERIA

- Per una descrizione generale, anche se non troppo organica, di questi fenomeni vedi ancora

E. SEGRE (2) Cap 2 p 17-114

- oppure, meglio impostato ma decisamente più formale

(3) E. FERMI "Nuclear Physics".

University of Chicago Press (1950)

Cap 2 p 27-54

per una trattazione più dettagliata (ma con maggiori complicazioni formali) vedi ad es:

- (4) E. SEGRE "Experimental Nuclear Physics"

Wiley & son (1953) Vol. I

PART II pag 166-357 (Bethe e Ashkin)

- oppure

(5) MARTON "Methods of Experimental Physics"

Nuclear Physics Vol 5A (YUAN e WU) (1961)

Cap 1 p 1-88 (Sternheimer).

- o infine il vecchio, ma classico

(6) B. ROSSI "High Energy Particles"

Prentice - Hall (1952)

Cap 2 p 10-80 (e 214-298)

Bibliografia analitica di argomenti riguardanti il
PASSAGGIO DELLE RADIAZIONI ATTRAVERSO LA MATERIA
 prendendo come esempio di MARTON (Ref. (5)) (Un altro
 libro può essere equivalente).

- Introduzione, $(\frac{dE}{dx})_{coll}$ per particelle cariche pesanti, effetto
 densità, radiazione di Čerenkov -
 PAR.: 1.1.1, 1.1.2.1, 1.1.2.2, 1.1.2.3 PAG 1-10
 1.5.1 PAG 162-166
- Fluttuazioni in $(\frac{dE}{dx})_{coll}$ e $(\frac{dE}{dx})_{coll}$ per elettroni
 PAR.: 1.1.2.6, 1.1.2.7, 1.1.2.8 PAG 17-20
- Raggi δ . Parte del par 1.1.2.9 PAG 40
- "Stopping power", energia w per coppia di ioni in un gas,
 relazioni range - Energia per p (d, α)
 PAR.: 1.1.2.11, 1.1.2.12, 1.1.3, 1.1.3.1 PAG 42-45
- Relazioni range - Energia per altre particelle "straggling",
 scattering Rutherford di particelle pesanti -
 PAR.: 1.1.3.3, 1.1.3.4, 1.1.4 PAG 51-56
- Passaggio degli elettroni attraverso la materia, bremsstrahlung,
 sciami e.m., scattering di elettroni
 PAR.: 1.1.5, 1.1.5.1, 1.1.5.2, 1.1.5.3 PAG 56-71
- Range degli elettroni, scattering multiplo
 PAR.: 1.1.5.4, 1.1.6 PAG. 71-76
- Passaggio dei γ nella materia: effetto fotoelettrico, scattering
 Compton, produzione di coppie, assorbimento totale Σ .
 PAR.: 1.1.7, 1.1.7.1, 1.1.7.2, 1.1.7.3, 1.1.7.4 PAG 76-89

TABLES OF PARTICLE PROPERTIES

April 1982

M. Aguilar-Benitez, R.L. Crawford, R. Frosch, G.P. Gopal, R.E. Hendrick, R.L. Kelly, M.J. Losiy, L. Montanet, F.C. Porter, A. Rittenberg, M. Roos, L.D. Roper, T. Shinada, R.E. Shrock, T.G. Trippe, Ch. Walek, C.G. Wohl, G.P. Yost

(Closing date for data: Jan. 1, 1982)

Stable Particle Table

For additional parameters, see Addendum to this table.

Quantities in *italics* have changed by more than one (old) standard deviation since April 1980.

Particle	$J^G(J^P)C_n^a$	Mass ^b (MeV) Mass ² (GeV ²)	Mean life ^b (sec) τ (cm)	Partial decay mode		
				Mode	Fraction ^b	p or $p_{\max}$ (MeV/c)
PHOTON						
γ	$0,1(1^-)-$	$(< 6 \times 10^{-22})$	-----	stable		
LEPTONS						
ν_e	$J = \frac{1}{2}$	$(< 0.000046)^d$	stable ($> 3 \times 10^8 m_{\nu_e}$ (MeV))	stable		
e	$J = \frac{1}{2}$	0.5110034 ± 0.0000014	stable ($> 2 \times 10^{22} y$)	stable		
ν_μ	$J = \frac{1}{2}$	$0(< 0.52)$	stable ($> 1.1 \times 10^5 m_{\nu_\mu}$ (MeV))	stable		
μ	$J = \frac{1}{2}$	105.65943 ± 0.00018 $m^2 = 0.01116392$	$2.19714 \times 10^{-6} \pm 0.00007$ $\tau = 6.5868 \times 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow \mu^- \nu \bar{\nu}$ (or $\mu^+ \rightarrow \mu^+ \nu \bar{\nu}$)	(98.6 $\pm$ 0.4)%	53
				$e^- \nu \nu$	(1.4 $\pm$ 0.4)%	53
				$e^- \nu \nu \gamma$	(< 9)%	53
				$\dagger [e^- \nu_e \nu_\mu]$	(< 1.9) $\times 10^{-10}$	53
				$e^- \gamma$	(< 1.9) $\times 10^{-9}$	53
				$e^- e^+ e^-$	(< 5) $\times 10^{-8}$	53
τ	$J = \frac{1}{2}$	1784.2 ± 3.2 $m^2 = 3.18$	$(4.6 \pm 1.9) \times 10^{-13}$ $\tau = 0.014$	$\tau^- \rightarrow \tau^- \nu \bar{\nu}$ (or $\tau^+ \rightarrow \tau^+ \nu \bar{\nu}$)	(18.5 $\pm$ 1.2)%	889
				$e^- \nu \nu$	(16.2 $\pm$ 1.0)%	892
				hadron ⁺ neutrals	(37.0 $\pm$ 3.2)%	
				3(hadron ⁺) neutrals	(28.4 $\pm$ 3.0)%	
				5(hadron ⁺) neutrals	(< 6)%	
				$\dagger [3(hadron^+) \nu]$	(13 $\pm$ 8)%	
				3(hadron ⁺) ν ($\geq 1\gamma$)	(15 $\pm$ 7)%	
				$\dagger [\pi^- \nu]$	(10.7 $\pm$ 1.6)%	887
				$\rho^- \nu$	(21.6 $\pm$ 3.6)%	726
				K^- neutrals	(small)	
				$\pi^- \pi^- \pi^+ \nu$	(7 $\pm$ 5)%	864
				$\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu$ ($\approx 0\pi^0$) ν	(18 $\pm$ 7)%	864
				$\dagger [K^{*-}(892) \nu]$	(1.7 $\pm$ 0.7)%	669
				$K^{*-}(1430) \nu$	(< 0.9)%	316
				$\pi^- \rho^0 \nu$	(5.4 $\pm$ 1.7)%	718

(continued next page)

(continued next page)

Stable Particle Table (cont'd)

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass ^b (MeV) Mass ² (GeV ²)	Mean life ^b (sec) τ (cm)	Partial decay mode		P or ρ_{max} (MeV/c)
				Mode	Fraction ^b	
$\tau^- \rightarrow \tau^-$ (or $\tau^+ \rightarrow CC$)						
τ (continued)				e^- chgd. parts.		
				μ^- chgd. parts.	(<4) %	
				$\mu^- \gamma$	(<5.5) $\times 10^{-4}$	889
				$e^- \gamma$	(<6.4) $\times 10^{-4}$	892
				$\mu^- \mu^+ \mu^-$	(<4.9) $\times 10^{-4}$	876
				$e^- \mu^+ \mu^-$	(<3.3) $\times 10^{-4}$	886
				$\mu^- e^+ e^-$	(<4.4) $\times 10^{-4}$	889
				$e^- e^+ e^-$	(<4.0) $\times 10^{-4}$	892
				$\mu^- \pi^0$	(<8.2) $\times 10^{-4}$	884
				$e^- \pi^0$	(<2.1) $\times 10^{-3}$	887
				$\mu^- K^0$	(<1.0) $\times 10^{-3}$	819
				$e^- K^0$	(<1.3) $\times 10^{-3}$	823
				$\mu^- \rho^0$	(<4.4) $\times 10^{-4}$	722
				$e^- \rho^0$	(<3.7) $\times 10^{-4}$	726
NONSTRANGE MESONS ^a						
$\pi^+ \rightarrow \pi^+$ (or $\pi^- \rightarrow CC$)						
$\pi^\pm$	$1^-(0^-)$	139.5673 ± 0.0007 $m^2=0.0194^{+0.0007}_{-0.0007}$ $m_{\pi^\pm}-m_{\mu^\pm}=-33.9079$ ± 0.0007	2.6030 $\times 10^{-8}$ ± 0.0023 $\tau=780.4$ $(\tau^+ - \tau^-)/\tau=$ $(0.05 \pm 0.07)\%$ (test of CPT)	$\mu^+ \mu^-$	100%	30
				$e^+ \nu$	(1.267 ± 0.023) $\times 10^{-4}$	70
				$\mu^+ \nu \gamma$	(1.24 ± 0.25) $\times 10^{-4}$	30
				$e^+ \nu \gamma$	(5.6 ± 0.7) $\times 10^{-8}$	70
				$e^+ \nu \pi^0$	(1.02 ± 0.07) $\times 10^{-8}$	5
				$e^+ \nu e^+ e^-$	(<5) $\times 10^{-9}$	70
π^0	$1^-(0^-)+$	134.9630 ± 0.0038 $m^2=0.018215$ $m_{\pi^\pm}-m_{\pi^0}=4.6043$ ± 0.0037	0.83 $\times 10^{-16}$ ± 0.06 $S=1.8^*$ $\tau=2.5 \times 10^{-6}$	$\gamma\gamma$	(98.787 ± 0.030) %	67
				$\gamma e^+ e^-$	(1.213 ± 0.030) %	67
				$\gamma\gamma\gamma$	(<3.8) $\times 10^{-7}$	67
				$e^+ e^- e^+ e^-$	(3.32) $\times 10^{-5}$	67
				$\gamma\gamma\gamma\gamma$	(<4) $\times 10^{-6}$	67
				$e^+ e^-$	(2.2 ± 2.4) $\times 10^{-7}$	67
η	$0^+(0^-)+$	548.8 ± 0.6 $S=1.4^*$ $m^2=0.3012$	$\Gamma=(0.83 \pm 0.12)$ keV Neutral decays (70.9 ± 0.7) % Charged decays (29.1 ± 0.7) %	$\gamma\gamma$	(39.1 ± 0.8) %	274
				$3\pi^0$	(31.8 ± 0.8) % $S=1.1^*$	180
				$\pi^0\gamma\gamma$	(<0.3) %	258
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	(23.7 ± 0.5) %	175
				$\pi^+ \pi^- \gamma$	(4.91 ± 0.13) %	236
				$e^+ e^- \gamma$	(0.50 ± 0.12) %	274
				$\mu^+ \mu^- \gamma$	(3.1 ± 0.4) $\times 10^{-4}$	253
				$e^+ e^-$	(<3) $\times 10^{-4}$	274
				$\mu^+ \mu^-$	(6.5 ± 2.1) $\times 10^{-6}$	253
				$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	(0.13 ± 0.13) %	236
				$\pi^+ \pi^- \gamma\gamma$	(<0.21) %	236
				$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma$	(<6) $\times 10^{-4}$	175
				$\pi^+ \pi^-$	(<0.15) %	236
				$\pi^0 e^+ e^-$	(<5) $\times 10^{-5}$	258
				$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	(<5) $\times 10^{-6}$	211
				$\pi^0 \mu^+ \mu^- \gamma$	(<3) $\times 10^{-6}$	211

Stable Particle Table (cont'd)

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass ^b (MeV) Mass ² (GeV ²)	Mean life ^c (sec) cr (cm)	Mode	Fraction ^b	p or p _{max} ^c (MeV/c)
STRANGE MESONS ^a						
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (or $K^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$)						
$K^\pm$	$\frac{1}{2}(0^-)$	493.667 ± 0.015 $m^2 = 0.2437$	1.2371×10^{-8} ± 0.0026 $S = 1.9^*$ $cr = 370.9$ $(\tau^+ - \tau^-)/\bar{\tau} =$ $(0.11 \pm 0.09)\%$ (test of CPT) $S = 1.2^*$	$\mu^+ \nu$ $\pi^+ \pi^0$ $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \mu^+ \nu$ $\pi^0 e^+ \nu$ $\mu^+ \nu \gamma$ $\pi^0 \pi^0 e^+ \mu^+$ $\pi^+ \pi^- e^+ \nu$ $\pi^+ \pi^+ e^- \nu$ $\pi^+ \pi^- \mu^+ \nu$ $\pi^+ \pi^- \mu^- \nu$ $e^+ \nu$ $e^+ \nu \gamma$ (SD+) ^b $e^+ \nu \gamma$ (SD-) ^b $\pi^+ \pi^0 \gamma$ $\pi^+ \pi^- \pi^- \gamma$ $\pi^0 \mu^+ \mu^- \gamma$ $\pi^0 e^+ \nu \gamma$ $\pi^+ e^+ e^-$ $\pi^- e^+ e^+$ $\pi^+ \mu^- \mu^-$ $\pi^- \gamma \gamma$ $\pi^+ \gamma \gamma$ $\pi^+ \gamma \gamma \gamma$ $\pi^+ \nu \bar{\nu}$ $\pi^+ \gamma$ $\pi^+ e^+ \mu^+$ $\pi^+ e^- \mu^+$ $e^+ \nu \nu \bar{\nu}$ $\mu^+ \nu \nu \bar{\nu}$ $\mu^+ \nu e^+ e^-$ $\mu^- \nu e^+ e^+$ $e^+ \nu e^+ e^-$ $\mu^+ \mu^-$	(63.50 $\pm$ 0.16)% (21.16 $\pm$ 0.15)% (5.59 $\pm$ 0.03)% $S = 1.1^*$ (1.73 $\pm$ 0.05)% $S = 1.4^*$ (3.20 $\pm$ 0.09)% $S = 1.7^*$ (4.82 $\pm$ 0.05)% $S = 1.1^*$ * (5.8 $\pm$ 3.5) $\times 10^{-3}$ (1.8 $\pm$ 0.6) $\times 10^{-5}$ (3.90 $\pm$ 0.15) $\times 10^{-5}$ (< 1.2) $\times 10^{-8}$ (1.4 $\pm$ 0.9) $\times 10^{-5}$ (< 3.0) $\times 10^{-6}$ (1.54 $\pm$ 0.07) $\times 10^{-5}$ (1.52 $\pm$ 0.23) $\times 10^{-5}$ (< 1.6) $\times 10^{-4}$ * (2.75 $\pm$ 0.16) $\times 10^{-4}$ * (1.0 $\pm$ 0.4) $\times 10^{-4}$ * (< 6) $\times 10^{-5}$ * (3.7 $\pm$ 1.4) $\times 10^{-4}$ (2.7 $\pm$ 0.5) $\times 10^{-7}$ (< 1) $\times 10^{-8}$ (< 2.4) $\times 10^{-6}$ (< 3.5) $\times 10^{-5}$ (< 3.0) $\times 10^{-4}$ (< 1.4) $\times 10^{-7}$ (< 4) $\times 10^{-6}$ (< 7) $\times 10^{-9}$ (< 5) $\times 10^{-9}$ (< 6) $\times 10^{-5}$ (< 6) $\times 10^{-6}$ (11 $\pm$ 3) $\times 10^{-7}$ (< 2.0) $\times 10^{-8}$ (2 $\pm$ 1) $\times 10^{-7}$ (< 4) $\times 10^{-3}$	236 205 125 133 215 228 236 207 203 203 151 151 247 247 247 205 125 215 228 227 227 227 227 214 214 247 236 236 247 236
K_S^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	497.67 ± 0.13 $S = 1.1^*$ $m^2 = 0.24768$	0.8923×10^{-10} ± 0.0022 $cr = 2.675$	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$ $\mu^+ \mu^-$ $e^+ e^-$ $\gamma \gamma$	(68.61 $\pm$ 0.24)% (31.39 $\pm$ 0.10)% $S = 1.1^*$ * (1.85 $\pm$ 0.10) $\times 10^{-3}$ (< 3.2) $\times 10^{-7}$ (< 3.4) $\times 10^{-4}$ (< 0.4) $\times 10^{-3}$	206 205 206 222 249 249

Stable Particle Table (cont'd)

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass ^b (MeV) Mass ² (GeV ²)	Mean life ^b (sec) $c\tau$ (cm)	Partial decay mode		
				Mode	Fraction ^b	$\bar{p}$ or p_{max} (MeV/c)
K_L^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	5.183×10^{-8} ± 0.040 $c\tau = 1554$ $m_{K_L} - m_{K_S} = 0.5349 \times 10^{10} \text{ h sec}^{-1}$ ± 0.0022	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	$(21.5 \pm 1.0) \%$	$S=1.7^*$	139
			$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.39 \pm 0.20) \%$	$S=1.3^*$	133
			$\pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(27.1 \pm 0.4) \%$	$S=1.4^*$	216
			$\pi^\pm e^\mp \nu$	$(38.7 \pm 0.5) \%$	$S=1.5^*$	229
			$\eta(\pi e \mu) \gamma$	$(1.3 \pm 0.8) \%$		229
			$\pi^+ \pi^-$	$(0.203 \pm 0.005) \%$	$S=1.1^*$	206
			$\pi^0 \pi^0$	$(0.094 \pm 0.018) \%$	$S=1.5^*$	209
			$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4.41 \pm 0.32) \times 10^{-3}$		206
			$\pi^0 \gamma \gamma$	$(\leq 2.4) \times 10^{-4}$		231
			$\gamma \gamma$	$(4.9 \pm 0.4) \times 10^{-4}$		249
			$e \mu$	$(\leq 6) \times 10^{-6}$		238
			$\mu^+ \mu^-$	$(9.1 \pm 1.9) \times 10^{-9}$		225
			$\mu^+ \mu^- \gamma$	$(2.8 \pm 2.8) \times 10^{-7}$		225
			$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	$(\leq 1.2) \times 10^{-6}$		177
			$e^+ e^-$	$(\leq 2.0) \times 10^{-7}$		249
			$e^+ e^- \gamma$	$(1.7 \pm 0.9) \times 10^{-3}$		249
			$\pi^0 e^+ e^-$	$(\leq 2.3) \times 10^{-6}$		231
			$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$(\leq 8.8) \times 10^{-9}$		206
			$\pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu$	$(6.2 \pm 2.0) \times 10^{-5}$		207
			CHARMED NONSTRANGE MESONS ^a			
$D^\pm$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.4 ± 0.6 $m^2 = 3.495$ $m_{D^\pm} - m_{D^0} = 4.7$ ± 0.3	$(9.1^{+2.2}_{-1.3}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 0.027$	$D^{*+} \rightarrow l^- \text{ (or } D^{*-} \rightarrow CC)$		
				$e^\pm$ anything	$(19 \pm 4) \%$	
				$K^\pm$ anything	$(16 \pm 4) \%$	
				$\bar{K}^0$ any + K^0 any	$(48 \pm 15) \%$	
				K^+ anything	$(6.0 \pm 3.3) \%$	
				η anything	$(\leq 13) \%$	
				$\eta(K^+ \pi^+ \pi^-)$	$(4.6 \pm 1.1) \%$	845
				$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(\leq 4) \%$	772
				$\bar{K}^0 \pi^+$	$(1.8 \pm 0.5) \%$	862
				$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$	$(13 \pm 8) \%$	845
				$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$(8.4 \pm 3.5) \%$	814
				$\bar{K}^0 K^+$	$(0.45 \pm 0.30) \%$	792
				$K^+ K^- \pi^+$	$(\leq 0.6) \%$	744
				$K^+ \pi^+ \pi^-$	$(\leq 0.23) \%$	845
				$\pi^+ \pi^0$	$(\leq 0.5) \%$	925
				$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(\leq 0.37) \%$	908
				$\eta(K^0 \pi^+)$	$(\leq 3.7) \%$	714
D^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.7 ± 0.6 $m^2 = 3.477$ $\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{l}^0 \pi^+ K^+ \pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K \pi)} < 0.16$	$(4.8^{+2.4}_{-1.3}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 0.014$	$D^{*0} \rightarrow \gamma \text{ (or } \bar{D}^{*0} \rightarrow CC)$		
				$e^\pm$ anything	$(\leq 6) \%$	
				$K^\pm$ anything	$(44 \pm 10) \%$	$S=1.3^*$
				$\bar{K}^0$ any + K^0 any	$(33 \pm 10) \%$	
				K^+ anything	$(8 \pm 3) \%$	
				η anything	$(\leq 13) \%$	
				$\eta(K^+ \pi^-)$	$(2.4 \pm 0.4) \%$	861
				$K^- \pi^+ \pi^0$	$(9.3 \pm 2.8) \%$	844
				$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(4.5 \pm 1.3) \%$	$S=1.4^*$ 812
				$K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	(seen)	815
				$\bar{K}^0 \pi^+$	$(2.2 \pm 1.1) \%$	860
				$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$(4.2 \pm 0.8) \%$	842
				$\pi^+ \pi^-$	$(7.9 \pm 3.8) \times 10^{-4}$	922
				$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$(\leq 9) \times 10^{-4}$	768
				$K^+ K^-$	$(2.7 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	791
				$\eta(K^+ \pi^-)$	$(3.4 \pm 1.4) \%$	711
				$K^0 \pi^0$	$(1.4 \pm 2.2) \%$	711
				$K^- \rho^+$	$(7.2 \pm 3.0) \%$	679
				$\bar{K}^0 \rho^0$	$(0.1 \pm 0.1) \%$	677

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass ^b (MeV) Mass ² (GeV ²)	Mean life ^b (sec) cr (cm)	Mode	Partial decay mode Fraction ^b	p or r p_{max} (MeV/c)
CHARMED STRANGE MESON^a						
$F^\pm$	$0(0^-)^m$	2021 ± 15	$(2.2^{+2.1}_{-1.1}) \times 10^{-13}$	$F^+ \rightarrow \begin{cases} \eta \pi^+ \\ \eta \pi^+ \pi^+ \pi^- \\ \eta \pi^+ \pi^+ \pi^- \\ \rho^+ \phi \end{cases}$ (or $F^- \rightarrow CC$)	$\begin{pmatrix} \text{seen} \\ \text{seen} \\ \text{seen} \\ \text{seen} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 930 \\ 885 \\ 713 \\ 467 \end{pmatrix}$
$\rightarrow B$						
NONSTRANGE BARYONS^a						
p	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	938.2796 ± 0.0027 $m^2 = 0.880369$	stable ($\geq 8 \times 10^{30} y$)	stable	$ q_p - q_c < 10^{-21} q_c ^n$	
n	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	939.5731 ± 0.0027 $m^2 = 0.882798$ $m_p - m_n = 1.29343$ ± 0.00004	925 ± 11 $cr = 2.77 \times 10^{13}$	$p\bar{c} \rightarrow \bar{\nu}$ $p\bar{\nu}$ (chg. noncons.)	$\begin{pmatrix} 100\% \\ (< 9) \times 10^{-24} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$
STRANGENESS -1 BARYONS^a						
Λ	$0(\frac{1}{2}^+)$	1115.60 ± 0.05 $S = 1.2^*$ $m^2 = 1.2446$ $m_\Lambda - m_{\Sigma^0} = -76.86$ ± 0.08	2.632×10^{-10} ± 0.020 $S = 1.6^*$ $cr = 7.89$	$p\pi^0$ $n\pi^0$ $p\bar{c} \rightarrow \bar{\nu}$ $p\bar{\nu}$ $\Sigma^+ \rightarrow \gamma$	$\begin{pmatrix} (64.2 \pm 0.5)\% \\ (35.8 \pm 0.5)\% \\ (8.35 \pm 0.15) \times 10^{-4} \\ (1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4} \\ (8.5 \pm 1.4) \times 10^{-4} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 100 \\ 104 \\ 163 \\ 131 \\ 100 \end{pmatrix}$
Σ^+	$1(\frac{1}{2}^+)$	1189.36 ± 0.06 $S = 1.8^*$ $m^2 = 1.4146$ $m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^0} = -7.97$ ± 0.07 $S = 1.3^*$	0.800×10^{-10} ± 0.004 $cr = 2.40$	$p\pi^0$ $n\pi^+$ $p\gamma$ $n\pi^+ \gamma$ $\Lambda c^+ \bar{\nu}$ $n\bar{\mu} \bar{\nu}$ $nc^+ \bar{\nu}$ $pe^+ e^-$	$\begin{pmatrix} (51.64 \pm 0.30)\% \\ (48.36 \pm 0.30)\% \\ (1.20 \pm 0.13) \times 10^{-3} \\ (4.5 \pm 0.5) \times 10^{-4} \\ (2.0 \pm 0.5) \times 10^{-5} \\ (3.0) \times 10^{-5} \\ (< 5) \times 10^{-6} \\ (< 7) \times 10^{-6} \end{pmatrix}$ $S = 1.4^*$	$\begin{pmatrix} 189 \\ 185 \\ 225 \\ 185 \\ 71 \\ 202 \\ 224 \\ 225 \end{pmatrix}$
Σ^0	$1(\frac{1}{2}^+)$	ρ 1192.46 ± 0.08 $m^2 = 1.4220$	5.8×10^{-20} ± 1.3 $cr = 1.7 \times 10^{-9}$	$\Lambda \gamma$ $\Lambda c^+ e^-$ $\Lambda \gamma \gamma$	$\begin{pmatrix} 100\% \\ (5.45) \times 10^{-3} \\ (< 3)\% \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 74 \\ 74 \\ 74 \end{pmatrix}$
Σ^-	$1(\frac{1}{2}^+)$	1197.34 ± 0.05 $m^2 = 1.4336$ $m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^-} = -4.88$ ± 0.06	1.482×10^{-10} ± 0.011 $S = 1.3^*$ $cr = 4.44$	$n\pi^-$ $nc^+ \bar{\nu}$ $n\bar{\mu} \bar{\nu}$ $\Lambda c^- \bar{\nu}$ $n\pi^- \gamma$	$\begin{pmatrix} 100\% \\ (1.08 \pm 0.04) \times 10^{-3} \\ (0.45 \pm 0.04) \times 10^{-3} \\ (0.61 \pm 0.05) \times 10^{-4} \\ (4.6 \pm 0.6) \times 10^{-4} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 193 \\ 230 \\ 210 \\ 79 \\ 193 \end{pmatrix}$

Stable Particle Table (cont'd)

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass ^b (MeV) Mass ² (GeV ²)	Mean life ^b (sec) cr (cm)	Partial decay mode		
				Mode	Fraction ^b	p or p_{max} (MeV/c)
STRANGENESS -2 BARYONS ^a						
Ξ^0	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)^q$	1314.9 ± 0.6 $m^2=1.729$	2.90×10^{-10} ± 0.10 cr=8.69	$\Lambda \pi^0$	100%	135
				$\Lambda \gamma$	(0.5 ± 0.5) %	184
				$\Sigma^0 \gamma$	(<7) %	117
				$p \pi^-$	(<3.6) $\times 10^{-5}$	299
				$p e^- \nu$	(<1.3) $\times 10^{-3}$	323
				$\Sigma^+ e^- \nu$	(<1.1) $\times 10^{-3}$	120
				$\Sigma^+ e^+ \nu$	(<0.9) $\times 10^{-3}$	112
				$\Sigma^+ \mu^- \nu$	(<1.1) $\times 10^{-3}$	65
				$\Sigma^+ \mu^+ \nu$	(<0.9) $\times 10^{-3}$	49
				$p \mu^- \nu$	(<1.3) $\times 10^{-3}$	309
Ξ^-	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)^q$	1321.32 ± 0.13 $m^2=1.7459$	1.641×10^{-10} ± 0.016 cr=4.92	$\Lambda \pi^-$	100%	139
				$\Lambda e^- \nu$	(2.9 ± 1.1) $\times 10^{-4}$	190
				$\Sigma^0 e^- \nu$	(<1.4) $\times 10^{-4}$	123
				$\Lambda \mu^- \nu$	(3.5 ± 3.5) $\times 10^{-4}$	163
				$\Sigma^0 \mu^- \nu$	(<8) $\times 10^{-4}$	70
				$n \pi^-$	(<1.1) $\times 10^{-3}$	303
				$n e^- \nu$	(<3.2) $\times 10^{-3}$	327
				$n \mu^- \nu$	(<1.5) %	313
				$\Sigma^- \gamma$	(<1.2) $\times 10^{-3}$	118
				$p \pi^- \pi^-$	(<4) $\times 10^{-4}$	223
				$p \pi^- e^- \nu$	(<4) $\times 10^{-4}$	304
				$p \pi^- \mu^- \nu$	(<4) $\times 10^{-4}$	250
				$\Sigma^- e^- \nu$	(<2.3) $\times 10^{-3}$	6
STRANGENESS -3 BARYON ^a						
Ω^-	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)^q$	1672.45 ± 0.32 $m^2=2.797$	0.819×10^{-10} ± 0.027 cr=2.46	ΛK^-	(68.6 ± 1.3) %	211
				$\Sigma^- K^-$	(23.4 ± 1.3) %	294
				$\Xi^- K^0$	(8.0 ± 0.8) %	290
				$\Xi^- e^- \nu$	(~ 1) %	319
				$\Xi^0(1530) \pi^-$	(~ 2) $\times 10^{-3}$	
				$\Lambda \pi^-$	(<1.3) $\times 10^{-3}$	449
				$\Xi^- \gamma$	(<3.1) $\times 10^{-3}$	314
NONSTRANGE CHARGED BARYON ^a						
Δ_c^+	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)^q$	2282.2 ± 3.1 $S=1.8^*$ $m^2=5.21$	$(1.1_{-0.4}^{+0.8}) \times 10^{-13}$ cr=0.003	$p K^- \pi^+$	(2.2 ± 1.0) %	820
				$p K^0$	(1.1 ± 0.7) %	870
				$p K^0 \pi^+ \pi^-$	(<4) %	751
				$\Lambda \pi^+$	(0.6 ± 0.5) %	864
				$\Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$	(<3.1 , seen) %	804
				$\Sigma^0 \pi^+$	(seen) %	822
				$\Xi^0 p K^0$	(0.48 ± 0.30) %	682
				$\Delta^+ \pi^-$	(0.45 ± 0.27) %	707
				$p K^+ \pi^+$	(seen) %	576
				e^+ anything	(4.5 ± 1.7) %	
				μ^+ anything	(1.8 ± 0.9) %	
				Λe^+ anything	(1.1 ± 0.8) %	

- Δ_c^0
→ searches for massive neutrinos and lepton mixing
→ ν bounds from astrophysics and cosmology
→ heavy lepton searches
→ weak gauge boson searches
→ free quark searches
→ magnetic monopole searches
→ charm searches and evidence
→ bottom hadron searches
→ top hadron searches
→ other stable particle searches

Stable Particle Table (cont'd)

— Indicates an entry in the Stable Particle Data Card Listings not entered in the Stable Particle Table.

• S = Scale factor = $\sqrt{\chi^2/(N-1)}$, where N = number of experiments. S should be ≈ 1 . If $S > 1$, we have enlarged the error of the mean, $\delta\bar{x}$; i.e., $\delta\bar{x} \rightarrow S\delta\bar{x}$. This convention is still inadequate, since if $S \gg 1$ the experiments are probably inconsistent, and therefore the real uncertainty is probably even greater than $S\delta\bar{x}$. See text, and ideograms in Stable Particle Data Card Listings.

† Square brackets indicate subtractions of some previous unbracketed decay mode(s). Reactions in one set of brackets may overlap with reactions in another set of brackets.

a. The baryon number B , strangeness S , and charm C of the hadrons which appear in the tables are as follows:

Mesons ($B=0$)	S	C	Baryons ($B=1$)	S	C
π, η	0	0	p, n	0	0
K^+, K^0	+1	0	Λ, Σ	-1	0
$K^-, \bar{K}^0$	-1	0	Ξ	-2	0
D^+, D^0	0	+1	Ω^-	-3	0
$D^-, \bar{D}^0$	0	-1	Λ_c^+	0	+1
F^+	+1	+1			
F^-	-1	-1			

b. Quoted upper limits correspond to a 90% confidence level.

c. In decays with more than two bodies, $p_{\max}$ is the maximum momentum that any particle can have.

d. 99% confidence level. Lower limit from same experiment, > 14 eV, not yet confirmed. See Stable Particle Data Card Listings.

e. See Stable Particle Data Card Listings for energy limits used in this measurement.

f. Theoretical value; see also Stable Particle Data Card Listings.

g. See note in Stable Particle Data Card Listings.

h. Structure-dependent part with positive ($SD+$) and negative ($SD-$) photon helicity.

i. The direct emission branching fraction is $(1.56 \pm .35) \times 10^{-5}$.

j. The $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ and $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ rates (and branching fractions) are from our branching fraction and rate fits and do not include results of $K_L^0 K_S^0$ interference experiments. The $|\eta_{+-}|$ and $|\eta_{00}|$ values given in the addendum are these rates combined with the $|\eta_{+-}|$ and $|\eta_{00}|$ results from interference experiments.

k. The stronger limit $< 2 \times 10^{-9}$ of Clark et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1667 (1971) is not listed because of possible (but unknown) systematic errors. See Stable Particle Data Card Listings.

l. This is a weighted average of D^+ (44%) and D^0 (56%) branching fractions.

m. Quantum numbers shown are favored but not yet established. See Stable Particle Data Card Listings.

n. Limit from neutrality-of-matter experiments. Assumes $|q_u| = |q_d| = |q_c|$.

p. J^P not measured for Σ^0 . Assumed same as Σ^+ to allow isotriplet association.

q. J^P for Ξ and J^P for Ω^- not yet measured. Values shown are $SU(3)$ predictions.

r. J^P for Λ_c^+ not yet measured. Values shown are $SU(4)$ predictions.

s. $|g_A/g_V|$ defined by $g_A^2 = |C_A|^2 + |C_V|^2$, $g_V^2 = |C_V|^2 + |C_A|^2$, and $\Sigma \leq \epsilon |\Gamma_1| |\mu| \leq \epsilon |\Gamma_1| (C_V + C_A \gamma_5) |e^-|$; ϕ defined by $\cos \phi = -\text{Re}(C_A^* C_V + C_A^* C_V^*) / g_A g_V$. P_μ is muon longitudinal polarization [for more details, see text Section VI A].

t. The definition of the slope parameter of the Dalitz plot is as follows [see also text Section VI B.1]: $|M|^2 = 1 + p \cdot \begin{pmatrix} s_1 s_2 \\ m_1^2 \end{pmatrix}$

u. The definition for the CP violation parameters is as follows [see also text Section VI B.3]:

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad \eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$$

$$\delta = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \quad |\eta_{+-}|^2 = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \text{CP viol.}}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} \quad |\eta_{00}|^2 = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0) \text{CP viol.}}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)}$$

v. The definition of these quantities is as follows [for more details on sign convention, see text Section VI B]:

$$\alpha = \frac{2|s||p|\cos\delta}{|s|^2 + |p|^2} \quad \beta = \sqrt{1 - \alpha^2} \sin\phi \quad g_A, g_V, g_{WM} \text{ defined by } \langle B_f | \gamma_\lambda (g_V - g_A \gamma_5) + (g_{WM}/m_B) \sigma^{\lambda\nu} q_\nu | B_i \rangle$$

$$\beta = \frac{-2|s||p|\sin\delta}{|s|^2 + |p|^2} \quad \gamma = \sqrt{1 - \alpha^2} \cos\phi \quad \phi_{AV} \text{ defined by } g_A/g_V = |g_A/g_V| e^{i\phi_{AV}}$$

w. For limits on electric dipole moment, see Data Card Listings. Forbidden by P and T invariance.

ADDENDUM TO Stable Particle Table

Magnetic Moment e^+ 1.001 159 652 209 $\frac{eh}{2m_e c}$ $\pm 0.000\ 000\ 000\ 031$		μ Decay parameters[†] μ^+ 1.001 165 924 $\frac{eh}{2m_\mu c}$ $\pm 0.000\ 000\ 009$ $\rho = 0.752 \pm 0.003$ $\eta = -0.12 \pm 0.21$ $\xi \cdot P_\mu = 0.972 \pm 0.014$ $\delta = 0.725 \pm 0.009$ $h = 1.01 \pm 0.06$ $ g_A/g_V = 0.86^{+0.33}_{-0.11}$ $\phi = 180^\circ \pm 15^\circ$	
η	Mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$	Left-right asymmetry (0.12 $\pm$ 0.17)% (0.88 $\pm$ 0.40)%	Sextant asymmetry (0.19 $\pm$ 0.16)% Quadrant asymmetry (-0.17 $\pm$ 0.17)% $\beta = 0.047 \pm 0.062$
$K^\pm$	Mode $\mu \nu$ $\pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\mu \pi^0 \nu$ $e \pi^0 \nu$	Partial rate (sec ⁻¹) (51.33 $\pm$ 0.17) $\times 10^6$ (17.10 $\pm$ 0.13) $\times 10^6$ (4.52 $\pm$ 0.02) $\times 10^6$ (1.40 $\pm$ 0.04) $\times 10^6$ (2.58 $\pm$ 0.07) $\times 10^6$ (3.90 $\pm$ 0.04) $\times 10^6$	S=1.2* S=1.1* S=1.1* S=1.4* S=1.7* S=1.1* Slope parameters for $K \rightarrow 3\pi^f$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $g = -0.215 \pm 0.004$ S=1.4* $K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ $g = -0.217 \pm 0.007$ S=2.5* $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$ $g = 0.607 \pm 0.030$ S=1.3* $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $g = 0.670 \pm 0.014$ S=1.6* See Data Card Listings for quadratic coefficients.
K_S^0	$\pi^+ \pi^-$ $f(0.7689 \pm 0.0033) \times 10^{10}$ $\pi^0 \pi^0$ $f(0.3517 \pm 0.0029) \times 10^{10}$	S=1.1* S=1.1*	Form factors for K_L decays $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\lambda_+^0 = 0.029 \pm 0.004$ $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ $\lambda_+^0 = 0.026 \pm 0.008$ S=1.5* $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\lambda_-^0 = -0.003 \pm 0.007$ S=1.5* $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\lambda_+^0 = 0.0300 \pm 0.0016$ S=1.2* $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ $\lambda_+^0 = 0.034 \pm 0.006$ S=2.5* $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\lambda_-^0 = 0.020 \pm 0.007$ S=2.5*
K_L^0	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$ (4.14 $\pm$ 0.20) $\times 10^6$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (2.39 $\pm$ 0.04) $\times 10^6$ $\pi \mu \nu$ (5.23 $\pm$ 0.09) $\times 10^6$ $\pi e \nu$ (7.47 $\pm$ 0.11) $\times 10^6$ $\pi^+ \pi^-$ $f(3.91 \pm 0.10) \times 10^4$ $\pi^0 \pi^0$ $f(1.81 \pm 0.36) \times 10^4$	S=1.7* S=1.2* S=1.3* S=1.3* S=1.1* S=1.5*	See Data Card Listings for ξ , ξ_2 , and ξ_3 . CP Violation parameters ^{WJ} $ \eta_{+-} = (2.274 \pm 0.022) \times 10^{-3}$ $ \eta_{00} = (2.33 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ S=1.1* $\phi_{+-} = (44.6 \pm 1.2)^\circ$ $\phi_{00} = (54 \pm 5)^\circ$ $ \eta_{+-} ^2 < 0.12$ $ \eta_{00} ^2 < 0.28$ $\delta = (0.330 \pm 0.012)^\circ$ $\Delta S = -\Delta Q$ $\text{Re } \chi = 0.009 \pm 0.020$ S=1.4* $\text{Im } \chi = -0.004 \pm 0.026$ S=1.1*
Magnetic moment ($eh/2m_\mu c$)		Decay parameters[†] Measured α $\phi(\text{degree})$ γ $\Delta(\text{degree})$ Coupling Constant Ratios	
P	2.7928456 ± 0.0000011		
n^+	-1.91304184 ± 0.00000088	$p e^- \nu$	$g_A/g_V = -1.255 \pm 0.006$ $\phi_{AV} = (180.11 \pm 0.17)^\circ$
Λ^0	-0.613 ± 0.004	$p \pi^-$ 0.642 $\pm$ 0.013 (-6.5 $\pm$ 3.5) $^\circ$ 0.76 (7.7 $\pm$ 4.1) $^\circ$ $n \pi^0$ 0.646 $\pm$ 0.044 $p e \nu$	$g_A/g_V = -0.690 \pm 0.034$ S=1.4*
Σ^+	2.33 ± 0.13	$p \pi^0$ -0.979 $\pm$ 0.016 (36 $\pm$ 34) $^\circ$ 0.17 (187 $\pm$ 6) $^\circ$ $n \pi^+$ +0.068 $\pm$ 0.013 (167 $\pm$ 29) $^\circ$ -0.97 (-73 $\pm$ 13) $^\circ$ $p \gamma$ -0.72 $\pm$ 0.29 S=1.1*	
Σ^-	-1.41 ± 0.25	$n \pi^-$ -0.068 $\pm$ 0.008 (10 $\pm$ 15) $^\circ$ 0.98 (249 $\pm$ 116) $^\circ$ $n e^- \nu$ $\Lambda e^- \nu$	$g_A/g_V = \pm(0.385 \pm 0.070)$ S=2.3* $g_V/g_A = 0.14 \pm 0.24$ S=1.6* $g_{W4}/g_A = 2.4 \pm 1.7$
Ξ^0	-1.250 ± 0.014	$\Lambda \pi^0$ -0.413 $\pm$ 0.022 (21 $\pm$ 12) $^\circ$ 0.85 (218 $\pm$ 12) $^\circ$ S=2.0*	
Ξ^-	-1.85 ± 0.75	$\Lambda \pi^-$ -0.434 $\pm$ 0.015 (2 $\pm$ 6) $^\circ$ 0.90 (184 $\pm$ 12) $^\circ$ S=1.4* S=1.1*	
Ω^-		ΛK^- -0.10 $\pm$ 0.18 S=1.2*	