

Capitolo 8:

Le Particelle Elementari I

**Corso di Fisica Nucleare e
Subnucleare I**

Professor Carlo Dionisi

A.A. 2004-2005

i) Le Particelle Scoperte con i Raggi Cosmici

- 1) I raggi cosmici;
- 2) Scoperta del μ ;
- 3) Scoperta del positrone;
- 4) Esperimento di Conversi et al;
- 5) Scoperta del π carico;
- 6) Scoperta delle V-zero.

I Raggi Cosmici

- Prima dell' avvento delle macchine acceleratrici I raggi cosmici sono stati l' unica fonte generatrice di particelle di alta energia e questo fino alla fine degli anni 40.
- Siamo costantemente bombardati da particelle energetiche che provengono dallo spazio e già' nel 900 si era osservato che esse producono ionizzazione in un gas. Questi "raggi" furono scoperti da Victor Hess nel 1912 con degli elettrometri montati su palloni aereostatici. Egli misuro' che la ionizzazione cresce in funzione della altitudine raddoppiando la sua intensita' dai 1000 ai 4000 metri.

Dal 1912 I raggi cosmici sono stati studiati in modo intensivo e la loro composizione, lo spettro energetico, la variazione spaziale e temporale sono state misurate a varie altitudini, nella profondita del mare e di caverne sotterranee, sulla cime delle montagne, in palloni fino a 40 km ed infine su razzi e su satelliti.

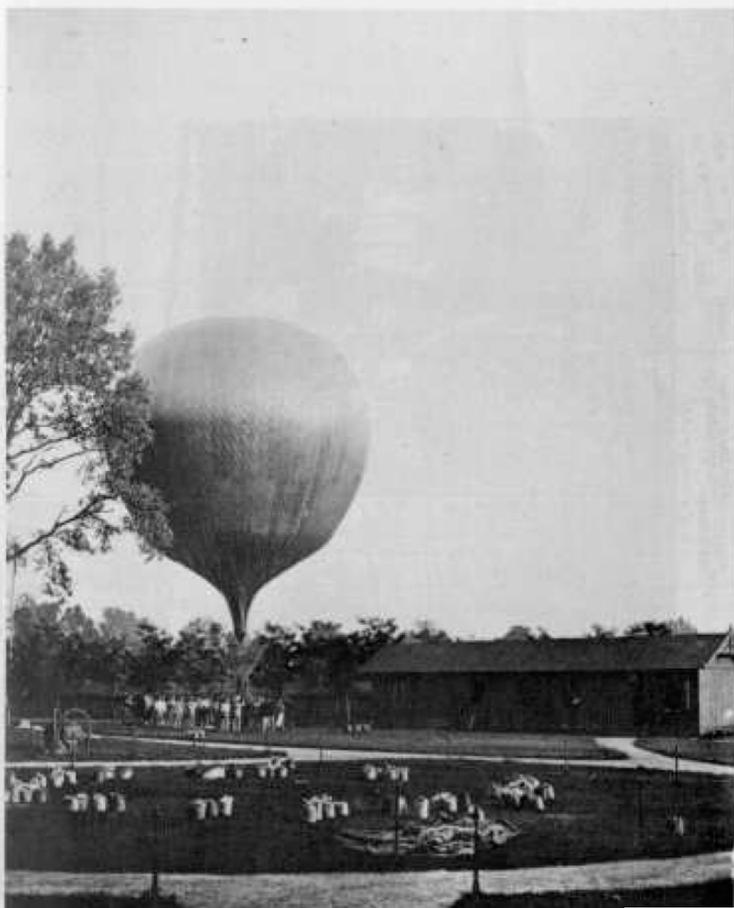
Quelli osservati da V. Hess costituiscono **la componente secondaria** della radiazione cosmica prodotta nella interazione dei raggi cosmici primari con l' atmosfera terrestre

I raggi cosmici primari di altissima energia producono una cascata di particelle, vedi figura 1, determinata dalla lunghezza di interazione nucleare:

$$\lambda_{\text{int}} = 1/n\sigma_{\text{nucleare}} = (A/N\rho) \times (1/\pi R^2 A^{2/3}) \\ \cong 34 \text{ g cm}^{-2} (A^{1/3}/\rho)$$

Per l' azoto, $\rho = 2 \cdot 10^{-14} \text{ g cm}^{-2}$, $\lambda_{\text{int}} \cong 4 \text{ km}$: **quindi tutti i raggi cosmici primari producono interazioni nella atmosfera.**

Scoperta dei Raggi Cosmici

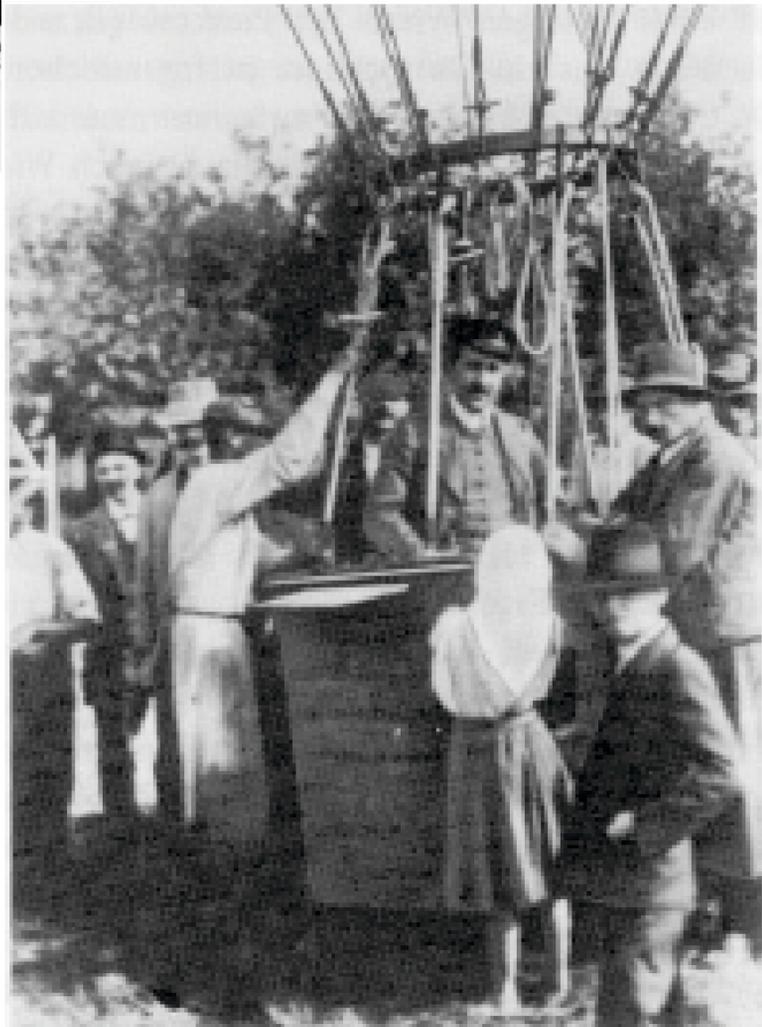


Aeronautisches Gelände im Wiener Prater, von dem aus V. F. Hess in den Jahren 1928-1931 seine ersten Freiballon-Forschungsfahrten unternommen hatte. (Courtesy Österreichisches Historisches Museum, Vienna)

<Ed> Contributed by R. Steinmaurer. See p. 17.

Misurando la conduttività dell' atmosfera in funzione dell' altitudine Hess scoprì **I raggi Cosmici**

Hess nel suo pallone con il suo elettroscopio



Tipica Cascata prodotta dai raggi cosmici primari

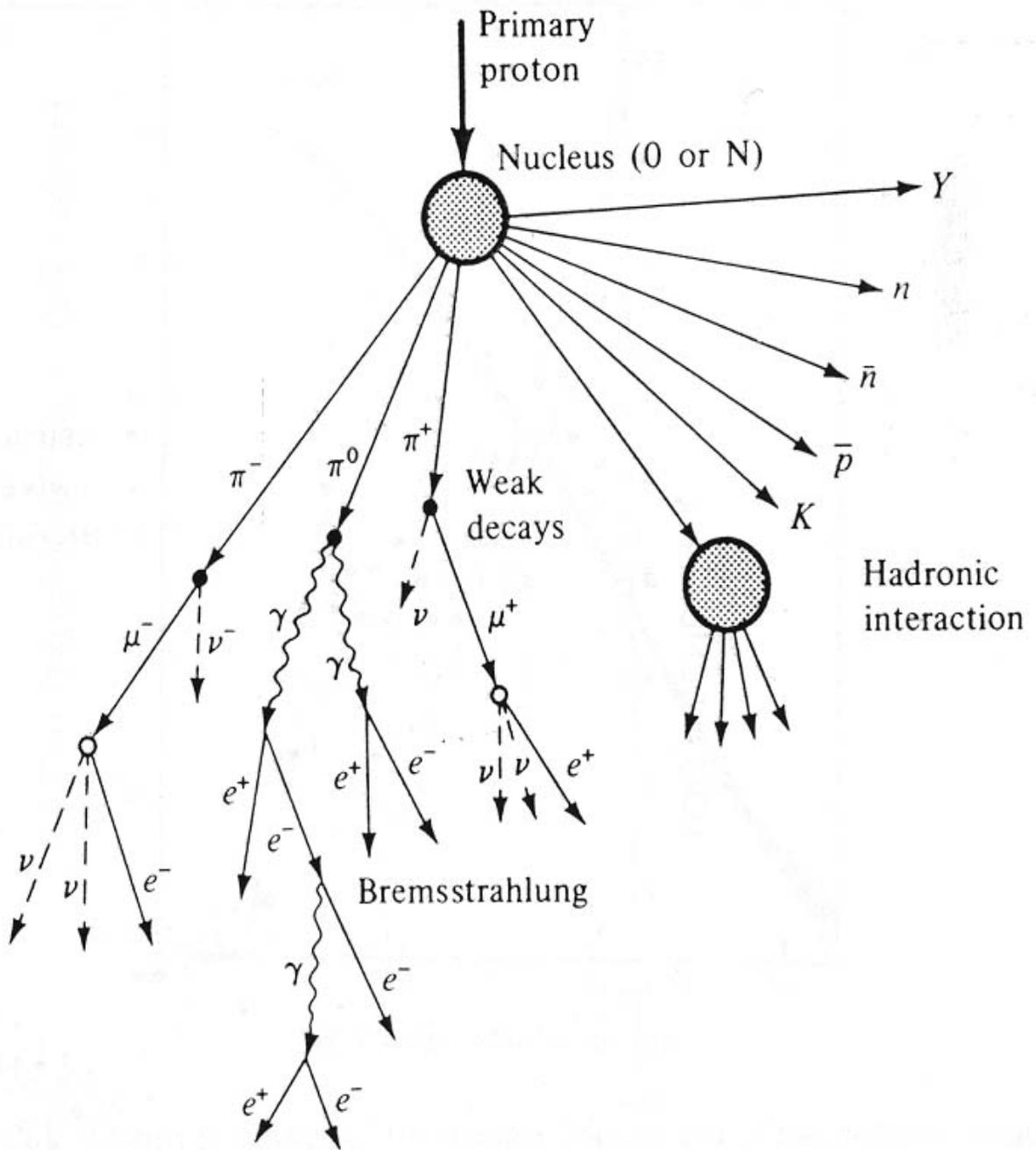


Fig. 1. An incident high-energy proton strikes the top of the atmosphere and produces a cascade shower.

I Raggi Cosmici Primari

- Dalle misure dell' inizio del 1900 di Elster, Geitel e Wilson e di Hess nel 1912, si e' portati a ritenere che questa radiazione provenga in larga misura dagli spazi cosmici esterni al sistema planetario con provenienza galattica o extragalattica.

Questa radiazione Cosmica Primaria bombarda costantemente l' atmosfera terrestre ed e' costituita per l' 80% circa di protoni, per il 15% di nuclei di Elio (particelle α), 4% di nuclei pesanti e 1% di elettroni. Lo spettro energetico integrale dei protoni (ossia il numero $N(E)$ di protoni con energia maggiore di E) varia come :

$$N(E) = (A + E)^{-n}$$

dove le costanti A ed n hanno valori un po' diversi nelle varie regioni di energia ma con $n \cong 2$ ed A trascurabile per E di molti GeV. Si trova quindi una apprezzabile frazione di particelle primarie anche ad energie di molte centinaia di GeV.

Lo spettro in energia varia in un enorme intervallo di valori: da 10^8 eV a 4×10^{21} eV che e' la piu' alta energia misurata. La distribuzione angolare e' approssimativamente isotropa sopra 10^9 eV.

Il flusso, vedi figura 2, diminuisce rapidamente con

I Raggi Cosmici Primari (2)

l' energia seguendo una legge di potenza $\Phi \propto E^{-\gamma}$, con $\gamma = 2.7$ da $E = 10^{10}$ eV fino al “ginocchio”, che si trova ad $E = 3 \times 10^{15}$ eV, e $\gamma = 3.0$ dal ginocchio fino alla “caviglia”, che si trova a $E = 3 \times 10^{18}$ eV. Vedi figura 3.

Nei raggi cosmici primari NON si osserva antimateria.

Si ritiene che le sorgenti di raggi cosmici primari con flussi fino alla regione della caviglia siano all' interno della Galassia, mentre per $E > 10^{19}$ eV e' necessario ipotizzare sorgenti extragalattiche.

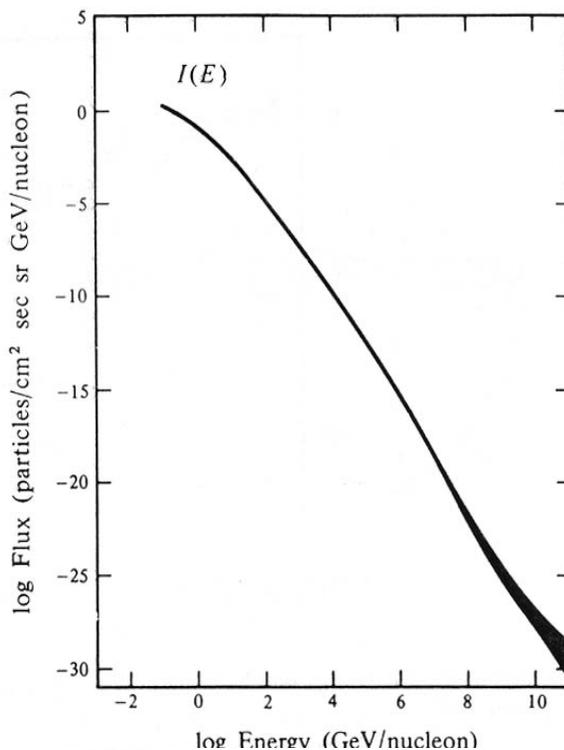


Fig. 2

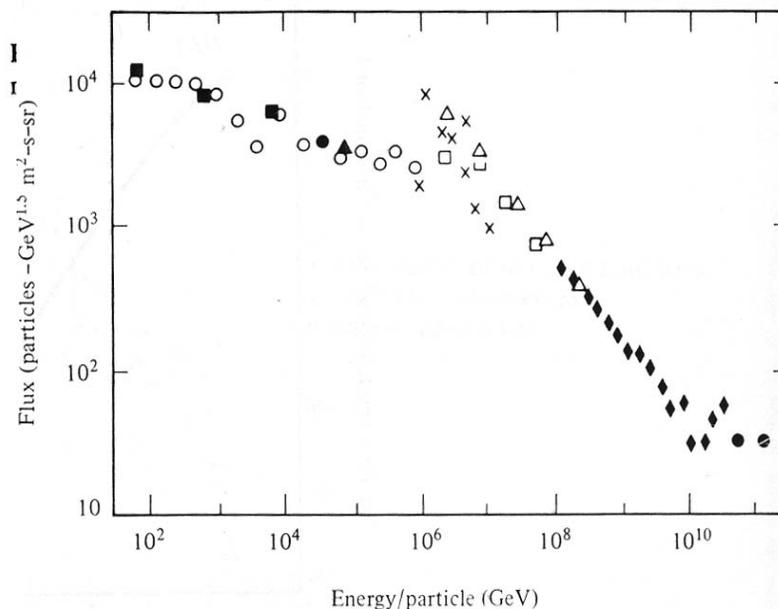


Fig. 3

Spettro in Energia dei Raggi Cosmici

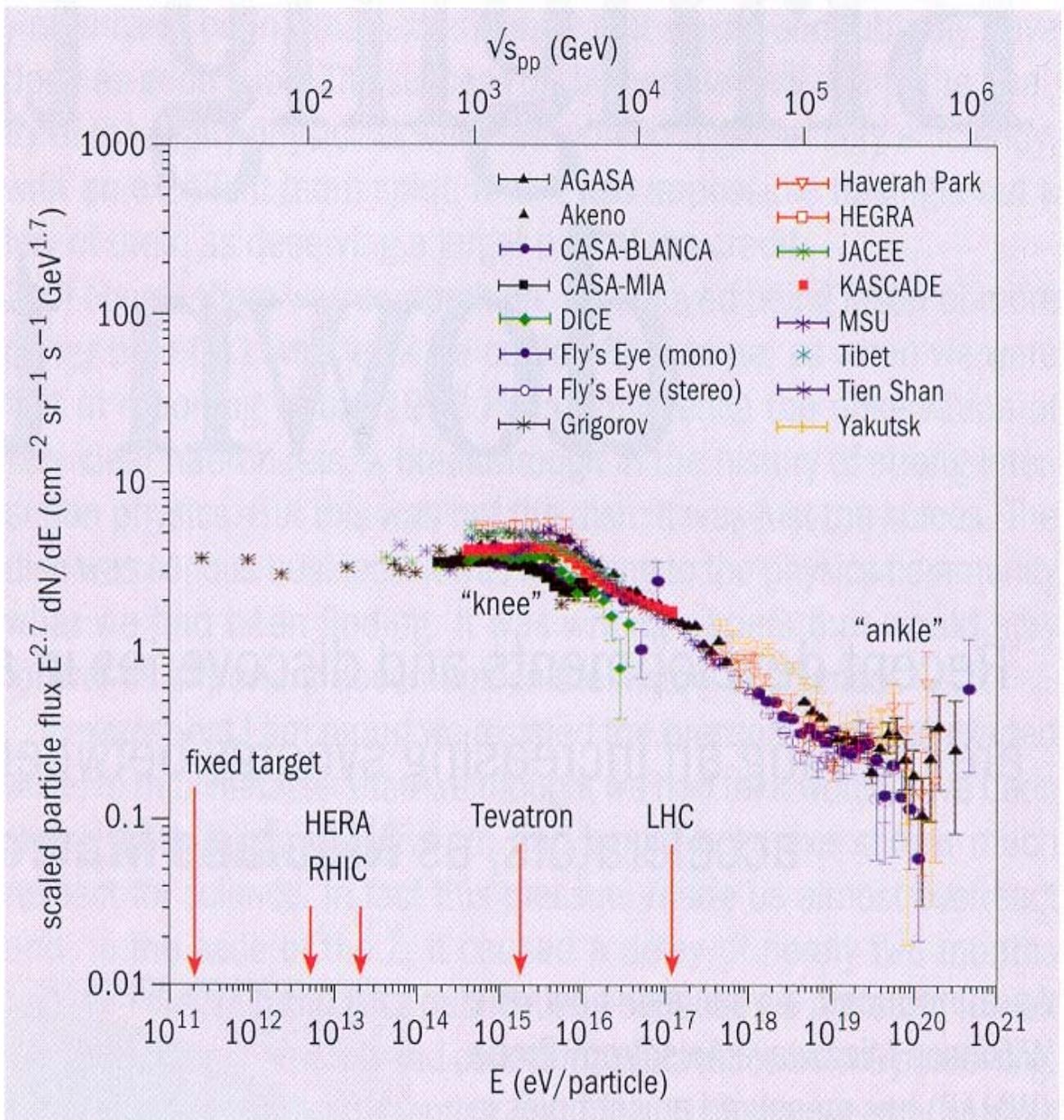


Fig. 3. The cosmic-ray energy spectrum showing the cosmic-ray energy equivalent to the centre-of-mass energy of currently operating and planned colliders. (Courtesy of R Engel, Xth Blois Workshop on Elastic and Diffractive Scattering, July 2003.)

La Radiazione Cosmica secondaria

Nelle collisioni dei primari con gli atomi di azoto e di ossigeno dell'atmosfera, si producono particelle secondarie di vario tipo che costituiscono la radiazione cosmica secondaria:

protoni, neutroni e particelle instabili come i pioni.

I pioni decadono in circa 10^{-8} sec in muoni. Questi interagiscono elettromagneticamente con gli atomi attraversati perdendo energia solo

per ionizzazione essendo del tutto trascurabile la perdita di energia per irraggiamento (avendo una massa di 106 MeV).

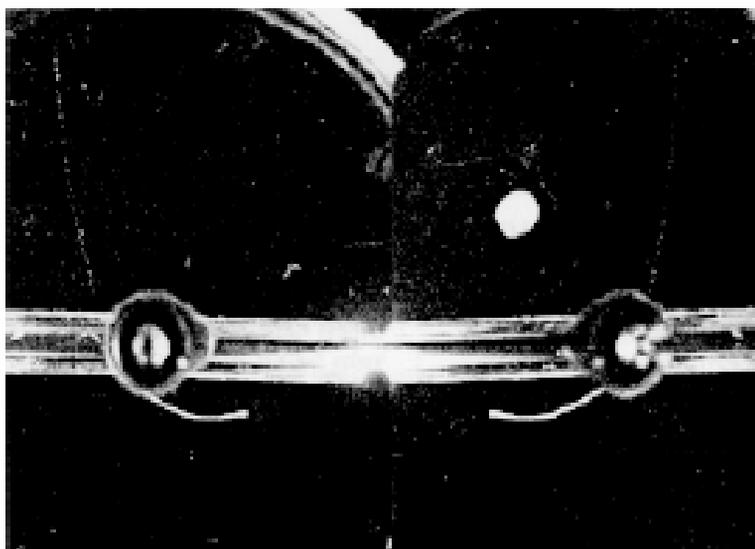
I muoni costituiscono la **componente dura** dei raggi cosmici osservati al livello del mare e ne rappresentano circa il 75%.

Il restante 25% e' costituito da radiazione elettro-fotonica che e' chiamata **componente molle**

(da produzione di coppie e^+e^- e da processibremstrahlung).

Ricordiamo che la atmosfera e' spessa circa $27 X_0$.

Una piccola frazione e' anche dovuta ai neutrini atmosferici.



Phys. Rev. 51 (1937) 884

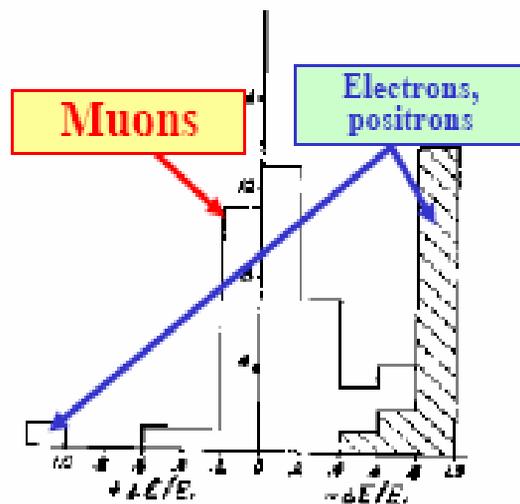


FIG. 2. Distribution of fractional losses in loss of platinum.

(Anderson & Neddermeyer, 1936)

La Radiazione Cosmica secondaria

La figura 4 riporta I risultati di S.H. Neddermeyer e C.D. Anderson sulla natura dei raggi cosmici secondari (1937).

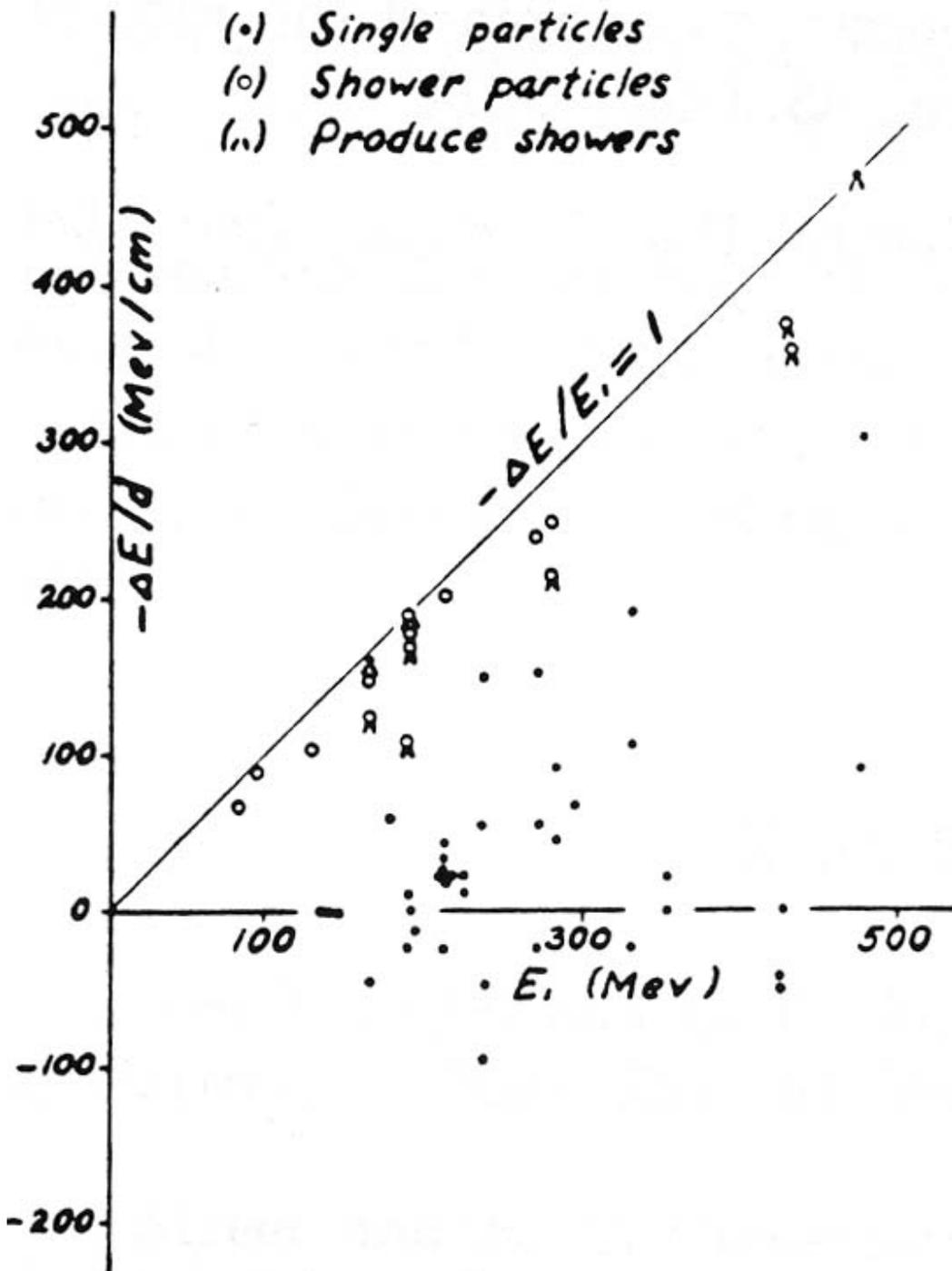
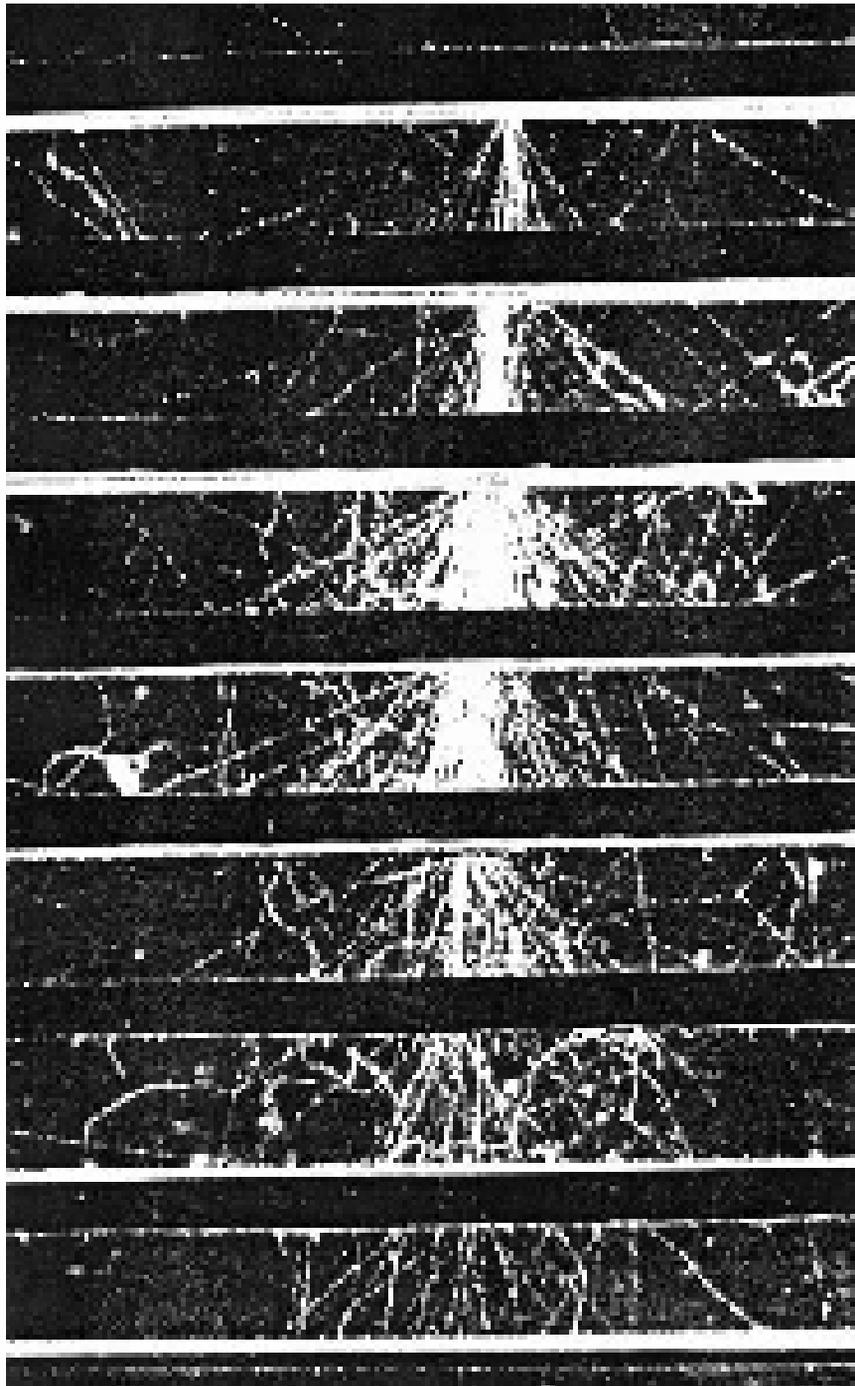


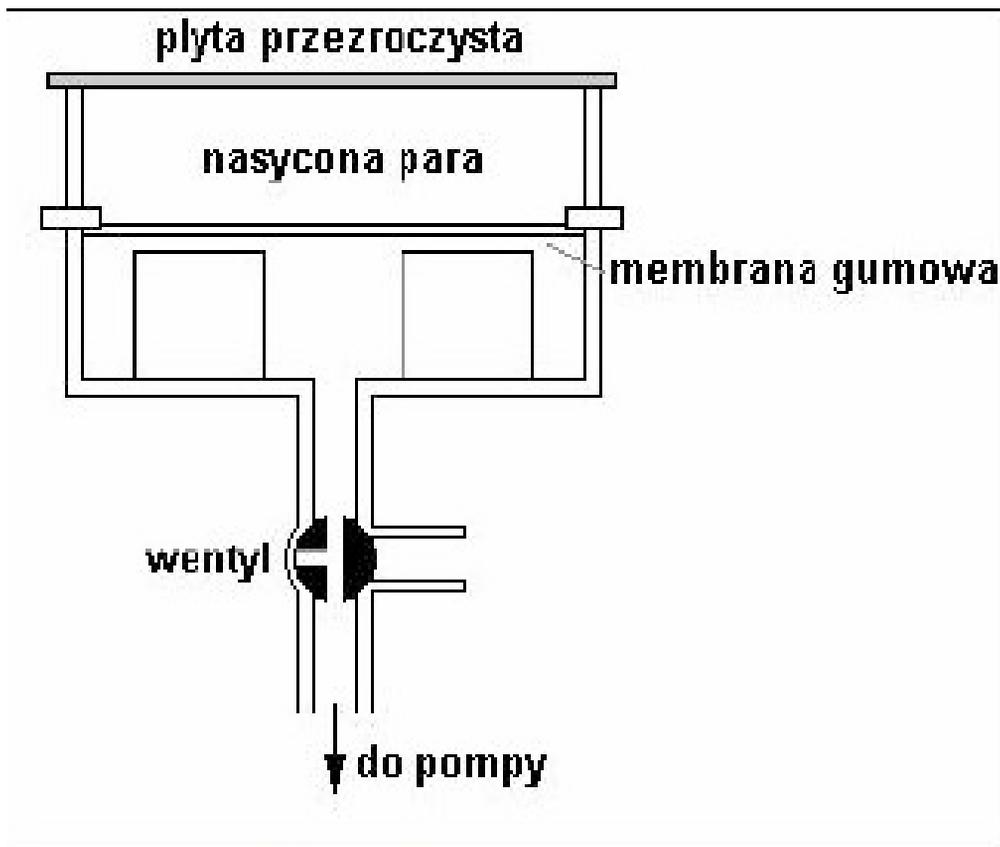
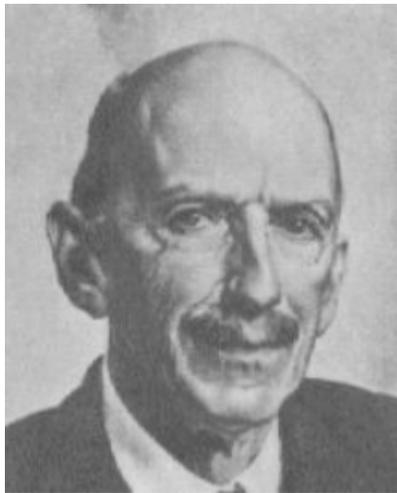
Fig 4 . Energy loss in 1 cm of platinum.

Tipica Cascata prodotta dalla componente molle dei raggi cosmici



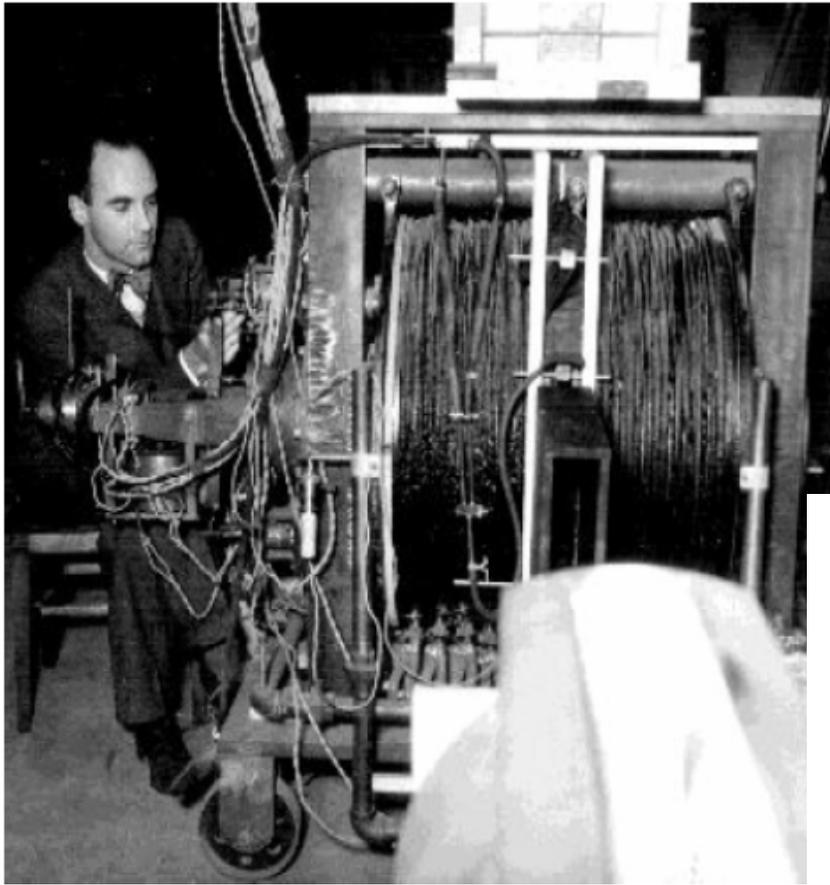
**Cloud chamber image of an
electromagnetic shower.
Pb plates, each 1.27 cm thick**

Wilson Cloud Chamber

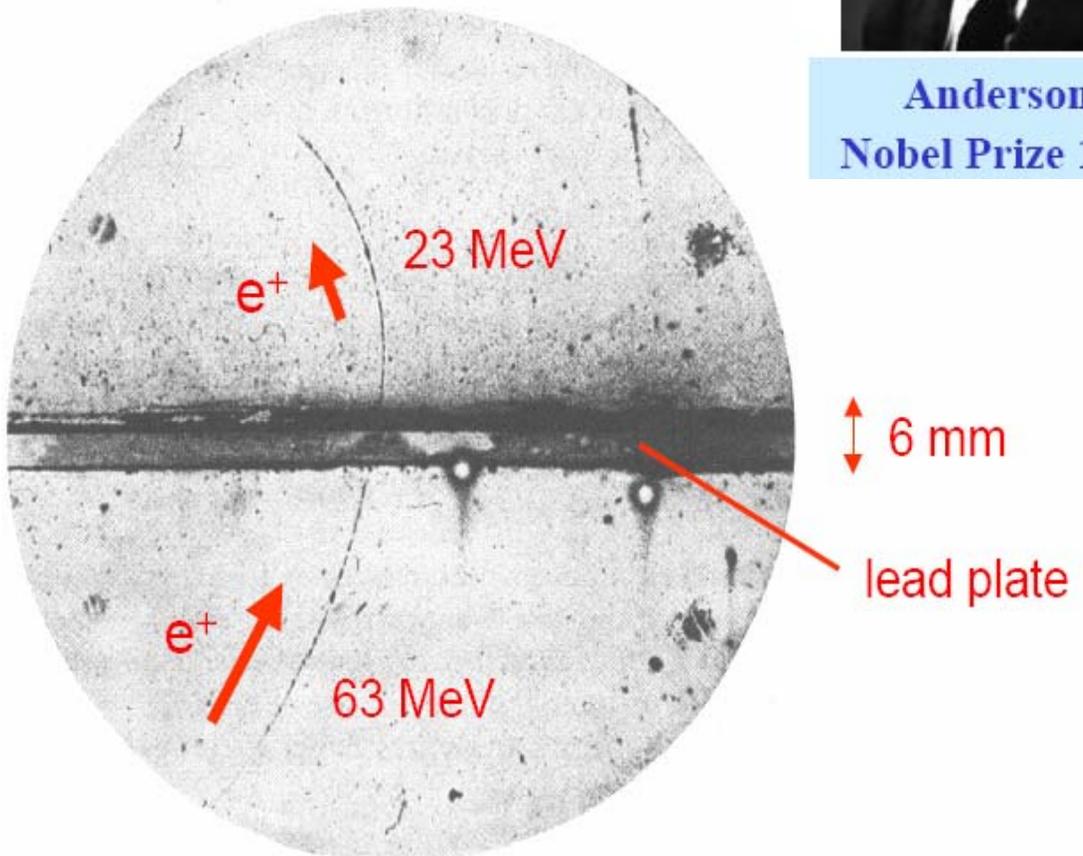


Schemat komory Wilsona.

Scoperta del Positrone: Anderson (1933)



Anderson,
Nobel Prize 1936



Alcuni esempi di eventi da raggi cosmici

First experimental observation
of a positron

23 MeV positron

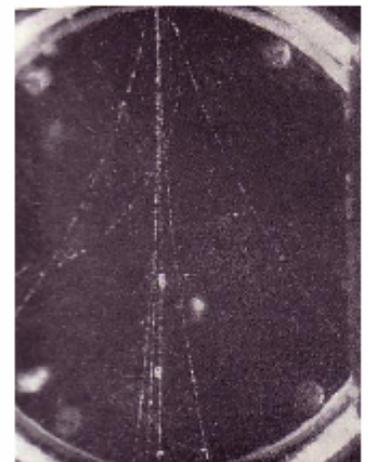
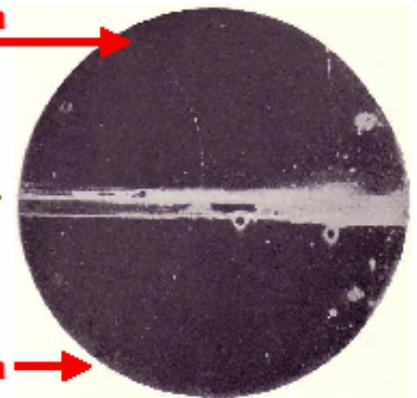
6 mm thick Pb plate

63 MeV positron

direction of
high-energy photon



Production of an
electron-positron pair
by a high-energy photon
in a Pb plate



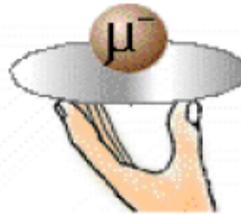
Cosmic-ray "shower"
containing several $e^+ e^-$ pairs

Decadimento del μ in camera a nebbia (1930)

Muon Discovery

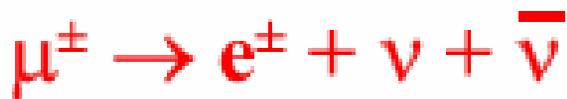


Who ordered
THAT?!?!
[Rabi]



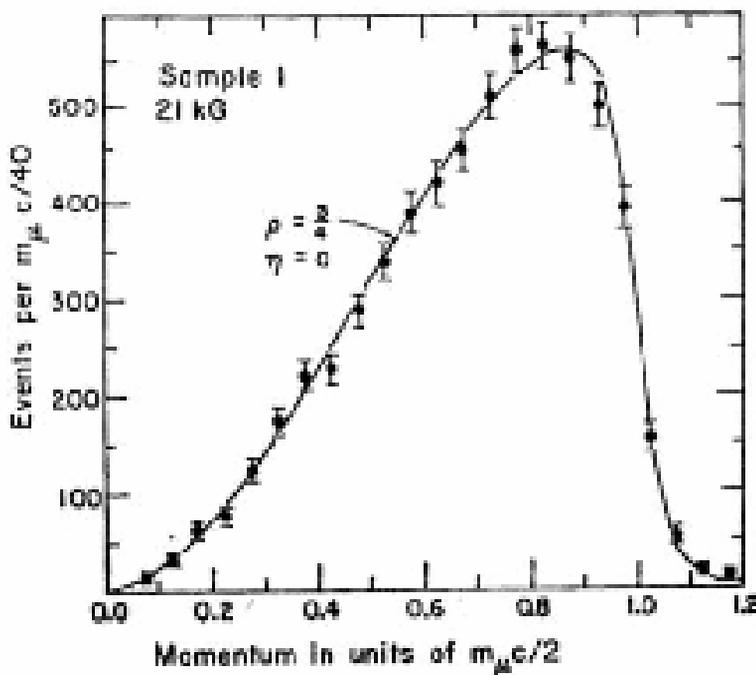
μ

Muon decay



decay electron track

Decay electron momentum distribution



Raggi cosmici: il puzzle $\pi \Leftrightarrow \mu$

➤ Come abbiamo visto nel 1935 Hideki Yukawa propose un modello in cui prevedeva l' esistenza di particelle di massa tra 100 e 200 MeV , **il mesone π** , come **mediatori della interazione nucleare:**

➤ Nel 1937 Street e Stevenson, dalla misura simultanea dell' impulso, dalla curvatura della traccia in campo magnetico, e della velocità, dal dE/dx , stimarono il valore della massa della componente dura dei raggi cosmici :

$m_\mu \cong 207 \times m_e$. Il mesone della componente penetrante dei raggi cosmici fu chiamato **μ (muone)**.

Nel 1942 Rasetti, misurando il ritardo tra il passaggio di un muone e il suo decadimento in un elettrone, determino' la sua vita media:

$$\tau_{\text{decadimento}} \cong 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

➤ Nel 1940 Tomanaga e Araki prevedono comportamenti **MOLTO DIVERSI** nella interazione con la materia delle particelle positive e negative di Yukawa

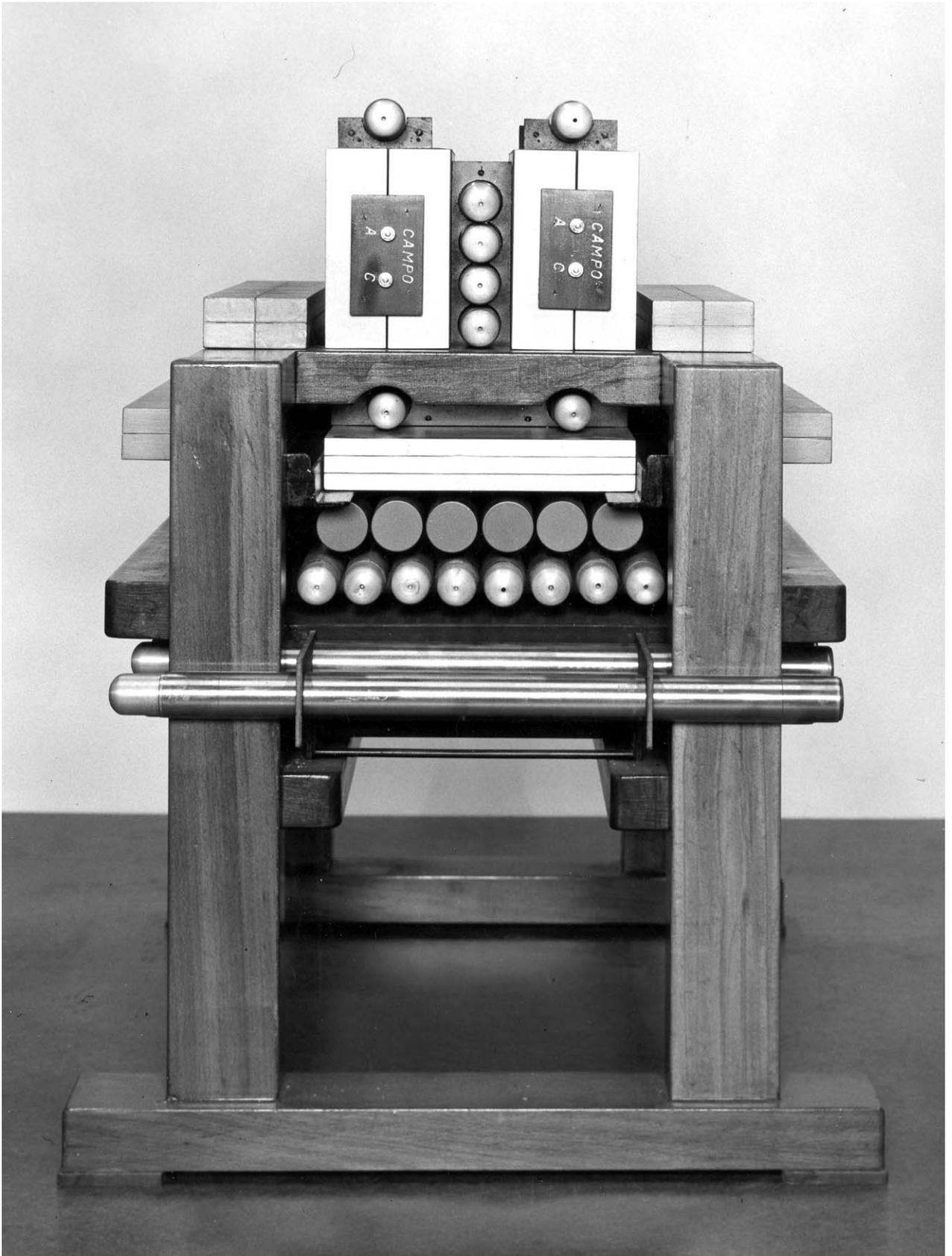
i) le particelle di Yukawa **NEGATIVE** , una volta fermate nel **materiale, dopo aver persa tutta la loro energia cinetica per dE/dx**

vengono catturate in orbite di tipo atomico **MA** con raggi molto piu' piccoli di quelli elettronici. **RISULTATO** : la sua funzione d' onda si sovrappone a quella del nucleo ed, essendo il π il messaggero delle interazioni forti, interagisce col nucleo in tempi

$$\tau_{\text{forte}} \cong 10^{-23} \text{ s}$$

ii) **AL CONTRARIO**, la particella di Yukawa **POSITIVA** si ferma **e poi decade**.

L' esperimento di Conversi, Pancini e Piccioni che risolse il puzzle $\pi \Leftrightarrow \mu$ (Roma 1945)



L' esperimento di Conversi, Pancini e Piccioni che risolse il puzzle $\pi \Leftrightarrow \mu$ (Roma 1945)

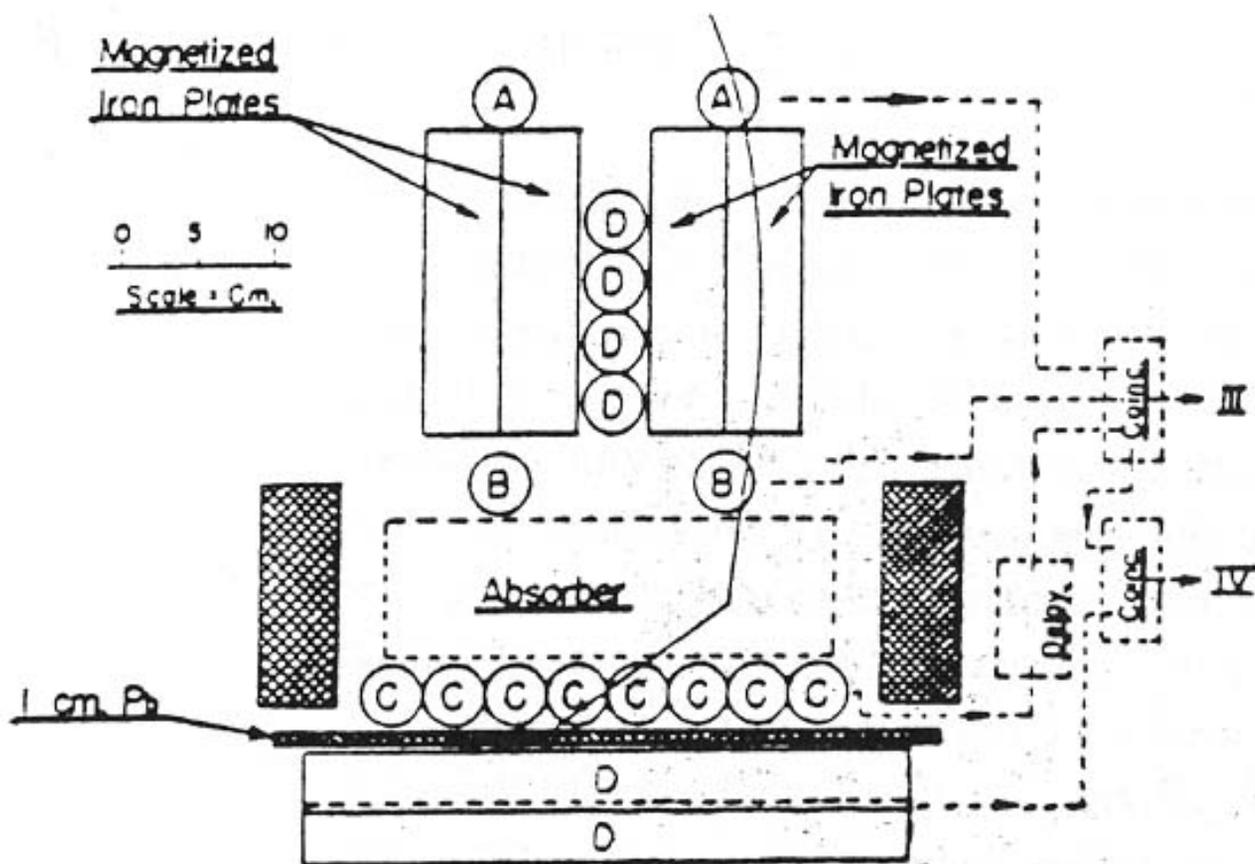


FIG. 1. Disposition of counters, absorber, and magnetized iron plates. All counters "D" are connected in parallel.

- 1) Selezionano i raggi cosmici penetranti nelle **componenti positive e negative**: $B = 15 \text{ k Gauss} = 1.5 \text{ Tesla}$
- 2) utilizzano diversi materiali, assorbitori, nei quali le particelle selezionate possono **frenare ed arrestarsi** nell' assorbitore:
Esperimento A): assorbitore di ferro;
Esperimento B): assorbitore di carbonio.

**L' esperimento di Conversi, Pancini e
Piccioni che risolse il puzzle $\pi \Leftrightarrow \mu$
(Roma 1945)**

- 3)** Si assicurano che le particelle si arrestino nell'assorbitore (e che **QUINDI NON ESCANO VERSO IL BASSO**) mettendo la **COINCIDENZA (AB) in ANTI-COINCIDENZA con i contatori D: $(AB) \times \bar{D}$**
- 4)** Misurano **se le particelle decadono o no: (AB) in coincidenza ritardata con C**, con un ritardo da 1 μsec a circa 4.5 μsec

L' esperimento di Conversi, Pancini e Piccioni che risolse il puzzle $\pi \Leftrightarrow \mu$ (Roma 1945)

- ◆ **Risultati col ferro** : solo le particelle positive danno un segnale. **La componente dura negativa NON DECADE ?**
- ◆ **Risultati col carbonio: anche I negativi decadono !**
- ◆ **Le particelle penetranti dei raggi cosmici NON si possono identificare con il mesone di Yukawa.**
- ◆ **I muoni sono leptoni !**
- ◆ Nel ferro la “ **scomparsa** “ delle particelle penetranti negative si spiega con una interazione debole del tipo cattura K degli elettroni:



la probabilita' per questa cattura nucleare K e':

$$\Lambda = 1/\tau \propto Z^4$$

Questo ci spiega come in atomi pesanti il muone negativo puo' essere assorbito

Scoperta del π : la “vera” particella di Yukawa (1947)

- ◆ In emulsioni nucleari, esposte ad alta quota, si osservano eventi $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. In **tutti** gli eventi il muone ha **una energia cinetica fissa** (4.1 MeV, che corrisponde ad un range di $\sim 600 \mu\text{m}$ nelle emulsioni nucleari) : **e’ un decadimento a due corpi !** Il modo di decadimento dominante e’ :

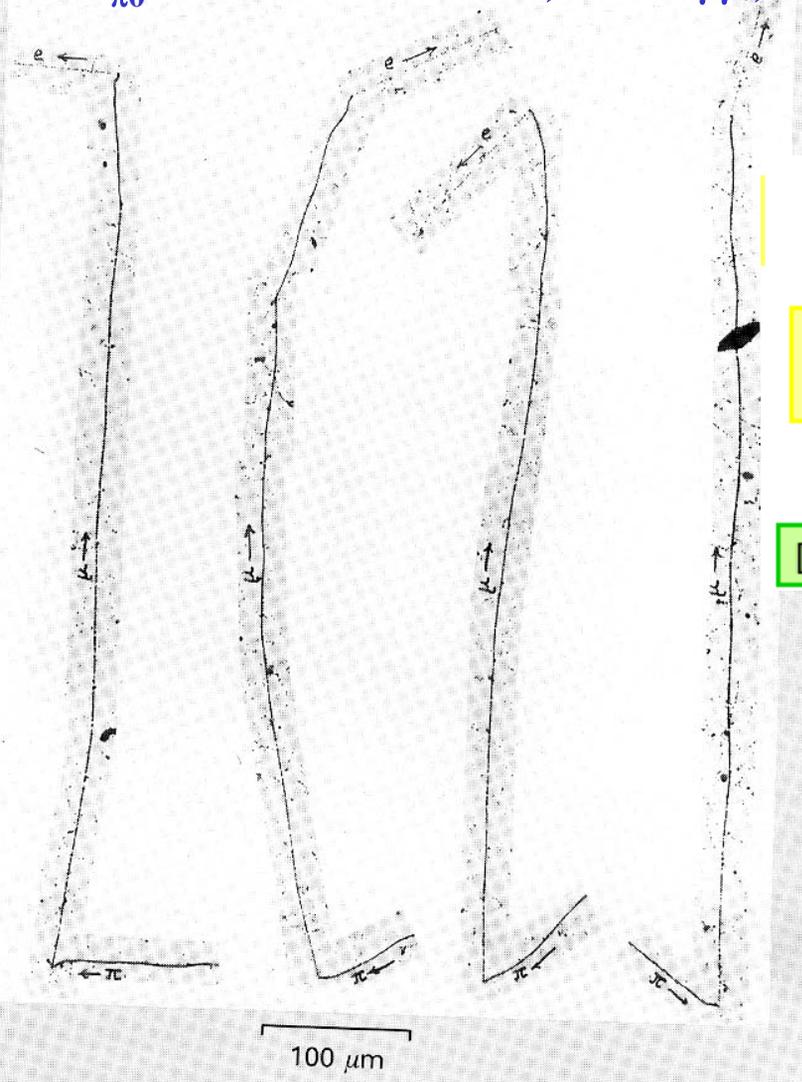


Il π a riposo viene catturato dal nucleo come ci si aspetta per la particella di Yukawa !

$$m_\pi = 139.57 \text{ MeV}/c^2; \text{ spin} = 0; \tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$$

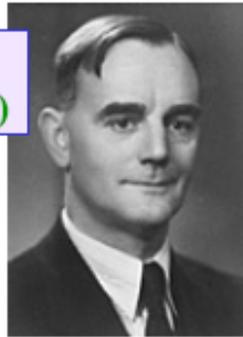
- ◆ Esiste anche il π^0 , scoperto nel 1956 da J. Steinberger et al.,

$$m_{\pi^0} = 134.98 \text{ MeV}/c^2; \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma; \tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$$



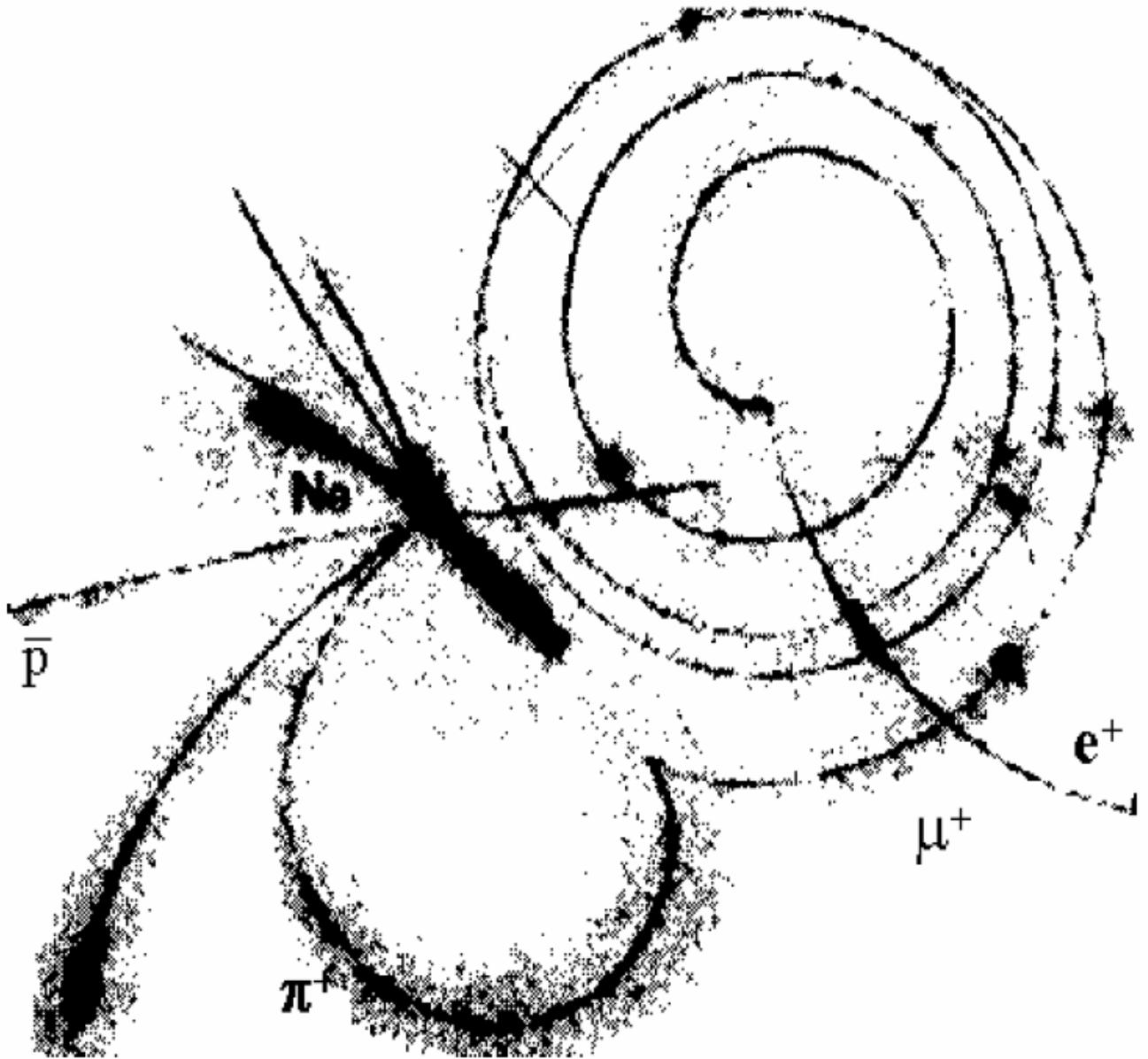
Powell, 1947
(Nobel Prize 1950)

Bristol Cosmic
Ray Group

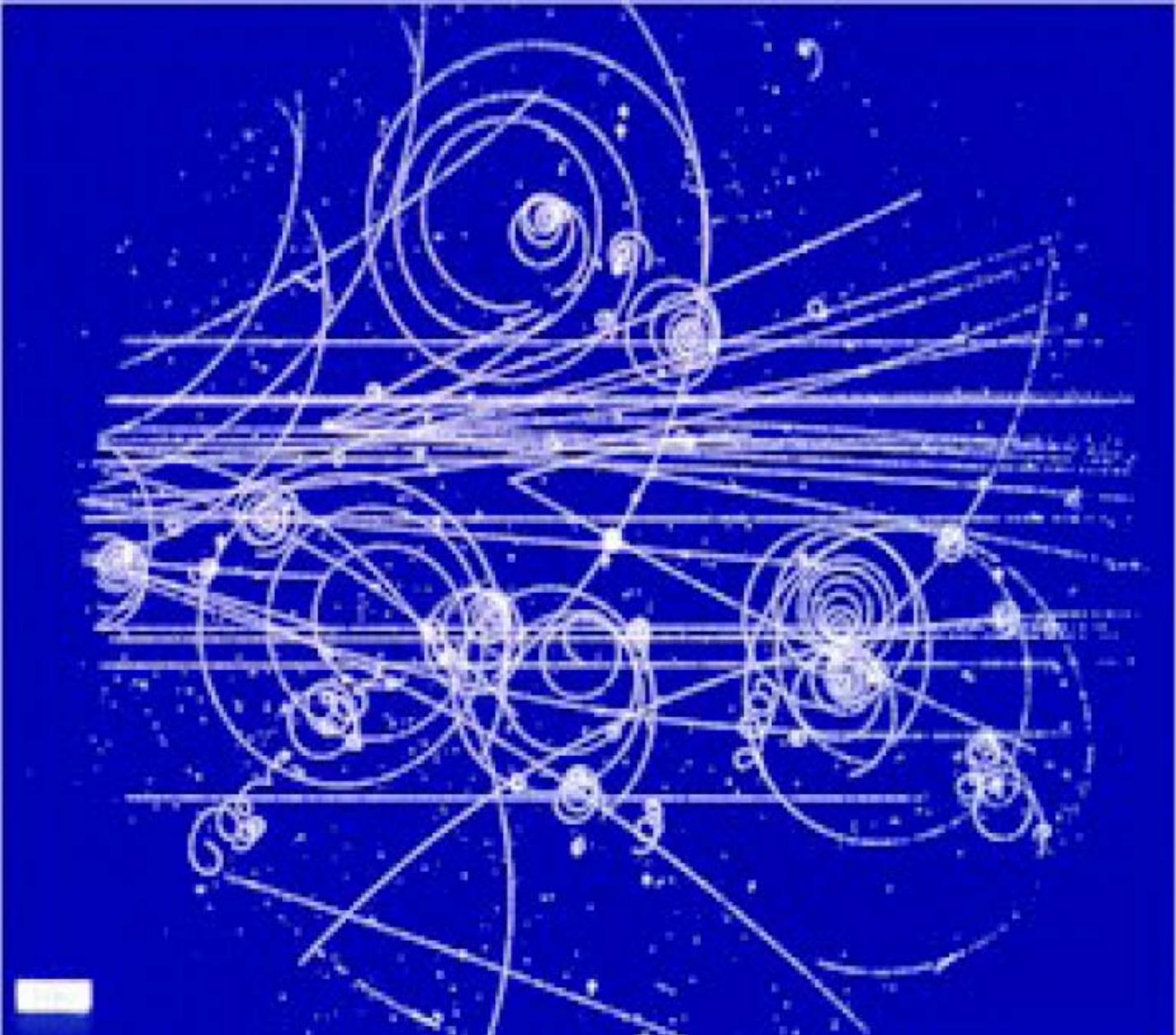


[Lattes, Muirhead, Occhialini & Powell]

Decadimento del π^+



Produzione di pioni da interazioni forti



La scoperta delle particelle “strane”

- I primi eventi “V-zero” furono osservati nel 1947 nelle interazioni dei raggi cosmici in camera a nebbia immerse in campo magnetico. Il loro comportamento era appunto **“strano”** e da questo il nome: vengono prodotte con sezioni d’urto tipiche delle interazioni forti e decadono invece con vite medie tipiche delle interazioni deboli in π e/o adroni che sono particelle adroniche ($\tau_{\text{decadimento}} \cong 10^{-10}$ s). Inoltre si osserva la **“produzione associata”** di particelle strane.

La vita media e’ determinata dalla misura dell’ impulso delle tracce cariche e del percorso tra il punto di produzione e quello di decadimento:

$$\lambda = \beta\gamma c\tau = (p/mc) \times c\tau$$

La massa delle V-zero e’ ricavata dalla massa invariante dei prodotti di decadimento facendo le opportune ipotesi di massa sulle stesse:

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2$$

La scoperta delle particelle “strane”

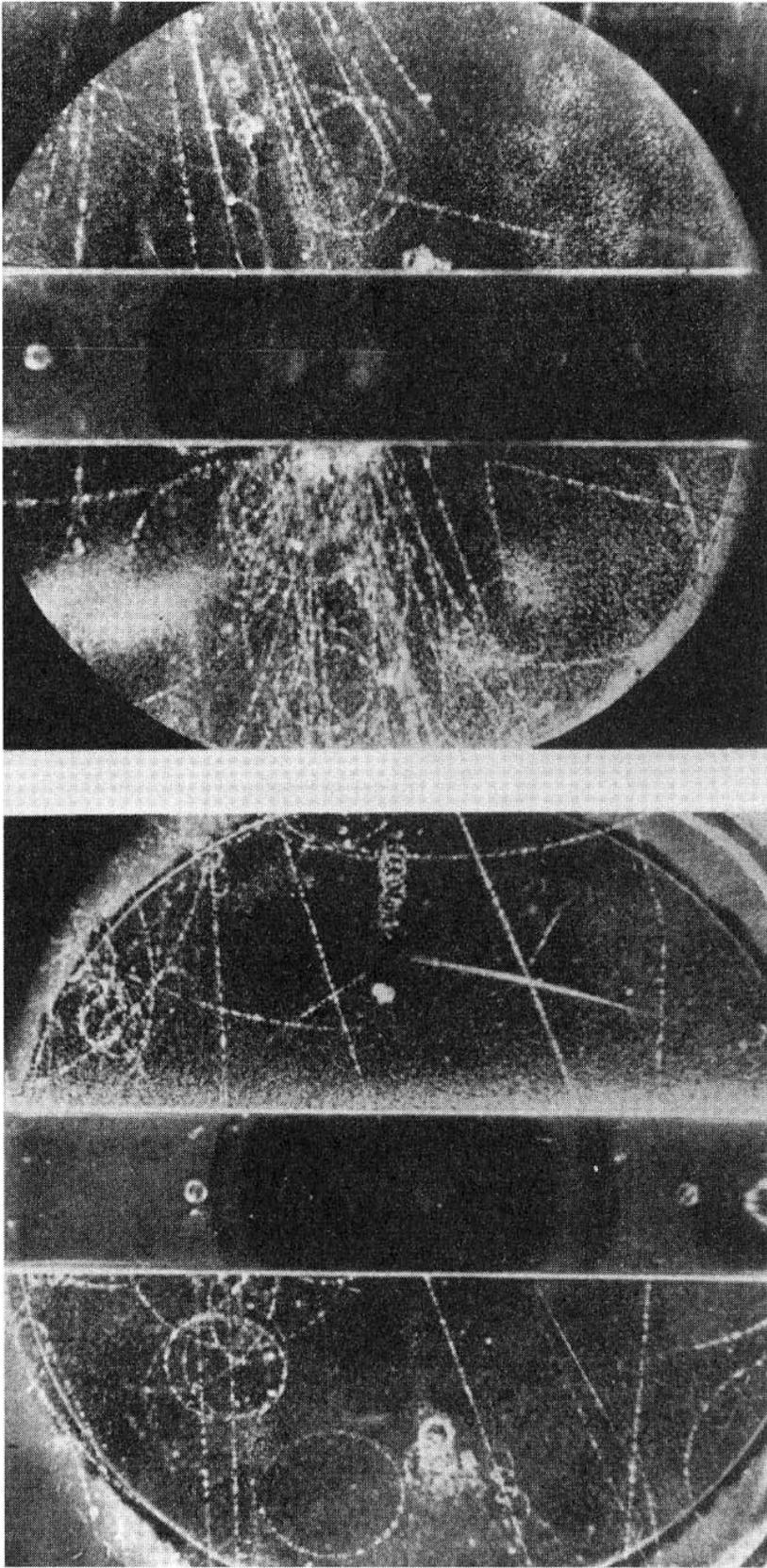


Fig. 1.9. First observation of ‘V events’ in a cloud chamber by Rochester and Butler (1947). The upper picture is of a neutral V event (the fork is a few millimetres below the metal plate) and was probably due to $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. The lower picture reveals a charged V event near the right-hand top corner, probably due to what is now known as the decay $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

ii) Numeri quantici Stranezza, Barionico ed Ipercarica

- 1) Scoperta dell' antiprotone;
- 2) Scoperta dell' anti-neutrone;
- 3) Le particelle strane;
- 4) La Stranezza;
- 5) I mesoni K;
- 6) Numero quantico Barionico ed Ipercarica.



Segre



Chamberlain



Bevatron

Scoperta dell' antiprotrone (1955)

“Bevatron”: 6 GeV
proton synchrotron in Berkeley

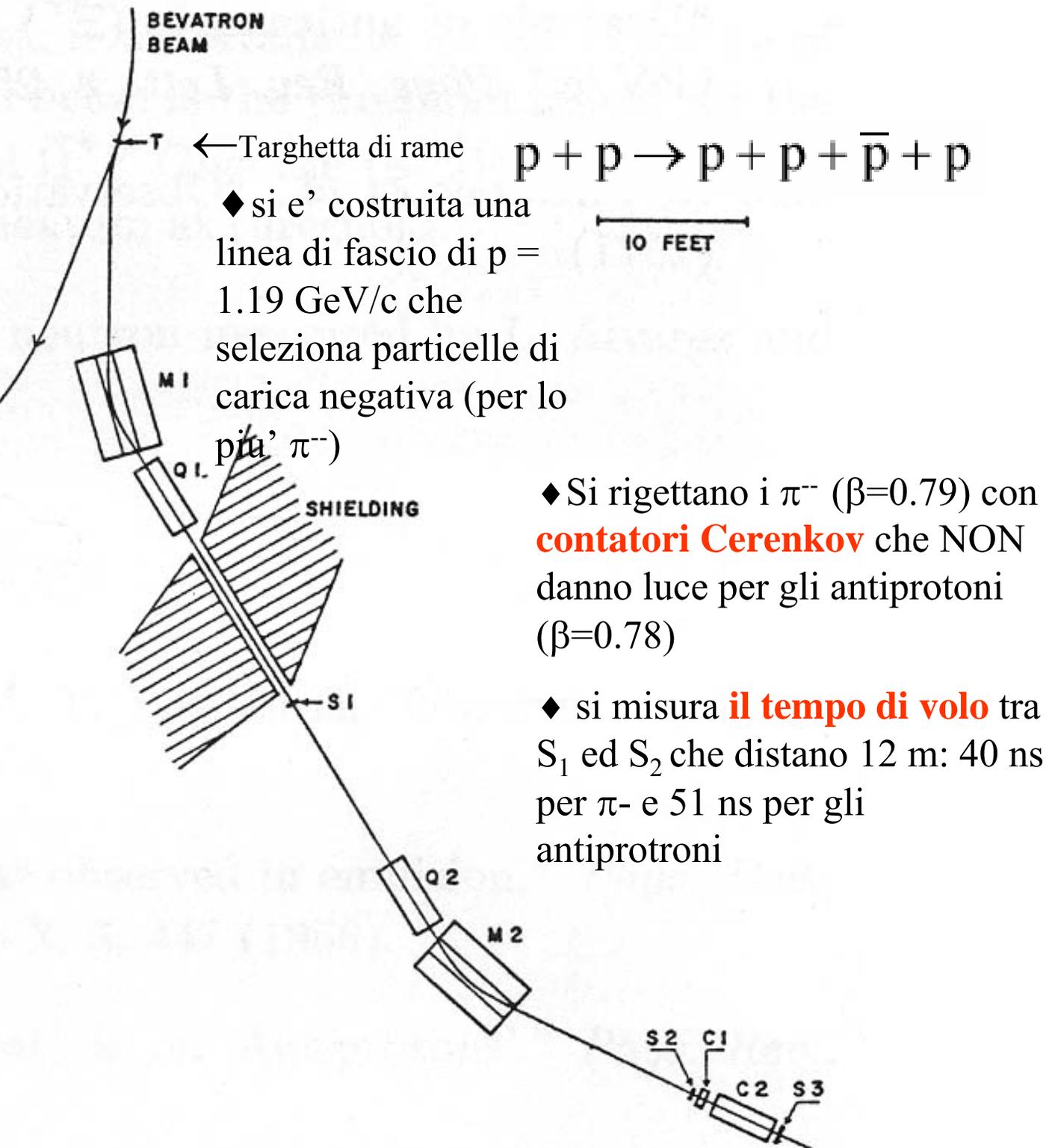


FIG. 1. Diagram of experimental arrangement.
For details see Table I.

Scoperta dell' antiprotrone



(a) mesoni



(b) antiprotroni



(c) Eventi accidentali

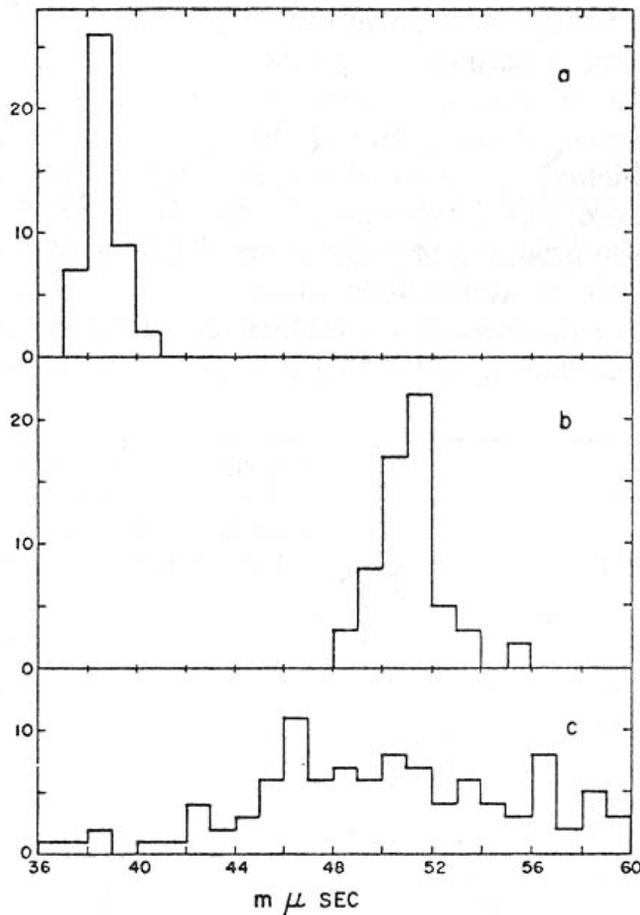


FIG. 3. (a) Histogram of meson flight times used for calibration. (b) Histogram of antiproton flight times. (c) Apparent flight times of a representative group of accidental coincidences. Times are in units of 10^{-9} sec. The ordinates show the number of events in each 10^{-10} -sec intervals.

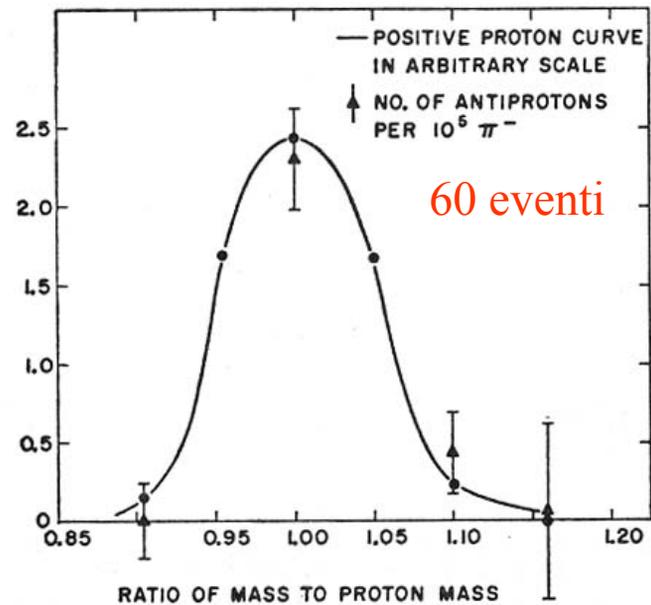


FIG. 4. The solid curve represents the mass resolution of the apparatus as obtained with protons. Also shown are the experimental points obtained with antiprotons.

◆ Per un momento fissato, il tempo di volo da' la velocita' della particella e quindi la sua massa !

Annichilazione p-pbar in barione-antibarione

- ◆ Una volta scoperto il modo per produrre un fascio secondario di antiprotoni nel 1957 Cork, Lamberston e Piccioni scoprirono l' **antineutrone**:

Si osservò la scomparsa dell' antiprotone in un bersaglio che era anche rivelatore di ionizzazione. Questo era poi seguito da un rivelatore di veto per segnalare l' eventuale assenza di ionizzazione, naturalmente i neutroni non ionizzano. Un terzo rivelatore a valle misurava l' energia rilasciata dalla annichilazione dell' antineutrone prodotto:

$$n \text{ anti-}n \rightarrow \text{deve rilasciare } E = 2m_n$$

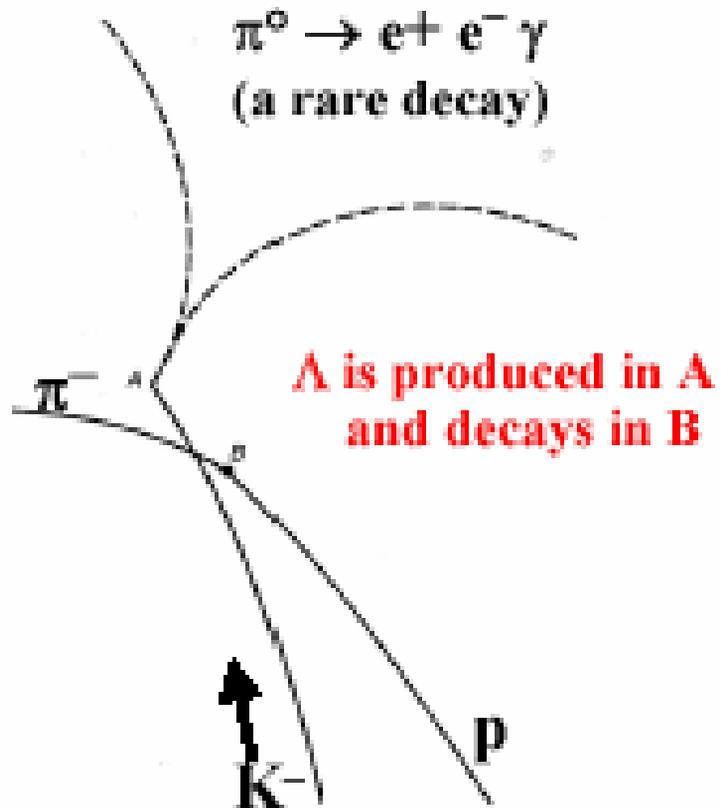
- ◆ Con fasci di antiprotoni si sono in seguito scoperti l' anti- Λ in $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\text{-anti}\Lambda$. In camera a bolle le particelle Λ con un $c\tau$ di 7.9 cm sono visibili come una V lontana dal vertice di produzione.
- ◆ Con questo metodo sono stati scoperti gli altri antibarioni: anti- Σ , l'anti- Ξ etc.
- ◆ Gli antibarioni hanno numero barionico negativo:
 $B = -1$ per anti-p e anti-n, anti- Λ , $B = -2$ per l' anti-deutone e decadono negli stati coniugati di carica dei barioni corrispondenti.

La scoperta delle particelle “strane”

◆ Esempio di un K^- che si arresta in una camera a bolle ad idrogeno liquido:



seguito dal decadimento



Produzione Associata:

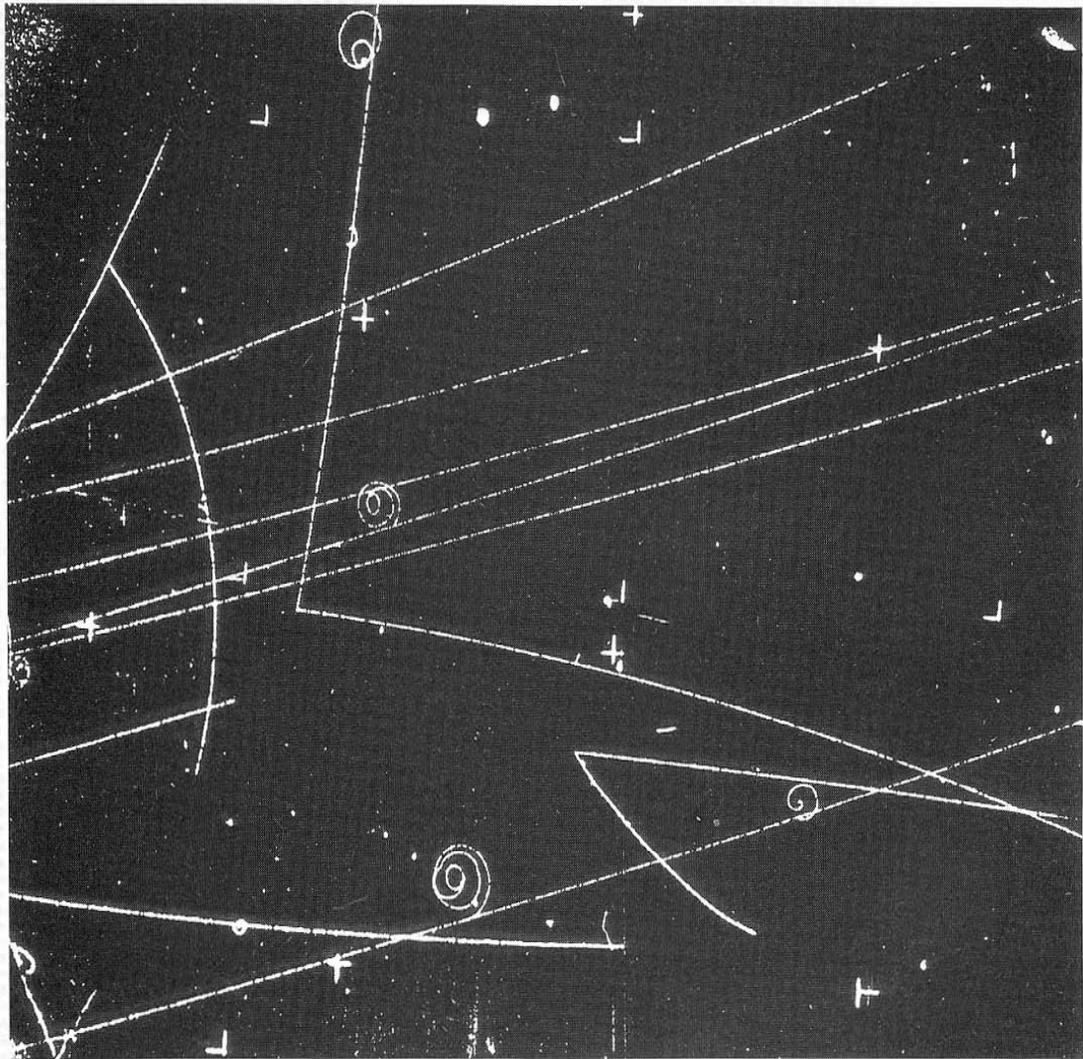
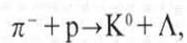
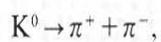


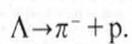
Fig. 10.8 A photograph of an interaction of a $1 \text{ GeV}/c$ π^- meson with a proton in a liquid hydrogen bubble chamber. The reaction is



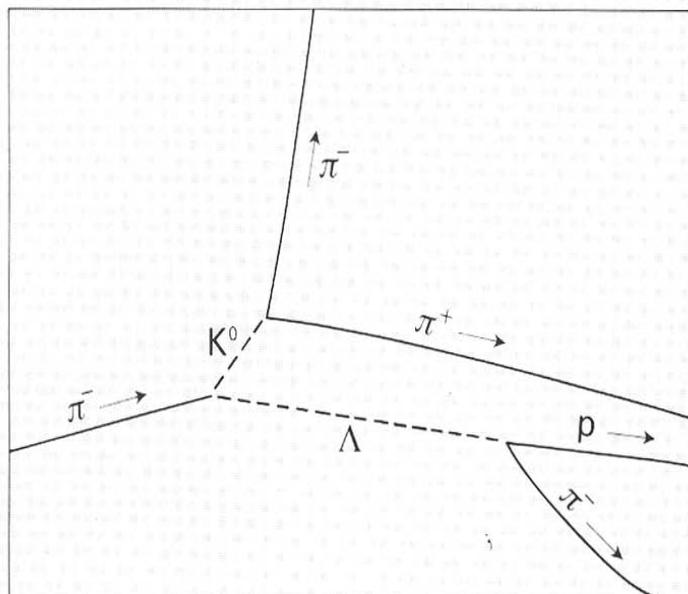
followed by



and



This is an example of associated production of two strange particles.



La “Stranezza”

◆ Questa varietà di mesoni più pesanti del pione (mesoni K) e barioni (Iperoni) verranno studiati in dettaglio negli anni 50 al cosmotrone di 3 GeV di Brookhaven ed al Bevatrone di 6 GeV di Berkeley.

Examples of mass values

Mesons (spin = 0): $m(K^\pm) = 493.68 \text{ MeV}/c^2$; $m(K^0) = 497.67 \text{ MeV}/c^2$

Hyperons (spin = $\frac{1}{2}$): $m(\Lambda) = 1115.7 \text{ MeV}/c^2$; $m(\Sigma^\pm) = 1189.4 \text{ MeV}/c^2$

$m(\Xi^0) = 1314.8 \text{ MeV}/c^2$; $m(\Xi^-) = 1321.3 \text{ MeV}/c^2$

Properties

- Abundant production in proton – nucleus , π – nucleus collisions
- Production cross-section typical of strong interactions ($\sigma > 10^{-27} \text{ cm}^2$)
- Production in pairs (example: $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$; $K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$)
- Decaying to lighter particles with mean life values $10^{-8} - 10^{-10} \text{ s}$ (as expected for a weak decay)

Examples of decay modes

$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$; $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$; $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$; $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$; $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

$\Lambda \rightarrow p \pi^-$; $\Lambda \rightarrow n \pi^0$; $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$; $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$; $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^-$; ...

$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$; $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$

Invention of a new, additive quantum number “Strangeness” (S)

(Gell-Mann, Nakano, Nishijima, 1953)

▪ conserved in strong interaction processes: $\sum_i S_i = \sum_f S_f$

▪ not conserved in weak decays: $\left| S_i - \sum_f S_f \right| = 1$

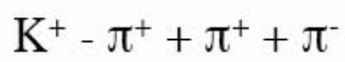
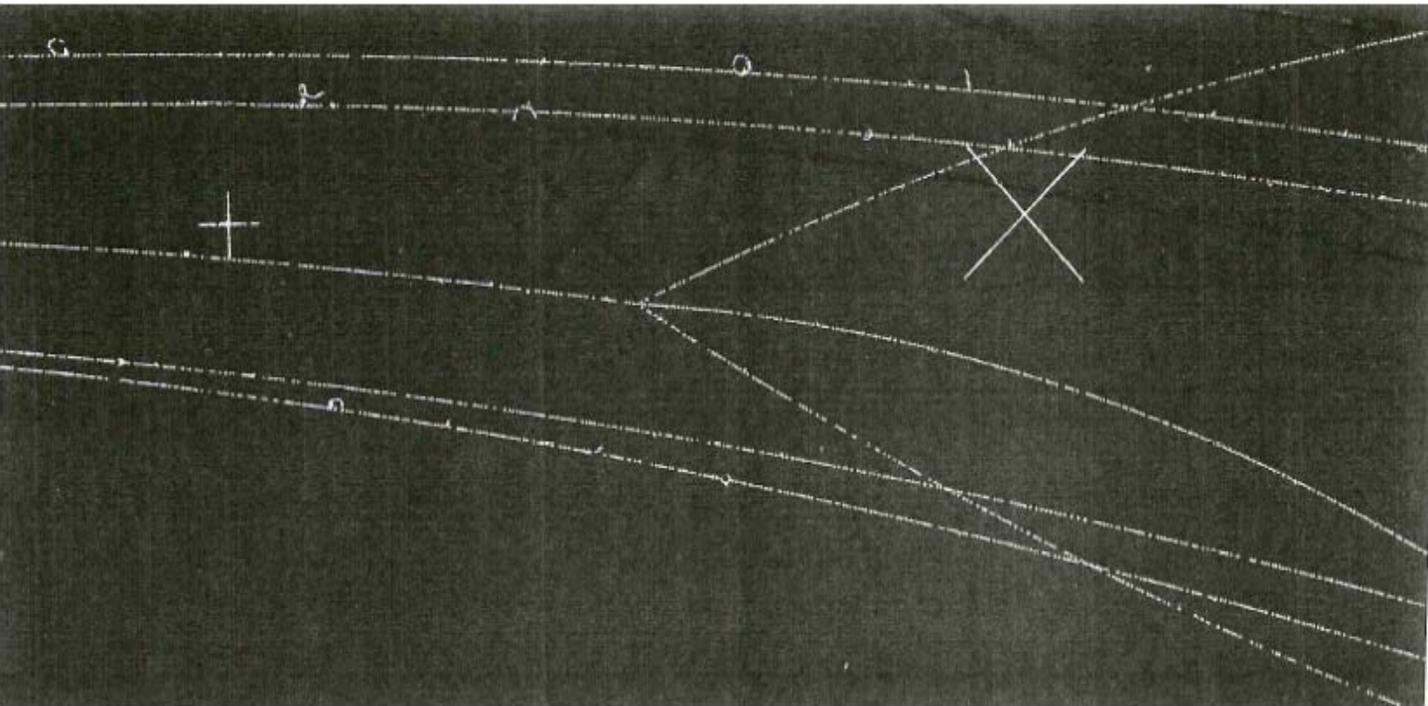
S = +1: K^+ , K^0 ; S = -1: Λ , Σ^\pm , Σ^0 ; S = -2 : Ξ^0 , Ξ^- ; S = 0 : all other particles
(and opposite strangeness $-S$ for the corresponding antiparticles)

Le Particelle Strane

Come abbiamo visto le prime particelle strane furono scoperte dalle interazioni dei raggi cosmici. Nella tabella sono riassunte alcune proprietà dei K e della Λ^0 .

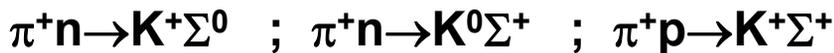
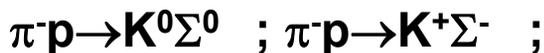
particella	massa (MeV/c^2)	decadimento	vita media (s)
K^\pm	494	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	$1.24 \cdot 10^{-8}$
K^0	498	$K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$	$0.89 \cdot 10^{-10}$
Λ^0	1116	$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$	$2.63 \cdot 10^{-10}$

- ◆ La Λ^0 e' un barione di spin semi-intero;
- ◆ il K e' un mesone di spin intero;
- ◆ **Esempi di Produzione Associata:**
- ◆ $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$; $\pi^- p \rightarrow K^0 K^- p$; $\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda^0$; $\pi^+ p \rightarrow K^+ K^- \Delta^{++}$
NON si osserva: $\pi^- n \rightarrow K^- \Lambda^0$
- ◆ **Ne deduciamo:** K^0 e Λ^0 hanno stranezza opposta;
 K^0 e K^- hanno stranezza opposta
 K^+ e K^0 hanno stranezza uguale
 K^- e Λ^0 hanno stranezza uguale
- ◆ Λ^0 e' un singoletto di isospin ($I=0$; $I_3=0$) con $B=1$: $Y_\Lambda=0$; $S_\Lambda=0$
- ◆ K^0 e K^- hanno $B=1$ e $Y=1$ e costituiscono un doppietto di isospin: $K^0=|1/2; -1/2\rangle$; $K^+=|1/2; +1/2\rangle$
- ◆ $C|K^+\rangle = \alpha|K^-\rangle$; $C|K^0\rangle = \alpha|\bar{K}^0\rangle \rightarrow |\alpha|^2 = 1$



Le Particelle Strane

◆ Sono state inoltre osservate le seguenti reazioni:



con masse: $M(\Sigma^+) = 1189$; $M(\Sigma^0) = 1193$; $M(\Sigma^-) = 1197$ GeV/c²

e decadimenti: $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ $\tau = 1.48 \cdot 10^{-10}$ s

$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0 ; \Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$ $\tau = 0.80 \cdot 10^{-10}$ s

Il barione Σ e' un tripletto di isospin $I=1$, $I_3=-1,0,+1$,
con $B=1$ e quindi: $Y(\Sigma) = 0$, $S(\Sigma) = -1$

$$\Sigma^- = |1, -1\rangle ; \Sigma^0 = |1, 0\rangle ; \Sigma^+ = |1, +1\rangle$$

◆ Poiche' il tripletto Σ e il singoletto Λ hanno gli stessi numeri quantici, il barione Σ^0 puo' decadere per interazione elettromagnetica conservando la stranezza. La probabilita' di decadimento e' molto maggiore di quella dei modi di decadimento debole:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma \quad \tau = 7.4 \cdot 10^{-20} \text{ s}$$

I due barioni hanno la stessa parita': si tratta di una transizione di dipolo magnetico.

I Mesoni K

I mesoni K vengono a loro volta utilizzati come fasci di particelle per studiare interazioni su protoni e su neutroni avendo in questo caso uno stato iniziale con stranezza non nulla:

$K^+p \rightarrow K^+p$						
$K^+n \rightarrow K^+n$	K^0p					
$K^-p \rightarrow K^-p$	K^0n	$\pi^0\Lambda^0$	$\pi^+\Sigma^-$	$\pi^0\Sigma^0$	$\pi^-\Sigma^+$	
$K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$	$K^+\Xi^-$					
$K^-n \rightarrow K^-n$	$\pi^-\Lambda^0$	$\pi^0\Sigma^-$				
$K^-n \rightarrow K^0\Xi^-$						

E' evidente che i K^- producono molti piu' stati finali dei K^+ .

In Particolare si produce la Ξ un barione con $S=-2$ che forma un doppietto di isospin. I barioni dotati di stranezza sono anche chiamati **Iperoni**.

<i>barione</i>	<i>massa (MeV/c²)</i>	<i>decadimento</i>	<i>vita media (s)</i>
Ξ^0	1315	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$	$2.90 \cdot 10^{-10}$
Ξ^-	1321	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	$1.64 \cdot 10^{-10}$

I Mesoni K

$K^+ \rightarrow$	$\mu^+ \nu_\mu$	0.635	<i>decadimenti</i>
	$e^+ \nu_e$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	<i>leptonici</i>
	$\pi^0 e^+ \nu_e$	0.048	<i>decadimenti</i>
	$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	0.032	<i>semileptonici</i>
	$\pi^+ \pi^0$	0.212	<i>decadimenti</i>
	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.056	<i>adronici</i>
	$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	0.017	

I decadimenti leptonici dei K sono simili in tutto a quelli dei π e indica che sono mesoni pseudoscalari di $J^P = 0^-$. I decadimenti semileptonici sono simili ai decadimenti β dei nuclei. Inoltre i K possono decadere in stati adronici con due o tre mesoni. Abbiamo dimostrato che $s_\pi = 0$. Nel decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ lo spin del K e' quindi dato dal momento orbitale $L_{\pi\pi}$. Avremo $P_K = P_\pi^{2*} (-1)^{L_{\pi\pi}}$ con stati possibili: $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$

◆ Nei decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$; $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, sia L il momento angolare tra $\pi^- \pi^0$ oppure $\pi^+ \pi^0$ e sia l il momento angolare del terzo π nel centro di massa degli altri due. Per la simmetria dei bosoni avremo $L = \text{pari e}$:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{l} \quad \text{e con} \quad |L-l| \leq J \leq L+l$$

◆ La parita' e' : $P_K = P_\pi^3 \times (-1)^L \times (-1)^l = (-1)^{L+l}$

Le combinazioni possibili sono quindi:

L	$=$	0	0	0	0	2	2	2
l	$=$	0	1	2	...	0	1	...
J^P	$=$	0^-	1^+	2^-		2^-	$1^+ 2^+ 3^+$	

I Barioni $(\frac{1}{2})^+$ ed I mesoni 0^-

La tabella che segue mostra le assegnazioni dei numeri quantici ai barioni e mesoni secondo Gell-Mann e Nishijima.

barioni $\frac{1}{2}^+$	B	S	Y	I_3	Q	mesoni 0^-	B	S	Y	I_3	Q
p	+1	0	+1	+1/2	+1	K^+	0	+1	+1	+1/2	+1
n	+1	0	+1	-1/2	0	K^0	0	+1	+1	-1/2	0
Λ^0	+1	-1	0	0	0	η^0	0	0	0	0	0
Σ^+	+1	-1	0	+1	+1	π^+	0	0	0	+1	+1
Σ^0	+1	-1	0	0	0	π^0	0	0	0	0	0
Σ^-	+1	-1	0	-1	-1	π^-	0	0	0	-1	-1
Ξ^0	+1	-2	-1	+1/2	0	\bar{K}^0	0	-1	-1	+1/2	0
Ξ^-	+1	-2	-1	-1/2	-1	K^-	0	-1	-1	-1/2	-1

Vi e' una simmetria dei vari stati adronici nelle variabili isospin e ipercarica: I barioni ed I mesoni formano un ottetto di SU(3).

Riprenderemo l' argomento nel modello a quark.

Nelle tabelle seguenti sono riassunti I modi di decadimento dei mesoni π e K carichi. Torneremo sui decadimenti dei K neutri nel trattare la violazione di CP.

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	0.988	<i>interazione elettromagnetica</i>
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	0.012	$\tau = 0.84 \cdot 10^{-16} \text{ s}$
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-$	$6.2 \cdot 10^{-8}$	
$\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$	1.000	<i>interazione debole</i>
$\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$\tau = 2.60 \cdot 10^{-8} \text{ s}$

Risonanze Mesoniche 1⁻

	m (MeV/c ²)	Γ (MeV)	<i>decadimento</i>		
K^*	894	51	$K\pi$		
ρ	770	150	$\pi\pi$		
ω	783	8.4	$\pi^+\pi^0\pi^-$		
ϕ	1019	4.4	K^+K^-	$K^0\bar{K}^0$	$\pi^+\pi^0\pi^-$

<i>mesoni</i> 1 ⁻	S	Y	I_3	Q
K^{*+}	+1	+1	+1/2	+1
K^{*0}	+1	+1	-1/2	0
ρ^+	0	0	+1	+1
ρ^0	0	0	0	0
ρ^-	0	0	-1	-1
ω	0	0	0	0
\bar{K}^{*0}	-1	-1	+1/2	0
K^{*-}	-1	-1	-1/2	-1
ϕ	0	0	0	0

Risonanze Barioniche (3/2)⁺

<i>barioni</i> $\frac{3}{2}^+$	<i>S</i>	<i>Y</i>	<i>I</i> ₃	<i>Q</i>
Δ^{++}	0	+1	+3/2	+2
Δ^+	0	+1	+1/2	+1
Δ^0	0	+1	-1/2	0
Δ^-	0	+1	-3/2	-1
Σ^{*+}	-1	0	+1	+1
Σ^{*0}	-1	0	0	0
Σ^{*-}	-1	0	-1	-1
Ξ^{*0}	-2	-1	+1/2	0
Ξ^{*-}	-2	-1	-1/2	-1
Ω^-	-3	-2	0	-1

Notiamo di nuovo una simmetria anche di queste risonanze rispetto allo isospin I_3 ed alla ipercarica Y . Vedi I prossimi capitoli.

L' esistenza del barione Ω^- era stata prevista da Gell-Mann nel 1962 e fu scoperta due anni dopo a Brookhaven da Samios et al nella camera a bolle ad idrogeno di 80-inch. Vedi fig.1. Inoltre con $S=-3$ Ω^- puo' decadere solo debole poiche' l' unica possibile via di decadimento con $S=-3$, e' data da $\Omega^- \rightarrow \Lambda$ che, avendo massa dello stato finale $\cong 2100$ MeV e' piu' grande della massa dell' Ω^- (1700 MeV). L' interazione elettromagnetica conserva la stranezza per cui l' unica via di decadimento e' quella debole:

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-; \Xi^- \pi^0; \Lambda^0 K^-$$

$$\tau_{\Omega^-} \cong 0.82 \times 10^{-10} \text{ sec}$$

La scoperta dell' Ω^-

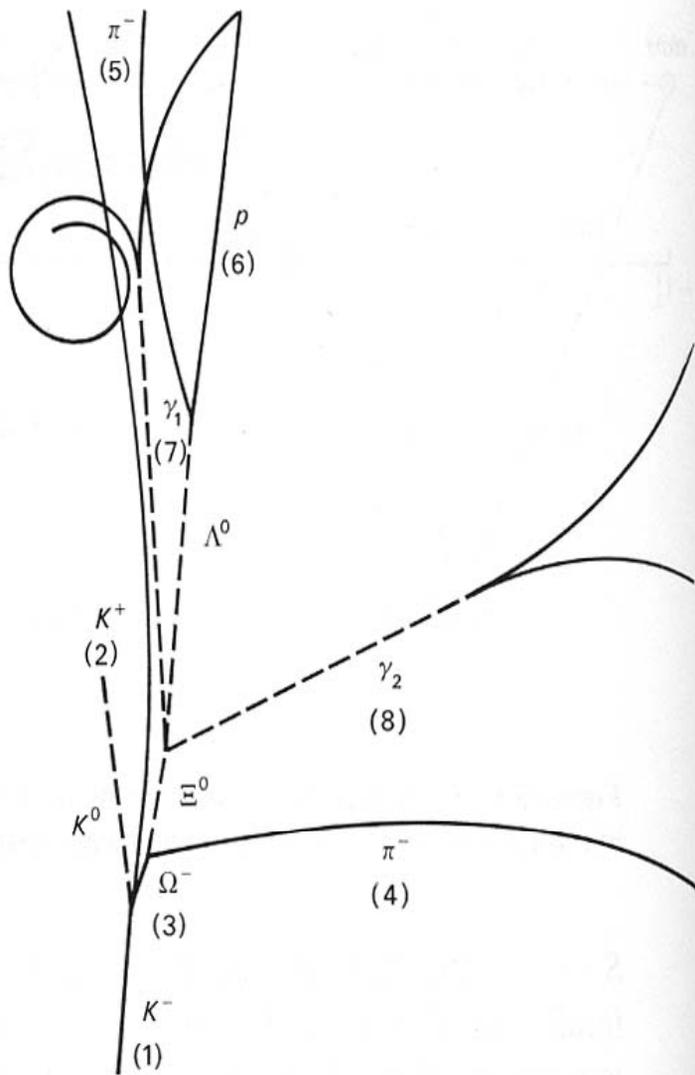
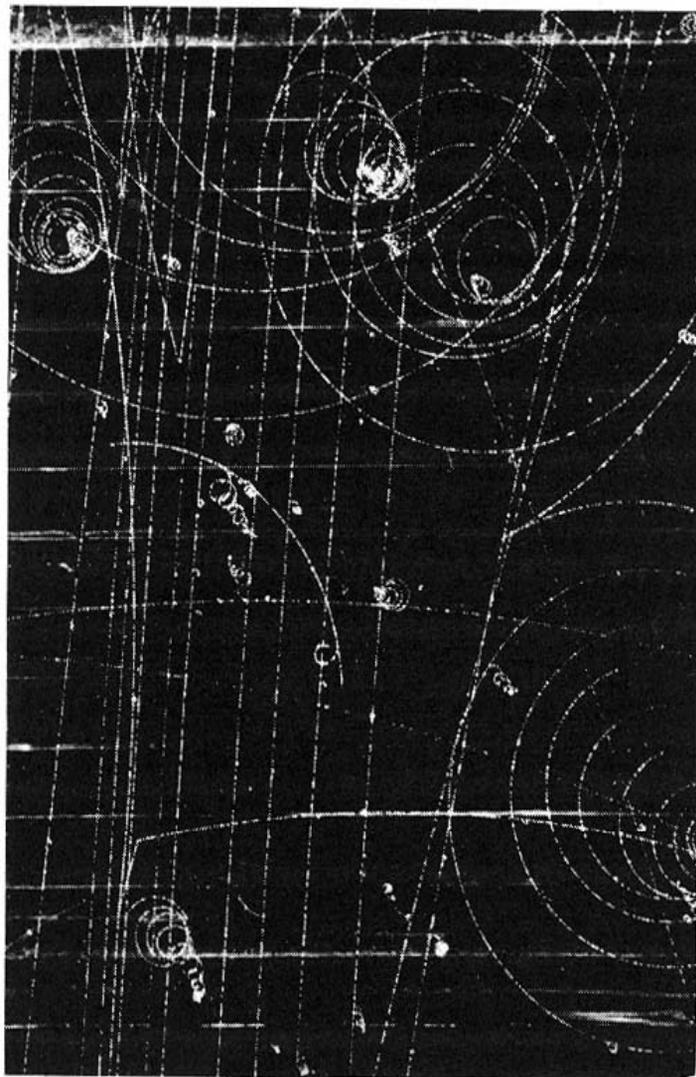
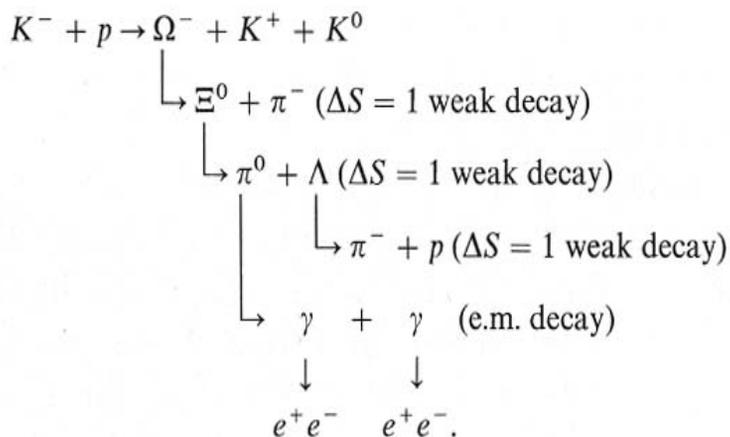


Figure 5.2 The first Ω^- event (Barnes *et al.* (1964).) (Courtesy Brookhaven National Laboratory.) It depicts the following chain of events:



Numeri quantici che si Conservano: il numero Barionico

◆ Perché il protone libero è stabile ?

Modi di decadimento “possibili” per il protone, almeno permessi da tutte le leggi di conservazione conosciute (energia-impulso, carica elettrica, momento angolare), sono:

$$p \rightarrow \pi^0 + e^+$$

$$p \rightarrow \pi^0 + \mu^+$$

$$p \rightarrow \pi^+ + \nu$$

.....

◆ Non è mai stato osservato nessun evento di decadimento del protone: **il protone è Stabile !**

Limit on the proton mean life: $\tau_p > 1.6 \times 10^{25}$ years

◆ Si inventa un nuovo numero quantico:

“ **il Numero Barionico B** “

B = 1 for proton, neutron

B = -1 for antiproton, antineutron

B = 0 for e^\pm , μ^\pm , neutrinos, mesons

◆ E si richiede **la conservazione del numero Barionico in TUTTI** i processi delle particelle elementari:

$$\sum_i B_i = \sum_f B_f$$

(i : initial state particle ; f : final state particle)

La relazione di Gell-Mann-Nishijima

◆ Questa relazione lega la carica elettrica agli altri numeri quantici additivi come segue e vale per tutti gli adroni:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \rightarrow Y = B + S + C + \tilde{B} + T$$

- ◆ Dove **Y** e' chiamata la **La Ipercarica Forte** ed:
- ◆ B = Numero Barionico,
- ◆ S = Stranezza, C = Charm, B(tilde) = Beauty e T = top

Nota Bene: vedremo che nel contesto del Modello Standard c'e' una diversa relazione che riguarda **la Ipercarica Debole** che vale per tutte le particelle fondamentali.

iii) il Decadimento Beta ed I Neutrini

- 1) Il principio di esclusione di Pauli;
- 2) Il decadimento β ;
- 3) L' ipotesi del neutrino e la teoria di Fermi;
- 4) L' esperimento di Reines e Cowan : scoperta delle prime interazioni da anti-neutrino-elettrone
- 5) L' esperimento di Lederman, Steinberber e Swartz:
scoperta di un secondo tipo di neutrino: il neutrino μ ;
- 6) Il Terzo Leptone;
- 7) Il Terzo Neutrino;
- 8) I numeri Quantici Leptonici.

Principio di Esclusione di Pauli

- ◆ In Meccanica Quantistica le orbite degli elettroni attorno al nucleo sono **“quantizzate”**: solo alcune specifiche orbite (caratterizzate da un numero quantico “intero”) sono possibili.
- Esempio: valori permessi per i raggi orbitali e per le energie di un atomo di idrogeno

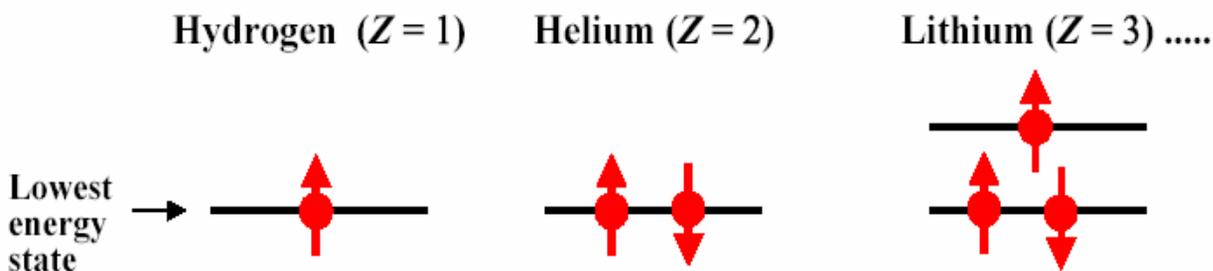
$$R_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2 n^2}{me^2} \approx 0.53 \times 10^{-10} n^2 \text{ [m]}$$

$$E_n = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2\hbar^2 n^2} \approx -\frac{13.6}{n^2} \text{ [eV]}$$

$$\left[\begin{array}{l} m = m_e m_p / (m_e + m_p) \\ n = 1, 2, \dots \end{array} \right]$$

- Negli atomi con $Z > 2$ solo DUE elettroni occupano l' orbita piu' interna: **PERCHE ?**

RISPOSTA: (Pauli; 1925): **due elettroni (spin = $1/2$) NON possono MAI stare nello stesso stato fisico.**



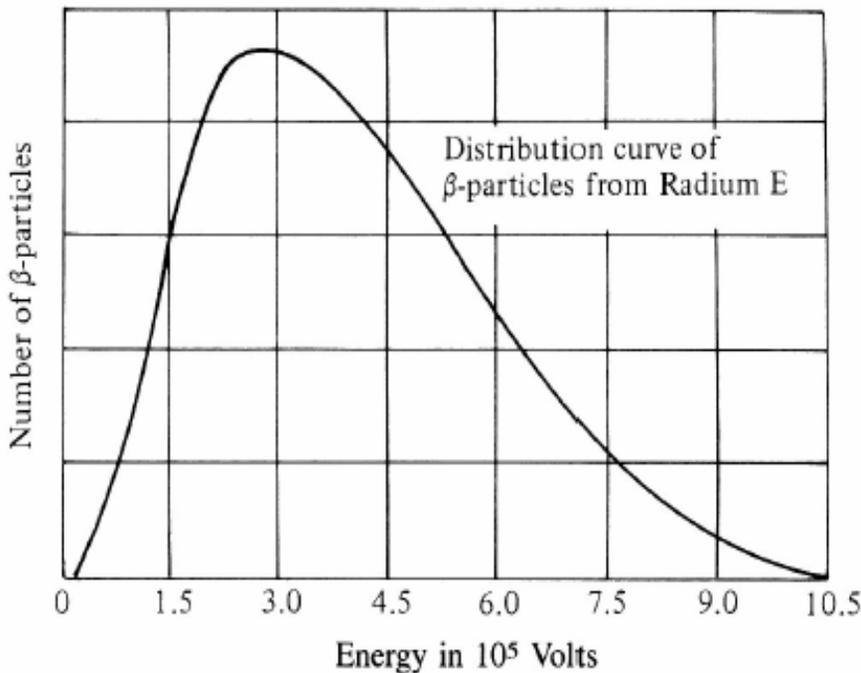
◆ Il Principio di esclusione di Pauli vale per

TUTTE le particelle con spin semi-intero:
chiamate **fermioni**

Il Decadimento β : la nascita dei neutrini

◆ Un puzzle nel decadimento β : lo spettro continuo dell' energia

First measurement by Chadwick (1914)



Radium E: $^{210}\text{Bi}_{83}$
(a radioactive isotope produced in the decay chain of ^{238}U)

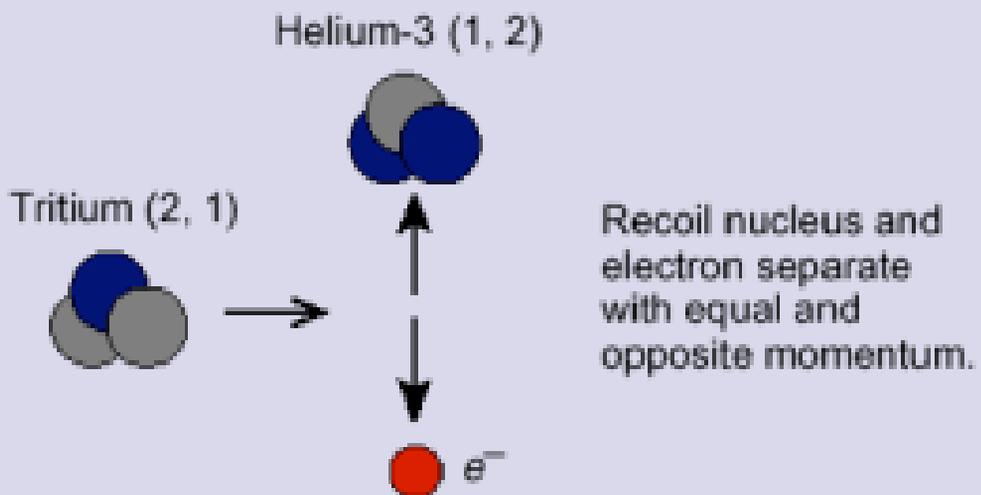
If β – decay is $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^-$,
then the emitted electron is mono-energetic:

$$\text{electron total energy } E = [M(A, Z) - M(A, Z+1)]c^2$$

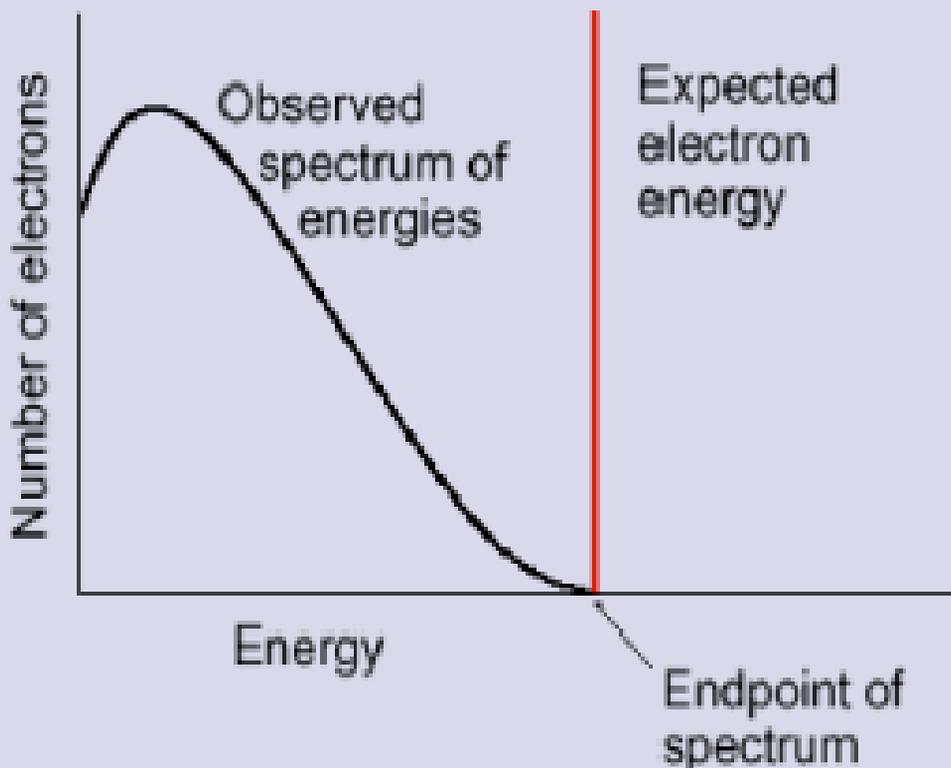
(neglecting the kinetic energy of the recoil nucleus $\frac{1}{2}p^2/M(A, Z+1) \ll E$)

Several solutions to the puzzle proposed before
the 1930's (all wrong), including
violation of energy conservation in β – decay

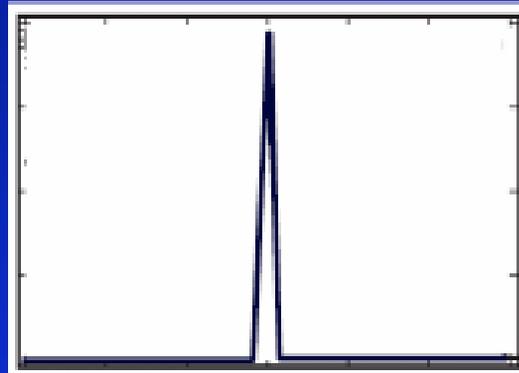
Two-Body Final State



where N = number of neutrons, and
 Z = number of protons.



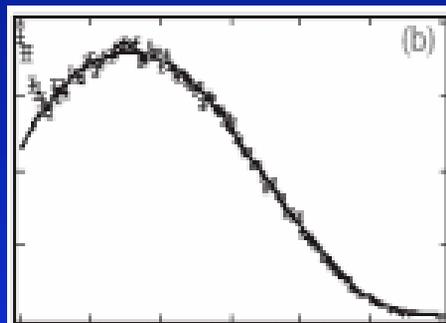
2-body decay



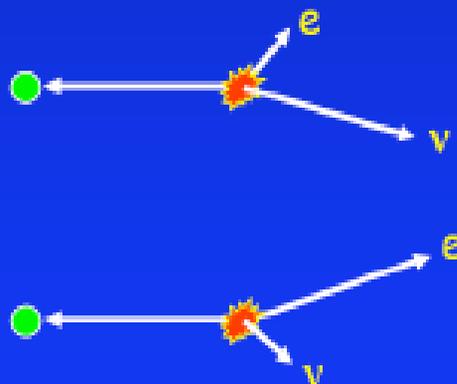
Beta Energy



3-body decay



Beta Energy



Lettera di W. Pauli (1930)

December 1930: public letter sent by W. Pauli to a physics meeting in Tübingen

Zürich, Dec. 4, 1930

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

...because of the “wrong” statistics of the N and ${}^6\text{Li}$ nuclei and the continuous β -spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the law of conservation of energy. Namely, the possibility that there could exist in the nuclei electrically neutral particles, that I wish to call neutrons, which have spin $\frac{1}{2}$ and obey the exclusion principle The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton masses. The continuous β -spectrum would then become understandable by the assumption that in β -decay a neutron is emitted in addition to the electron such that the sum of the energies of the neutron and electron is constant.

..... For the moment, however, I do not dare to publish anything on this idea

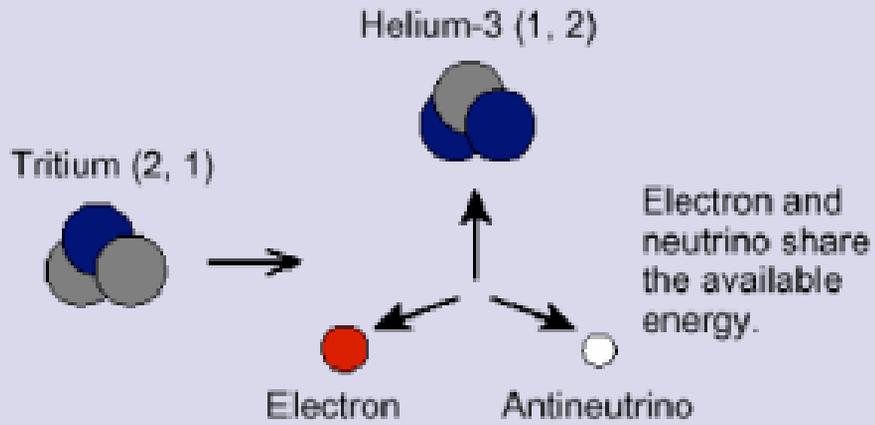
So, dear Radioactives, examine and judge it. Unfortunately I cannot appear in Tübingen personally, since I am indispensable here in Zürich because of a ball on the night of 6/7 December.

W. Pauli

NOTES

- Pauli's neutron is a light particle \Rightarrow not the neutron that will be discovered by Chadwick one year later
- As everybody else at that time, Pauli believed that if radioactive nuclei emit particles, these particles must exist in the nuclei before emission

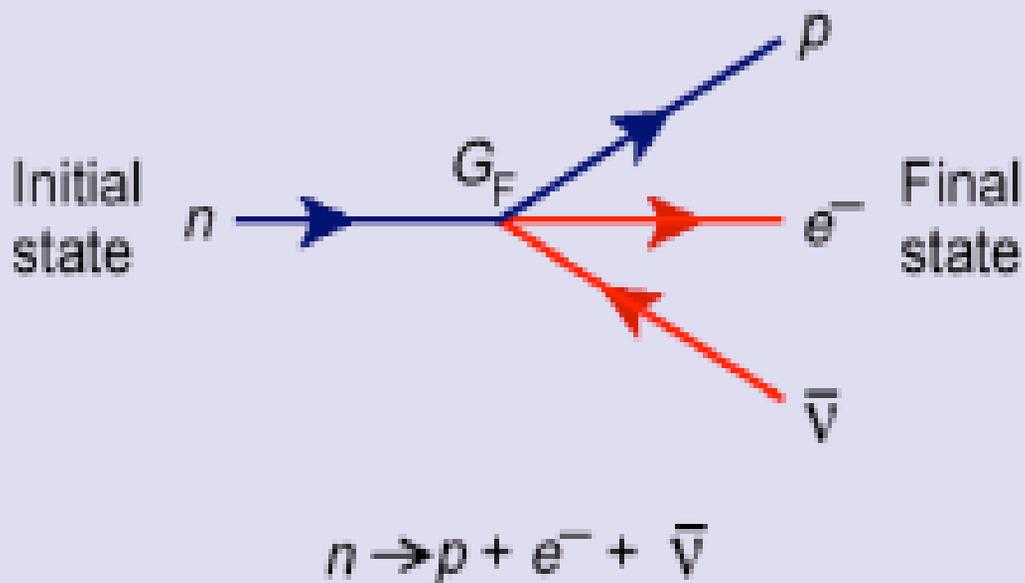
Three-Body Final State



$$(N, Z) \rightarrow (N - 1, Z + 1) + e^{-} + \bar{\nu} .$$



Neutron Beta Decay



Fermi (1934), *Nuovo Cimento & Zeitschrift für Physik* (previously rejected by Nature)

$$H_{\text{int}} = \sum_i C_i \int d^3x (\bar{\psi}_p \Gamma_i \psi_n) (\bar{\psi}_e \Gamma_i \psi_\nu)$$

Teoria del decadimento β : E. Fermi (1932-1933)

β^- decay: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$

β^+ decay: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ (e.g., $^{14}\text{O}_8 \rightarrow ^{14}\text{N}_7 + e^+ + \nu$)

ν : the particle proposed by Pauli
(named "neutrino" by Fermi)
 $\bar{\nu}$: its antiparticle (antineutrino)



Enrico Fermi

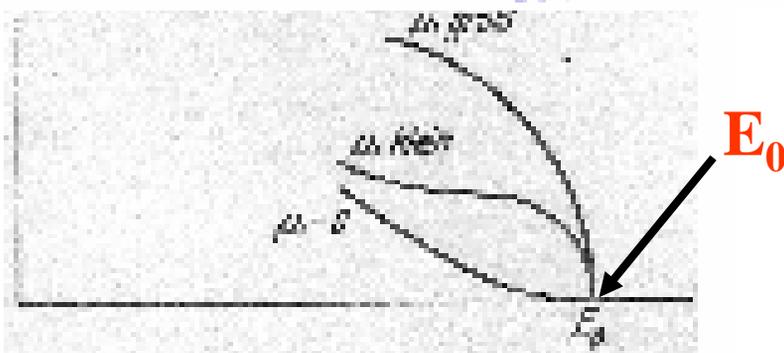
♦ **La Teoria di Fermi**: interazione puntiforme tra quattro particelle di spin $\frac{1}{2}$, usando il formalismo matematico degli operatori di creazione e distruzione inventato da Jordan:

⇒ le particelle emesse nel decadimento β non devono necessariamente esistere nel nucleo prima della loro emissione ma sono "create" all'istante del decadimento.

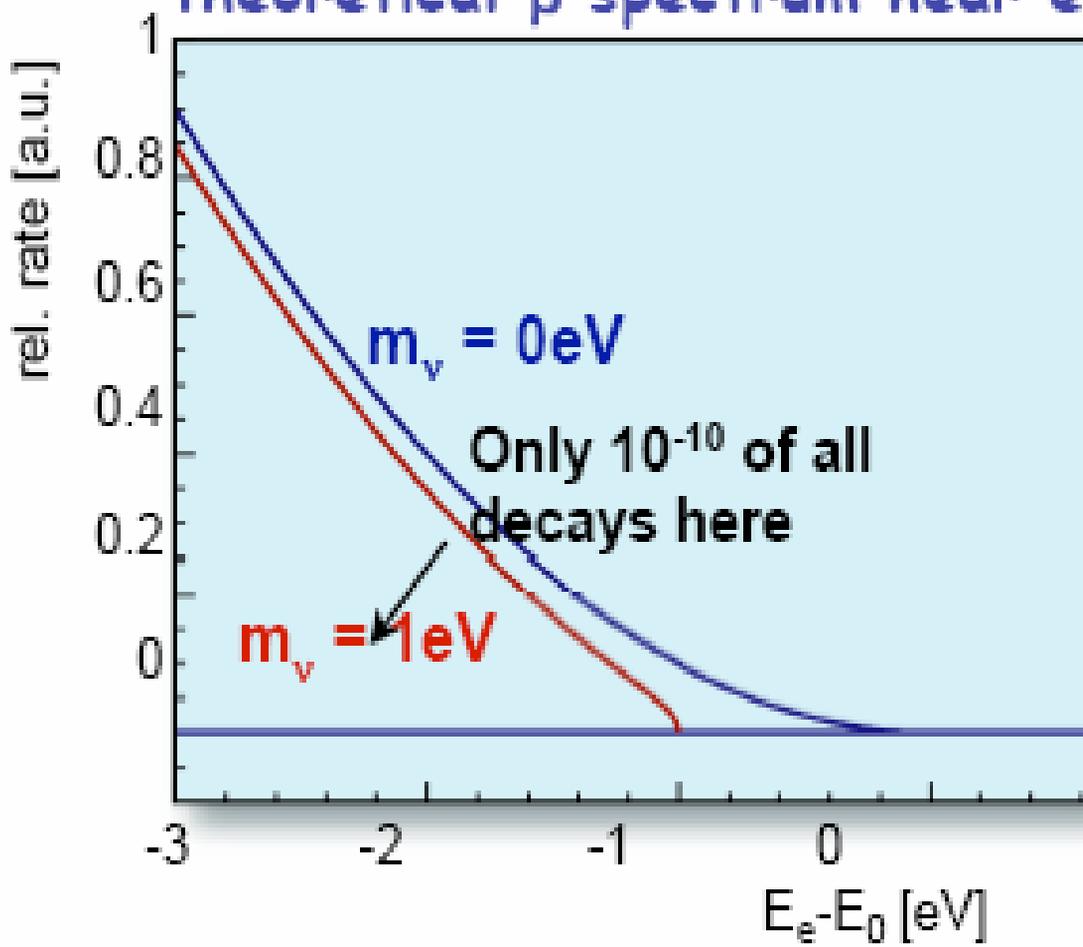
⇒ predice i rate di decadimento β e gli spettri di energia in funzione di un solo parametro: **la costante di accoppiamento G_F** (determinata sperimentalmente).

Energy spectrum dependence on neutrino mass μ
(from Fermi's original article, published in German on Zeitschrift für Physik, following rejection of the English version by Nature)

Measurable distortions for $\mu > 0$ near the end-point (E_0 : max. allowed electron energy)



theoretical β spectrum near endpoint

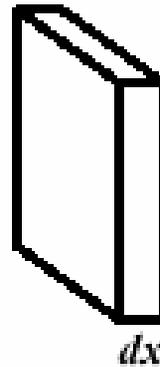
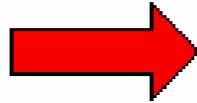


La rivelazione dei Neutrini

Prediction of Fermi's theory: $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$

$\bar{\nu} - p$ interaction probability in thickness dx
of hydrogen-rich material (e.g., H_2O)

Incident $\bar{\nu}$:
Flux Φ [$\bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
(uniform over surface S)



Target:
surface S , thickness dx
containing n protons cm^{-3}

Interaction probability for finite target thickness

$$T = 1 - \exp(-T / \lambda)$$

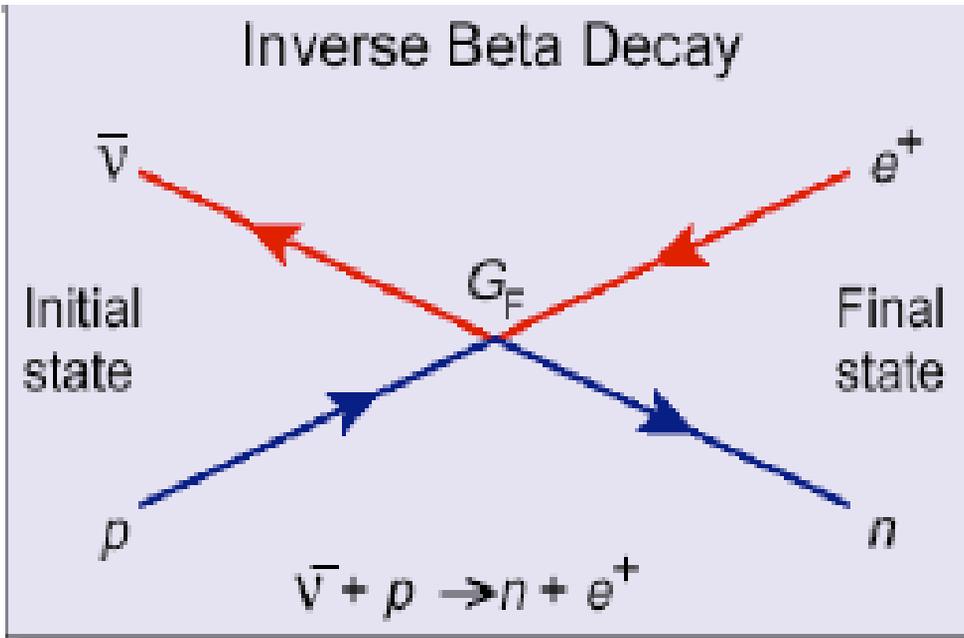
$$\sigma(\bar{\nu} p) \approx 10^{-43} \text{ cm}^2 \text{ for } 3 \text{ MeV } \bar{\nu}$$

Interaction probability $\approx T / \lambda$ very small
($\sim 10^{-18}$ per metre H_2O)

\Rightarrow need very intense sources
for antineutrino detection

For a typical reactor: $P_f = 3 \times 10^9 \text{ W} \Rightarrow 5.6 \times 10^{20} \bar{\nu} / \text{s}$ (isotropic)
Continuous $\bar{\nu}$ energy spectrum – average energy $\sim 3 \text{ MeV}$

Come rivelare la interazione di un neutrino



If ν are produced by β decay, they can be detected using the inverse reaction.

$$\sigma(\bar{\nu}p) \approx 10^{-43} \text{ cm}^2 \quad E_\nu \sim 3 \text{ MeV}$$

$$\lambda \sim \frac{1}{N_A \rho \sigma}$$

$$\lambda(\text{Pb}) \sim \frac{1}{610^{23} (\text{nucleon / g})(7.9 \text{ g / cm}^3)(10^{-43} \text{ cm}^2)}$$

~ 4 light years!

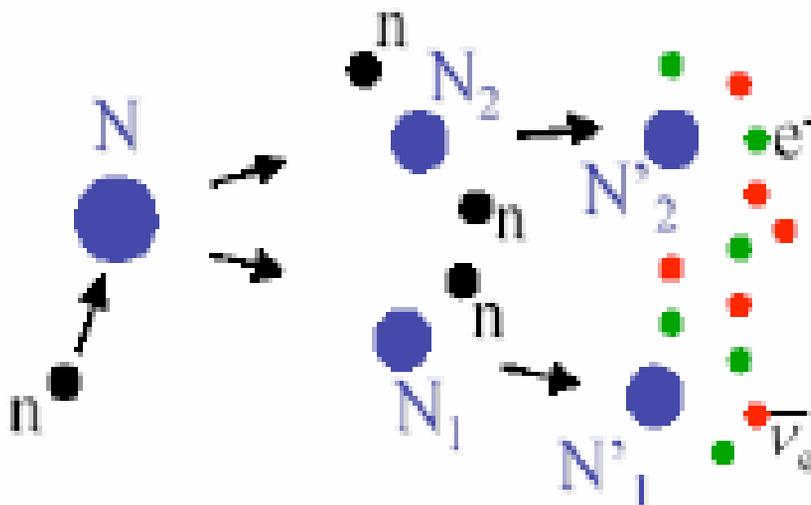
So one needs

Intense neutrino sources

Large mass detectors



I reattori nucleari sono sorgenti molto intense di $\bar{\nu}_e$ che derivano dal decadimento β dei neutroni di cui sono ricchi i frammenti della fissione nucleare.



Yield:
 200 MeV / fission
 6 $\bar{\nu}_e$ / fission

$$\bar{\nu} \text{ production rate} = \frac{6P_t}{200 \text{ MeV} \times \underbrace{1.6 \times 10^{-13}}_{\text{conversion factor MeV} \rightarrow \text{J}}} = 1.87 \times 10^{11} P_t \bar{\nu}/\text{s}$$

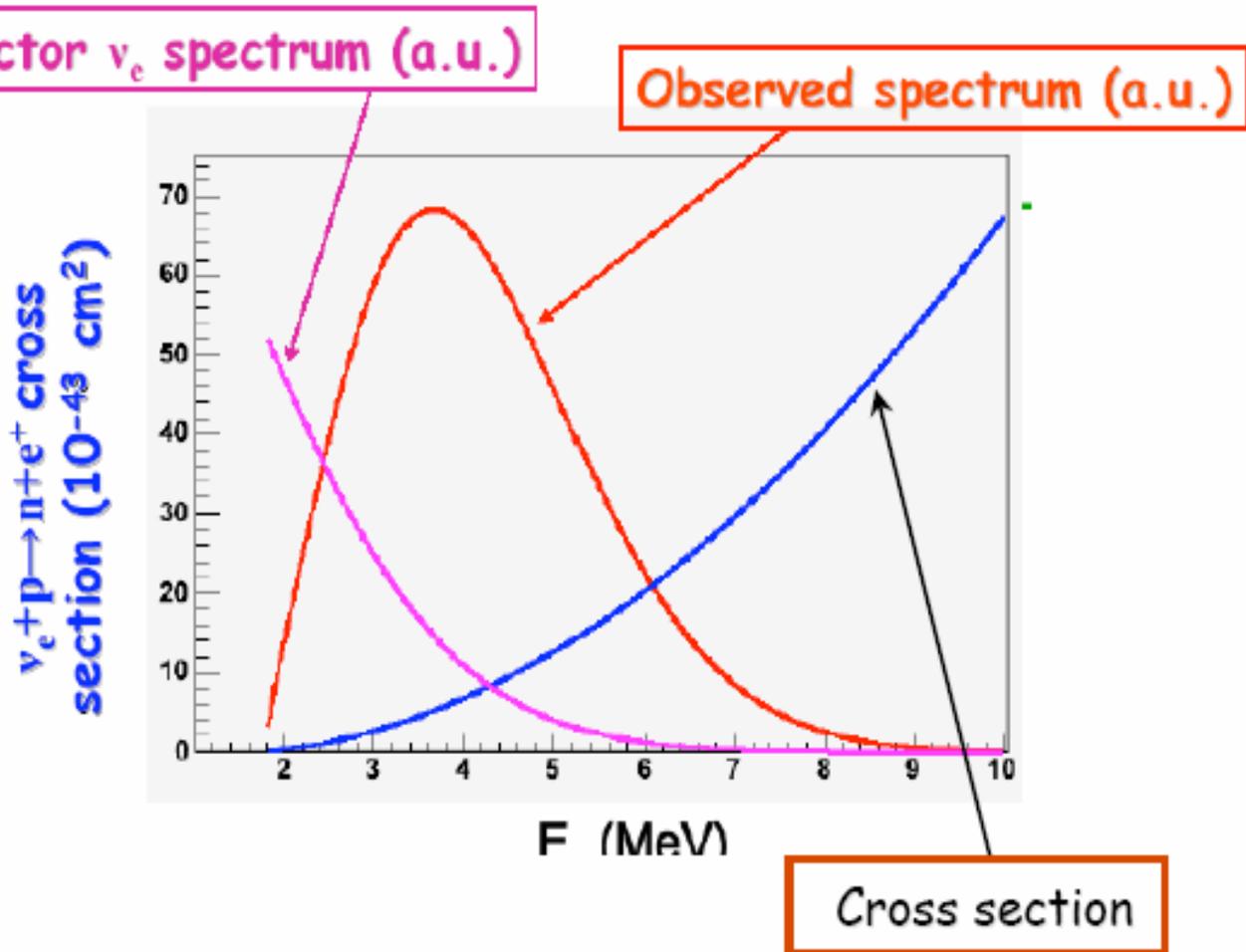
P_t : reactor thermal power [W]

conversion factor
MeV \rightarrow J

For a typical reactor: $P_t = 3 \times 10^9 \text{ W} \Rightarrow 5.6 \times 10^{20} \bar{\nu} / \text{s}$ (isotropic)

Continuous $\bar{\nu}$ energy spectrum – average energy $\sim 3 \text{ MeV}$

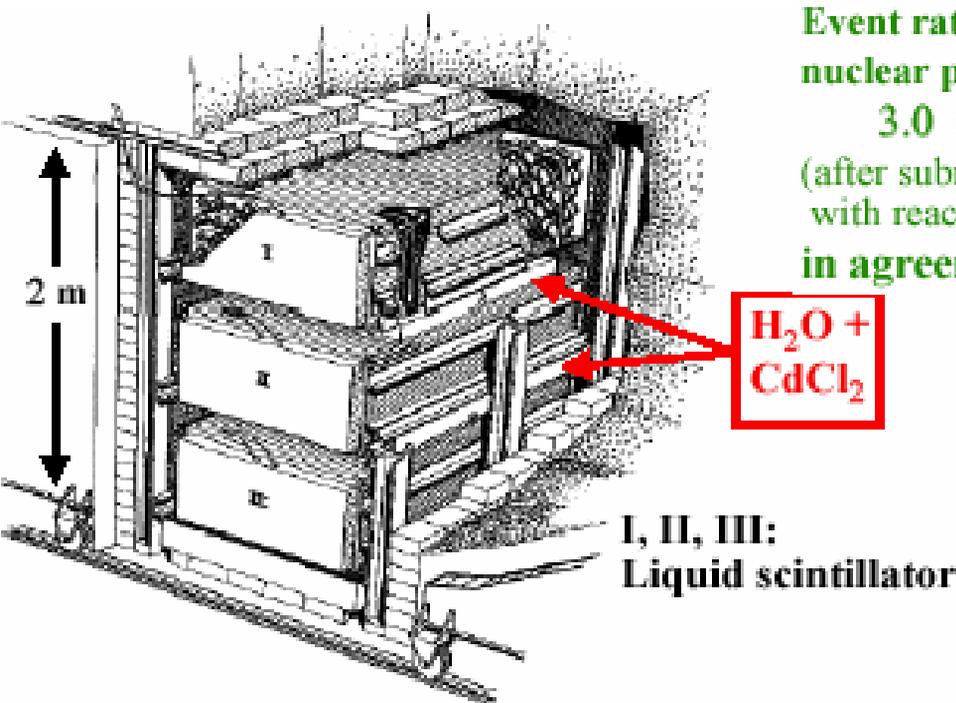
The $\bar{\nu}_e$ energy spectrum



Prima rivelazione dei Neutrini (Reines, Cowan 1953)



- detect 0.5 MeV γ -rays from $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ($t = 0$)
- neutron “thermalization” followed by capture in Cd nuclei \Rightarrow emission of delayed γ -rays (average delay $\sim 30 \mu\text{s}$)



Event rate at the Savannah River nuclear power plant:

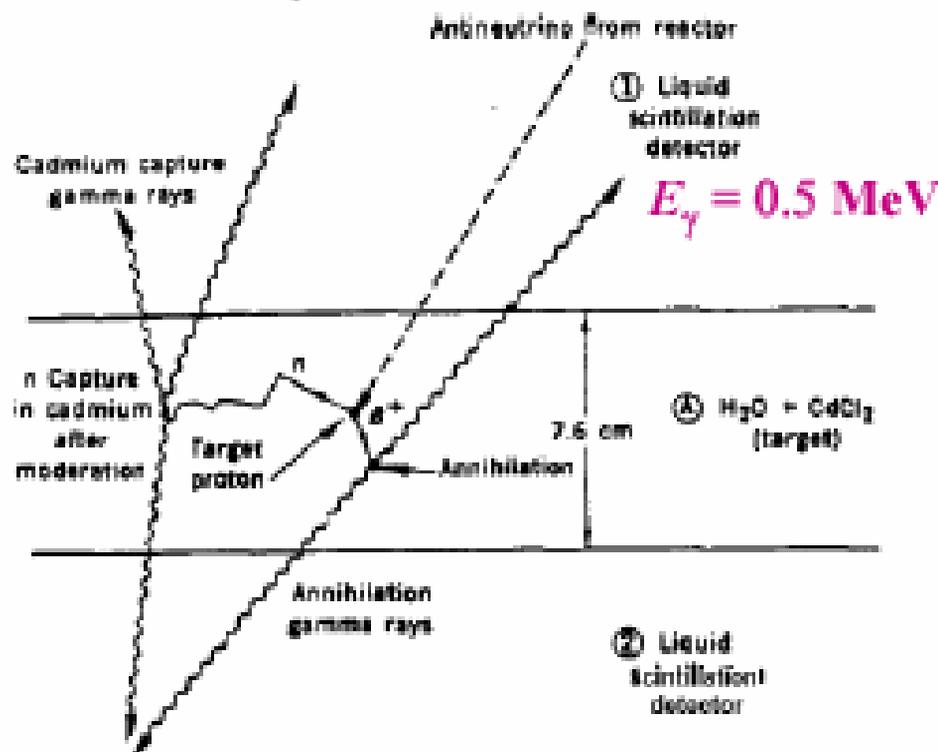
$$3.0 \pm 0.2 \text{ events / hour}$$

(after subtracting event rate measured with reactor OFF)

in agreement with expectations

$\text{H}_2\text{O} + \text{CdCl}_2$

I, II, III:
Liquid scintillator



Schematic dell' esperimento di Reines e Cowan

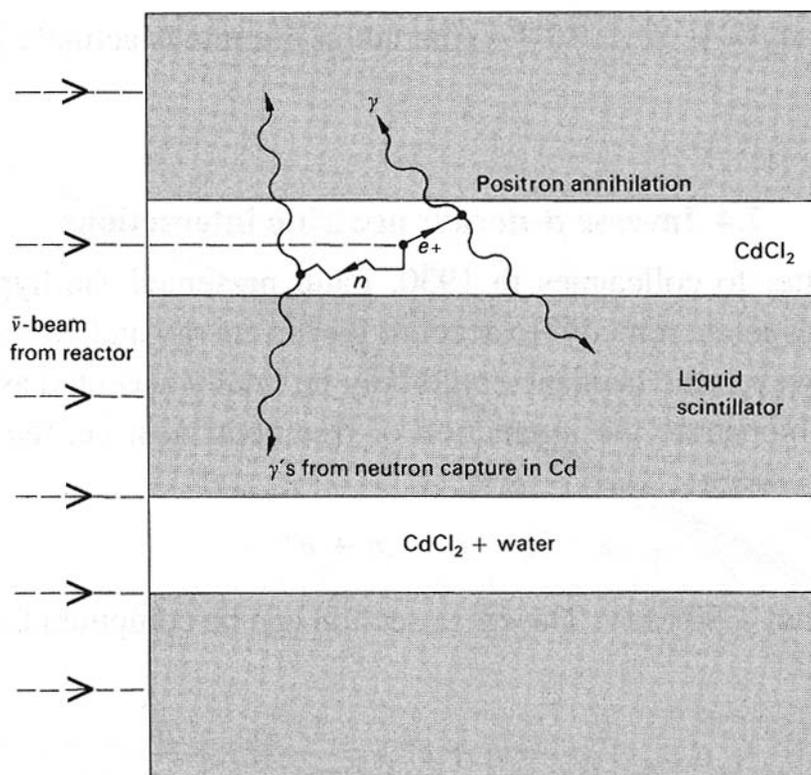


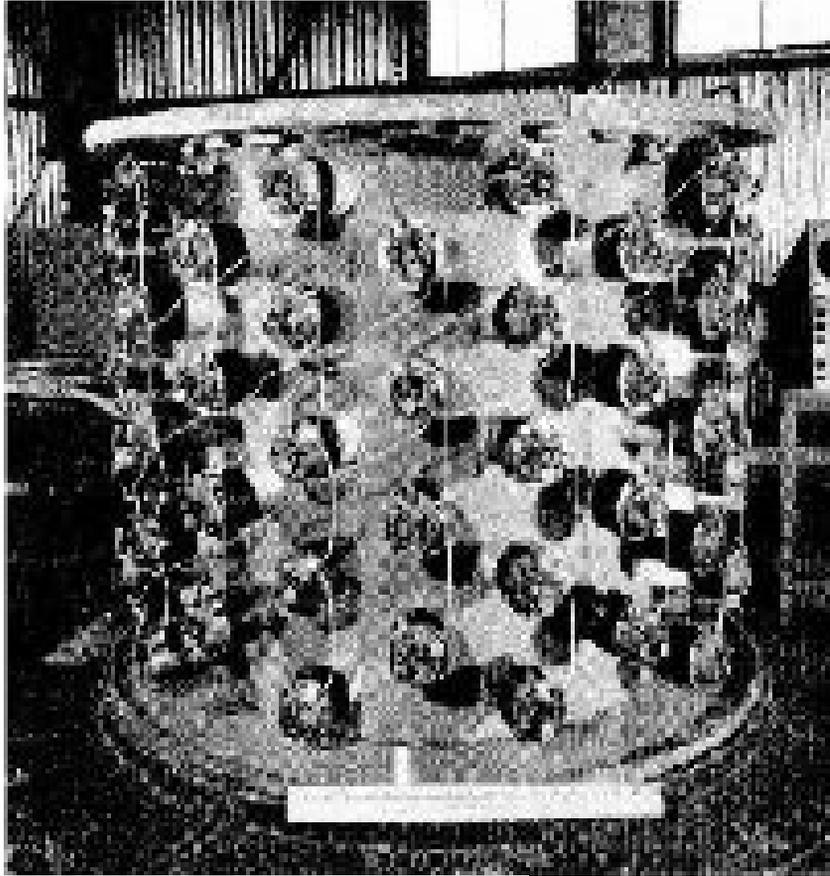
Fig. 7.4. Schematic diagram of the experiment of Reines and Cowan (1956), which demonstrated for the first time the interaction of antineutrinos produced in β -decays of the fission products in a nuclear reactor.

◆ Ci sono voluti piu' di 25 anni dalla proposta di Pauli per rivelare gli effetti di una interazione da neutrino in un esperimento. Nel 1956, G. Cowan e F. Reines proposero di sfruttare l' alto flusso di **anti- ν_e** provenienti dai decadimenti β dei neutroni, prodotti dalla fissione dell' uranio in un reattore (quello da 1 GW di potenza di Savannah-River Plant).

◆ Come piu' volte ricordato per avere interazioni da neutrino abbiamo necessita' di un altissimo flusso e di un bersaglio di grande massa. Il flusso del reattore era da 10^{13} fino a 10^{17} $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. La targhetta-rivelatore era costituito di circa 1000 l di acqua e cloruro di Cadmio in contenitori alternati ad altri contenenti scintillatore liquido. L' energia media degli **anti- ν_e** e' di circa qualche MeV.

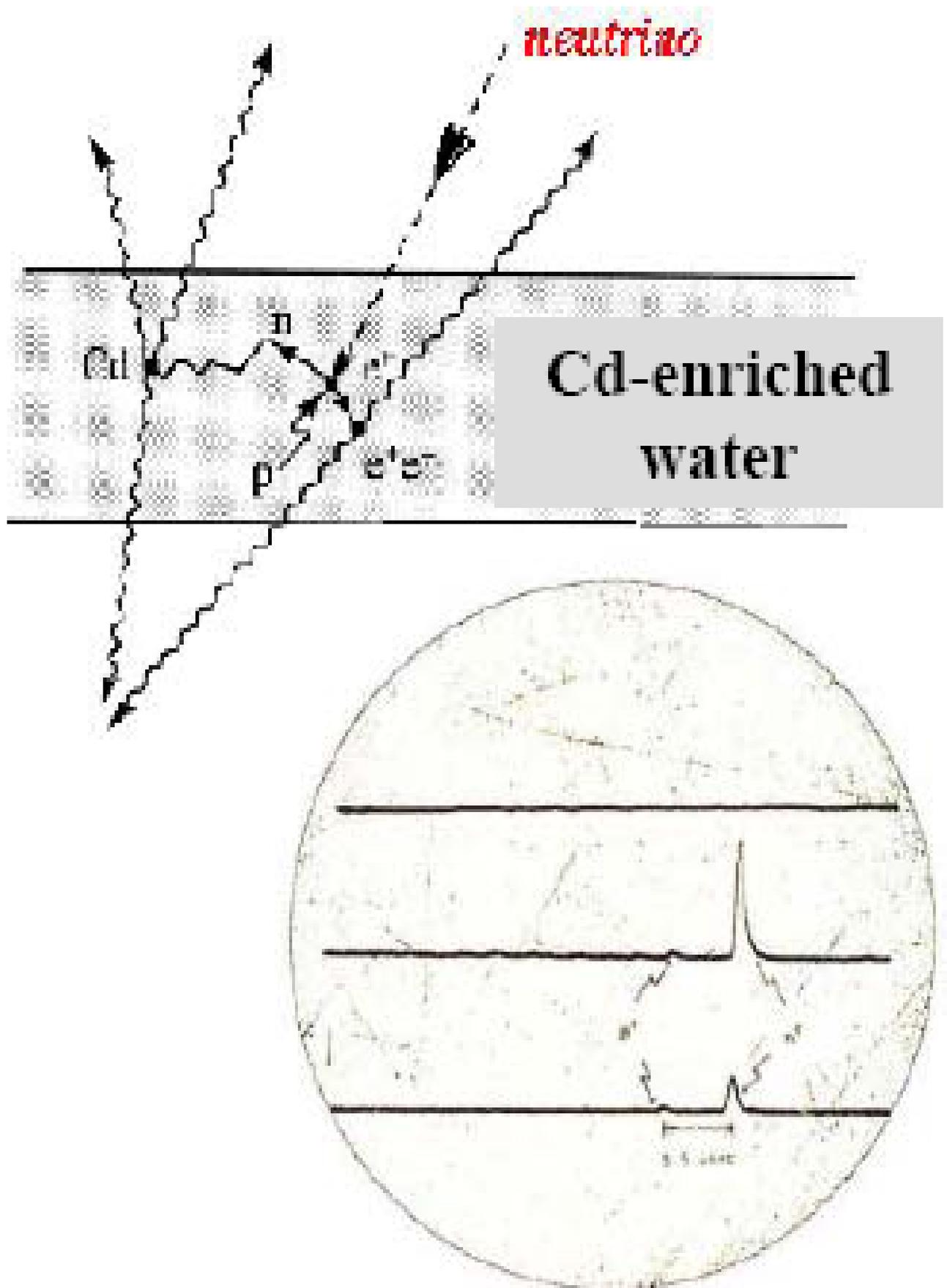
Prima misura delle interazioni da anti-neutrino-e

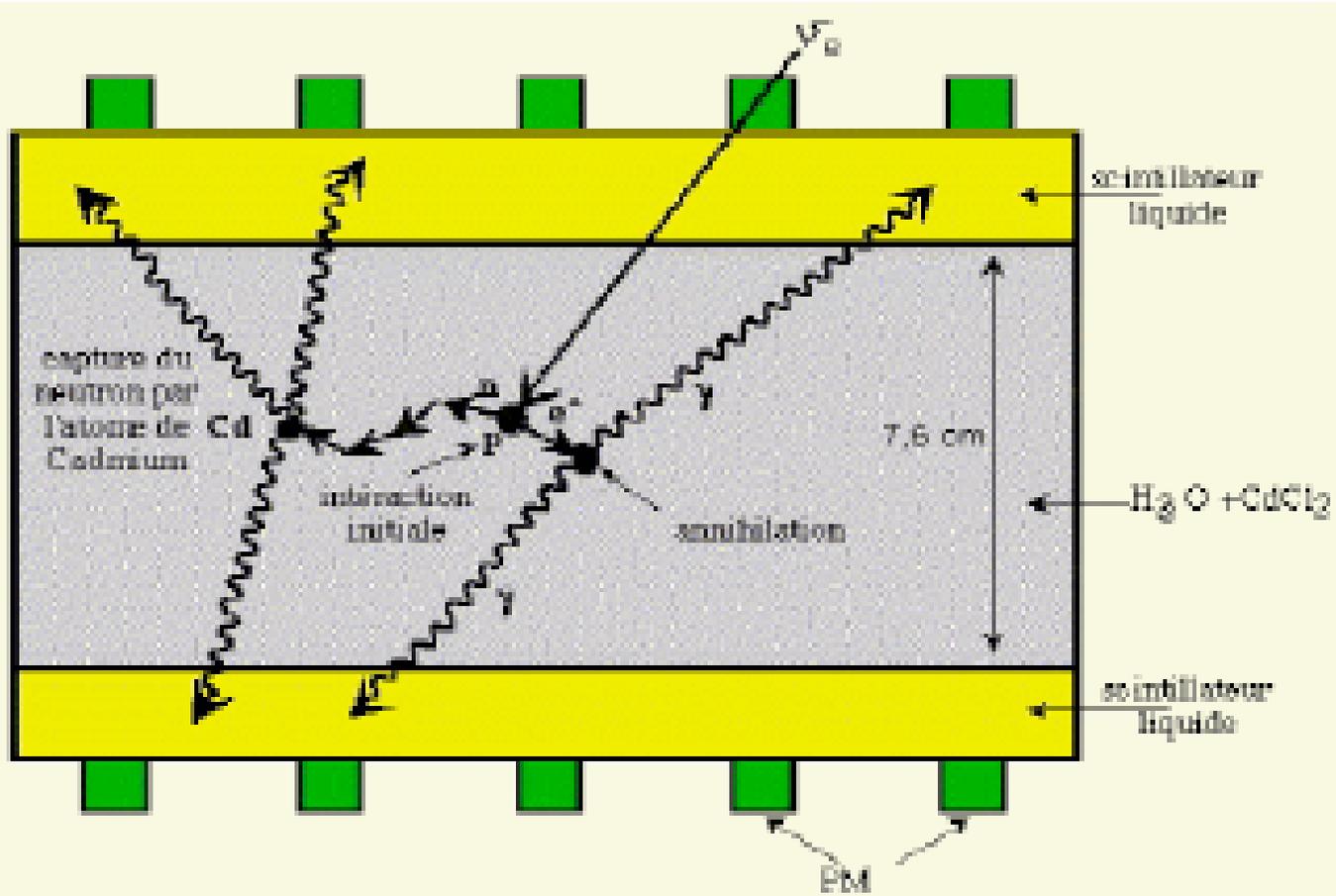
(Reins & Cowan, 1956-59)



Reins, Premio Nobel nel 1995

Prima misura delle interazioni da anti-neutrino-e

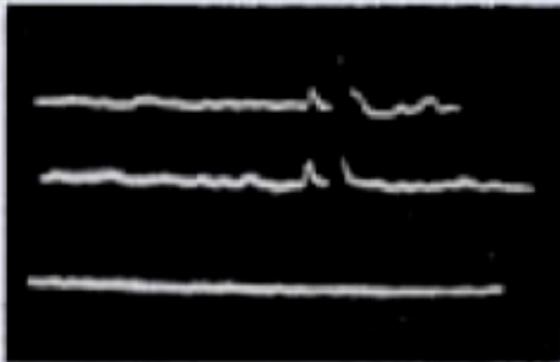




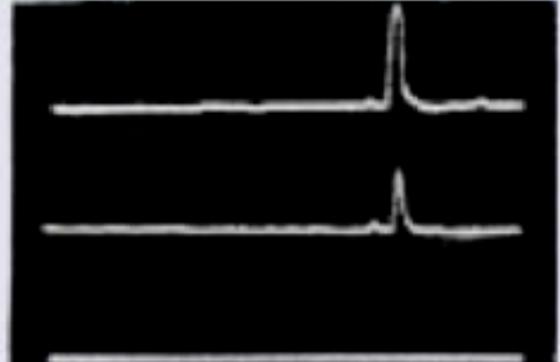
Expérience de Reines et Cowan (1953)



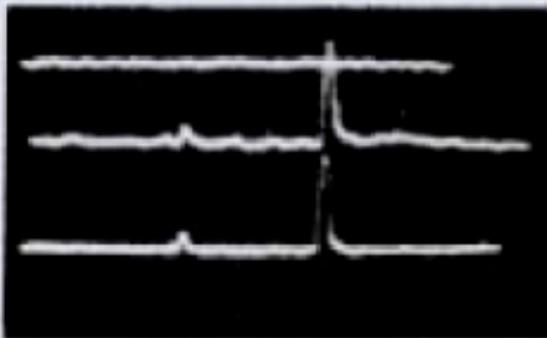
Experimental signature



(a) Positron scope



Neutron scope



(b) Positron scope



Neutron scope

L' Esperimento di Cowan-Reines: la misura

- ◆ **Il segnale:** $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
- ◆ $e^+ + e^- \rightarrow$ positrone $\rightarrow (2 \text{ o } 3 \gamma) \rightarrow$ effetto compton
 \rightarrow luce dallo scintillatore
tempo caratteristico $\sim 10^{-9}$ sec che rappresenta il:
 t_0 : la **coincidenza tra i due scintillatori** (I con II) o (II con III) della figura precedente.
- ◆ il neutrone viene rallentato (“moderato”) dalle collisioni con l’ acqua ed in un tempo di $\sim 10^{-5}$ sec viene catturato dal cadmio. Lo stato così’ formato si diseccita emettendo fotoni da ~ 6 MeV. Abbiamo quindi una **coincidenza ritardata rispetto a t_0 tra le stesse coppie di scintillatori** che definisce la strategia della presa dati.
- ◆ **Le misure fatte a reattore acceso e spento, danno il seguente risultato:**

$$\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+) = (1.1 \pm 0.3) \times 10^{-43} \text{ cm}^2$$

Bruno Pontecorvo

Bruno Pontecorvo e' stato un grande fisico il cui lavoro ha avuto un impatto enorme nello sviluppo e nella comprensione della fisica del neutrino. Ecco di seguito alcuni suoi contributi fondamentali:

1) Rivelazione delle interazioni da neutrino con Metodi Radiochimici

Nel 1959, dopo l'esperimento di Cowan e Reines, il fatto di NON aver trovato eventi del tipo



portava a concludere che $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$.

Ma già nel 1946 Pontecorvo propose "The first method of neutrino detection with the process:



dove considerava come possibili sorgenti di neutrini i reattori, il sole e materiali radioattivi. Pontecorvo propose diverse reazioni tra le quali quella che considerava la più promettente e che fu in seguito usata da Davis era:



2) Neutrini da acceleratori $\nu_e \neq \nu_\mu$

Nel 1959 Bruno Pontecorvo, che aveva sempre pensato alla possibilità che il neutrino dal decadimento beta fosse DIVERSO da quello dal decadimento del mu (erano infatti chiamati con due nomi diversi: **neutrino** e **neutretto**), propose un esperimento da fare presso un acceleratore per risolvere il problema. Come vedremo la sua proposta fu realizzata nel 1962 a Brookhaven.

Bruno Pontecorvo

3) La Nascita delle Oscillazioni dei Neutrini

Nel 1957 Pontecorvo scrisse il suo primo lavoro sulla ipotesi della "oscillazione dei due neutrini ν_e e ν_μ " (vedi figura).

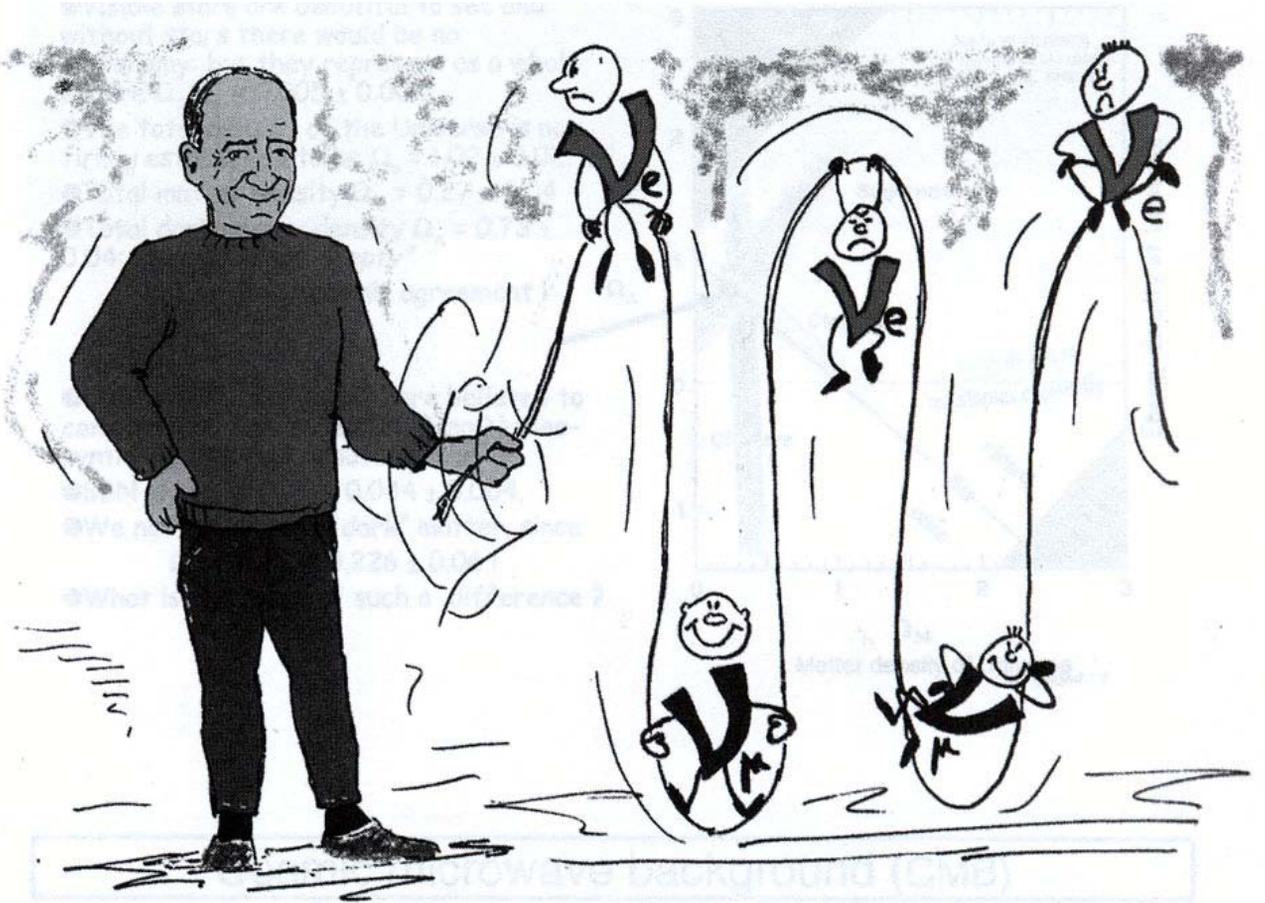
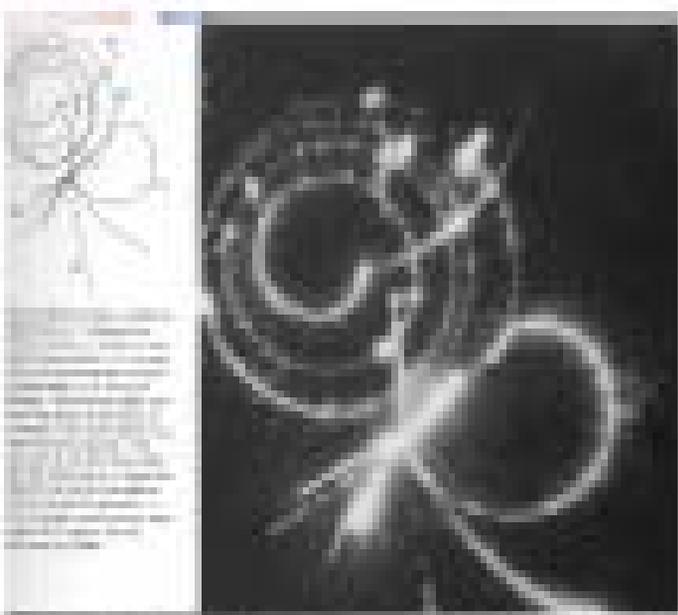


Figure 3: Dubna 1988. Neutrino oscillations.

Come studierete il prossimo anno, oggi la oscillazione tra le diverse famiglie di neutrini e' una realta' sperimentalmente accertata da diversi esperimenti.

The second neutrino



The muon : a « heavy electron » discovered by Anderson in 1937 (« Who ordered that? »--Rabin--).

The pion : Also discovered in cosmic rays, it was known that it decays producing a muon and another invisible particle. A neutrino was the ideal candidate



The question was. Were the neutrino produced in beta decay and the neutrino produced in pion decay the same particle or were they two different particles?

Un altro neutrino

A puzzle of the late 1950's: the absence of $\mu \rightarrow e \gamma$ decays
Experimental limit: < 1 in 10^6 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$ decays

A possible solution: existence of a new, conserved "muonic" quantum number distinguishing muons from electrons

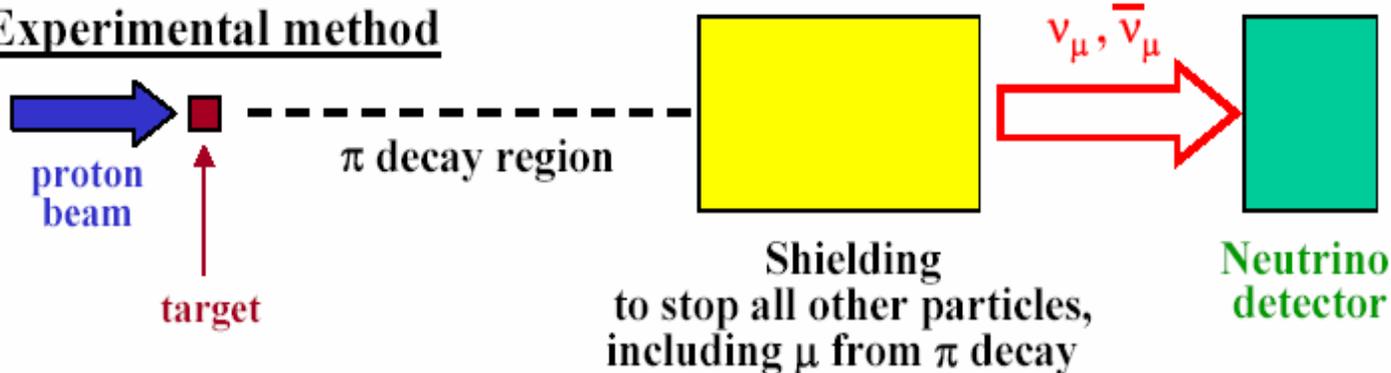
To allow $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$ decays, $\bar{\nu}$ must have "muonic" quantum number but not $\nu \Rightarrow$ in μ^+ decay the $\bar{\nu}$ is not the antiparticle of ν

\Rightarrow two distinct neutrinos (ν_e, ν_μ) in the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$

Consequence for π - meson decays: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$; $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$
to conserve the "muonic" quantum number

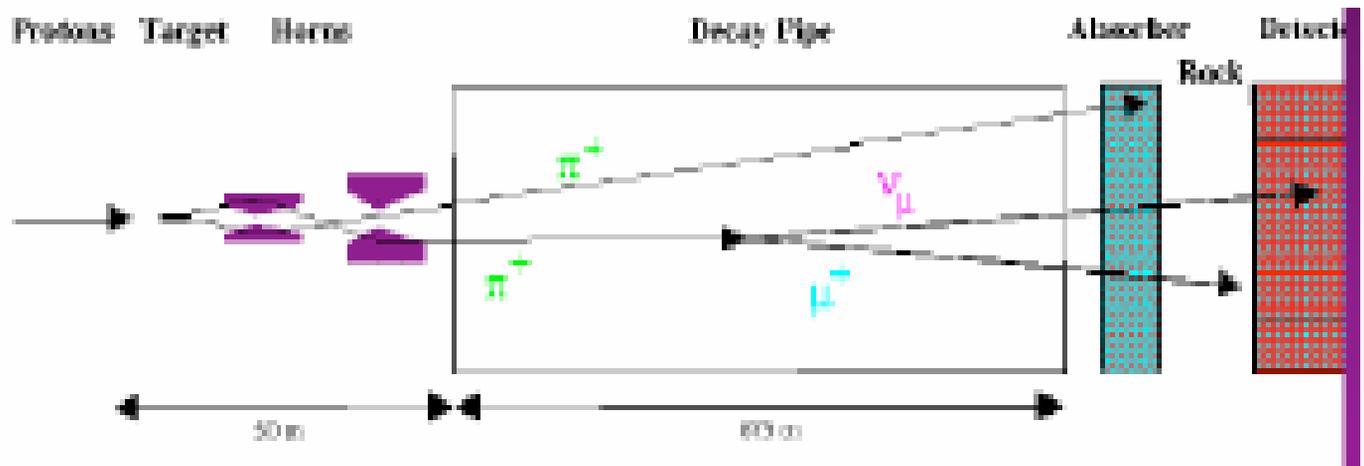
High energy proton accelerators: intense sources of π^\pm - mesons $\Rightarrow \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$

Experimental method

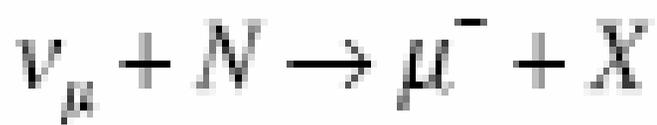


If $\nu_\mu \neq \nu_e$, ν_μ interactions produce μ^- and not e^- (example: $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$)

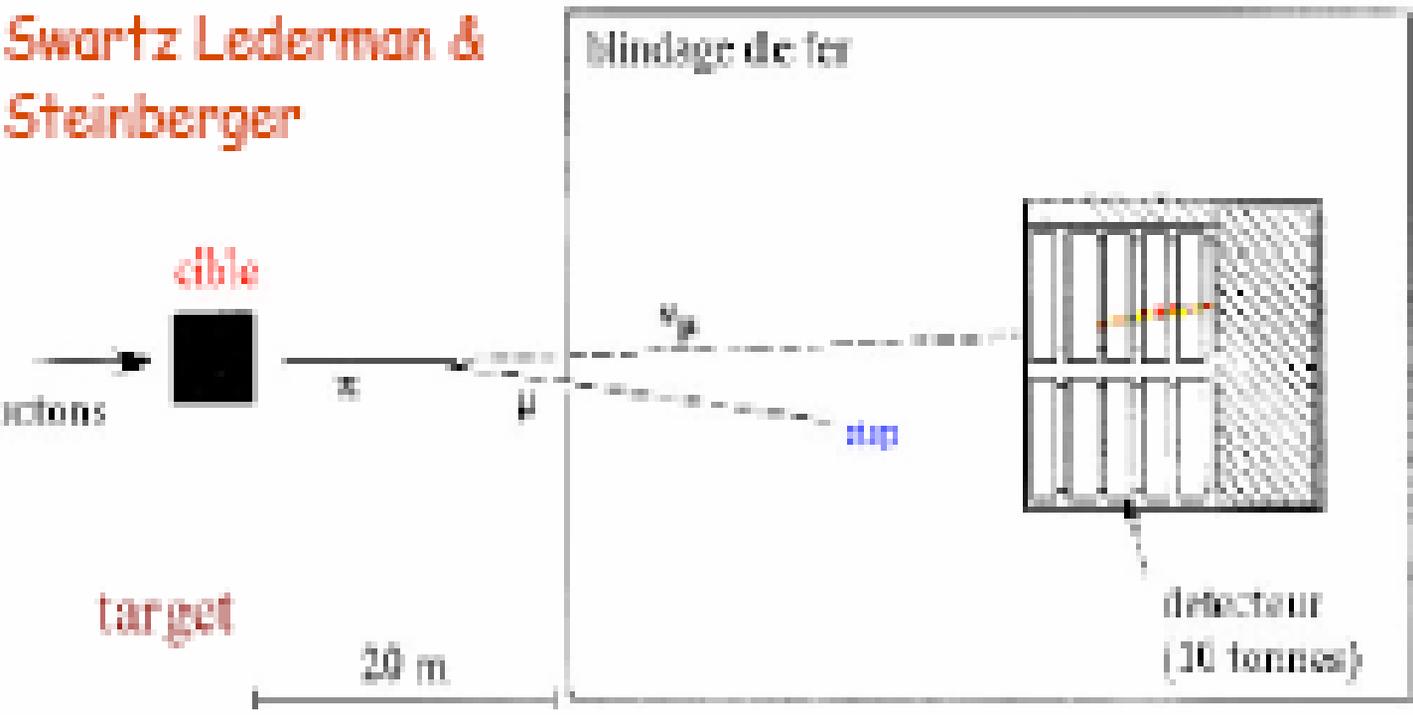
How to build a ν_μ beam



The discovery of ν_μ (1962)

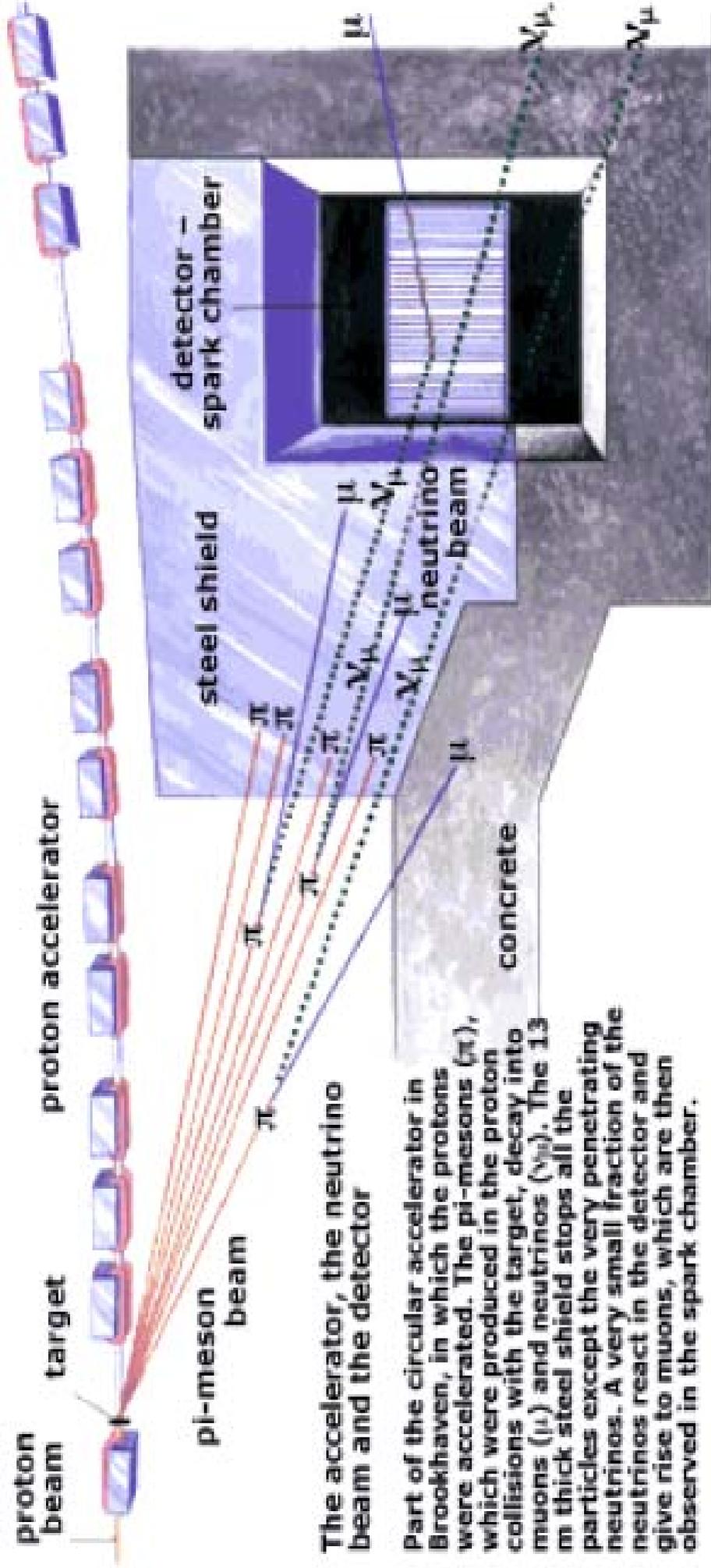


Swartz Lederman & Steinberger



----- sparks along a muon track

$$\nu_e \neq \nu_\mu$$



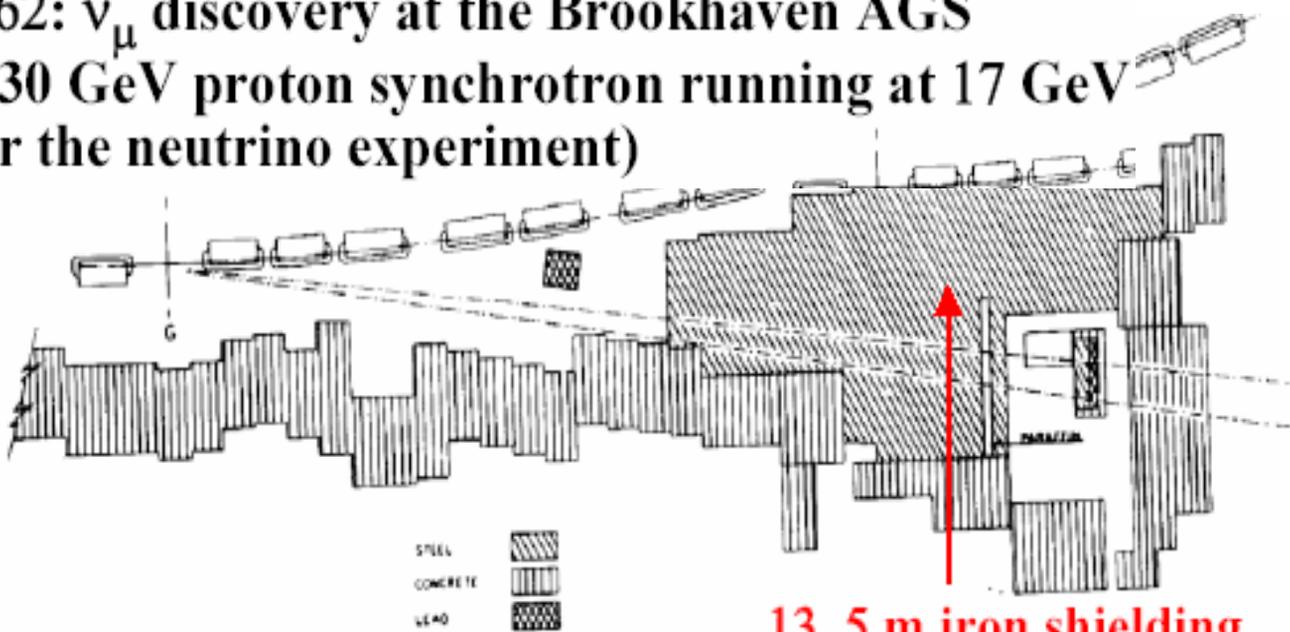
The accelerator, the neutrino beam and the detector

Part of the circular accelerator in Brookhaven, in which the protons which were produced in the proton collisions with the target, decay into muons (μ) and neutrinos (ν_μ). The 13 m thick steel shield stops all the particles except the very penetrating neutrinos. A very small fraction of the neutrinos react in the detector and give rise to muons, which are then observed in the spark chamber.

Based on a drawing in Scientific American, March 1963.

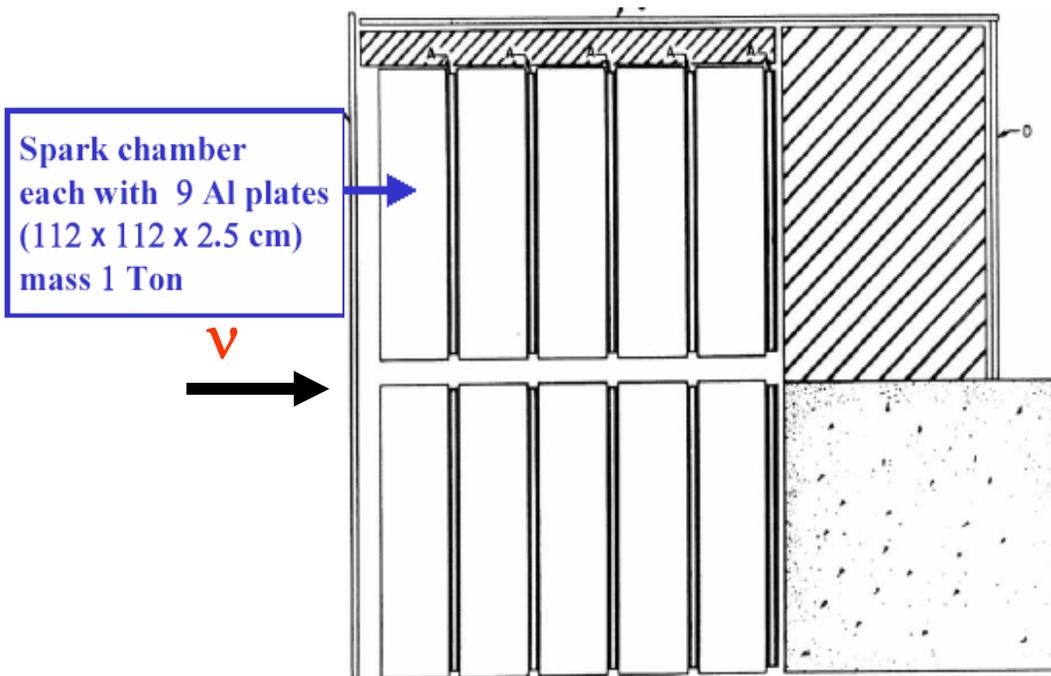
Un nuovo neutrino

1962: ν_μ discovery at the Brookhaven AGS
(a 30 GeV proton synchrotron running at 17 GeV
for the neutrino experiment)



13.5 m iron shielding
(enough to stop 17 GeV muons)

Neutrino energy spectrum
known from π , K production
and $\pi \rightarrow \mu$, $K \rightarrow \mu$ decay kinematics

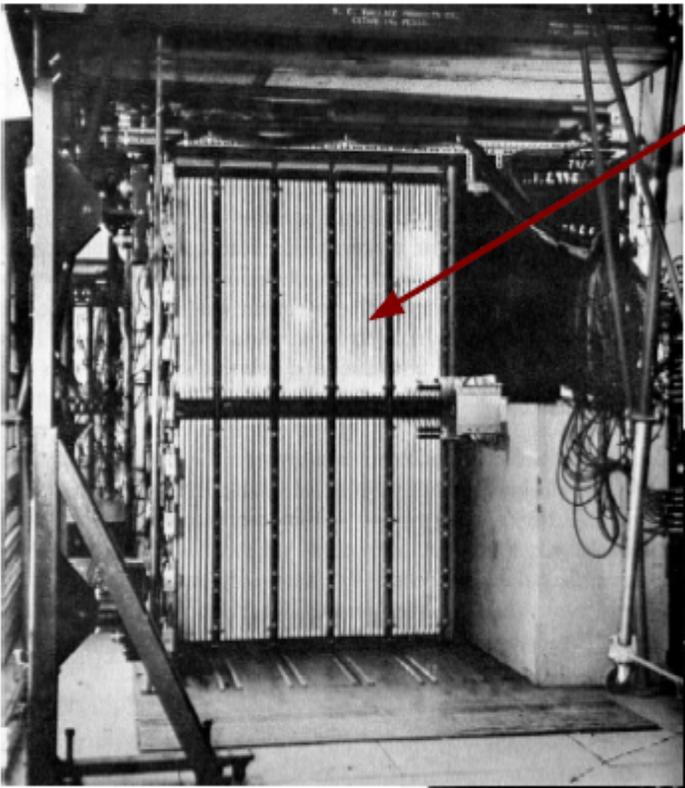


Muon – electron separation

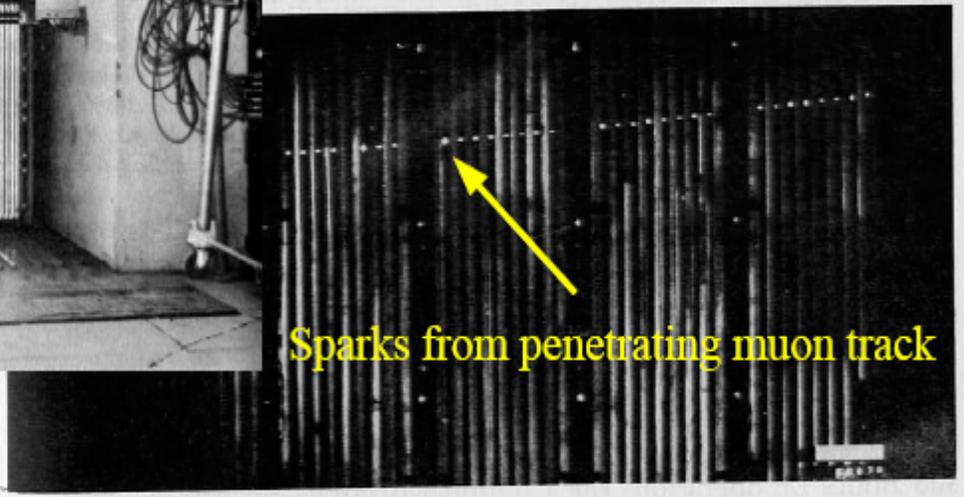
Muon: long track

Electron: short, multi-spark event
from electromagnetic shower

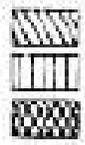
Neutrino detector



90 aluminum plates
each 1.2 m square
10 ton



Sparks from penetrating muon track



Brookhaven Photo



Steinberger, Lederman, Schwartz

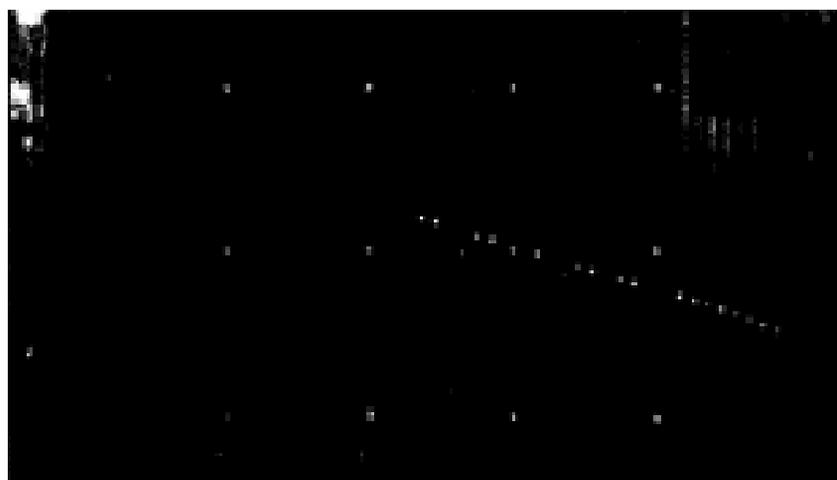
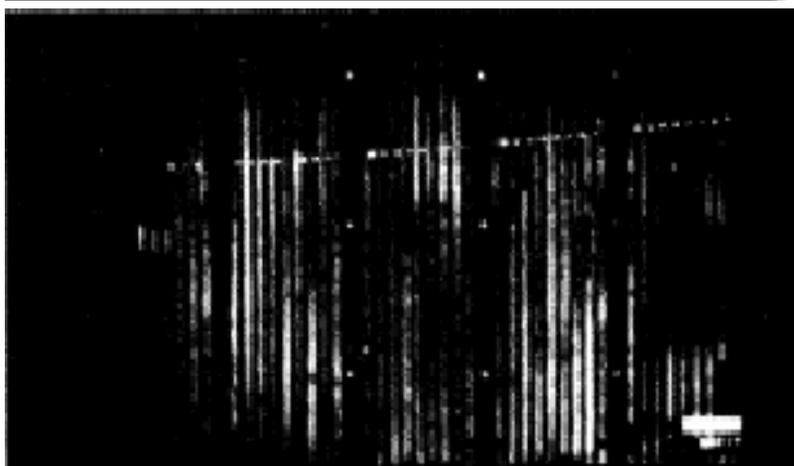
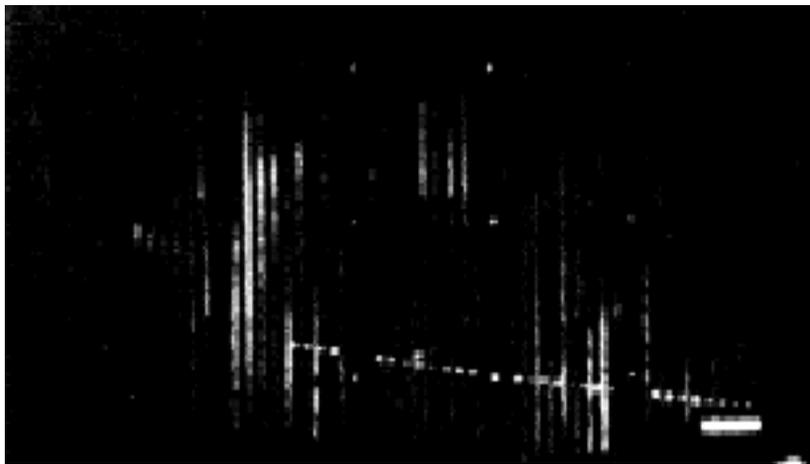
Nobel Laureates 1988

Un nuovo neutrino

64 “events” from a 300 hour run:

- 34 single track events, consistent with μ track
- 2 events consistent with electron shower
(from small, calculable ν_e contamination in beam)

Clear demonstration that $\nu_\mu \neq \nu_e$



Il terzo leptone carico: τ (1975)

◆ Come vedremo, i mesoni con charm furono scoperti nel 1976 come prodotti della annichilazione elettrone-positrone:

$$e^+e^- \rightarrow D^+D^-; e^+e^- \rightarrow D^0D^0$$

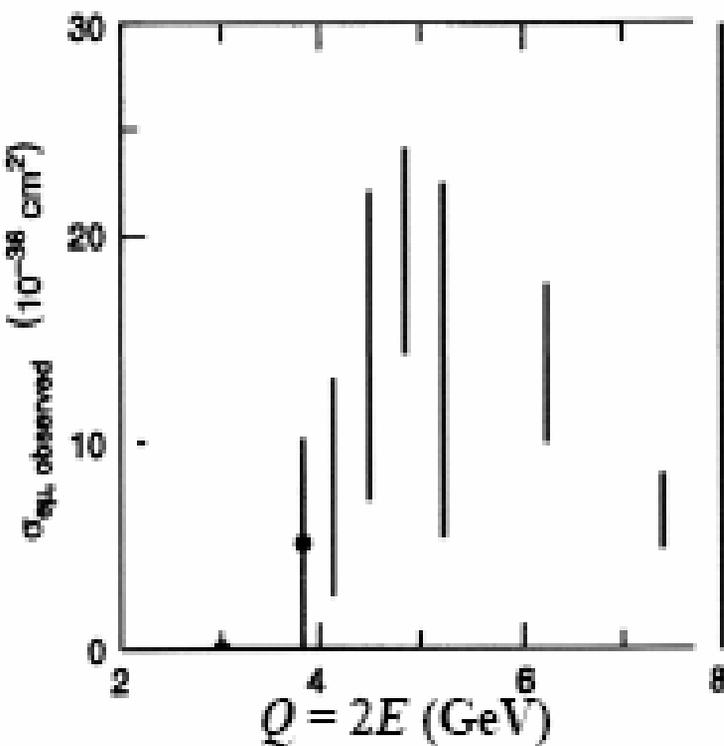
◆ Questi possono decadere in modo semileptonico:

$$\begin{aligned} D^+ &= \bar{d}c \rightarrow \bar{d}sW^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e & \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu \\ D^- &= d\bar{c} \rightarrow d\bar{s}W^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e & K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ D^0 &= \bar{u}c \rightarrow \bar{u}sW^+ \rightarrow K^- e^+ \nu_e & K^- \mu^+ \nu_\mu \\ \bar{D}^0 &= u\bar{c} \rightarrow u\bar{s}W^- \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e & K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

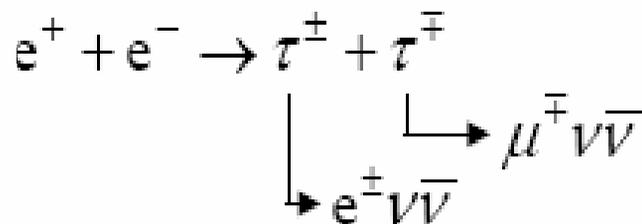
◆ Nel periodo delle scoperte della $J/\Psi, \Psi', \chi$ etc al collisore $e^+ e^-$ di SLAC, M. Perl ed i suoi collaboratori, analizzando la produzione associata di coppie di leptoni,

$$e^+e^-, \mu^+\mu^-, e^+\mu^-, \mu^+e^-$$

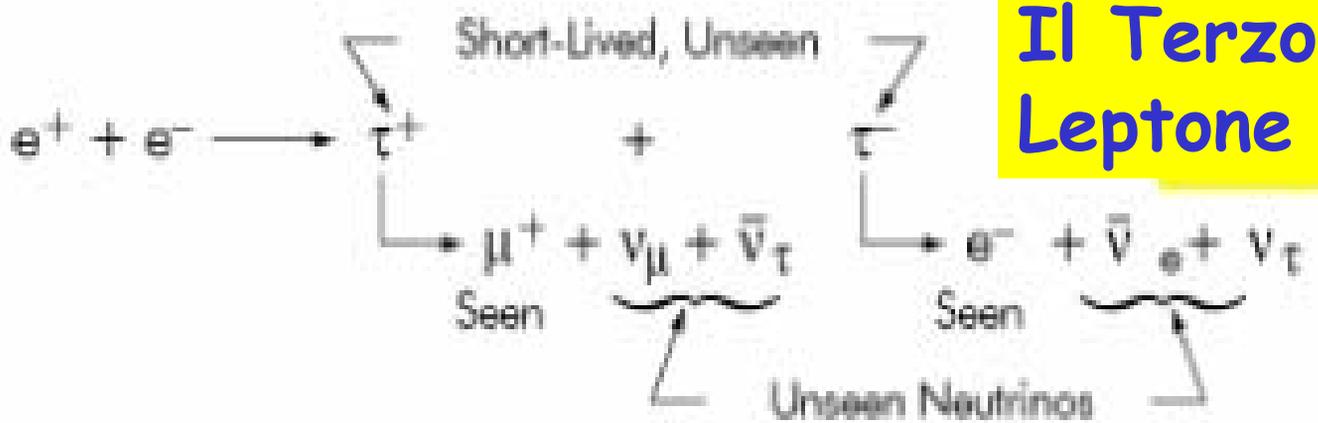
osservarono che queste venivano prodotte anche in assenza di mesoni K. **Trovarono 24 eventi con un μ ed un e di segno opposto, con energia mancante, e niente altro** Questo fenomeno venne interpretato con la produzione di un nuovo leptone, chiamato **leptone τ** da **“terzo= τ ριτος”**, che ha massa **$M_\tau = 1777 \text{ MeV}/c^2$** e decade in un elettrone o un muone



◆ **Stato Finale:**
una coppia $e\mu$ di
carica opposta +
Energia mancante



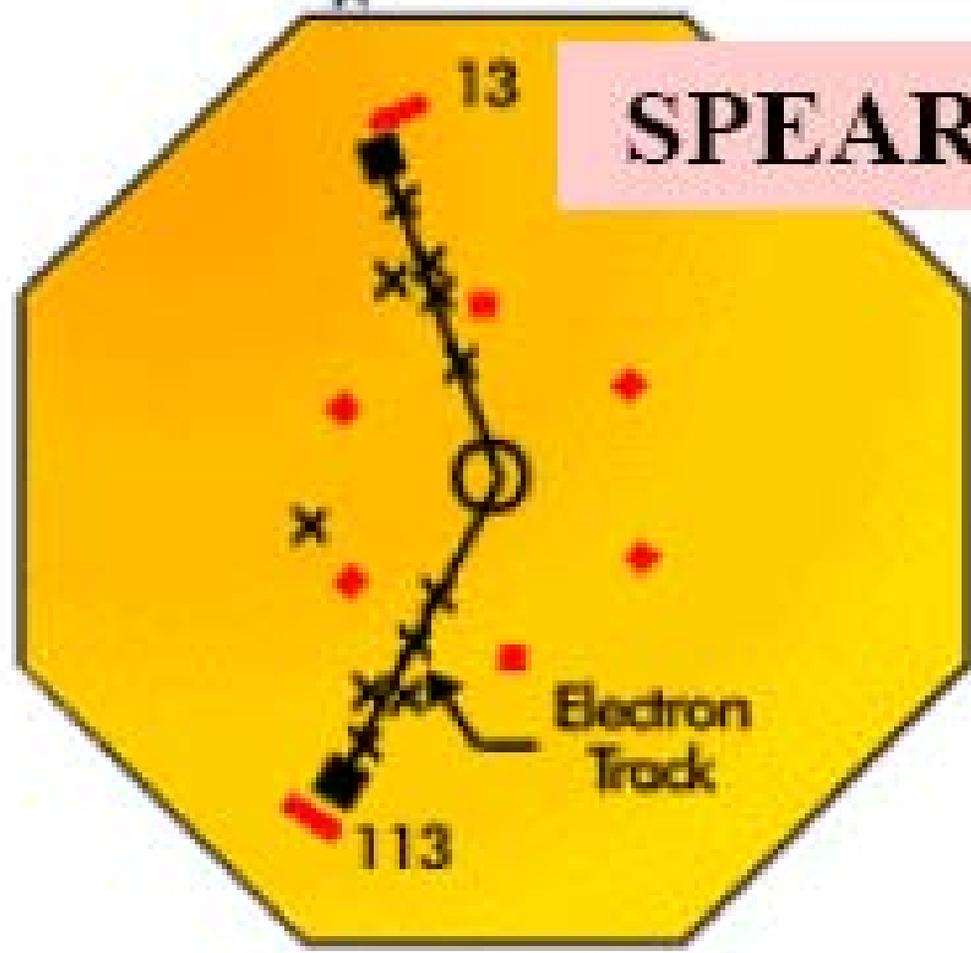
Discovery of the τ (1975)



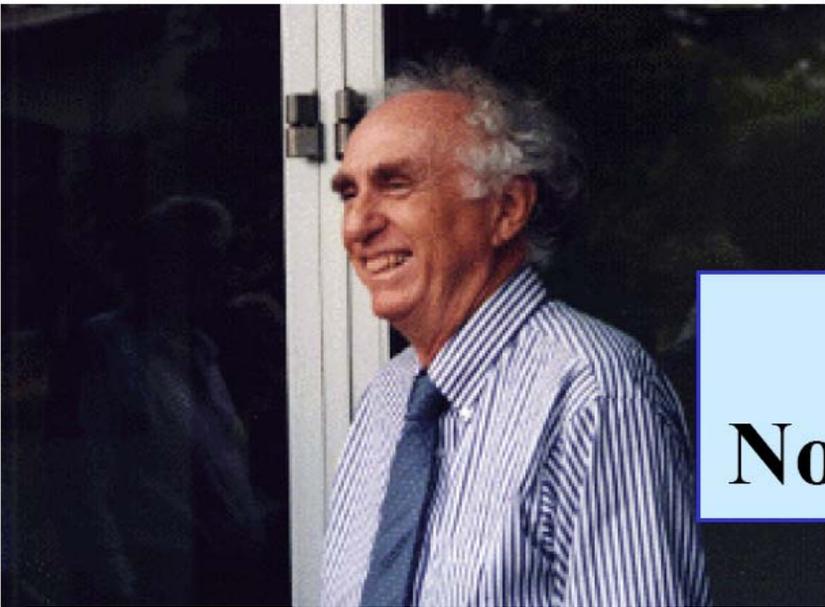
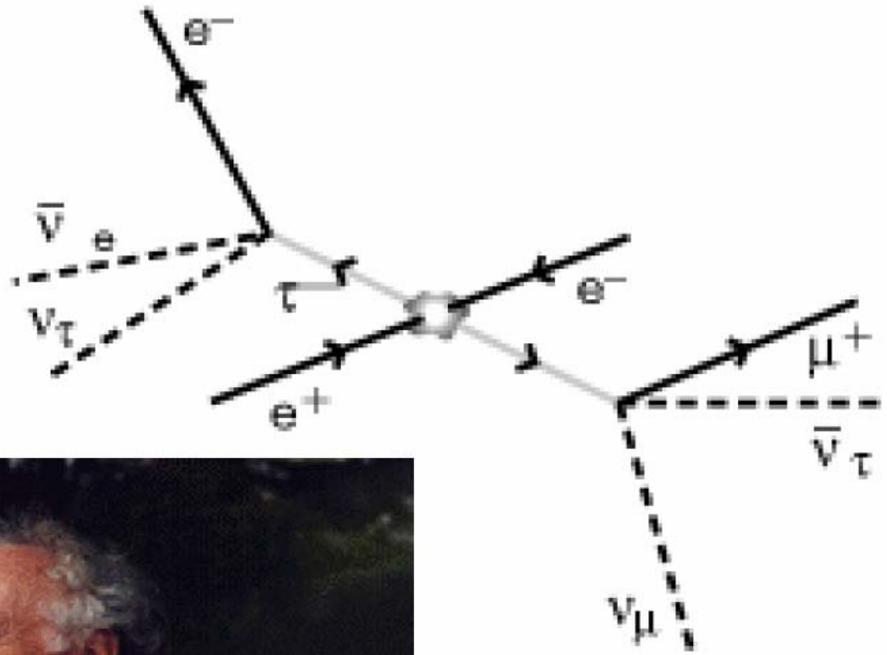
Il Terzo Leptone !



SPEAR



Discovery of the τ (1975)



**Perl,
Nobel Prize 1995**

Signature of signal events

$$e^+e^- \rightarrow e^+\mu^- + \text{missing energy}$$

Da considerazioni basate sulla conservazione del 4-momento, si dimostra che la Energia mancante deve essere legata alla presenza di almeno due particelle non interagenti per ogni lato della reazione.

No one could come up with any plausible background source for these mixed pairs

"Distribution of 513, 4.8 GeV, 2-prong, even events that meet the criteria: $p_e > 0.65$ GeV/c, $p_{\bar{e}} > 0.65$ GeV/c, $\phi_{\text{copl}} > 20^\circ$ ".

Number photons =	Total Charge = 0			Total Charge = ± 2		
	0	1	>1	0	1	>1
cc	40	111	55	0	0	0
eu	24	8	8	0	0	3
$\mu\mu$	16	15	6	0	0	0
eh	18	23	32	2	3	3
μh	15	16	31	4	0	5
hh	13	11	30	10	4	6
Sum	126	184	162	16	8	17

Table 3. From Per1 (1975a). The caption read:

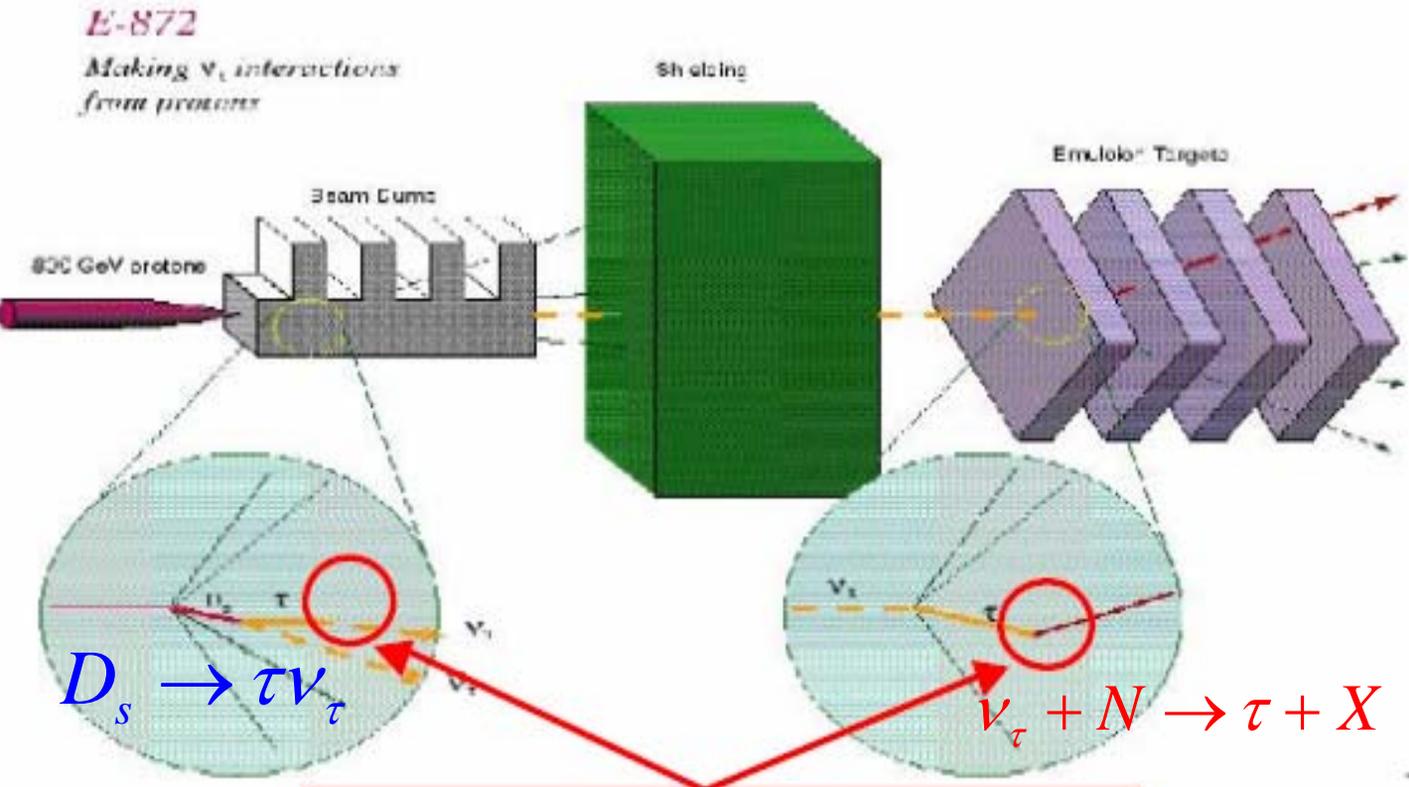
"Misidentification probabilities for 4.8 GeV sample"

Momentum range (GeV/c)	$P_{h \rightarrow e}$	$P_{h \rightarrow \mu}$	$P_{h \rightarrow h}$
0.6– 0.9	.130 \pm .005	.161 \pm .006	.709 \pm .012
0.9–1.2	.160 \pm .009	.213 \pm .011	.627 \pm .020
1.2– 1.6	.206 \pm .016	.216 \pm .017	.578 \pm .029
1.6– 2.4	.269 \pm .031	.211 \pm .027	.520 \pm .043
Weighted average using hh, μh , and $e\mu$ events	.183 \pm .007	.198 \pm .007	.619 \pm .012

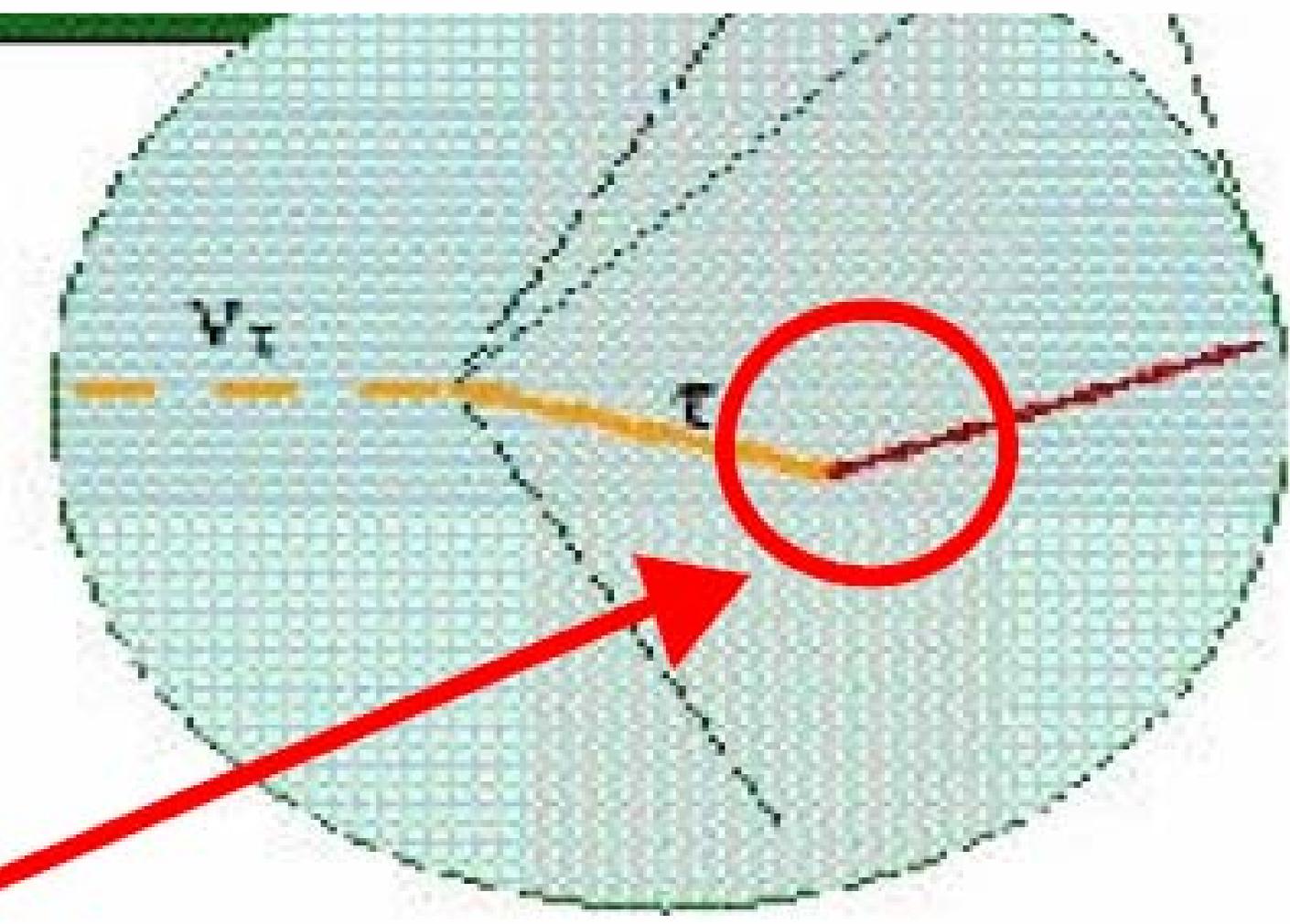
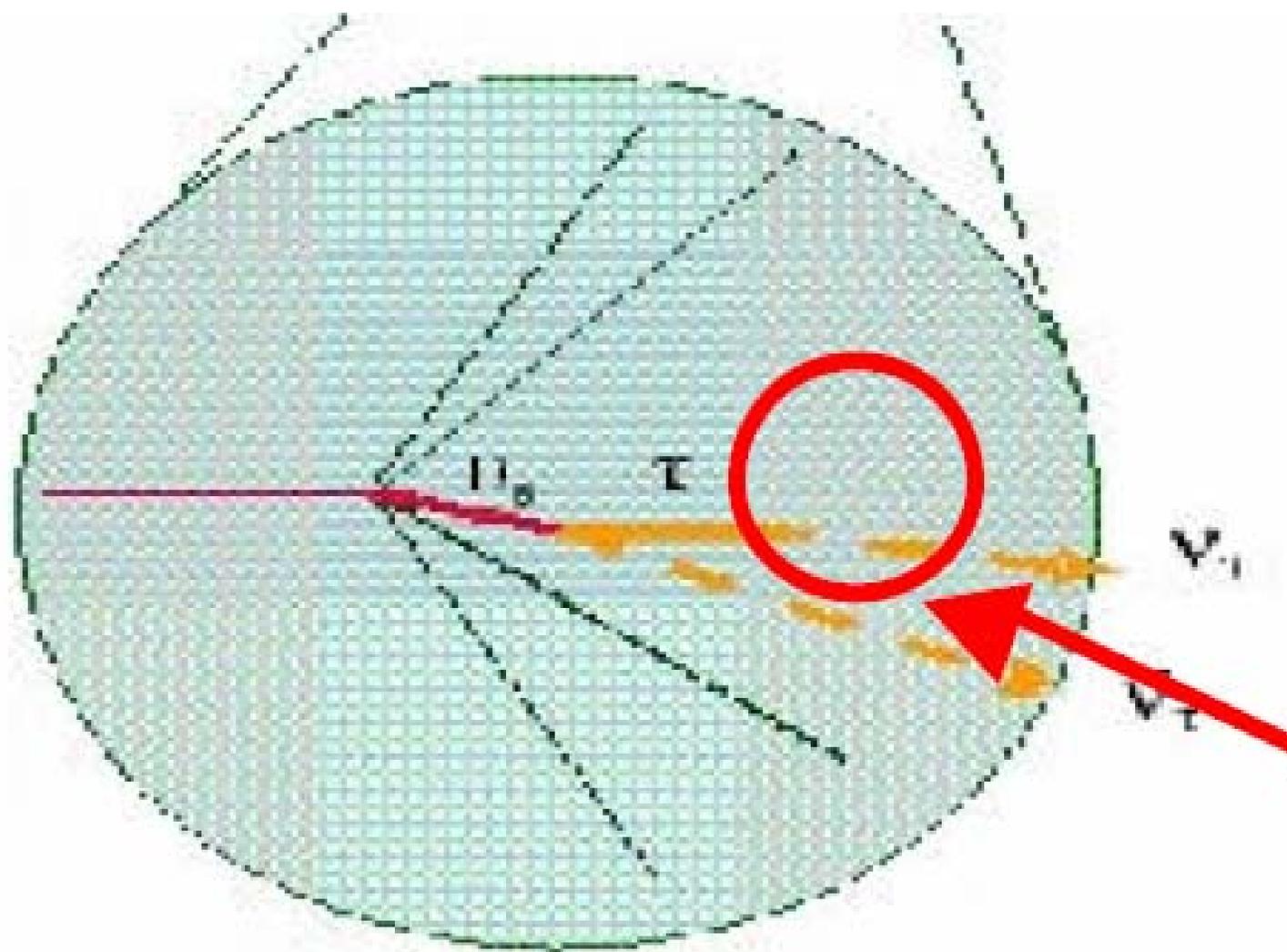
Neutrino Detector for ν_τ Observation

- Make an observation of ν_τ interaction with nucleon, producing τ in the target, decaying leptonically or hadronically
- Beam of ν_τ is produced using $D_S \rightarrow \tau + \nu_\tau$ (~7%), $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + K_L^0$ (one-prong decay, 49.5%), $\mu \nu_\tau \nu_\mu$ (17%), $e \nu_\tau \nu_e$ (17%)
- Large number of protons on target (10^{17} PoT $\rightarrow 2 \times 10^{12} \nu_\tau / m^2$)
- Precise detector to observe the kinks of τ decays (emulsion)

FNAL E-872
DONUT (Direct
Observation of
NU Taus)



Classical signatures of τ decays



La terza famiglia di neutrini (2000)

♦ La vita media del leptone τ e'

$$\tau = 0.29 \cdot 10^{-12} \text{ s.}$$

♦ Un fascio di neutrini ν_τ ha prodotto interazioni che producono τ nello stato finale:



♦ Il limite sperimentale sulla conservazione del numero leptonico e' dato dal decadimento del Germanio 76 (decadimento doppio beta senza neutrini):

$$\tau(Ge^{76} \rightarrow Se^{76} + 0\nu + e^+ + e^-) > 10^{26} \text{ anni}$$

♦ Ricordiamo che il limite sperimentale per la conservazione della carica elettrica e' dato da:

$$\tau(n \rightarrow p \nu_e \bar{\nu}_e) > 10^{18} \text{ anni}$$

♦ La misura del numero di famiglie di neutrini, come si vedra', e' stata misurata al LEP :

$$N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$$

Conservazione dei Numeri Leptonici

◆ Contrariamente alle interazioni forti, le interazioni deboli non hanno alcuna analogia con la fisica atomica ne' si conoscono stati legati dovuti ad essa. E' responsabile dei decadimenti dei leptoni, leptos = sottile da: λεπτος, e dei quark ed e' appunto allo studio dei decadimenti che dobbiamo molta della nostra conoscenza. Come vedremo, dagli anni sessanta moltissimo progresso e' dovuto allo studio delle interazione da fasci di neutrini.

◆ In modo simile all' introduzione del numero barionico, l' assenza di alcuni processi ci porta all' introduzione di tre distinti numeri leptonici, vedi Povh paragrafi 10.1 e 10.2, secondo la tabella 1. Le antiparticelle dei leptoni hanno numero leptonico opposto a quello della tabella. In tabella 2 sono indicate alcune reazioni proibite con accanto i numeri leptonici violati

	L_e	L_μ	L_τ
e^-	1	0	0
ν_e	1	0	0
μ^-	0	1	0
ν_μ	0	1	0
τ^-	0	0	1
ν_τ	0	0	1

Tabella 1

decadimenti	Numeri leptonici violati
$\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	L_μ, L_e
$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$	L_μ, L_e
$\tau^- \rightarrow e^- \gamma$	L_τ, L_e
$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	L_τ, L_μ
$\tau^- \rightarrow e^- \mu^- \mu^-$	L_τ, L_e
	Q non e' conservata!

Tabella 2

Le famiglie dei neutrini

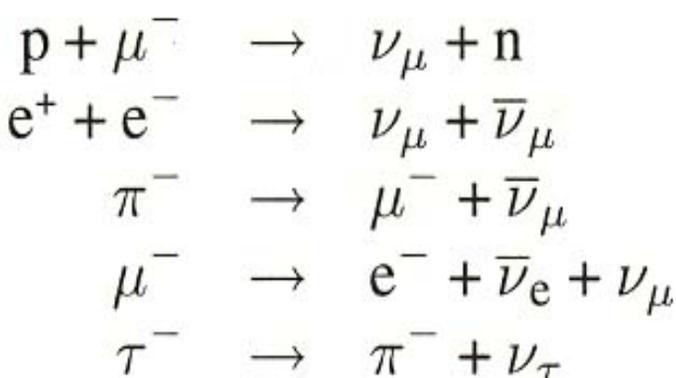
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}.$$

$$\begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu^+ \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix}.$$

Who ordered THAT!?!?



permesse



proibite

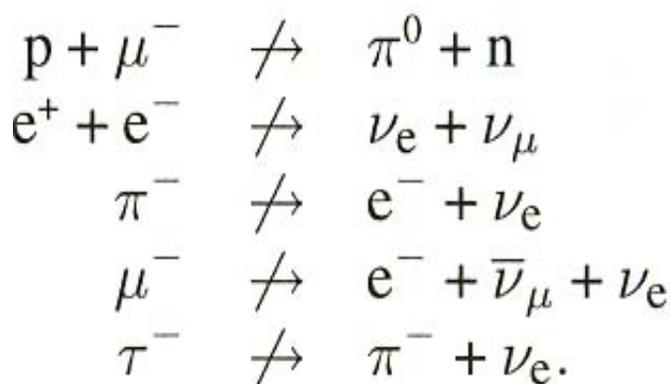


Tabella 10.1

I leptoni e le loro principali proprietà [PD94]. I leptoni possono essere suddivisi, in base a leggi di conservazione, in tre famiglie.

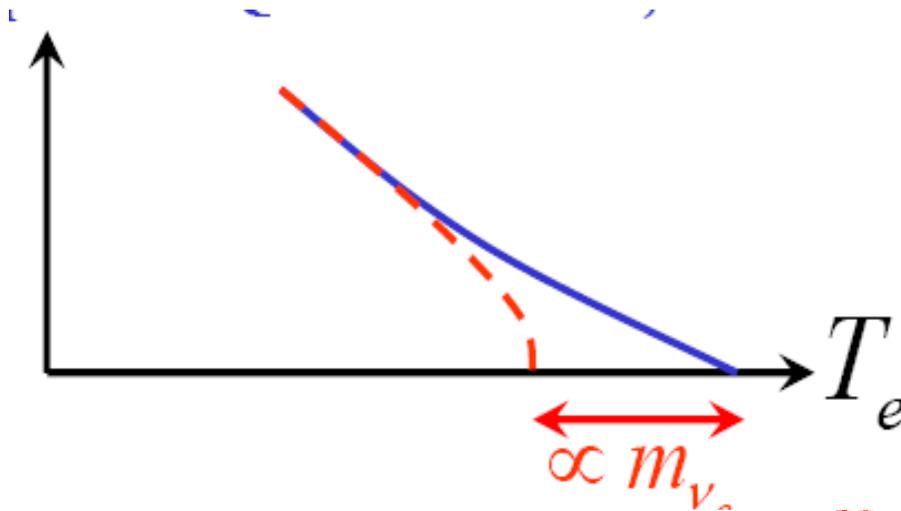
Famiglia		Carica elettr.	Massa (MeV/c ²)	Spin	Vita media
1	ν_e	0	$< 7.2 \cdot 10^{-6}$	1/2	stabile
	e	-1	0.511	1/2	stabile
2	ν_μ	0	< 0.27	1/2	stabile?
	μ	-1	105.7	1/2	$2.197 \cdot 10^{-6}$ s
3	ν_τ	0	< 35	1/2	stabile?
	τ	-1	1777.1	1/2	$2.956 \cdot 10^{-13}$ s

Limiti Diretti sulla Massa dei Neutrini

- ◆ **Decadimento del Trizio** (isotopo dell idrogeno)



- ◆ Se il neutrino ha massa nulla, l' energia cinetica massima dell' elettrone e' uguale al Q-value della reazione. Se la massa e' diversa da zero allora abbiamo una deviazione all' "end point" dello spettro di energia cinetica dell' elettrone.



- Direct limits on $m(\nu_\mu)$ from $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$
- Direct limits on $m(\nu_\tau)$ from $\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$
- Evidence that neutrinos are not mass less from ν -oscillations