

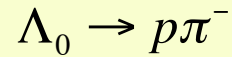
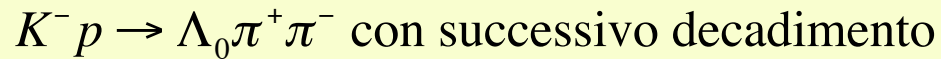
# Fisica Nucleare e Subnucleare II

## Lezioni n. 7, 8

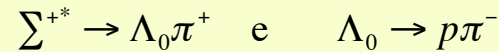
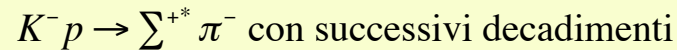
- Interazioni tra adroni a basse energie. Sezione d'urto per interazione forte.
  - Risonanze, formula di Breit-Wigner.
  - La risonanza  $\Delta$  e la fisica dei raggi cosmici di altissima energia
- **Interazioni di neutrini:**
  - introduzione storica
  - sviluppo della teoria delle interazioni deboli
  - introduzione del quark charm
  - meccanismo di GIM

# Le risonanze

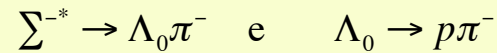
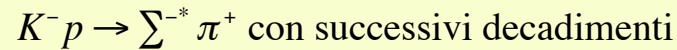
osservato in camera a bolle:



L'alta probabilità di verificarsi di questo evento ha fatto pensare che l'evento procedesse in questo modo:



ed anche:

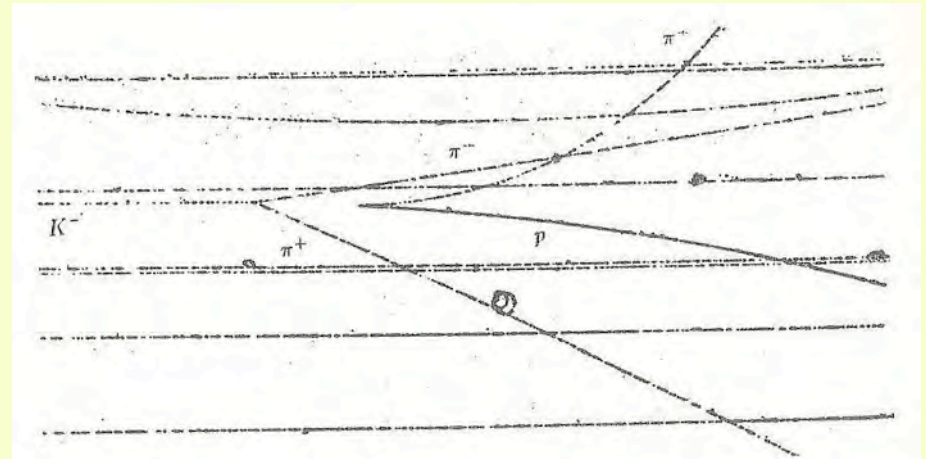


Raccolta una sufficiente statistica di eventi, misurando le variabili cinematiche delle particelle prodotte si è verificata l'ipotesi che lo stato  $\Lambda_0 \pi^+$ , oppure  $\Lambda_0 \pi^-$ , corrispondesse effettivamente ad una particella di massa definita. Ad esempio:

$$m^2_{\Lambda_0 \pi^+} = E^2_{\Lambda_0 \pi^+} - p^2_{\Lambda_0 \pi^+} = (E_{\Lambda_0} + E_{\pi^+})^2 - (\vec{p}_{\Lambda_0} + \vec{p}_{\pi^+})^2 =$$

$$E^2_{\Lambda_0} + E^2_{\pi^+} + 2E_{\Lambda_0} E_{\pi^+} - p^2_{\Lambda_0} - p^2_{\pi^+} - 2p_{\Lambda_0} p_{\pi^+} \cos \theta_{\Lambda \pi}$$

Con tanti eventi si può verificare come si distribuisce la quantità: massa invariante, in particolare si è trovato un modo (Dalitz) per evidenziare l'accumularsi di eventi con la stessa massa invariante



Interazione di un mesone  $K^-$  di 4.2 GeV/c in camera a bolle a idrogeno. Nell'interazione vengono prodotti due pioni carichi e la  $\Lambda^0$ , che poi decade in un protone e un pione negativo (da R.T.Van de Walle, Foto CERN, Ginevra).

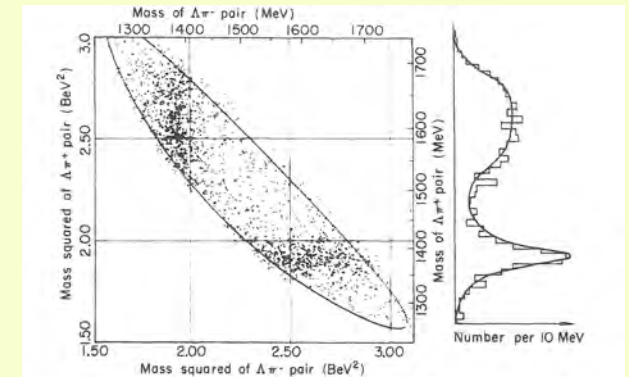
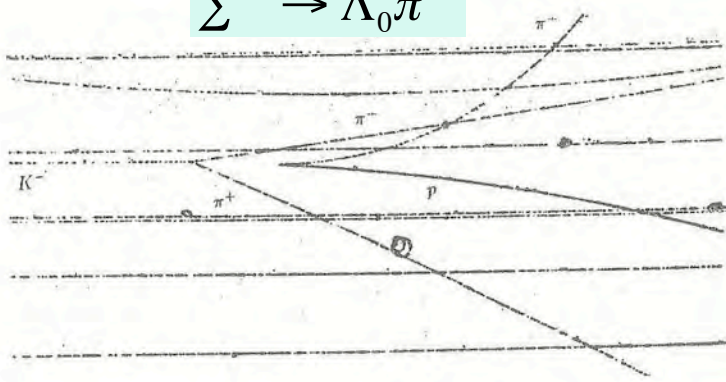
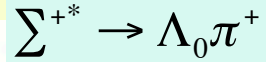
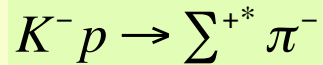


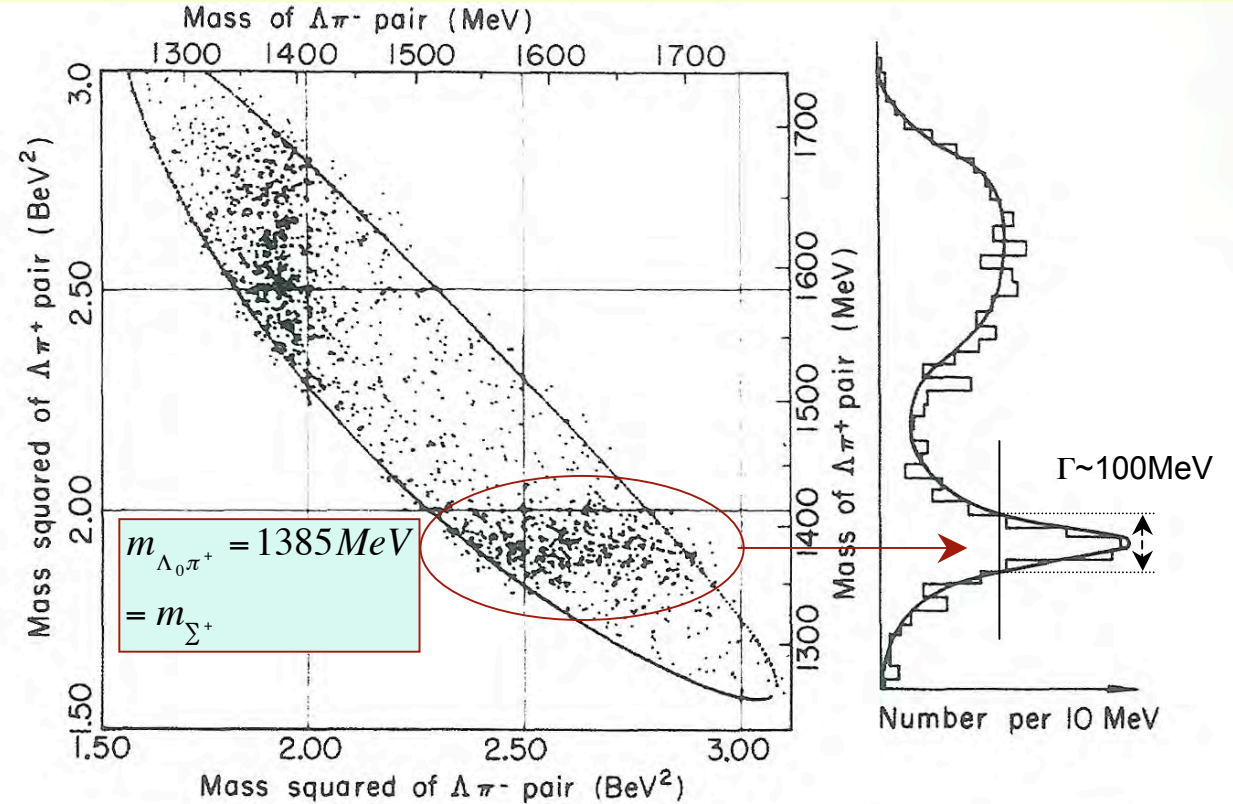
Diagramma bidimensionale (detto di Dalitz) degli eventi  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$  per  $K^-$  incidenti aventi impulso 1.22 GeV/c. Ogni evento è rappresentato con un punto. È mostrata anche, come proiezione lungo l'asse  $y$ , la distribuzione della massa invariante  $\Lambda^0 \pi^+$ : notare il picco a 1385 MeV e la struttura a circa 1600 MeV, che è una "riflessione" del picco in  $\Lambda \pi^-$  a massa 1385 MeV; la linea intera delimita lo spazio delle fasi, ossia la regione di valori permessa dalla conservazione dell'energia. [63S1]

Consideriamo ad es. il canale



Interazione di un mesone  $K^-$  di 4.2 GeV/c in camera a bolle a idrogeno. Nell'interazione vengono prodotti due pioni carichi e la  $\Lambda^0$ , che poi decade in un protone e un pione negativo (da R.T.Van de Walle, Foto CERN, Ginevra).

## Dalitz plot e "risonanze"



La  $\Sigma^+$  non è visibile in quanto decade in un tempo brevissimo  $\sim 10^{-23}s$ .

Tale vita media può essere stimata dalla "larghezza" del "picco"  $\Gamma \sim 100\text{MeV}$  utilizzando il principio di indeterminazione

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \frac{\hbar}{2} \Rightarrow \tau \cdot \Gamma \approx \hbar$$

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot s}{100 \text{ MeV}} = 6.6 \cdot 10^{-22} s$$

$$\tau \approx 10^{-23} s$$

Diagramma bidimensionale (detto di Dalitz) degli eventi  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$  per  $K^-$  incidenti aventi impulso 1.22 GeV/c. Ogni evento è rappresentato con un punto. È mostrata anche, come proiezione lungo l'asse  $y$ , la distribuzione della massa invariante  $\Lambda^0 \pi^+$ : notare il picco a 1385 MeV e la struttura a circa 1600 MeV, che è una "riflessione" del picco in  $\Lambda \pi^-$  a massa 1385 MeV; la linea intera delimita lo *spazio delle fasi*, ossia la regione di valori permessa dalla conservazione dell'energia. [63S1]

# Formula di Breit-Wigner per le risonanze (1)

Consideriamo ancora una interazione fra adroni (ad esempio  $K^- p$ ). La particella incidente (ad es.  $K^-$ ) è descritta da una funzione con lunghezza d'onda  $\lambda$  (De Broglie), l'altra particella sia in quiete. Al variare dell'energia del  $K^-$  incidente si può avere un notevole aumento della sezione d'urto  $\Rightarrow$  risonanza adronica. Tale "risonanza" (una particella prodotta) avrà valori definiti di **carica**, **momento angolare  $J$** , **parità**, **Isospin**, **vita media  $\tau$** , **massa** (=energia totale nel centro di massa corrispondente al massimo della  $\sigma$ ).

Immaginiamo che la risonanza  $R$  decada, dopo un tempo  $\tau$ , diffondendo le stesse particelle che l'hanno prodotta  $a+b \rightarrow R \rightarrow a'+b'$ .

La funzione d'onda che descrive  $R$  è data da

$$\psi(t) = e^{-\frac{t}{2\tau}} \psi(0) e^{-i\omega_R t}$$

decadimento

f. d'onda particella libera

dove  $\omega_R = \frac{E_R}{\hbar}$  ;  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$

La probabilità di trovare  $R$  all'istante  $t$  è data da

$$\psi^* \psi = \psi(0)^2 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{come già' aspettato}$$

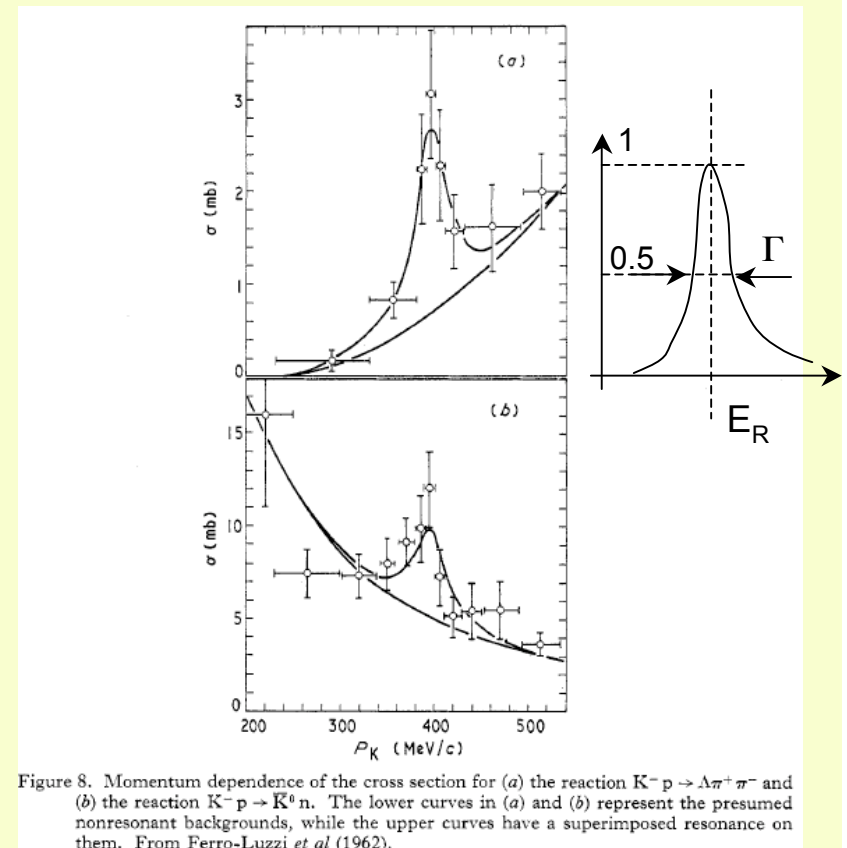
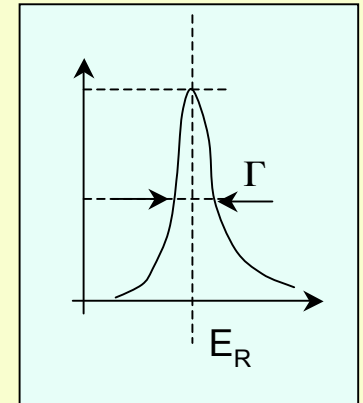


Figure 8. Momentum dependence of the cross section for (a) the reaction  $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$  and (b) the reaction  $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ . The lower curves in (a) and (b) represent the presumed nonresonant backgrounds, while the upper curves have a superimposed resonance on them. From Ferro-Luzzi *et al* (1962).

## Formula di Breit-Wigner per le risonanze (2)

Per definire la forma della curva “a campana” che descrive l’andamento in energia della risonanza possiamo ricordare che possiamo ottenere la dipendenza in energia facendo la trasformata di Fourier della espressione che descrive l’andamento nel tempo della probabilità di sopravvivenza di **R**, cioè

$$\chi(E) = \int \psi(t) e^{iEt} dt = \psi(0) \int e^{-\left[\frac{1}{\Gamma/2} + iE_R - iE\right]t} dt = \frac{K}{(E_R - E) - i\Gamma/2}$$



La sezione d’urto, per  $a+b \rightarrow R \rightarrow a'+b'$ , funzione di  $E$ , dipende dalla probabilità di trovare **R** nello stato di energia  $E$ , calcolabile con il modulo quadro di  $\chi(E)$ :

$$\sigma(E) = \sigma_0 \chi^*(E) \chi(E) = \sigma_0 \frac{K^2}{(E_R - E)^2 + \Gamma^2/4} \quad ; \quad \text{con} \quad \sigma_0 = \pi(2\hat{\lambda})^2 = 4\pi\hat{\lambda}^2$$

Confrontando la formula con la “curva a campana” e definendo  $\sigma_0$  come legato al valore della sezione d’urto per  $E=E_R$  si ottiene  $K=\Gamma/2$ . Il valore di  $\sigma_0$  è legato alla energia (lunghezza d’onda) della particella incidente. Quindi la forma della Breit-Wigner è data da

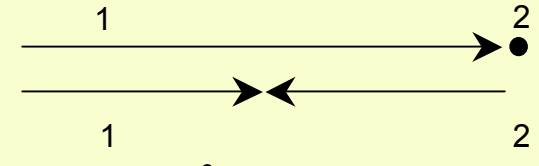
$$\sigma(E) = 4\pi\hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma^2/4}{[(E - E_{ris})^2 + \Gamma^2/4]} \quad \text{o meglio} \quad \sigma(E) = 4\pi\hat{\lambda}^2 \frac{(2J+1)}{(2s_a+1)(2s_b+1)} \frac{\Gamma^2/4}{[(E - E_{ris})^2 + \Gamma^2/4]}$$

se **J** è il momento angolare della risonanza,  $s_a$  ed  $s_b$  gli spin delle particelle collidenti **a**, **b**



# Richiami di cinematica relativistica

Siano  $p_1^* = (E_1^*, \vec{p})$  e  $p_2^* = (E_2^*, \vec{p})$  i quadrimpulsi di due particelle nel S.R. del c.d.m. .



Invariante relativistico= modulo quadro del quadrivettore:  $(p_1^*)^2 = E_1^* - \vec{p}_1^2 = m_1^2$

Per il sistema di due particelle un invariante è

$$s = (p_1^* + p_2^*)^2 = (E_1^* + E_2^*, \vec{p} - \vec{p})^2 \quad \text{da cui} \quad \sqrt{s} = E_{CM} = (E_1^* + E_2^*)$$

Per un collider con particelle identiche (ad esempio  $m_1 = m_2 = m_p$ ) si ha  $E_1^* = E_2^*$

Supponiamo che la reazione sia  $pp \rightarrow pp \pi^0$

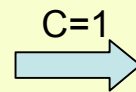
Ricordando che  $E_1^* = m_1 + T_1^{CM}$  l'energia nel c.d.m.  $\sqrt{s} = E_{CM} = 2T^{CM} + 2m_p$

ed affinché la reazione avvenga deve essere  $s_{soglia} = (2m_p + m_{\pi^0})^2$  quindi

deve essere  $\sqrt{s_{soglia}} = 2m_p + m_{\pi^0} = 2T_{soglia}^{CM} + 2m_p$  da cui si ottiene:

$$T_{soglia}^{CM} = \frac{m_{\pi^0}}{2} = 67.5 \text{ MeV}$$

$$\begin{aligned} \vec{p} &= m_0 \vec{v} \gamma \\ T &= (\gamma - 1) m_0 c^2 \\ E_{massa} &= m_0 c^2 \\ E_{tot} &= T + E_{massa} = \gamma m_0 c^2 = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \vec{p} &= m_0 \vec{v} \\ T &= (\gamma - 1) m_0 c \\ E_{massa} &= m_0 \\ E_{tot} &= T + E_{massa} = \gamma m_0 = \sqrt{p^2 + m_0^2} \end{aligned}$$

## ... e nel S.R. del laboratorio

Siano ora  $p_1 = (E_1, \vec{p}_1)$  e  $p_2 = (m_2, 0)$  i quadrimpulsi dei due protoni nel S.R. del laboratorio  $s = (E_1 + m_2)^2 - (\vec{p}_1 + 0)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2$

$$E_1 = m_1 + T_1^{lab} \Rightarrow s = (m_1 + m_2)^2 + 2T_1^{lab}m_2 = 4m_p^2 + 2T_1^{lab}m_p$$

Da ciò segue:

$$T_{soglia}^{lab} = (s_{soglia} - 4m_p^2) / 2m_p \quad \text{e quindi essendo} \quad s_{soglia} = (2m_p + m_{\pi^0})^2$$

$$T_{soglia}^{lab} = \left( (2m_p + m_{\pi^0})^2 - 4m_p^2 \right) / 2m_p = 280 \text{ MeV}$$

# La risonanza $\Delta^{++}$

A bassa energia nell'interazione  $\pi^+p$  si nota un grande aumento della sezione d'urto per  $T_{lab,\pi^+}=191$  MeV corrispondente all'energia totale nel C.M.:  $E_{CM}=1232$  MeV.

La larghezza a metà altezza del picco (risonanza) è  $\Gamma \sim 120$  MeV.

Si tratta della reazione:  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}$

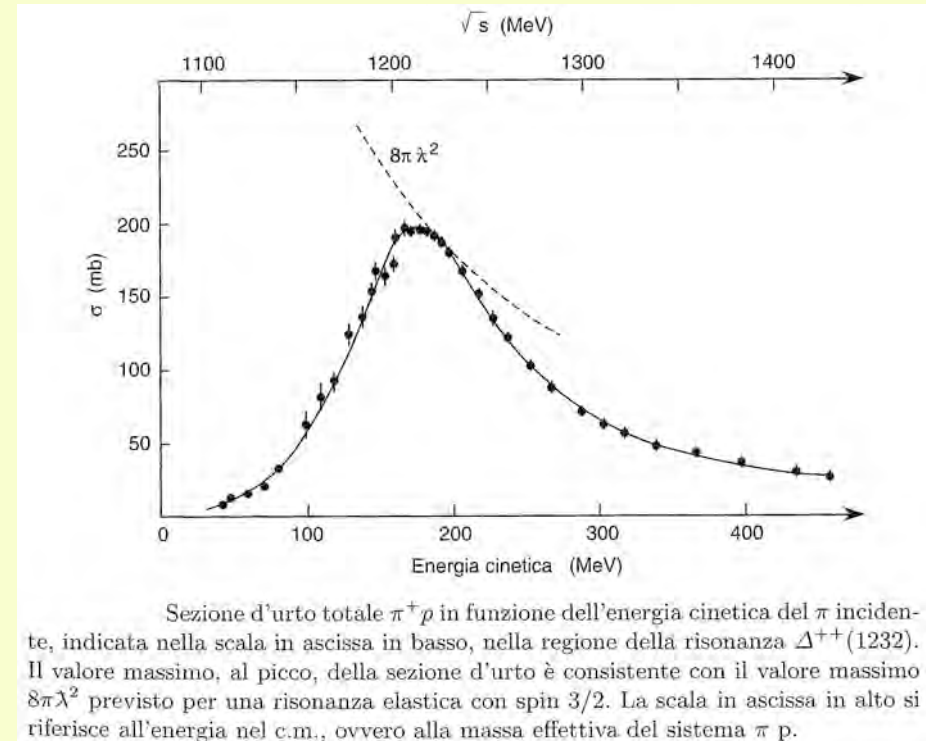
- Numero barionico  $B=+1$
- Isospin totale  $I=3/2$
- Momento angolare totale  $J=3/2$  (onda P del sistema  $\pi^+p$ ).

Si nota che la reazione ha il massimo di sezione d'urto quando  $p_{\pi,lab}=300$  MeV/c

$$E_{\pi,lab} = \sqrt{p_{\pi}^2 + m_{\pi}^2} = \sqrt{300^2 + 139.6^2} = 330.9 \text{ MeV} \Rightarrow T_{\pi,lab} = E_{\pi,lab} - m_{\pi} = 191.3 \text{ MeV}$$

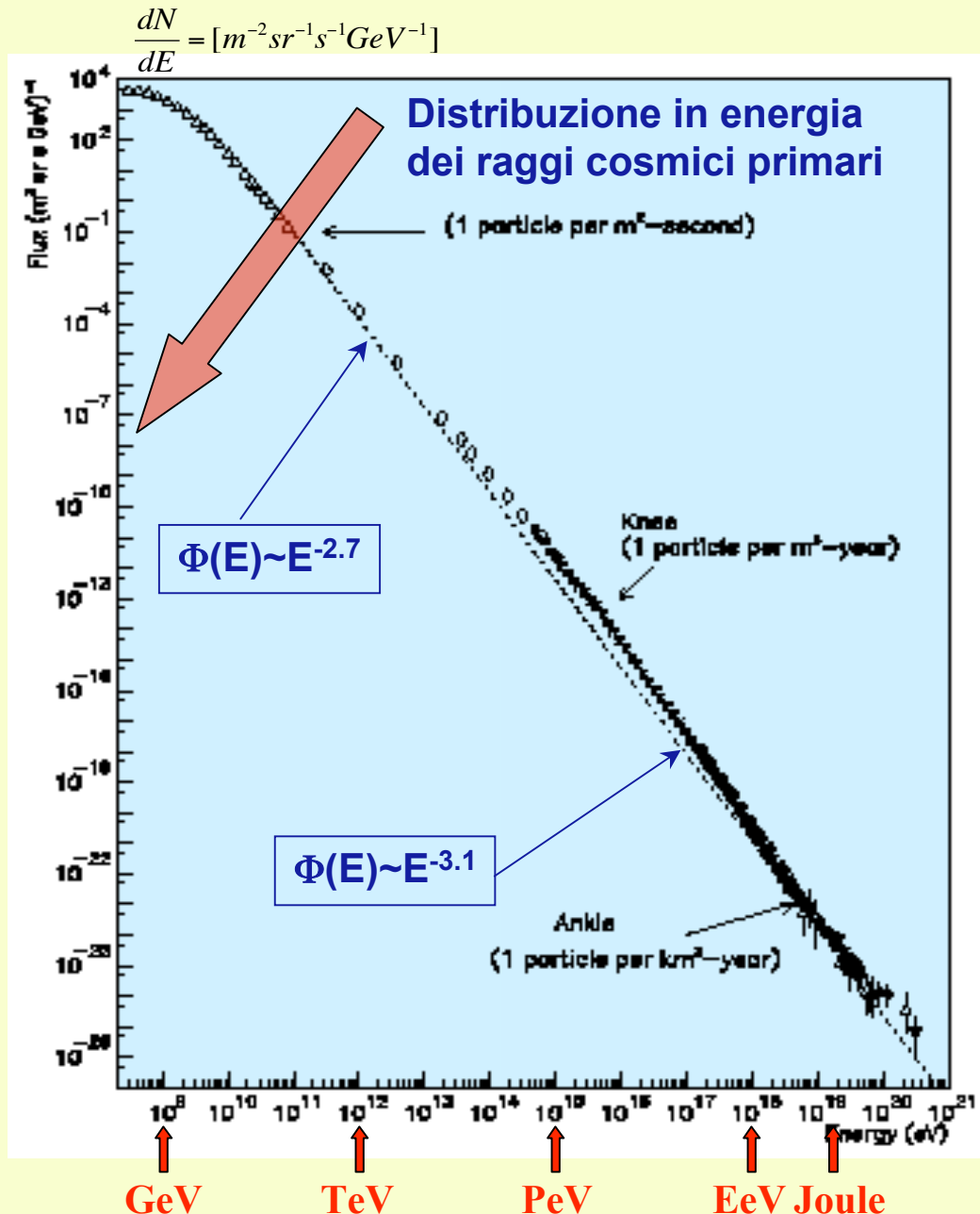
$$s = (m_{\pi^+} + m_p)^2 + 2T_{\pi^+}^{lab} m_p = (.938 + .938)^2 + 2 \cdot .1913 \cdot .938 = 1.52 \text{ GeV}^2$$

$$\sqrt{s} = m_{\Delta^{++}} = 1.232 \text{ GeV}$$





# La risonanza $\Delta$ e la fisica dei raggi cosmici



- $\sim 1000$  particelle/(s·m<sup>2</sup>)
- nuclei ionizzati:
  - 90% protoni
  - 9% particelle  $\alpha$
  - nuclei più pesanti
- quale e l'origine dei raggi cosmici ?
  - nel sistema solare ? una piccola quantità associata a fenomeni violenti nel Sole e caratterizzata da grande variabilità temporale
  - nella galassia: la maggior parte. Si nota anche una anticorrelazione con intense attività solari
  - extragalattica: la parte più energetica dello spettro

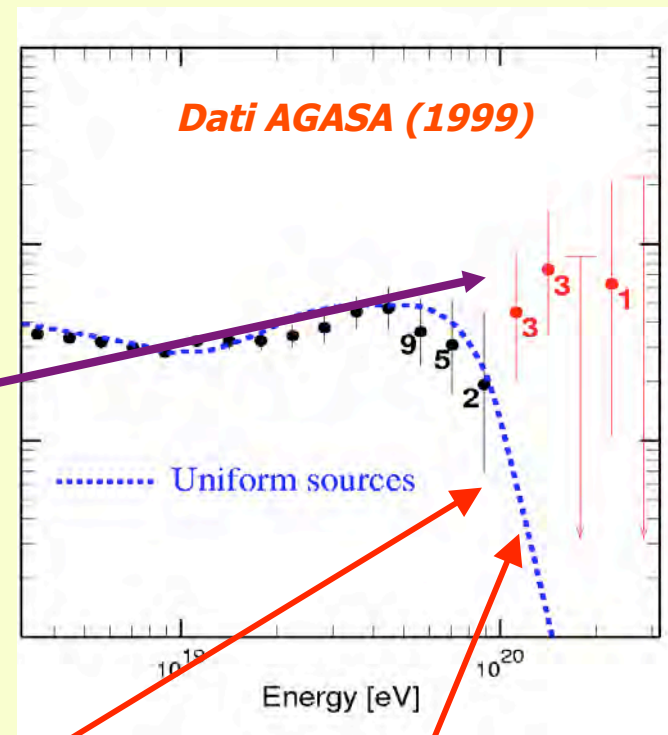
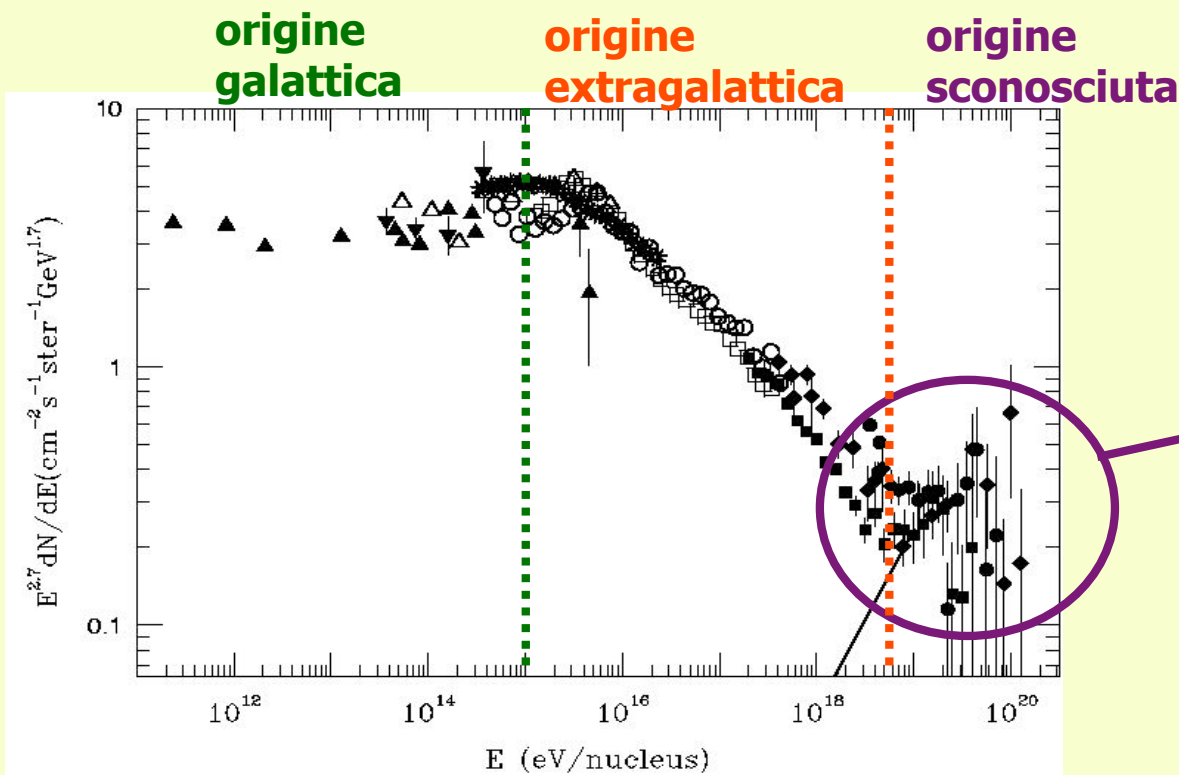
La  $\Delta$  può essere prodotta risonante ed “a soglia” anche da raggi cosmici di altissima energia incidenti su particelle (p o anche  $\gamma$ ) di bassissima energia presenti nello spazio intergalattico.

Ad esempio protoni di altissima energia possono interagire con  $\gamma$  della radiazione cosmica a micro-onde (Cosmic Microwave Background Radiation)

# Quali energie nei raggi cosmici ??

- Osservati protoni e gamma di altissima energia

$10^{20}$  eV  $\approx$  17 Joules



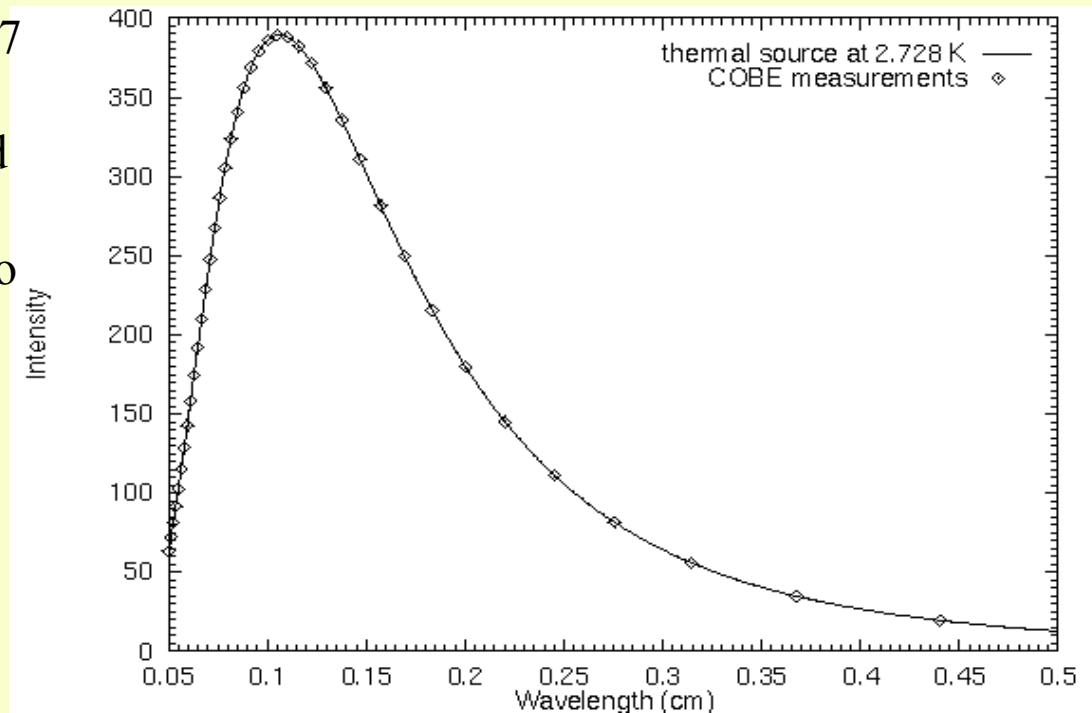
Raggi cosmici: protoni, altre particelle cariche, radiazione elettromagnetica, neutrini

Cut-off aspettato dovuto all'effetto GZK

Cosa succede a queste energie ?? I raggi cosmici primari si propagano nel mezzo interstellare in cui è presente la "radiazione di fondo a micro-onde" e materia rarefatta.

# General Properties of the CMBR

- The radiation has very low temperature:  $T \sim 2.7$  Kelvins.
- The spectrum of the radiation is well-described by a blackbody spectrum.
- The radiation is isotropic, i.e., it is very close to the same temperature all across the sky
- Temperature differences of  $< 0.004\%$  on angular scales of 7 degrees (excluding a well-known  $0.12\%$  variation known as the dipole anisotropy).
- The temperature over the sky, although very smooth does exhibit structure.



**Per  $T = 2.725$  K (present day CBR temperature)**

$$kT = (8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}) \cdot 2.725 \text{ K} = 2.35 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$$

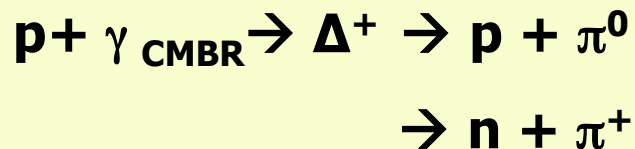
**But:**  $E_{\text{peak}} = 2.70 * k * 2.725 = 6.34 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$

$$E_{\text{mean}} = 2.82 * k * 2.725 = 6.62 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$$

**Assumiamo per i fotoni più energetici  $E_{\gamma} \sim 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$**

# The Greisen – Zatsepin - K'uzmin (GZK) cutoff

## Nucleons propagation in the Universe:

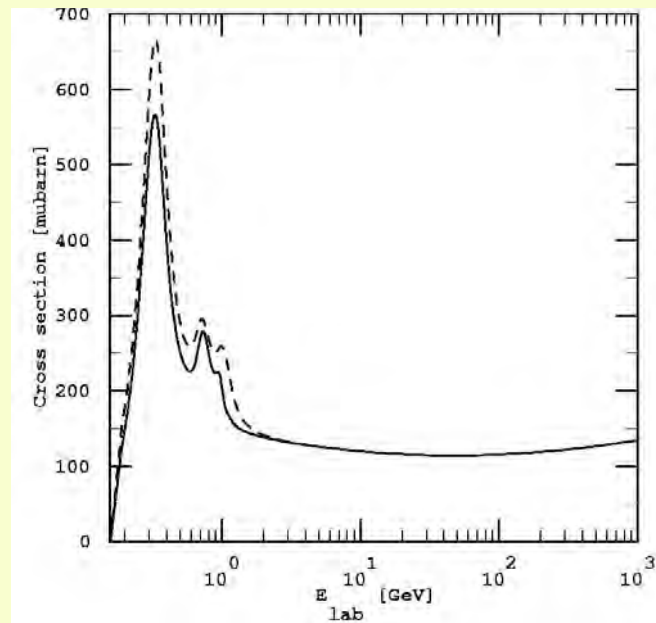


Per  $T = 2.725 \text{ K}$  (present day CMBR temperature)

$\langle E_{\text{CMBR}} \rangle \approx 6.62 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ , invece di prendere  $\langle E_{\text{CMBR}} \rangle$

consideriamo fotoni CMBR più energetici :

$$E_{\gamma} \sim 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$



$s_{out} = (m_p + m_{\pi})^2$   $\Leftarrow$  immaginiamo cioè la produzione "a soglia" con particelle ferme

$$s_{in} = (E_p + E_{\text{CMBR}})^2 - (\vec{p}_p + \vec{q}_{\text{CMBR}})^2 = E_p^2 + E_{\text{CMBR}}^2 + 2E_p E_{\text{CMBR}} - p_p^2 - q_{\text{CMBR}}^2 - 2|\vec{p}_p| \cdot |\vec{q}_{\text{CMBR}}| \cos(\theta)$$

$$s_{in} = E_p^2 - p_p^2 + 2E_p E_{\text{CMBR}} - 2|\vec{p}_p| \cdot |\vec{q}_{\text{CMBR}}| \cos(\theta) \approx m_p^2 + 2E_p E_{\text{CMBR}} (1 - \cos(\theta))$$

la condizione di produzione della risonanza  $\Delta^+$  richiede  $s_{in} \geq (m_p + m_{\pi})^2$

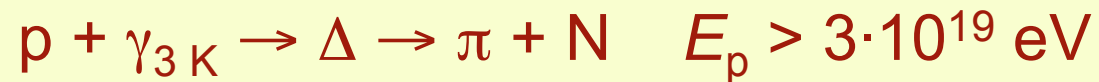
$$m_p^2 + 2E_p E_{\text{CMBR}} (1 - \cos(\theta)) \geq m_p^2 + m_{\pi}^2 + 2m_p m_{\pi} \quad \text{per } \theta = \pi \Rightarrow 1 - \cos(\theta) = 2$$

$$E_p \geq \frac{2m_p m_{\pi} + m_{\pi}^2}{4E_{\text{CMBR}}} = \frac{2 \cdot 938 \cdot 10^6 \cdot 140 \cdot 10^6 + (140 \cdot 10^6)^2}{4 \cdot 1.4 \cdot 10^{-3}} \approx 5.0 \cdot 10^{19} \text{ eV} = 50 \text{ EeV} \sim 8 \text{ J}$$

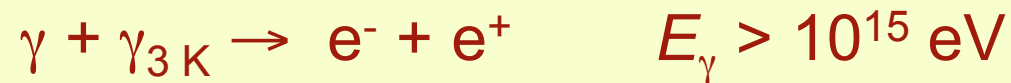
# Greisen Zatsepin Kuzmin effect

Particles lose energy on background particles

- protons



- photons



- neutrinos



# Interazioni deboli - Neutrini

1896 Becquerel  $\Rightarrow$  prima osservazione di un processo debole ( $\beta$  decay) - Neppure la struttura dell'atomo era nota

1911 Rutherford  $\Rightarrow$  esistenza del

1914 Chadwick  $\beta$  spectrum <sup>nucleo</sup>  $\rightarrow$  continuo!

1931 dopo la scoperta del neutrone Heisenberg  $\Rightarrow$  nucleo = neutroni + protoni

- come mai elettroni emessi da nuclei radioattivi?
- come mai il loro spettro di emissione era continuo?

1933 Pauli suggerì che assieme all'elettrone venisse emessa una particella con

- carica elettrica nulla
- massa  $\leq m_e$

tale da bilanciare energia ed impulso

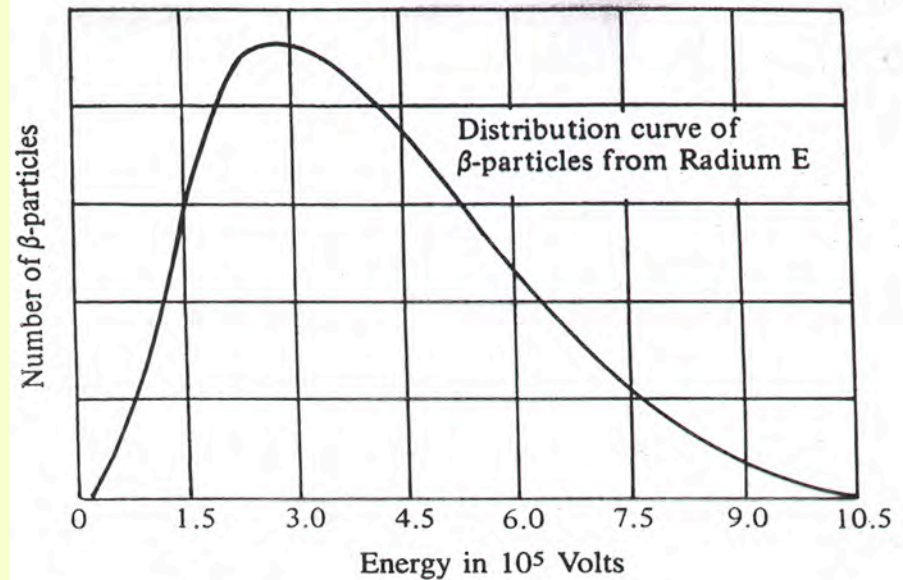


Fig. 1 Continuous beta spectrum of RaE.

1914 J. Chadwick osservò uno spettro di energie continuo per elettroni emessi da nuclei radioattivi

J. Chadwick, Verb. d. deutschen Phys. Ges. 16 (1914) 383

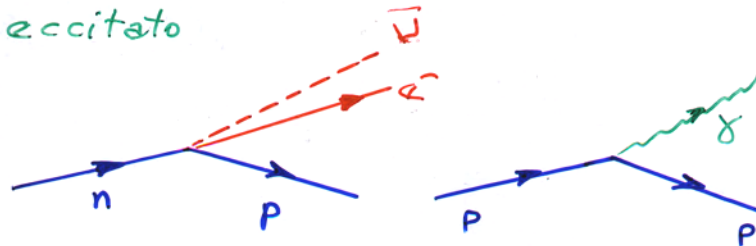
prima evidenza per  
 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$



# Fermi ed il decadimento $\beta$

1933 Fermi applicò la meccanica quantistica a tale problema assumendo che elettrone e neutrino fossero creati nel decadimento  $\beta$

Emissione di particelle leggere analoga alla emissione di radiazione e.m. da un nucleo eccitato



Fermi

$$G [\bar{u}(n) \gamma_\mu u(p)] [\bar{u}_e \gamma_\mu u_\nu]$$

$G$ : cost. accopp. debole  
 $\approx 10^{-5} M_p^{-2}$

- interazione "locale"  
 cioè i campi che descrivono i 4 fermioni interagiscono nello stesso punto dello "spazio tempo"

QED:

$$\bar{u}(p') \gamma_\mu u(p) A_\mu$$

- corrente "di protone" 4-vettore
- $u(p)$  = spinore di Dirac
- $A_\mu$  il 4-potenziale e.m.

# Prima evidenza sperimentale di interazioni di neutrini

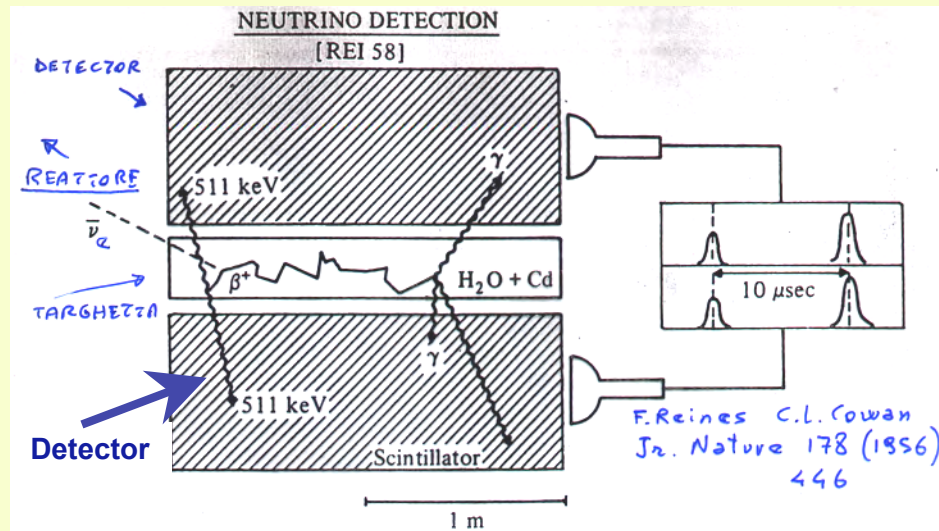


Fig. 5 Experimental setup for the detection of antineutrinos according to [REI 58].

1956 F. Reines e C.L. Cowan

hanno la prima indicazione di una

interazione di neutrino

facendo interagire  $\bar{\nu}_e$

prodotti da un reattore nucleare

$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  INVERSE  $\beta$  DECAY



La stima della sezione d'urto della reazione fu  $6.3 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \pm 25\%$  per neutrino !!

# Prime evidenze delle proprietà delle interazioni deboli

1959

Non conservazione della  
parità



DALLE MISURE  
(spettro di  
Michel con  
parametro  $\rho = \frac{3}{4}$ )  
int. Ved A



DALLA DIREZIONE  
dell'elettrone  
dal  $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$   
→ interazione  
del tipo Ved A

1959

INTERAZIONI  
DEBOLI !!!

$$\sigma_{\nu, N} \approx (0.94 \pm 0.12) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$$

⇒ Bassissima probabilità di  
interazione (da confrontare  
con  $\sigma_{\pi, N} \approx 10^{-26} \text{ cm}^2$  a  $E_{\pi} \approx 1 \text{ GeV}/c$ ,  
oggi sappiamo  $\sigma_{\nu, N} \approx 10^{-38} \text{ cm}^2$ ) <sub>$E_{\nu} = 1 \text{ GeV}$</sub>

⇒ UNO STUDIO DELLE PROPRIETÀ DELLE  
INTERAZIONI DI  $\nu, \bar{\nu}$  RICHIEDE  
SORGENTI INTENSE, RIVELATORI "PESANTI"

# Simmetrie e leggi di conservazione

Le leggi di conservaz. della fisica classica (energia, quantità di moto, momento angolare) sono conseguenza del fatto che le interazioni risultano invarianti rispetto alle quantità e quelle canonicamente coniugate (tempo, spazio, angoli).

⇒ Le leggi fisiche sono indipendenti dal tempo, dalla collocazione spaziali e dalle angolazioni secondo le quali possono venire analizzate

IN MECCANICA QUANTISTICA NON RELATIVISTICA:

SIMMETRIA PER RIFLESSIONE

Un sistema può essere caratterizzato da una funzione d'onda. Applichiamo una riflessione spaziale

⇒ se  $\Psi$  cambia segno ⇒ Parità negativa

⇒ se  $\Psi$  non cambia segno ⇒ Parità positiva

Ad esempio la  $\Psi(x)$  = funzione d'onda spaziale di uno stato legato di momento angolare  $l\hbar$  ha parità  $P = (-1)^l$

Se le leggi hanno simmetria "destra-sinistra" sono invarianti per riflessione spaziale  $\mathcal{P}$  e  $P$  = numero quantico SI CONSERVA

# L'elicità

Per caratterizzare lo spin delle particelle  $e^-$  stata introdotta l'elicità

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{P}}{|\vec{S}| |\vec{P}|}$$

particelle con spin concorde all'impulso  $h=+1$   
 " " " antiparallelo con l'impulso  $h=-1$

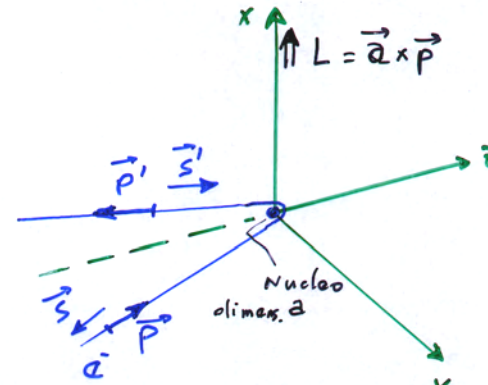
Nel caso di elettroni con  $\beta=1$  l'elicità  $h$  si deve conservare

Cio' significa che la proiezione di  $\vec{S}$  lungo  $\hat{z}$

dovrebbe cambiar segno quando (se) la particella viene diffusa a  $180^\circ$

$\Rightarrow$  cio' e' impossibile se il bersaglio non e' dotato di spin in quanto violerebbe la conservaz. del mom. angolare

Nel limite  $\beta \rightarrow 1$  la diffusione a  $180^\circ$  e' soppressa. Se il bersaglio ha spin allora puo' assorbire una variazione di momento angolare ....



# Chiralità per neutrini

In meccanica quantistica relativistica le particelle di spin  $1/2$  sono descritte dalla equazione di Dirac

Per fermioni non massivi (neutrini) questa equazione ha due possibili soluzioni che corrispondono a stati di chiralità destrorsa (positiva) o levorsa (negativa)



NEUTRINO  $H = -1$

autostati con chiralità levorsa



ANTINEUTRINO  $H = +1$

autostati con chiralità destrorsa

Questa descrizione è invariante relativistica trasformando da un S.R. ad un altro S.R. (necessariamente con  $v < c$ ) non è possibile cambiare il segno della elicità

In genere quindi se  $u$ ,  $\bar{u}$  sono gli spinori di Dirac che rappresentano i fermioni (quarks, neutrini) interagenti si può scrivere con OPERATORE LINEARE  $\bar{u} O u$  SPINORE le interazioni che trasformano  $\bar{u}$  in  $u$



# Violazione di parità nelle interazioni deboli

Una caratteristica delle interazioni deboli è la violazione della parità

⇒ PROCESSI INT. DEBOLLE NON SONO INVARIANTI PER INVERSIONE SPAZIALE

⇒ L'elicità

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{P}}{|\vec{S}| |\vec{P}|}$$

↑ VETTORE ASSIALE  
↑ VETTORE POLARE  
cambia per inversione spaziale

SOTTO TRASF. DI INVERSIONE SPAZIALE

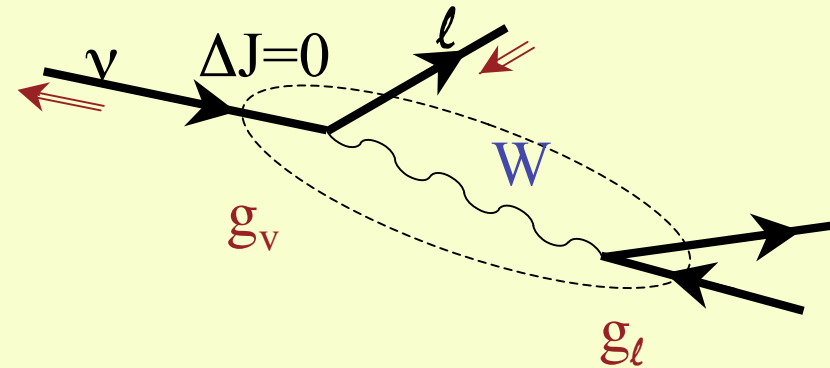
- L'orientazione dello spin si conserva
- L'orientazione dell'impulso si inverte

⇒ L'elicità si comporta come uno "pseudoscalare" ⇔ CAMBIA SEGNO QUANDO SI APPLICA L'OPERATORE DI PARITÀ

# Interazioni deboli con scambio di "Corrente Carica"

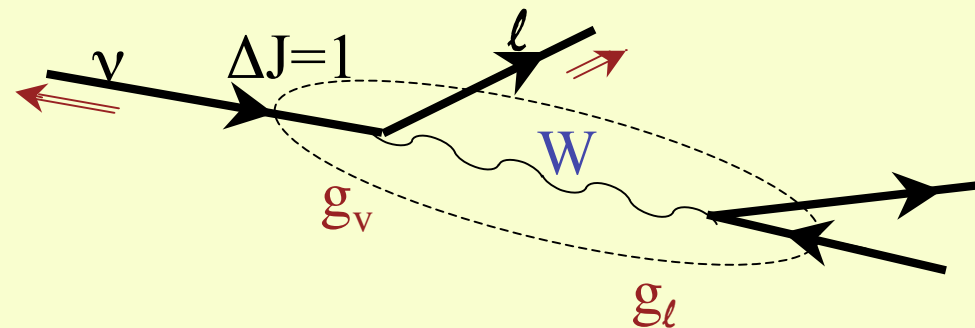
Transizione "di Fermi", il W trasferisce quadrimpulso (trasporta impulso) ma non trasporta momento angolare:  $\Delta J=0$ , l'elicità del neutrino entrante e del leptone uscente (la proiezione dello spin sull'impulso) rimane inalterata

**Accoppiamento di tipo  
vettoriale "V"**



Transizione "di Gamov-Teller", il W trasferisce quadrimpulso (trasporta impulso) e trasporta anche momento angolare:  $\Delta J=1$ , l'elicità del leptone uscente (la proiezione dello spin sull'impulso) è opposta rispetto a quella del neutrino entrante

**Accoppiamento di tipo  
assiale "A"**



# La struttura di Lorentz delle correnti deboli

FERMI  $\Rightarrow$  CORRENTI DEBOLI = CORRENTI E.M.

$\Rightarrow$  puri vettori

$$\bar{u} \gamma_\mu u$$

(cioè la corrente si trasforma come un vettore sotto trasformazioni di Lorentz)

IN GENERALE partendo dagli spinori di DIRAC che rappresentano i fermioni interagenti si possono 'costruire' altri tipi di interazione

$$\bar{u} O_i u$$

$\hookrightarrow$  operatore lineare  
matrice  $4 \times 4$  nello spazio degli spinori di DIRAC

$$\begin{array}{l}
 16 \\
 \text{INDIP.} \\
 \text{OPERAT.} \\
 \text{LINEARI}
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{ll}
 O_S = 1 & \text{SCALARE} \\
 O_V = \gamma_\mu & \text{VETTORE} \\
 O_T = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) & \text{TENSORE} \\
 O_A = i \gamma_5 \gamma_\mu & \text{VETTORE ASSIALE} \\
 & (\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4) \\
 O_P = \gamma_5 & \text{PSEUDO SCALARE}
 \end{array}
 \right.$$

# 1962 - Due diversi tipi di neutrini !

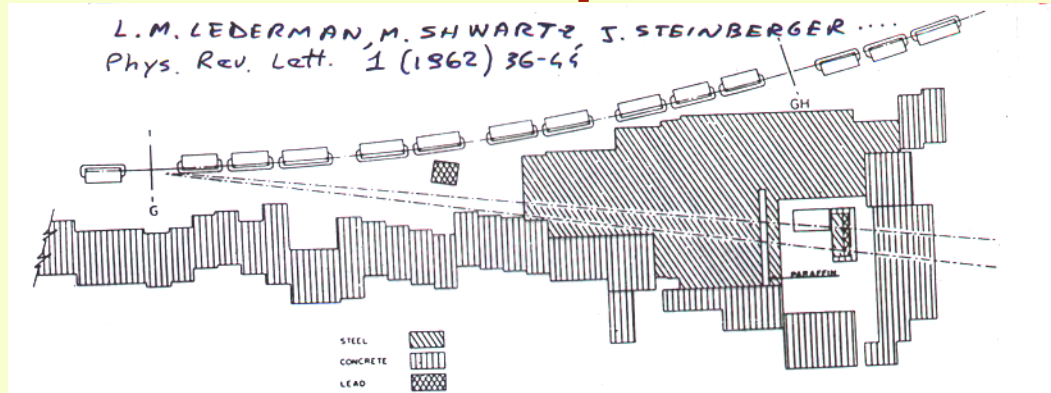
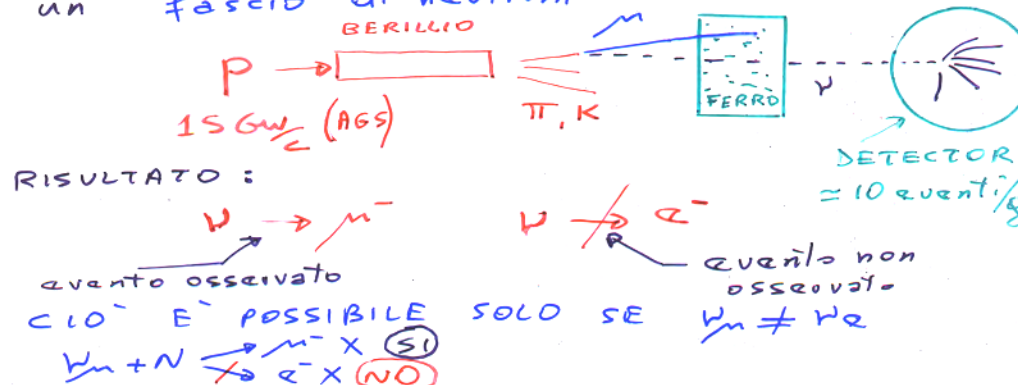


Fig. 1 Plan view of AGS neutrino experiment.

Nel 1960 Lee & Jang e Yamaguchi, Cabibbo, Gatto avevano calcolato

$$\sigma \left( \begin{array}{l} \nu + n \rightarrow p + e^- \\ \bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \\ \nu + n \rightarrow p + \mu^- \\ \bar{\nu} + p \rightarrow n + \mu^+ \end{array} \right) \approx 10^{-38} \text{ cm}^2 \sim 1 \text{ GeV}$$

Pontecorvo (1958) e Schwartz (1960) avevano proposto uno schema per realizzare un "fascio di neutrini"



Si può descrivere il decadimento debole di adroni in termini di "trasformazione" di uno dei quarks costituenti mentre gli altri rimangono "spettatori".

Ad esempio

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad (ud)d \rightarrow u \bar{u} \bar{\nu}_e (ud)$$

$$\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad (ud)s \rightarrow u \bar{u} \bar{\nu}_e (ud)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e \quad (dd)s \rightarrow u \bar{u} \bar{\nu}_e (dd)$$

Cabibbo, nel 1963, aveva proposto il seguente modello:

"gli stati  $d$  ed  $s$  sono "mescolati" da un parametro di rotazione"

Tale parametro divenne noto come l'angolo di Cabibbo  $\theta_c$

$$\text{doppetto} \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}$$

Le transizioni  $u \leftrightarrow d$  proporzionali a  $\cos^2 \theta_c$   
 " "  $u \leftrightarrow s$  " "  $\sin^2 \theta_c$

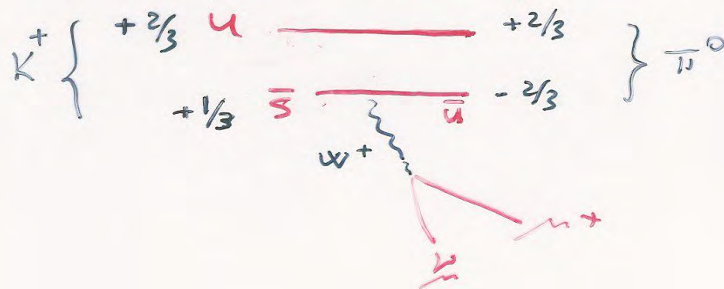
$\theta_c \sim 0.23$  radianti  $\leftrightarrow$  transizioni  $u \leftrightarrow s$  sfavorite

Non sono stati osservati processi di "corrente neutra" (mediati da  $Z^0$ ) in cui avvenga un cambio di "strezza".  
 Cioè per correnti neutre  $\Delta S = 0!$

I processi  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ ,  
 $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

sono fortemente soppressi rispetto a processi analoghi mediati da interazioni di "corrente carica"

ad esempio  $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$



sperimentalmente  $\frac{K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}}{K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu} < 10^{-5}$   $\Delta S = 1$

e ancora  $\frac{K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-}{K_L^0 \rightarrow \pi \pi} \sim (9.1 \pm 2) \cdot 10^{-9}$   $\Delta S = 1$

Bisognava giustificare la soppressione di transizioni  $\Delta S = 1$  in "correnti neutre"



Con il doppietto di quarks  $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}$

il termine più generale per descrivere un accoppiamento (interazione) di corrente neutra è

$$u \bar{u} + \underbrace{(d \bar{d} \cos^2 \theta_c + s \bar{s} \sin^2 \theta_c)}_{\Delta S=0} + \underbrace{(s \bar{d} + \bar{s} d) \sin \theta_c \cos \theta_c}_{\Delta S=1}$$

La proposta di G. I. M. fu di "cancellare" il termine responsabile di  $\Delta S=1$  aggiungendo un ulteriore termine alla prob. di interazione. Tale termine nuovo deriva dalla esistenza di un nuovo quark, il "charm". Si hanno così due doppietti:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s \cos \theta_c - d \sin \theta_c \end{pmatrix}$$

In questo modo si aggiungono termini extra alla prob. di int. di corrente neutra che diventa

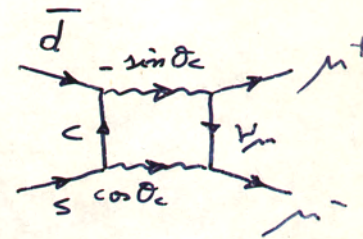
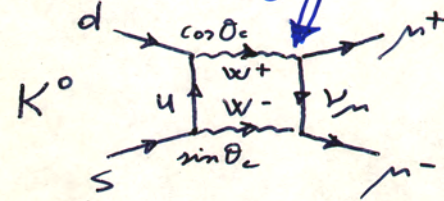
$$u \bar{u} + c \bar{c} + \underbrace{(d \bar{d} \cos^2 \theta_c + s \bar{s} \cos^2 \theta_c)}_{\Delta S=0} + \underbrace{(s \bar{s} + d \bar{d}) \sin^2 \theta_c + (s \bar{d} + \bar{s} d - s \bar{d} - \bar{s} d) \sin \theta_c \cos \theta_c}_{\substack{\Delta S=1 \\ \text{cancellato!} \\ \equiv 0}}$$

# Il "meccanismo di Glashow Iliopoulos Maiani"

nel M.S. la corrente

$$u \gamma_\mu (1 + \gamma_5) (d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)$$

permette il grafico



che darebbe luogo ad una rete  
molto più alta di quella osservata  
 $\simeq$  alla rete  $K^{\pm} \rightarrow \pi \nu$

Fra l'altro sarebbe una interazione  
 $\Delta S \neq 0$

Glashow, Iliopoulos, Maiani (1970)

$\Rightarrow$  introducendo un nuovo quark  
(il quarto nel 1970!) con  
carica  $+\frac{2}{3}$  si potrebbe cancellare  
(almeno parzialmente) il  
primo processo

$$c \gamma_\mu (1 + \gamma_5) (s \cdot \cos \theta_c - d \sin \theta_c)$$

nel 1970 fu anche possibile prevedere  
 $m_c \approx$  qualche GeV